

## КОНСТАНТА СВЯЗИ АКСИОННОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЕЙ И КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

М.Ю.ПИОТРОВИЧ, Ю.Н.ГНЕДИН, Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ

Поступила 19 февраля 2009

В работе выполнена оценка величины константы взаимодействия аксионов с электромагнитным полем на основе анализа недавно обнаруженной Хатсемекерсом и др. космической ориентации электрических векторов поляризованного излучения далеких квазаров. Основой данного явления является физический процесс двулучепреломления, сопровождающий эффект превращения фотонов в псевдоскалярные аксионоподобные частицы во внегалактическом магнитном поле. В результате получено сильное ограничение на константу связи аксионного и электромагнитного полей во внегалактическом ( $z = 1 + 2$ ) магнитном поле  $10^9$  Гс с длиной когерентности  $\sim 1$  Мпк.

Ключевые слова: *космологическое магнитное поле; аксион; квазар; поляризация*

1. *Введение.* В настоящее время считается, что обнаруженная во Вселенной необычная форма вещества - темная материя, скорее всего, состоит из элементарных частиц. Одним из наиболее популярных кандидатов в темную материю является аксион. Популярность аксиона основана на том, что с помощью этой предсказанной Вейнбергом и Вилчеком [1,2] и Печчеи и Квинн [3] частицы решается проблема CP инвариантности в квантовой хромодинамике (QCD). Печчеи и Квинн [3] показали, что спонтанное нарушение U(1) симметрии приводит к появлению псевдо-голдстоуновского бозона, который и получил название аксион. Экспериментальным основанием механизма Печчеи-Квинн является исключительно малое значение электрического дипольного момента нейтрона [4].

Согласно [1,2] выражение для массы аксиона имеет вид  $m_a = \Lambda_{QCD}^2 / f_{PQ}$ , где  $\Lambda_{QCD} = 200$  МэВ есть энергетический масштаб квантовой хромодинамики. В модели Печчеи и Квинн имеет место следующее выражение для величины массы аксиона:

$$m_a = \frac{0.62 \times 10^7 \text{ ГэВ}}{\bar{F}_{PQ}} \text{ эВ},$$

где  $\bar{F}_{PQ}$  - энергетическая шкала псевдоскалярного (аксионного) поля. Значение величины  $\bar{F}_{PQ}$  неизвестно и, по-видимому, существенно ниже планковской величины  $E_{Pl} = 10^{19}$  ГэВ. Поэтому значение массы покоя аксиона может лежать в интервале от нескольких эВ до  $m_a \sim 10^{-12}$  эВ.

Существует два основных типа аксионов. Адронный или KSVZ аксион [4] взаимодействует только с тяжелыми кварками и не взаимодействует с лептонами и легкими кварками. DFS аксионы взаимодействуют только с электронами и легкими кварками [3,4]. В обоих случаях взаимодействие пропорционально массе и очень слабо.

В течение многих лет поиски аксионов осуществляются как в лабораториях, так и в рамках астрофизических исследований (см., например, монографию [5]). Перспективным направлением представляется также прямое обнаружение аксионов, генерируемых в центре Солнца [6].

В последнее время одним из интригующих астрономических открытий является обнаружение космической ориентации электрических векторов поляризованного излучения квазаров [7-10]. Опираясь на выборку, состоящую из 335 квазаров, обладающих заметно поляризованным излучением, авторы работ [7-10] показали, что электрические векторы поляризации для этих объектов располагаются на небесной сфере не хаотично, а представляют собой группы квазаров ( $N \sim 30$ ) с определенной космологической ориентацией электрических векторов. Уровень достоверности этого эффекта превышает 99.9%. Более того, оказалось, что космологическая (на масштабах  $\sim 1$  Гпк) ориентация электрических векторов изменяется с космологическим красным смещением  $z$ . Так, квазары, локализованные в областях с разными ( $z \sim 0.5$  и  $z \sim 1.5$ ) красными смещениями имеют различные ориентации векторов поляризации.

В настоящее время существуют две возможные интерпретации этого эффекта. Первая, носящая довольно общий характер, связывает этот эффект с глобальным вращением Вселенной в целом. По существу, эта интерпретация не имеет количественной разработки. Более разработана вторая интерпретация, которая связывает наблюдаемый эффект с физическими процессами двойного лучепреломления и дихроизма, сопровождающими процесс конверсии фотона в аксион во внегалактическом магнитном поле [11-15].

Чтобы доказать реальность наблюдаемого эффекта ориентации векторов поляризации излучения квазаров, авторы [7] выполнили независимые наблюдения поляризованного излучения квазаров в тех же самых участках неба и независимо подтвердили эффект ориентации. Более того, они установили существование корреляции направлений ориентации с выделенными направлениями анизотропии реликтового излучения. Следует подчеркнуть, что эти выводы сделаны на основе богатого наблюдательного материала: 335 квазаров, обладающих заметной собственной поляризацией. Новый наблюдательный материал был получен в результате поляриметрических наблюдений, выполненных в Южной Европейской Обсерватории (Чили).

Хотя окончательный вывод о природе данного эффекта еще не сделан,

тем не менее, очевидно, что наблюдаемое явление ориентации векторов собственной поляризации квазаров может стать новым тестом для темной материи и темной энергии во Вселенной. С другой стороны, этот эффект позволяет исследовать физические свойства межгалактической среды и, в особенности, ее магнитного поля. Сравнительно недавно интересный результат был получен в работе [9]. Авторы этой работы обнаружили, что ориентация направлений ультрафиолетового излучения ряда протяженных областей вокруг активных ядер галактик и квазаров коррелирует с направлениями векторов поляризованного излучения этих объектов. Они считают, что именно этот эффект является причиной наблюдаемой дихотомии (разделения на два типа - 1 и 2) галактик, содержащих квазары.

Окончательный вывод Хатсемекерса и др. [7] состоит в том, что направления собственной поляризации квазаров не распределены хаотично по небесной сфере. Они ориентированы когерентно на крупномасштабных площадках небесной сферы как на малых, так и на больших космологических красных смещениях и различаются по направлениям космологической ориентации. Авторы [7] считают, что причиной такого явления может быть единый физический механизм, действующий в рамках крупномасштабной структуры Вселенной. Самое главное, они установили, что этот эффект может быть хорошо объяснен в рамках механизма дихроизма и двулучепреломления в космологическом магнитном поле межгалактической среды. В этом случае обнаруженный ими эффект может пролить свет на природу темной энергии и темной материи.

Справедливости ради, следует подчеркнуть, что линейный дихроизм, обусловленный ориентацией межзвездных пылинок, также может приводить к ориентации поляризации света далеких объектов вдоль луча зрения, что, конечно, накладывает сильное ограничение на исследуемый эффект. Однако Слузе и др. [10] оценили вклад в поляризацию межзвездной пыли и показали, что он не влияет существенно на космологическую ориентацию векторов поляризации квазаров, обладающих заметной ( $P_p > 0.6\%$ ) собственной поляризацией. Действительно, конверсия фотонов в псевдоскалярные частицы (сверхлегкий аксион или подобная ему псевдоскалярная частица) является наиболее вероятным физическим механизмом космологической ориентации поляризационных векторов [11-15].

В данной работе мы оценили величину константы связи между аксионным и электромагнитным полями в результате анализа данных о космологической ориентации векторов собственной поляризации квазаров в магнитном поле межгалактической среды.

*2. Конверсия фотонов в псевдоскалярные частицы и эффект двулучепреломления в магнитном поле: основные уравнения.*  
Вероятность магнитной конверсии фотонов в маломассивные

псевдоскалярные частицы была вычислена Раффелтом и Стодольским [15] (см. также [5]). Случай конверсии в безмассовые псевдоскалярные частицы (арионы) был рассмотрен в работе [16].

Выражение для этой вероятности имеет вид:

$$P(\gamma_{\parallel} \leftrightarrow a) = \frac{1}{1+x^2} \sin^2 \left( \frac{1}{2} B_{\perp} g_{a\gamma} L \sqrt{1+x^2} \right), \quad (1)$$

где

$$x = \frac{(\epsilon - 1)\omega}{2 B_{\perp} g_{a\gamma}}, \quad (2)$$

$\omega$  - частота излучения,  $\epsilon$  - диэлектрическая постоянная межгалактической плазмы,  $B_{\perp}$  - компонента магнитного поля, перпендикулярная направлению распространения фотонов,  $g_{a\gamma}$  - константа связи между фотонным и аксионным полями.

Функция вероятности (1) характеризуется: а) осцилляционной зависимостью; б) сильной зависимостью от состояния поляризации фотона. Только фотон, у которого электрический вектор поляризации осциллирует в плоскости, образуемой вектором магнитного поля и направлением движения фотона, превращается в результате конверсии в псевдоскалярную частицу. Сам процесс конверсии сильно зависит от диэлектрической постоянной среды. Если такая среда представляет собой не полностью ионизованную плазму с концентрацией электронов  $N_e$  и нейтральных атомов  $N_H$ , то мы имеем:

$$1 - \epsilon = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 4\pi\beta N_H - \frac{m_a^2}{\omega^2}. \quad (3)$$

Выражение (3) включает поляризуемость плазмы (первый член в правой части) и вклад нейтрального газа ( $\beta$  - поляризуемость нейтрального газа). Последний член описывает вклад скалярного поля. Для безмассовых бозонов (арионов) последний член равен нулю. В уравнениях (1-3) использована система единиц Лоренца-Хевисайда, в которой  $\hbar = c = 1$ , а постоянная тонкой структуры  $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ . В этой системе единиц  $1 \text{ Гс} = 6.9 \times 10^{-2} (\text{эВ})^2$ , а  $1 \text{ см} = 5 \times 10^4 (\text{эВ})^{-1}$ .

Фотонно-псевдоскалярное взаимодействие приводит к эффекту двулучепреломления в вакууме с магнитным полем. В результате плоскость поляризации будет осциллировать, а распространяющееся поперек магнитного поля излучение будет приобретать эллиптическую поляризацию вследствие трансформации линейной поляризации в круговую. В результате получается следующее выражение для угла поворота  $\theta$  в случае однородного магнитного поля:

$$\text{tg}\theta(L) = \frac{1}{2(1+x^2)} \sin^2 \left( \frac{1}{2} B_{\perp} g_{a\gamma} L \sqrt{1+x^2} \right). \quad (4)$$

Для чистого вакуума и малой величины константы связи  $g_{a\gamma}$  выражение

(4) преобразуется в следующее:

$$\theta(L) = \frac{1}{8} g_{a\gamma}^2 B_1^2 L^2. \quad (5)$$

Ниже, выражение (4) будет использовано с учетом зависимости физических параметров, входящих в формулу (4), от космологического красного смещения  $z$ .

Учет такой зависимости позволяет преобразовать (4) следующим образом:

$$\text{tg}\theta(\Delta z) = \frac{1}{2} \sin^2 \left( \frac{1}{2} g_{a\gamma} \int_{z_0}^{z_1} B(z) \sqrt{1+x^2} \frac{dL}{dz} dz \right), \quad (6)$$

$$L(z) = \frac{c}{H(z)} = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\left( \Omega_m (1+z')^3 + \Omega_\Lambda \right)^{1/2}}. \quad (7)$$

Мы используем стандартную космологическую модель:  $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.73$  и  $H_0 = 75$  км/с/Мпк. Рассмотрим ситуацию, когда излучение далеких квазаров распространяется в межгалактической среде через космологическое расстояние  $\Delta z = z_1 - z_0$ . В ситуации, представленной в работе Хатсемекерса и др. [7],  $z_0 = 0.5$ ,  $z_1 = 1.5$  и  $z_0 = 1$ ,  $z_1 = 2$ . Для рассматриваемой ситуации типичное значение угла поворота плоскости ориентации векторов поляризации, полученное из наблюдений [7], составляет  $\theta(\Delta z) \approx 30^\circ$  для данных значений красных смещений  $z_0$  и  $z_1$ .

Соотношения (6) и (7) позволяют оценить эффект поворота плоскости поляризации далеких квазаров в результате процесса магнитной конверсии фотона в псевдоскалярную частицу (аксион). Следует подчеркнуть, что в нашем случае угол поворота определяется главным образом величиной межгалактического магнитного поля и не зависит, в отличие от классического фарадеевского поворота, от длины волны излучения. Отсутствие такой зависимости налагает сильное ограничение на сам процесс конверсии: характерная длина осцилляции вероятности конверсии должна быть сравнима или меньше характерных длин других физических процессов и, в частности, характерной шкалы изменения межгалактического магнитного поля. Ниже мы представим численные оценки различных физических ситуаций.

### 3. Магнитная конверсия фотона в межгалактической среде.

Во многих астрофизических условиях процесс фотон-аксионной конверсии сильно подавлен вследствие того, что диэлектрическая проницаемость разреженной среды низкой плотности все же сильно отличается от таковой для физического вакуума, т.е. величина  $\epsilon - 1$  оказывается не слишком малой. Для полностью ионизованной плазмы  $|\epsilon - 1| \approx \omega_p^2 / \omega^2$ , где квадрат плазменной частоты определяется как  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N_e / m_e$ , а  $N_e$  есть плотность плазмы в см<sup>-3</sup>. Различные члены уравнения (3) имеют разные знаки, так что существует вероятность, что вклад плазмы может быть полностью скомпенсирован. Это означает равенство нулю правой части

уравнения (3). В этом случае уравнения (5)-(7) реально действуют. Вклад межгалактической плазмы оказывается существенно мал, если осцилляции  $L_B$  определяются только величиной межгалактического магнитного поля. Это означает, что другие характерные длины осцилляций, связанные либо с плазменной частотой, либо с массой псевдоскалярной частицы существенно больше, чем величина  $L_p$ . Это позволяет получить следующие отношения:

$$L_B = \frac{\pi}{g_{\sigma\gamma} B} \ll L_p = \frac{\pi\omega}{\omega_p^2}, \quad L_B \ll L_m = \frac{\pi\omega}{m_a^2}. \quad (8)$$

Главная проблема решения (6) - это найти зависимость межгалактического магнитного поля от космологического красного смещения, т.е.  $B_{\perp}(z)$  и оценить масштаб однородности (длину когерентности) этого поля.

Хорошо известен факт существования однородного магнитного поля в скоплениях галактик величиной  $10^{-7} + 10^{-6}$  Гс с характерным масштабом 10 кпк - 1 Мпк [17-19], а также на уровне  $\sim 10^{-6}$  Гс с масштабом 1-10 кпк в галактиках всех типов, включая галактики на больших космологических расстояниях [19].

Самая простая оценка величины межгалактического магнитного поля может быть выполнена на основе условия равнораспределения энергий ("equipartition"):

$$B = \left( 8\pi\Omega_B \rho_{\sigma} \frac{kT_{IGM}}{m_p} \right)^{1/2} \approx 6.5 \times 10^{-8} \left( \frac{T_{IGM}}{10^6 \text{ K}} \right)^{1/2} \text{ G}, \quad (9)$$

где  $\rho_{\sigma} = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3$  - критическая плотность Вселенной;  $h$  - параметр Хаббла в единицах 100 км/с/Мпк;  $T_{IGM}$  - температура межгалактической среды. Для  $\Omega_B = 0.04$  и  $h = 0.7$  величина межгалактического магнитного поля равна  $B = 10^{-8}$  Гс. Основные вопросы - это какова характерная шкала однородности магнитного поля, а также какова зависимость величины этого поля от космологического красного смещения  $z$ .

Обычно считается, что одно из основных условий регулярности магнитного поля это требование, чтобы длина однородности (когерентности) была заметно больше, чем характерная длина охлаждения плазмы. В последнее время опубликовано значительное количество работ, в которых исследован эффект влияния крупномасштабного космологического магнитного поля на крупномасштабную структуру Вселенной, а также на анизотропию температуры и поляризации космического микроволнового (реликтового) излучения.

Сети [20] исследовал эффект влияния крупномасштабного магнитного поля на двухточечную корреляционную функцию в пространстве космологических красных смещений. Двухточечная корреляционная функция распределения галактик является одним из мощных диагностических методов исследования крупномасштабной структуры Вселенной. Пикок и др. [21]

определили эту функцию на космологической шкале  $\geq 10$  Мпк. Основываясь на этих данных, Сети [20] показал, что на таких космологических шкалах возможно существование регулярного магнитного поля на уровне  $\sim 10^{-9}$  Гс. В работе [20] также утверждается, что именно существование таких регулярных магнитных полей обеспечивает анизотропию космического микроволнового (реликтового) излучения.

Сравнительно недавно в работах [22] и [23] было предложено рассматривать космологическое магнитное поле в качестве причины отклонения анизотропии температуры реликтового излучения от гауссова распределения. Совсем недавно, Кашниашвили и др. [24] предположили, что анизотропия температуры реликтового излучения может возникать в результате генерации регулярного космологического магнитного поля с длиной корреляции, превышающей радиус Хаббла. Они показали, что на шкале  $\geq 100$  Мпк космологическое магнитное поле может достигать величины  $\leq 0.7 \times 10^{-9}$  Гс независимо от вида спектра первоначальных возмущений [25]. Космологическое магнитное поле  $\sim 10^{-9}$  Гс с длиной корреляции, превышающей радиус Хаббла, может генерироваться в результате квантовых флуктуаций. В целом космические магнитные поля генерируются через процессы фазовых переходов, происходящие с нарушением четности и в процессе инфляции, причем преимущественно пространственно неоднородно и стохастического характера. Тем не менее, многие авторы [26-29] рассматривали возможность генерации однородного и сравнительно регулярного магнитного поля, вложенного в крупномасштабные структуры Вселенной. Так в работе [29] были получены ограничения на величину первичного магнитного поля и на длину однородности такого поля из данных, полученных из наблюдений поляризации реликтового излучения:  $B \sim 3 \times 10^{-10}$  Гс и  $L \sim 120$  Мпк.

Исследование проблемы турбулентности и генерации магнитных полей в крупномасштабных структурах Вселенной было выполнено сравнительно недавно также в работе [30]. Авторы построили сценарий, в котором крупномасштабный турбулентный поток образуется в результате генерации каскада вихревых движений в космологических ударных волнах, возникающих при образовании крупномасштабных структур. В этом сценарии турбулентность в свою очередь усиливает затравочное магнитное поле независимо от механизма его происхождения. Численные расчеты, выполненные в [30], показали, что турбулентность носит дозвуковой характер в скоплениях и группах галактик, в то время как в филаментах, окружающих эти скопления и группы, турбулентность является сверхзвуковой. Основываясь на модели турбулентного динамо, авторы [30] оценили величину усредненного магнитного поля внутри скоплений и групп галактик на уровне нескольких микрогаусс, вокруг скоплений и

групп магнитное поле оказывается на уровне  $0.1 \text{ мкГс}$  и приблизительно на уровне  $\sim 10 \text{ наноГс}$  в межгалактических филаментах в настоящее время.

В то же время рассматривалась ситуация, при которой возможно генерация сильных ударных волн в межгалактической среде с числами Маха  $M \sim 10^4$  и скоростями в несколько тысяч км/с [31]. Такие ударные волны могут, в принципе, возникать в сверхзвуковых потоках газа, которые генерируются в процессах рождения крупномасштабной структуры Вселенной [30]. Следует иметь в виду, что в межгалактической плазме заряженные частицы, турбулентные движения и магнитные поля тесно связаны друг с другом. Согласно [30], турбулентность в межгалактической среде генерируется через каскад вихрей в космических ударных волнах. Одновременно в процессе турбулентного динамо происходит усиление межгалактического магнитного поля. В процессе такого усиления происходит процесс самоорганизации и образования довольно регулярных крупномасштабных магнитных полей. В результате численных экспериментов авторы [30] делают вывод о существовании крупномасштабного магнитного поля на уровне  $\sim 10^{15} \text{ мкГс}$  в межгалактической среде с температурой  $10^5 \text{ К} < T_e < 10^7 \text{ К}$  (рис.2. из работы [30]) в области  $z = 1 + 2$ . Существенно, что бок численных расчетов составлял  $(100 h^{-1} \text{ Мпк})^3$ , что соответствует линейному масштабу межгалактической среды  $\sim 0.1 \text{ Гпк}$ .

Другой интересный результат был представлен недавно в работе [32]. Авторы использовали временные задержки для потоков космических лучей сверхвысоких энергий с целью проверки принципа лоренцевой инвариантности. В результате, основываясь на наблюдаемой анизотропии реликтового излучения, авторы [32] получили следующую оценку величины межгалактического магнитного поля  $\sim 4.9 \times 10^{-9} \text{ Гс}$  с длиной когерентности, заметно превышающей величину  $1 \text{ Мпк}$ .

Другое важное ограничение на магнитное поле, возникающее в крупномасштабной структуре Вселенной, было получено из анализа распространения космических лучей сверхвысокой энергии [33]. Авторы этой работы исследовали влияние крупномасштабного магнитного поля на локальные свойства гидродинамических потоков во Вселенной в рамках традиционной  $\Lambda \text{CDM}$ -космологии. Численные расчеты, выполненные в [33], основывались на использовании масштаба в сопутствующей системе координат с характерным размером  $\sim 100 h^{-1} \text{ Мпк}$ . Авторы [33] обнаружили, что внегалактические магнитные поля коррелируют с крупномасштабной структурой, образованной вокруг скоплений галактик и в то же время слабо коррелируют с войдами. Для типичной филаментной структуры ( $\geq 100 \text{ Мпк}$ ) величина магнитного поля составляла  $B \sim 10^{-8} \text{ Гс}$ .

Совсем недавно в работах [34–36] были выполнены новые численные эксперименты по исследованию крупномасштабной структуры Вселенной. В частности, в [34] была исследована космологическая популяция протяженных

радиогалактик и квазаров. Эта популяция занимает довольно большие объемы межгалактической среды и может генерировать довольно сильные магнитные поля в межгалактической среде [37-40]. Расширяющиеся протяженные внешние области (lobes) мощных радиогалактик вполне могут составить ~50% от всей межгалактической среды в области космологических красных смещений  $z \sim 1 + 3$ . Именно в [34] были выполнены оценки плотности кинетической и магнитной энергии в объемах среды, заполненных радиогалактиками. Объем численных экспериментов (simulations) составил куб с размером в сопутствующей системе координат  $\sim 256 h^{-1}$  Мпк. Такой размер соответствует практически реальному расстоянию в  $\sim 1$  Гпк. Хотя в соответствии с расчетами [34] плотности кинетической и магнитной энергии уменьшались с ростом красных смещений и объема заполнения, величины регулярных магнитных полей оставались довольно значительными вплоть до уровня  $\sim 10^9$  Гс на длине регулярности  $\geq 100$  Мпк.

Наконец в работе [36] выполнено численное моделирование взаимодействия потоков плазмы, истекающих из активных галактических ядер, генерирующих космологическое магнитное поле на интервале хаббловского времени. Моделирование продемонстрировало возможность генерации и роста крупномасштабного магнитного поля в космологическом объеме с характерным сопутствующим размером  $l_{\text{ВОХ}} = 128 H^{-1}$  Мпк. Такой результат подтверждает вывод, что к настоящему времени примерно 13-23% всего объема межгалактической среды может быть заполнено истекающей из активных галактических ядер плазмой с магнитным полем на уровне  $10^9$  Гс.

В последней работе на данную тему Ким и Насельский [41] исследовали проблему существования однородного первичного космологического магнитного поля на основе анализа данных WMAP-5 об анизотропии космического микроволнового излучения на характерной шкале  $\geq 1^\circ$ . В соответствии с их результатами однородное космологическое магнитное поле может существовать в области Вселенной с галактическими координатами  $(l, b) \sim (140^\circ, 70^\circ)$  и  $(-40^\circ, -70^\circ)$ . Авторы [41] считают, что будущий космический эксперимент ПЛАНК несомненно позволит обнаружить однородное межгалактическое магнитное поле.

Все эти результаты позволяют нам сделать вывод о существовании крупномасштабного магнитного поля в межгалактической среде. В то же время, в новом цикле работ [42] снова был рассмотрен вопрос о диффузии космических лучей сверхвысокой энергии в межгалактическом магнитном поле. Авторы этой работы сделали вывод, что характерная величина длины диффузии внегалактических космических лучей требует довольно высоких 0.01-100 наноГс значений межгалактических магнитных полей. Выполненная авторами [42] параметризация зависимости величины регулярного межгалактического магнитного поля от характерной длины регулярности,

приводит к следующим соотношениям (см. также [43]):

$$B(z) = B_c(z) \left[ \frac{L_c(z)}{L(z)} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где длина регулярности и величина регулярного магнитного поля равны соответственно:

$$L_c(z) = \frac{L_c}{1+z}; \quad B_c(z) = B_0(1+z)^{2-m}. \quad (11)$$

Здесь фактор  $(1+z)^2$  описывает уменьшение величины магнитного поля со временем в силу закона сохранения магнитного потока, а фактор  $(1+z)^{-m}$  описывает эффект магнитогидродинамического усиления (динамо) магнитного поля. Для напряженности магнитного поля принято значение  $B_0 = 10^{-9}$  Гс в соответствии с результатами численного моделирования.

Мы используем соотношения (10) и (11) для оценки величины константы фотон-аксионного взаимодействия. Длина пути фотона в сопутствующей системе координат  $L(z)$  определяется уравнением (7). Подставляя (10) и (11) в (6), мы получим для случая вакуума:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta(\Delta z) &= \frac{1}{2} \sin^2 \left( \frac{1}{2} g_{a\gamma} \Phi(\Delta z) \right), \\ \Phi(\Delta z) &= B_0 \sqrt{L_c} \int_{z_0}^{z_1} (1+z)^{3/2-m} \frac{1}{\sqrt{L(z)}} \frac{dL(z)}{dz} dz. \end{aligned} \quad (12)$$

Используя значение угла поворота плоскости поляризации, определенное из наблюдений [7],  $\theta(\Delta z) \approx 0.5$  для  $z_0 = 0.5$  и  $z_1 = 1.5$ , получаем следующие ограничения на величину константы связи  $g_{a\gamma}$ :

$$m = \frac{1}{2}; \quad g_{a\gamma} = 3.2 \times 10^{-12} \left( \frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^{-1} \left( \frac{H_0}{75 \text{ км/с}} \right)^{1/2} (\text{ГэВ})^{-1}, \quad (13)$$

$$m = 1; \quad g_{a\gamma} = 4.6 \times 10^{-12} \left( \frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^{-1} \left( \frac{H_0}{75 \text{ км/с}} \right)^{1/2} (\text{ГэВ})^{-1}, \quad (14)$$

$$m = \frac{3}{2}; \quad g_{a\gamma} = 6.4 \times 10^{-12} \left( \frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^{-1} \left( \frac{H_0}{75 \text{ км/с}} \right)^{1/2} (\text{ГэВ})^{-1}, \quad (15)$$

$$m = 2; \quad g_{a\gamma} = 9 \times 10^{-12} \left( \frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^{-1} \left( \frac{H_0}{75 \text{ км/с}} \right)^{1/2} (\text{ГэВ})^{-1}. \quad (16)$$

4. *Оценка массы псевдоскалярной частицы.* Конечно в нашей ситуации полученные нами ограничения зависят от вида зависимости межгалактического магнитного поля от космологического красного смещения. Тем не менее, в такой ситуации можно утверждать о существовании как "мягкого" верхнего предела на константу фотон-аксионной связи  $g_{a\gamma} \leq 9 \times 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-1}$ , так и более "жесткого" верхнего

предела  $g_{\sigma\gamma} \leq 3.2 \times 10^{-12} \text{ГэВ}^{-1}$ . Эти данные позволяют также наложить ограничения и на массу псевдоскалярной частицы, типа аксиона. Эти ограничения следуют из уравнения (8), которое требует, чтобы когерентная длина по отношению к магнитной конверсии была существенно меньше длины когерентности, связанной с массой псевдоскалярной частицы. Именно в этом случае вероятность магнитной конверсии не будет существенно малой из-за сильной осцилляции в выражении (1) и (4). В итоге из (8), (13) и (16) следует ограничение на массу псевдоскалярной частицы:

$$m_a^2 \ll \omega g_{\sigma\gamma} B, \quad (17)$$

$$m_a \ll 2.5 \times 10^{-16} \text{эВ} \quad \text{для} \quad m = \frac{1}{2}, \quad (18)$$

$$m_a \ll 1.8 \times 10^{-13} \text{эВ} \quad \text{для} \quad m = 2.$$

Для  $m=1$  и  $m=1.5$  значения  $m_a$  попадают в интервал значений, определяемых этими соотношениями. Эти верхние пределы на массу псевдоскаляра существенно сильнее, чем полученные из-за факта отсутствия гамма-излучения высокой энергии от сверхновой SN 1987A [13], а также из эксперимента CAST [14].

**5. Заключение.** Мы оценили величину фотон-аксионной константы связи на основе анализа эффекта космологической ориентации и космологического вращения плоскости поляризации излучения далеких квазаров, обнаруженных в результате наблюдений Хатсемекерса и др. [7]. Сам эффект космологической ориентации и вращения является следствием фотон-аксионной конверсии в межгалактическом магнитном поле. В результате получено сильное ограничение на константу фотон-аксионной связи:  $g_{\sigma\gamma} \leq 3 \times 10^{-12} \text{ГэВ}^{-1}$ . Это ограничение получено на основе предположения, что величина межгалактического магнитного поля  $B_0 \sim 10^{-9} \text{Гс}$  и длина когерентности  $\sim 1 \text{Мпк}$ .

Авторы благодарят за финансовую поддержку РФФИ (грант 07-02-00535а). Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН и ОФН РАН, а также в рамках программ "Ведущие научные школы" (грант НШ-6110.2008.2). М.Ю. Пиотрович благодарит за поддержку Фонд Президента РФ (грант для молодых ученых МК-4101.2008.2).

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
С.-Петербург, Россия, e-mail: mike@gao.spb.ru gnedin@gao.spb.ru

# PHOTON-AXION-LIKE PARTICLE COUPLING CONSTANT AND COSMOLOGICAL OBSERVATIONS

M.Yu.PIOTROVICH, Yu.N.GNEDIN, T.M.NATSVLISHVILI

We estimated the photon-pseudoscalar particle mixing constant from the effect of cosmological alignment and cosmological rotation of polarization plane of distant QSOs, revealed by Hutsemekers et al. This effect is explained in terms of birefringent phenomenon due to photon-pseudoscalar (axion-like) particle mixing in a cosmic magnetic field. The constraint of photon-pseudoscalar mixing constant is obtained for intergalactic ( $z \approx 1 + 2$ ) magnetic field strength at the level about  $10^9$  G with the coherence length  $\sim 1$  Mpc.

Key words: *cosmological magnetic field:axion:quasar:polarization*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Weinberg*, Phys. Rev. Lett., **40**, 223, 1978.
2. *F.Wilczek*, Phys. Rev. Lett., **40**, 279, 1978.
3. *J.E.Kim*, Phys. Rep., **150**, 1-177, 1987.
4. *R.D.Peccei, H.R.Quinn*, Phys. Rev. Lett., **38**, 1440, 1977.
5. *G.G.Raffelt*, Stars as Laboratories for Fundamental Physics, The University of Chicago Press, Chicago, 1996.
6. *S.Andriamonje, S.Aune, D.Autiero et al.*, JCAP **0704**, 010, 2007.
7. *D.Hutsemekers, R.Cabanac, H.Lamy, D.Sluse*, Astron. Astrophys., **441**, 915, 2005.
8. *D.Hutsemekers*, Astron. Astrophys., **332**, 410, 1998.
9. *B.Borguet, D.Hutsemekers, G.Letawe, Y.Letawe, R.Magain*, arXiv:0710.4048, 2007.
10. *D.Sluse, D.Hutsemekers, H.Lamy, R.Cabanac, H.Quintana*, Astron. Astrophys., **433**, 757, 2005.
11. *D.Harari, P.Sikivie*, Phys. Lett. B., **289**, 67, 1992.
12. *Yu.N.Gnedin, S.V.Krasnikov*, Sov. Phys. JETP, **75**, 933, 1992.
13. *Yu.N.Gnedin*, Astron. Astrophys. Transactions, **5**, 163, 1994.
14. *S.Das, P.Jain, J.P.Ralston, R.Saha*, JCAP, **06**, 002, 2005.
15. *G.Raffelt, L.Stodolsky*, Phys. Rev. D., **37**, 1237, 1988.
16. *A.A.Anselm, N.G.Uraltsev*, Phys. Let. B., **116**, 161, 1982.
17. *P.P.Kronberg*, Rep. Prog. Phys., **57**, 325, 1994.
18. *E.Kim, A.V.Olinto, R.Rosner*, Astrophys. J., **468**, 28, 1996.
19. *K.Bamba, N.Ohta, S.Tsujikawa*, arXiv:0805.3862, 2008.
20. *S.K.Sethi*, astro-ph/0303523, 2003.
21. *J.A.Peacock, S.Cole, P.Norberg et al.*, Nature, **410**, 169, 2001.
22. *M.Demianski, A.G.Doroshkevich*, Phys. Rev., **D75**, 123517, 2008.

23. *A. Bernui, W.S. Hipolito-Ricardi*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **389**, 1453, 2008.
24. *T. Kashniashvili, G. Lavrelashvili, B. Ratra*, arXiv:0807.4239, 2008.
25. *T. Kashniashvili, Yu. Maravin, A. Kosowsky*, arXiv:0806.1876, 2008.
26. *J.D. Barrow, P.G. Ferreira, J. Silk*, Phys. Rev. Lett., **78**, 3610, 1997.
27. *K. Bamba, M.J. Sasaki*, Cosmol. Astropart. Phys., **2**, 30, 2007.
28. *K.E. Kunze*, Phys. Rev., **D77**, 023530, 2008.
29. *J.R. Kristiansen, P.G. Ferreira*, arXiv:0803.3210, 2008.
30. *D. Ryu, H. Kang, J. Cho, S. Das*, arXiv:0805.2466, 2008.
31. *M.L. Medvedev, O.L. Silva, M. Kamionkowski*, Astrophys. J., **642**, L1, 2006.
32. *C.-X. Qiu, Z.-G. Dai*, arXiv:0805.1275, 2008.
33. *H. Kang, S. Das, D. Ryu, J. Cho*, arXiv:0706.2597, 2007.
34. *P. Barai*, arXiv:0806.1956, 2008.
35. *D.R.G. Schleicher, R. Banerjee, R.S. Klessen*, arXiv:0808.1461, 2008.
36. *P. Barai, J. Germain, H. Martel*, arXiv:0809.0515, 2008.
37. *P.P. Kronberg, Q.W. Dufton, H. Li, S.A. Colgate*, Astrophys. J., **560**, 178, 2001.
38. *Gopal-Krishna, P.J. Wiita, P. Barai*, JKAS, **37**, 517, 2004.
39. *R. Levine, N.Yu. Gnedin*, Astrophys. J., **632**, 727, 2005.
40. *S.R. Furlanetto, A. Loeb*, Astrophys. J., **556**, 619, 2001.
41. *J. Kim, P. Naselsky*, arXiv:0903.1930, 2009.
42. *R. Aloisio, V. Berezhinsky, A. Gazizov*, arXiv:0805.1867, 2008.
43. *V. Berezhinsky, A.Z. Gazizov*, Astrophys. J., **669**, 684, 2007.