Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 1, с. 47 – 52 © 2017 г. 10 января

Аксионоподобные частицы и распространение гамма-излучения на астрономические расстояния

С. В. Троицкий[1)]

Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Росссия

Поступила в редакцию 31 октября 2016 г.

В этом мини-обзоре рассматриваются возможные проявления смешивания между аксионоподобными частицами (ALP) и высокоэнергичными фотонами, распространяющимися на астрономические расстояния. Обсуждаются свидетельства в пользу аномальной прозрачности Вселенной для гамма-излучения, полученные на основе наблюдений ансамблей далеких гамма-источников. Представлен общий формализм, описывающий смешивание ALP с фотонами; объяснено, как с помощью этого механизма можно избавиться от обнаруженной аномалии. Представлены значения параметров ALP, при которых такое решение возможно. Обсуждаются пути будущей проверки этого решения и перспективы открытия обсуждаемой частицы.

DOI: 10.7868/S0370274X1701012X

1. Введение. Аксион – гипотетическая псевдоскалярная частица, взаимодействующая с глюонами, предложенная для решения CP-проблемы квантовой хромодинамики [1–3]. Характерным свойством аксиона является его взаимодействие с двумя фотонами, на котором основаны различные варианты поиска аксионов как в лабораторных экспериментах, так и в астрофизике. В различных моделях аксиона масса псевдоскаляра m связана с двухфотонной константой связи $g_{a\gamma\gamma}$ соотношением

$$\frac{g_{a\gamma\gamma}}{10^{-10}\ \text{ГэВ}^{-1}} = C\frac{m}{1\ \text{эВ}}, \qquad (1)$$

где C – постоянная порядка единицы. Предложить аксионное решение сильной CP-проблемы в моделях, где не выполняется соотношение (1), крайне нетривиально (см., однако, [4–6]). В то же время легкие псевдоскаляры, параметры которых не удовлетворяют соотношению (1), возникают в самых разных расширениях Стандартной модели физики элементарных частиц (см., напр., обзор [7]). Такие частицы называются аксионоподобными (axion-like particle, ALP). При определенных параметрах их взаимодействий они могут составлять темную материю или некоторую ее часть [8]. Как мы увидим далее, на существование такой частицы с определенными значениями параметров указывает ряд недавних астрономических наблюдений.

2. Аномальная прозрачность Вселенной. Благодаря взаимодействия ALP с фотонами, во внешнем магнитном поле могут происходить их взаимные превращения (количественное описание этого процесса приведено в разделе 3). Поскольку все взаимодействия ALP очень слабы, эта частица свободно проникает через среды, непрозрачные для фотонов. Такой механизм позволяет искать аксионы и ALP в классических экспериментах "свет сквозь стену", в которых фотоны могли бы конвертироваться в новые частицы с одной стороны непрозрачной стены и обратно – с другой. Отметим, что такой эксперимент постоянно повторяется на масштабах Вселенной. Действительно, Вселенная наполнена диффузным излучением различных частот. Высокоэнергичные фотоны рассеиваются на мягких фоновых фотонах с рождением электрон-позитронных пар [9]. Для гамма-излучения с энергиями от 100 ГэВ до нескольких ТэВ основной мишенью являются инфракрасные фотоны. Плотность инфракрасного фона плохо известна экспериментально, однако может быть ограничена снизу из суммирования наблюдаемого излучения галактик [10]. Длина свободного пробега фотонов с энергией ∼ТэВ не превышает нескольких десятков мегапарсек. В то же время, были зарегистрированы значительно более далекие источники ТэВ-ного гамма-излучения [11]. Хотя в каждом конкретном случае можно предположить, что излучаемый источником спектр становится необычно жестким при высоких энергиях, что решило бы проблему, но никакого удовлетворительного механизма, приводящего к такому спектру, не известно [12]. Более того, такая интерпретация не поддерживается изучением ансамбля всех наблюдавшихся источников.

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

Даже для самых консервативных моделей инфракрасного фона положения и величины направленных вверх изломов в спектрах далеких блазаров оказываются зависящими от расстояния, что указывает на неправильный учет поглощения (аномальную прозрачность Вселенной).

Действительно, атмосферные черенковские телескопы, равно как и Fermi LAT, продолжают открывать гамма-излучение очень высоких (выше 100 ГэВ) энергий от удаленных источников [12–14]. Из-за поглощения, связанного с рождением пар, ожидается дополнительное подавление потока высокоэнергичного гамма-излучения от таких источников по сравнению с аналогичными, но расположенными близко к наблюдателю. Такое подавление было обнаружено в данных Fermi-LAT [15]. К сожалению, напрямую сравнить наблюдаемое подавление с предсказанным теоретически не представляется возможным. Дело в том, что плотность межгалактического фонового излучения, на котором происходит поглощение, известна очень плохо (см., напр., обзоры [16, 17]). Находясь внутри Солнечной системы, измерить внегалактический инфракрасный фон очень трудно из-за огромного вклада зодиакального света. Теоретические модели межгалактического фона дают различные предсказания. Однако, можно ограничить межгалактический инфракрасный фон снизу [10], просто сложив вклады от наблюдаемых галактик.

Обсуждаемые удаленные гамма-источники являются блазарами, т.е.активными ядрами галактик, релятивистские выбросы из которых направлены прямо на наблюдателя. Окончательная ясность в вопросах о механизме высокоэнергичного излучения блазаров отсутствует, однако их широкополосные спектры изучены достаточно хорошо на основе наблюдательных данных. Спектры близких источников содержат два широких пика: низкоэнергетический, связанный с синхротронным излучением релятивистских электронов, и высокоэнергетический, вероятно связанный с обратным комптоновским рассеянием. В рамках каждой конкретной модели внегалактического фона оказывается возможным восстановить спектр гамма-излучения, испускаемого источником, введя поправку к наблюдаемому спектру, учитывающую связанное с рождением пар поглощение. Такие поправленные на поглощение спектры далеких блазаров часто становятся более жесткими, или даже имеют изломы вверх, при высоких энергиях. Ничего подобного не наблюдается в спектрах относительно близких блазаров, поправки на поглощение для которых малы.

Ужесточение спектров конкретных источников при высоких энергиях наблюдалось во многих случаях (см., например, [12]). Однако наиболее серьезные аргументы в пользу аномальной прозрачности Вселенной следуют из анализа *ансамблей* удаленных источников. Действительно, было обнаружено, что энергии, соответствующие изломам поправленных на поглощение спектров блазаров, зависят от расстояния до источника, и при этом всегда совпадают с энергией, для которой поглощение становится заметным ([18], выборка из 7 блазаров с красными смещениями $z \lesssim 0.536$, наблюдавшихся атмосферными черенковскими телескопами (imaging atmospheric Cerenkov telescopes, IACT) на оптических толщах по отношению к рождению пар $\tau > 2$). Более того, величина излома, т.е. разница между показателями степенных спектров ниже и выше излома, также зависит от красного смещения и не зависит от свойств конкретного блазара ([19], выборка из 20 блазаров с $\tau > 1$, IACT и Fermi LAT, $z \lesssim 2.156$). Эти результаты представляются удивительными, поскольку физические характеристики близких и далеких блазаров, входящих в выборки, весьма похожи.

Статистическая значимость этих результатов определяется вероятностью того, что подобный или более сильный эффект может быть получен в результате случайной флуктуации в данных. Часто такую вероятность выражают в терминах стандартных отклонений σ, хотя прямую интерпретацию стандартные отклонения имеют лишь для нормального распределения. Выраженная таким образом значимость зависимости положения излома от красного смещения [18] составляет 4.2σ, а значимость зависимости величины излома от красного смещения [19] – 12.4σ. Эти оценки значимости основаны лишь на статистическом анализе и могут быть подвержены систематическим погрешностям. Так, в работе [18] показано, что систематические погрешности, в самом худшем случае, уменьшают приведенную величину статистической значимости на $\sim 1.6\sigma$. Отметим, однако, что детальное количественное исследование систематических неопределенностей не может быть проведено в отсутствие полной выборки источников. В самом деле, черенковские телескопы имеют узкое поле зрения, так что объекты, которые они наблюдаются, определяются наблюдателями, а не выбираются из полной репрезентативной выборки.

Чтобы решить проблему нефизических ужесточений спектров, требуется каким-то образом уменьшить величину поглощения гамма-излучения. Но в процедуру учета поглощения заложена совершенно стандартная физика и самые консервативные предположения о фотонном фоне. Приходится признать, что объяснить этот эффект можно лишь с помощью новой физики или астрофизики.

Единственное астрофизическое объяснение явления было предложено в работе [20]. Оно предполагает, что те же самые гамма-яркие блазары являются источниками достаточного количества космических протонов сверхвысоких энергий. В результате взаимодействия этих протонов с фоновым излучением на пути от источника рождаются вторичные фотоны, которым требуется пройти более короткий путь, чтобы достигнуть наблюдателя, что могло бы частично снять проблему рождения пар. Однако протоны являются заряженными частицами, и их траектории искривляются в магнитном поле, что приводит к удлинению пробега. За исключением случая очень малых ($\lesssim 10^{-17}$ Гс) межгалактических магнитных полей везде вдоль луча зрения (в том числе в пересекаемых им скоплениях и сверхскоплениях галактик) этот сценарий трудно согласовать, например, с наблюдениями блазара 4C+21.35, который демонстрирует сильную переменность излучения при сверхвысоких энергиях на масштабе часов [21].

3. Объяснения, связанные с ALP. Среди объяснений наблюдаемого явления, связанных с новой физикой, наиболее хорошо разработаны несколько сценариев, связанных с ALP (другая возможность предполагает нарушение Лоренц-инвариантности, которое может повлиять на вероятность рождения пар). ALP смешиваются с фотонами во внешних магнитных полях [22, 23], что позволяет эффективно уменьшить величину поглощения, связанного с рождением пар. Действительно, ALP не рождают пары, поэтому возможен сценарий, когда фотоны гамма-излучения превращаются в ALP, которые затем некоторое время распространяются без поглощения, после чего превращаются обратно в фотоны. Хотя фотонный луч поглощается, луч из ALP распространяется без поглощения, за счет чего общее подавление потока оказывается не столь сильным.

В оценках вероятности конверсии в различных астрофизических условиях мы следуем работе [24]. Используемые там обозначения определяются следующим лагранжианом, описывающим взаимодействия ALP с фотонами:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu a \partial_\mu a - m^2 a^2) - \frac{1}{4}\frac{a}{M} F_{\mu\nu}\widetilde{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu},$$

где $F_{\mu\nu}$ – тензор напряжений электромагнитного поля, $\widetilde{F}_{\mu\nu} = \epsilon_{\mu\nu\rho\lambda}F_{\rho\lambda}$ – дуальный к нему тензор, а a обозначает ALP. Смешивание фотонов и ALP во внешнем магнитном поле определяется слагаемым $F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$ (которое также приводит к смешиванию фотонов с разной поляризацией); $g_{a\gamma\gamma} \equiv 1/M$.

Пусть фотоны распространяются через область с постоянным магнитным полем. Тогда вероятность дектирования ALP на расстоянии L для чисто фотонного исходного луча составит

$$P = \frac{4\Delta_M^2}{(\Delta_p + \Delta_{Q,\perp} - \Delta_m)^2 + 4\Delta_M^2} \sin^2\left(\frac{1}{2}L\Delta_{\rm osc}\right), \tag{2}$$

где

$$\Delta_{\rm osc}^2 = (\Delta_p + \Delta_{Q,\perp} - \Delta_m)^2 + 4\Delta_M^2$$

и мы использовали следующие обозначения:

$$\Delta_{Mi} = \frac{B}{2M} = 540\left(\frac{B}{1\ \text{Гс}}\right)\left(\frac{10^{10}\ \text{ГэВ}}{M}\right)\text{пк}^{-1},$$

$$\Delta_m = \frac{m^2}{2\omega} = 7.8\cdot 10^{-4}\left(\frac{m}{10^{-7}\ \text{эВ}}\right)^2\left(\frac{1\ \text{ТэВ}}{\omega}\right)\text{пк}^{-1},$$

$$\Delta_p = \frac{\omega_p^2}{2\omega} = 11\left(\frac{n_e}{10^{11}\ \text{см}^{-3}}\right)\left(\frac{1\ \text{ТэВ}}{\omega}\right)\text{пк}^{-1},$$

ω – энергия фотона (ALP), $\omega_p^2 = 4\pi\alpha n_e/m_e$ – квадрат плазменной частоты, n_e – плотность электронов, B – значение компоненты магнитного поля, перпендикулярной к распространению луча, m_e – масса электрона, а α – постоянная тонкой структуры.

Оставшееся обозначение в выражении (2) следующее:

$$\Delta_{\rm Q}, \parallel(\perp) = \frac{m^2_{\gamma,\parallel(\perp)}}{2\omega},$$

где $m^2_{\gamma,\parallel(\perp)}$ – квадрат эффективной массы продольного (соответственно, поперечного) фотона, возникающей в квантовой электродинамике благодаря взаимодействию со внешним магнитным полем. Ключевым параметром здесь является

$$\kappa = \frac{1}{m_e^3}\sqrt{(eF_{\mu\nu}l_\nu)^2} = \frac{\omega}{m_e}\frac{B_\perp}{B_{\rm cr}} \approx$$

$$\approx 4.4\cdot 10^{-8}\left(\frac{\omega}{1\ \text{ТэВ}}\right)\left(\frac{B}{1\ \text{Гс}}\right),$$

где l_ν – 4-импульс фотона, а $B_{\rm cr} = m_e^2/e \approx 4.4\cdot 10^{13}$ Гс. Для $\kappa \ll 1$ имеем

$$\Delta_{Q,\parallel(\perp)} = -1.43\cdot 10^4\left(\frac{\omega}{1\ \text{ТэВ}}\right)\left(\frac{B}{1\ \text{Гс}}\right)^2\ \text{пк}^{-1}$$

(см. [24] для произвольного κ).

Условием сильного смешивания является

$$4\Delta_M^2 \gg (\Delta_p + \Delta_{Q,\perp} - \Delta_m)^2,$$

что, за исключением случаев тонко подстроенных сокращений, означает $\Delta_m \ll 2\Delta_M$, $\Delta_p \ll 2\Delta_M$ и $|\Delta_{Q,\perp}| \ll 2\Delta_M$, т.е.

$$\omega \gg 700 \text{ кэВ} \left(\frac{m}{10^{-7} \text{ эВ}}\right)^2 \left(\frac{B}{\text{Гс}}\right)^{-1} \left(\frac{M}{10^{10} \text{ ГэВ}}\right),$$

$$n_e \ll 10^{13} \text{ см}^{-3} \left(\frac{\omega}{1 \text{ ТэВ}}\right) \left(\frac{B}{\text{Гс}}\right),$$

$$\omega \ll 75 \text{ ГэВ} \left(\frac{B}{\text{Гс}}\right)^{-1} \left(\frac{M}{10^{10} \text{ ГэВ}}\right)^{-1}$$

(в последнем неравенстве мы предположили $\kappa \ll 1$). Кроме того, размер L области, занятой магнитным полем, должен быть больше длины осцилляций, $L \gtrsim \frac{\pi}{\Delta_{\rm osc}}$:

$$L \gtrsim 5.8 \cdot 10^{-3} \text{ пк} \left(\frac{B}{\text{Гс}}\right)^{-1} \left(\frac{M}{10^{10} \text{ ГэВ}}\right). \qquad (3)$$

4. Параметры: два сценария. Чтобы увеличить прозрачность Вселенной для ТэВ-ного гамма-излучения от блазаров, были предложены два конкретных сценария с участием ALP.

Первый сценарий предполагает, что межгалактические магнитные поля достаточно сильны, чтобы условие сильного смешивания между ALP и фотонами выполнялось на всем протяжении пути между источником и наблюдателем. Такой механизм был впервые предложен (в другом контексте) в работе [25], а к проблеме спектров ТэВ-ных блазаров был применен в работе [26]. Смесь фотонов и ALP в этом случае распространяется через Вселенную и, поскольку фотоны поглощаются, а ALP – нет, эффективно подавление потока уменьшается по сравнению со случаем чисто фотонного луча. Легко оценить, что при распространении такого луча через домены случайно ориентированного магнитного поля оптическая толща эффективно уменьшается на коэффициент 2/3 в пределе больших расстояний. Более детальный анализ [27] приводит к следующим ограничениям на требуемые параметры ALP: $m \lesssim 10^{-9}$ эВ, а константа связи ALP и фотонов $g_{a\gamma\gamma}$ определяется из условия $\xi \equiv (B/\text{нГс})(g_{a\gamma\gamma} \cdot 10^{11} \text{ ГэВ}) \gtrsim 0.3$, т.е. $g_{a\gamma\gamma} \gtrsim 3 \cdot 10^{-12}$ ГэВ$^{-1}$.

В рамках второго подхода предполагаются достаточно сильные магнитные поля в источнике и вблизи наблюдателя, в то время как поля в промежуточной области пути недостаточны для смешивания ALP с фотонами. Это может быть реализовано, когда смешивание существенно в самом блазаре и в нашей Галактике [32]. Другой вариант предполагает смешивание в скоплениях или сверхскоплениях галактик, окружающих источник и наблюдателя [24] (см. также более детальное последующее исследование в работе [33]). В этом случае часть излученных фотонов сразу же конвертируется в ALP и в неизменном виде прибывает в окрестность наблюдателя, в то время как оставшиеся фотоны поглощаются обычным образом. В нашей Галактике часть этих ALP превращается обратно в фотоны, которые и наблюдаются. В этом сценарии подавление потока (то есть эффективная оптическая толща) не зависит от расстояния до источника в пределе больших расстояний). Детальное исследование этого сценария проведено, например, в работе [31] (там он называется “the general-source scenario”). Заметим, что в этом сценарии требуется $g_{a\gamma\gamma} \gtrsim 2 \cdot 10^{-11}$ ГэВ$^{-1}$, поскольку при меньших значениях константы связи длина пути луча сквозь магнитное поле будет недостаточна для эффективной конверсии даже при выполнении условий максимального смешивания.

На рис. 1 показано пространство параметров ALP с сегодняшними экспериментальными и наблюдательными ограничениями и отмеченными областями, для которых реализуются галактический и меж-

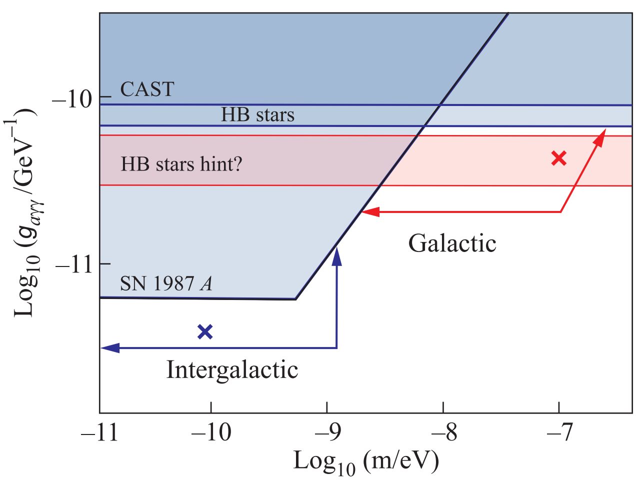

Рис. 1. (Цветной онлайн) Пространство параметров ALP (константа связи ALP с фотонами $g_{a\gamma\gamma}$ и масса ALP m). Голубая тень соответствует области, исключенной экспериментально (солнечный аксионный телескоп ЦЕРН – CAST [28], эволюция звезд горизонтальной последовательности – HB [29] и переанализ ограничений на гамма-излучение SN 1987A [30]). Розовая закрашенная полоса соответствует области параметров, предпочтительной из анализа охлаждения звезд горизонтальной последовательности [29]. Показаны области, соответствующие межгалактическому [27] и галактическому [31] сценариям ALP-фотонного смешивания. Крестиками отмечены характерные значения параметров, обсуждаемые в тексте

галактический сценарии. Типичные значения параметров для этих сценарий отмечены на рис. 1 крестиками ($m = 10^{-7}$ эВ, $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-10.4}$ ГэВ$^{-1}$ и $m = 10^{-10}$ эВ, $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-11.4}$ ГэВ$^{-1}$)[2)]. Отметим, что для галактического сценария $g_{a\gamma\gamma}$ отлично согласуется с объяснениями аномального охлаждения звезд горизонтальной последовательности [29], требующими $g_{a\gamma\gamma} = \left(0.45^{+0.12}_{-0.16}\right) \cdot 10^{-10}$ ГэВ$^{-1}$, см., например, недавний обзор [36].

Строгие ограничения сверху на величину межгалактических магнитных полей [37] вместе с ограничениями из SN1987A [30] сегодня начинают указывать на трудности межгалактического сценария, в то время как появляющиеся указания на галактическую анизотропию в распределении далеких гамма-ярких блазаров по небу [32, 38] и присутствие аномальной прозрачности Вселенной даже на больших расстояниях [19] кажутся предпочтительными для модели галактического смешивания. Будущие астрофизические исследования позволят сделать выбор между этими двумя сценариями [38].

Еще один предложенный подход к поиску проявлений смешивания гамма-излучения с ALP и к ограничению параметров ALP основан на предположении о турбулентном характере космических магнитных полей, который при определенных условиях может привести к появлению провалов и пиков в спектрах гамма-источников, например, находящихся в скоплениях галактик. Два недавних исследования, основанных на наблюдательных результатах HESS [39] и Fermi LAT [40], изучавших мощные гамма-источники в скоплениях, сообщают о необнаружении таких нерегулярностей в спектрах и претендуют на исключение некоторых областей пространства параметров ALP, частично перекрывающихся с областью, в которой может работать галактический сценарий. Однако, проблема этих работ состоит в полном отсутствии наблюдательной информации о магнитных полях в этих конкретных скоплениях: полученные ограничения основаны на предполагаемых моделях магнитного поля. К примеру, добавление регулярной составляющей магнитного поля к предполагаемому турбулентному (было бы естественно ожидать наличие такой составляющей невдалеке от мощной активной галактики) полностью изменило бы результаты этих исследований. Несколько более надежный подход к поиску и ограничению нерегулярностей в спектре основан на использовании галактических гамма-источников и моделей галактического магнитного поля, которые, хотя и неточны, по крайней мере основаны на наблюдательных данных. Предварительные результаты такого исследования [41] указывают на возможность существования ALP с параметрами, соответствующими сценарию галактического смешивания.

5. Перспектива. Будущие наблюдения гамма-излучения должны дать независимые проверки явления аномальной прозрачности Вселенной и еще более сузить допустимое пространство параметров соответствующей ALP. В частности, такие исследования должны включать:

(i) статистически обеспеченные измерения широкополосных спектров относительно близких блазаров при энергиях, на которых ожидаемая оптическая толща велика, т.е. при $\sim(50-100)$ ТэВ;

(ii) наблюдения очень далеких источников, для которых поглощение должно становиться существенным уже при $\sim(10-100)$ ГэВ;

(iii) полные, покрывающие все небо обзоры далеких гамма-источников, которые могут выявить или исключить явные проявления галактической анизотропии.

Цель (i) можно достигнуть с помощью установок, исследующих широкие атмосферные ливни и оборудованных детекторами мюонов, в особенности Ковер-2+ [42], TAIGA [43] и LHAASO [44]. Для достижения цели (ii) потребуются расположенные высоко в горах низкопороговые черенковские гамма-телескопы [45]; в настоящее время рассматривается проект ALEGRO с вариантами размещения или в пустыне Атакама (Чили), или на склонах горы Эльбрус (Россия, в составе Эльбрусской гамма-обсерватории – ЭГО). Цель (iii) может потребовать использования будущего инструмента CTA [46] в обзорном режиме, хотя здесь могут также помочь и данные Fermi LAT.

Обсуждаемому обновленному эксперименту ALPS-II [47] будет доступна некоторая часть (большие $g_{a\gamma\gamma}$) области параметров ALP, соответствующей галактическому сценарию. Как галактический, так и межгалактический сценарии относятся к области открытия Международной аксионной обсерватории (International Axion Observatory, IAXO) [48, 49]. Для несколько более предпочтительного случая галактического смешивания число наблюдаемых событий в IAXO будет столь велико, что окажется возможным детальное изучение параметров ALP

[2)]Значения параметров для галактического сценария выбраны таким образом, что позволяют также объяснить [24] загадочные корреляции между направлениями прихода космических лучей, зарегистрированных экспериментом HiRes, и лацертидами [34, 35].

посредством изменения геометрии магнитного поля. Отметим, что в этом случае открыть ALP возможно будет и с помощью менее масштабного эксперимента.

Автор признателен М. Джаннотти, И. Ирасторза и М. Мейеру за интересные обсуждения. Работа поддержана Российским научным фондом, грант # 14-12-01340.

1. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
2. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 279 (1978).
3. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978).
4. V. A. Rubakov, JETP Lett. **65**, 621 (1997).
5. Z. Berezhiani, L. Gianfagna, and M. Giannotti, Phys. Lett. B **500**, 286 (2001).
6. L. Gianfagna, M. Giannotti, and F. Nesti, JHEP **0410**, 044 (2004).
7. J. Jaeckel and A. Ringwald, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **60**, 405 (2010).
8. P. Arias, D. Cadamuro, M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo, and A. Ringwald, JCAP **1206**, 013 (2012).
9. A. I. Nikishov, Sov. Phys. JETP **14**, 393 (1962) [ZhETF **41**, 549 (1962)].
10. R. C. Keenan, A. J. Barger, L. L. Cowie, and W.-H. Wang, Astrophys. J. **723**, 40 (2010).
11. S. P. Wakely and D. Horan, TeVCat, http://tevcat.uchicago.edu/.
12. S. Archambault, T. Aune, B. Behera et al. (VERITAS and Fermi-LAT Collaborations), Astrophys. J. **785**, L16 (2014).
13. E. Aliu, H. Anderhub, L. A. Antonelli et al. (MAGIC Collaboration), Science **320**, 1752 (2008).
14. Y. T. Tanaka, C. C. Cheung, Y. Inoue et al., Astrophys. J. **777**, L18 (2013).
15. M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort et al. (Fermi-LAT Collaboration), Science **338**, 1190 (2012).
16. M. G. Hauser and E. Dwek, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **39**, 249 (2001).
17. L. Costamanteб Int. J. Mod. Phys. D **22**, 1330025 (2013).
18. D. Horns and M. Meyer, JCAP **1202**, 033 (2012).
19. G. I. Rubtsov and S. V. Troitsky, JETP Lett. **100**, 355 (2014) [Pis'ma ZhETF **100**, 397 (2014)].
20. W. Essey and A. Kusenko, Astropart. Phys. **33**, 81 (2010).
21. J. Aleksic, L. A. Antonelli, P. Antoranz et al. (MAGIC Collaboration), Astrophys. J. **730**, L8 (2011).
22. P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. **51**, 1415 (1983) [Erratum-ibid. **52**, 695 (1984)].
23. G. Raffelt and L. Stodolsky, Phys. Rev. D **37**, 1237 (1988).
24. M. Fairbairn, T. Rashba, and S. V. Troitsky, Phys. Rev. D **84**, 125019 (2011).
25. C. Csaki, N. Kaloper, M. Peloso, and J. Terning, JCAP **0305**, 005 (2003).
26. A. De Angelis, M. Roncadelli, and O. Mansutti, Phys. Rev. D **76**, 121301 (2007).
27. G. Galanti, M. Roncadelli, A. De Angelis, and G. F. Bignami, arXiv:1503.04436 [astro-ph.HE].
28. S. Andriamonje, S. Aune, D. Autiero (CAST Collaboration), JCAP **0704**, 010 (2007).
29. A. Ayala, I. Dominguez, M. Giannotti, A. Mirizzi, and O. Straniero, Phys. Rev. Lett. **113**, 191302 (2014).
30. A. Payez, C. Evoli, T. Fischer, M. Giannotti, A. Mirizzi, and A. Ringwald, JCAP **1502**, 006 (2015).
31. M. Meyer, D. Horns, and M. Raue, Phys. Rev. D **87**, 035027 (2013).
32. M. Simet, D. Hooper, and P. D. Serpico, Phys. Rev. D **77**, 063001 (2008).
33. D. Horns, L. Maccione, M. Meyer, A. Mirizzi, D. Montanino, and M. Roncadelli, Phys. Rev. D **86**, 075024 (2012).
34. D. S. Gorbunov, P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev, and S. V. Troitsky, JETP Lett. **80**, 145 (2004) [Pisma ZhETF **80**, 167 (2004)].
35. R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Amann et al. (HiRes Collaboration), Astrophys. J. **636**, 680 (2006).
36. M. Giannotti, I. Irastorza, J. Redondo, and A. Ringwald, JCAP **1605**, 057 (2016).
37. M. S. Pshirkov, P. G. Tinyakov, and F. R. Urban, Phys. Rev. Lett. **116**, 191302 (2016).
38. S. Troitsky, Phys. Rev. D **93**, 045014 (2016).
39. A. Abramowski, F. Acero, F. Aharonian et al. (HESS Collaboration), Phys. Rev. D **88**, 102003 (2013).
40. M. Ajello, A. Albert, B. Anderson et al. (Fermi-LAT Collaboration), Phys. Rev. Lett. **116**, 161101 (2016).
41. J. Majumdar, F. Calore, and D. Horns, poster at the TeVPA-2016 conference, CERN, September (2016).
42. D. D. Dzhappuev, V. B. Petkov, A. U. Kudzhaev, N. F. Klimenko, A. S. Lidvansky, and S. V. Troitsky, arXiv:1511.09397 [astro-ph.HE].
43. N. M. Budnev, I. I. Astapov, A. G. Bogdanov et al. (TAIGA Collaboration), JINST **9**, C09021 (2014).
44. S. Cui, Y. Liu, Y. Liu et al. (LHAASO Collaboration), Astropart. Phys. **54**, 86 (2014).
45. F. A. Aharonian, A. K. Konopelko, H. J. Volk, and H. Quintana, Astropart. Phys. **15**, 335 (2001).
46. M. Actis, G. Agnetta, F. Aharonian et al. (CTA Consortium Collaboration), Exper. Astron. **32**, 193 (2011).
47. R. Bahre, B. Dobrich, J. Dreyling-Eschweiler et al., JINST **8**, T09001 (2013).
48. I. G. Irastorza, F. T. Avignone, S. Caspi et al., JCAP **1106**, 013 (2011).
49. E. Armengaud, F.T. Avignone, M. Betz et al., JINST **9**, T05002 (2014).