



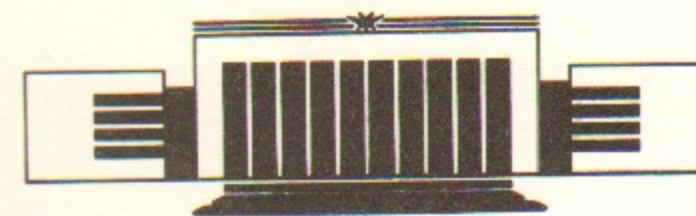
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

22

П.В. Воробьев, А.И. Кахидзе, И.В. Колоколов

АКСИОННЫЙ ВЕТЕР ИЛИ
ВОЗМОЖНОСТИ ПОИСКА
КОСМОЛОГИЧЕСКОГО
АКСИОННОГО КОНДЕНСАТА

ИЯФ 94-38



НОВОСИБИРСК

Аксионный ветер или возможности поиска космологического аксионного конденсата

П.В.Воробьев, А.И.Кахидзе, И.В.Колоколов

Институт ядерной физики,
630090 Новосибирск-90, Россия.
vorobyov@inp.nsk.su

Аннотация

Обсуждаются возможные проявления космологического конденсата легких псевдоголдстоуновских бозонов (аксион, фамилон и т. д.) и эксперименты по поиску такого конденсата.

© Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

1. Введение

Как известно, существует ряд наблюдательных указаний на присутствие во Вселенной большого количества невидимой темной материи:

Анализ кривых вращения галактик приводит к выводу, что масса светящегося вещества составляет не более 1/10 от полной массы галактики. Остальное вещество невидимо и распределено в виде массивного гало, в которое погружен диск галактики [1, 2].

Другой аргумент в пользу существования невидимой “темной материи” — так называемый вириальный парадокс. Дело в том, что в равновесной системе выполняется теорема вириала

$$E + 2P = 0 \quad \text{или} \quad M\bar{v}^2 + P = 0, \quad (1)$$

здесь E — кинетическая энергия системы, P — потенциальная энергия, v — дисперсия скоростей, M — полная масса системы. Оказывается, что богатые компактные скопления галактик, стабильные по ряду других признаков, имеют недопустимо высокие дисперсии скоростей. Для того, чтобы такие скопления были стабильны, необходимо, чтобы их масса примерно на порядок превосходила массу светящегося вещества [1, 3]. Существует ряд теоретических и наблюдательных аргументов в пользу того, что невидимое вещество не является обычной барионной

материей, такой как пыль, газ, плазма и т. д. В тоже время очень привлекательны модели, в которых "темная материя" является нерелятивистским газом элементарных частиц небольшой массы, слабо взаимодействующих с обычной материей [4]. Периодичность в распределении квазаров и удаленных галактик по красному смещению [5, 6] также получает достаточно естественное объяснение в космологии с газом очень легких (псевдо)голдстоуновских частиц, заполняющих Вселенную [7, 8].

2. Аксионный ветер

Малая масса и малая константа взаимодействия с обычным веществом представляются вполне естественными, если речь идет о легких псевдоскалярных частицах, возникающих в различных вариантах теории Великого Объединения: аксионах, фамилонах и т. д. Для простоты будем в дальнейшем называть такие частицы аксионами, не предполагая, однако, жесткой связи между массой и константой взаимодействия.

Как хорошо известно, идеальный бозе-газ при понижении температуры претерпевает бозе-конденсацию. Выражение для температуры такого перехода удобно записать в виде:

$$T_0 = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{m_a^{5/3}} \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^{2/3}. \quad (2)$$

Здесь m_a — масса частиц газа, выраженная в электрон-вольтах, ρ — плотность газа, ρ_c — критическая космологическая плотность, которую мы примем равной 10^{-29} г/см³. T_0 — температура бозе-конденсации в кельвинах. Для масс ниже 0.1 эВ температура перехода — порядка температуры реликтового излучения. В стандартной космологической модели [9] при уменьшении космологического масштабного фактора R ("радиуса Вселенной") температура материи $T \sim R^{-1}$, тогда как $T_0 \sim R^{-2}$. Поэтому, если отрыв аксионов от вещества произошел на достаточно ранней стадии космологической эволюции, то в этот момент газ должен был находиться в бозе-конденсированном состоянии. Адиабатическое расширение не может перевести частицу из основного состояния в возбужденное. Следовательно, в любой следующий момент эволюции Вселенной аксионы образуют конденсат, описываемый в сопутствующей системе макроскопической волновой функцией:

$$\Psi_0 = \sqrt{n_a} e^{i\alpha}. \quad (3)$$

Здесь n_a — количество аксионов в единице объема, α — ненаблюдаемая фаза.

Вышеприведенный анализ существенно использовал идеальность аксионного газа. Однако псевдоскалярные частицы, возникающие в различных моделях, могут распадаться на два фотона, поглощаться и излучаться веществом и участвуют в гравитационном взаимодействии. Это значит, что аксионный конденсат с момента его образования будет находиться в неравновесном состоянии. Для интересующих нас констант связи время термализации существенно превышает время жизни Вселенной, и влиянием локальных взаимодействий на конденсат можно пренебречь. А гравитационное дальное действие может привести лишь к адиабатическому развитию крупномасштабных неустойчивостей и к пространственно-неоднородному распределению плотности конденсата. В этой работе мы не будем касаться динамики аксионного конденсата, а просто предположим его существование в окрестности Земли с некоторой локально-постоянной плотностью, и сосредоточимся на способах его детектирования в различных диапазонах массы аксиона.

Лагранжева плотность локального взаимодействия аксионного поля ϕ с фермионным ψ имеет вид:

$$\mathcal{L}_{int} = iq_a \phi \bar{\psi} \gamma^5 \psi. \quad (4)$$

Ниже в качестве ψ мы будем понимать только электронное поле. В этом случае q_a — безразмерная константа электрон-аксионного взаимодействия.

Наличие аксионного конденсата означает отличие от нуля среднего $\langle \phi \rangle$; в системе отсчета, двигающейся относительно конденсата с нерелятивистской скоростью V :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{m_a}} (\Psi_0 e^{-im_a t + im_a V \cdot x} + \text{к.с.}). \quad (5)$$

Взаимодействие нерелятивистских электронов с конденсатом (5), возникающее благодаря вершине (4), учитывается добавлением в их гамильтониан слагаемого:

$$\hat{V} = \mu_a \nabla \langle \phi \rangle \cdot \sigma, \quad (6)$$

где $\mu_a = q_a / 2m_e$ — аксионный магнетон электрона. (Мы используем систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$). Подставляя (5) в (6), получим:

$$\hat{V} = i\mu_a \sqrt{m} (V \cdot \vec{\sigma}) (\Psi_0 e^{-imt + imV \cdot x} - \text{к.с.}). \quad (7)$$

Из выражений (6) и (7) видно, что аксионный конденсат будет восприниматься движущимся относительно него электроном как слабо неоднородное в пространстве и осциллирующее по времени магнитное поле с эффективной напряженностью:

$$\mathbf{V}_{eff} = 2kV\sqrt{\rho_a} \sin(m_a t + m_a \mathbf{V} \cdot \mathbf{x} + \theta). \quad (8)$$

Здесь ρ_a — плотность конденсата, $k = \mu_a/\mu_B$, μ_B — магнетон Бора. Такое необычное взаимодействие конденсата с остальной материей обусловлено тем, что лагранжиан \mathcal{L}_{int} имеет вид полехток, тогда как, скажем, взаимодействие обычного гелиевого конденсата описывается лагранжианом типа токхток. Более прямой аналогией может служить рассеяние классической электромагнитной волны на электроне. Неравновесность же конденсата, связанная с несохранением числа аксионов во взаимодействии (4), (6), в нашем случае несущественна в силу малости величины q_a .

Если под V понимать космологическую скорость Земли $V = 10^{-3}$, то длина волны, соответствующая пространственной неоднородности поля \mathbf{V}_{eff} , будет порядка:

$$\lambda \simeq 0.1 \left(\frac{1 \text{ эВ}}{m_a} \right) \text{ (см)}. \quad (9)$$

В диапазоне масс $0.1 < m_a < 1$ эВ $\lambda = 0.1 - 1$ см, и для образцов с размерами около 1 мм поле \mathbf{V}_{eff} можно считать однородным:

$$\mathbf{V}_{eff} = \mathbf{b} \cdot \sin(m_a t + \theta), \quad \mathbf{b} = 2kV\sqrt{\rho_a}. \quad (10)$$

Для аксиона с массой меньше 0.1 эВ проблем, связанных с размером образца, чувствительного к эффективному полю \mathbf{V}_{eff} , вообще не возникает.

Экзотическое квазимагнитное поле с амплитудой порядка 10^{-16} Гс вполне может быть зарегистрировано уже на сегодняшнем уровне экспериментальной техники. При этом нужно помнить, что напряженность квазимагнитного поля зависит от плотности энергии конденсата, константы взаимодействия аксионного поля с фермионами и скорости наблюдателя и, что это поле действует только на спин фермиона, а не на его магнитный момент.

Методы детектирования существенно зависят от частоты колебаний аксионного поля. Соответственно различны и схемы детекторов аксионного ветра.

3. Детекторы оптического диапазона

Поле \mathbf{V}_{eff} вызывает в атоме образца, являющегося чувствительным элементом детектора, слабое смешивание различных компонент тонкой структуры. Амплитуды такого смешивания осциллируют во времени с частотой, равной m_a . Поскольку между разными компонентами тонкой структуры возможны оптические переходы, то при $m_a \sim 1$ эВ наличие поля \mathbf{b} приведет к увеличению оптического шума в образце на частоте m_a . Сама по себе эта шумовая добавка мала, однако, что принципиально, для поляризованного атома ее величина зависит от ориентации момента атома J относительно космологической скорости V .

Взаимодействие электрона с полем (10) удобно характеризовать величиной размерности частоты $\Omega_a = 4\mu_a V\sqrt{\rho_a}$ (частота прецессии электронного спина в поле с напряженностью \mathbf{b}). Для оценки величины анизотропного шума рассмотрим атом с $L-S$ связью и электронной оболочкой, заполненной более, чем наполовину. В этом случае в основном состоянии полный момент $J = L + S$, где L — орбитальный момент, S — спин. Если масса m_a близка к разности энергий ΔE между основным состоянием $|JJ\rangle = |1\rangle$ и ближайшим возбужденным уровнем $|J-1, J-1\rangle = |2\rangle$ тонкой структуры, то количество фотонов, излучаемое в единицу времени данным атомом за счет взаимодействия с полем \mathbf{b} , может быть оценено как:

$$\dot{N}_\gamma \approx \frac{\Omega_a^2 \Gamma}{(\Delta E - m_a)^2 + \Gamma^2} |(\mathbf{n} \cdot \mathbf{S})_{12}|^2. \quad (11)$$

Здесь Γ — ширина первого возбужденного состояния в тонкой структуре, \mathbf{n} — единичный вектор вдоль космологической скорости, \mathbf{S} — оператор полного спина оболочки. Вводя вектор \mathbf{J} — среднее значение векторного оператора момента, мы получим:

$$\dot{N}_\gamma \approx \frac{\Omega_a^2 \Gamma}{(\Delta E - m_a)^2 + \Gamma^2} \frac{SL}{2J^3} (\mathbf{n} \times \mathbf{J})^2, \quad (12)$$

где S и L — значения спинового и орбитального моментов оболочки. В условиях точного резонанса:

$$\dot{N}_\gamma \approx \frac{\Omega_a^2}{\Gamma} \frac{\rho L}{2J^3} (\mathbf{n} \times \mathbf{J})^2. \quad (13)$$

Таким образом, полное количество излучаемых (“шумовых”) фотонов зависит от ориентации момента \mathbf{J} относительно вектора скорости движения атома (образца) через конденсат. Вращение детектора вокруг оси,

перпендикулярной направлению движения через конденсат, позволит использовать модуляционную методику и заметно увеличить чувствительность эксперимента. Применение модуляционной методики позволяет регистрировать разность в интенсивности фотонного шума 10^{-4} Гц.

Оценим достижимую чувствительность. Рассмотрим к примеру ион иттербия Yb^{3+} в кристалле CaF_2 или $Y_3Al_5O_{12}$. Подходящий для наших целей переход $^2F_{5/2} - ^2F_{7/2}$ с длиной волны излучения $\lambda = 1.03 \mu m$ имеет ширину $\Gamma = 10^4$ Гц при концентрации иона в кристалле порядка 10% и температуре 77 К. В кристалле объемом 1 см^3 содержится около 10^{22} ионов Yb^{3+} . В результате, для максимальной амплитуды модуляции интенсивности оптического шума кристалла, получим:

$$\Delta \dot{N}_\gamma \sim \frac{\Omega^2}{\Gamma} n_i V, \quad (14)$$

где n_i — плотность ионов, V — объем кристалла. При объеме образца 1 см^3 это позволяет иметь чувствительность по эффективной частоте прецессии:

$$\Omega = \sqrt{\frac{\Delta \dot{N}_\gamma \Gamma}{n_i}} \approx 10^{-11} \quad (15)$$

или по эффективному квазимагнитному полю:

$$b = 10^{-18} \text{ Гс}. \quad (16)$$

Если считать, что локальная плотность аксионного конденсата в галактическом гало на четыре порядка превосходит критическую плотность $\rho_a = 10^4 \rho_c = 10^{-25} \text{ г/см}^3$ [10], то получим достижимое ограничение на константу k ; $k < 10^{-13}$, что соответствует ограничению $q_{ae} < 10^{-9} \text{ ГэВ}^{-1}$ на константу связи аксион-электрон. (Астрофизическое ограничение, следующее из физики Солнца — $q_{ae} < 10^{-6} \text{ ГэВ}^{-1}$). Интервал чувствительности детектора по массе аксиона определяется изменением амплитуды и ориентации подмагничивающего поля относительно осей кристалла.

Рассмотрим коротко другую возможность детектирования космологического конденсата аксионов с массой 1 эВ и выше [11]. Известно, что распад аксиона на два фотона, также как и распад нейтрального пиона, происходит через треугольную диаграмму с виртуальным заряженным фермионом в петле. Время жизни аксиона относительно распада на два фотона определяется выражением:

$$\tau_a = (m_\pi/m_a)^5 \tau_\pi, \quad (17)$$

где m_a, m_π — массы, а τ_a, τ_π — времена жизни аксиона и пиона соответственно. $\tau_\pi = 8 \cdot 10^{-17} \text{ с}$, $m_\pi = 135 \text{ МэВ}$. Из (17) видно, что время жизни аксиона с массой 1 эВ — $3.5 \cdot 10^{24} \text{ с}$, а время жизни аксиона с массой 3 эВ — $1.5 \cdot 10^{22} \text{ с}$.

Предположим теперь, что наблюдатель движется через конденсат со скоростью V . Аксион распадается на два фотона равной энергии, разлетающихся в противоположном направлении и имеющих ортогональную поляризацию. В системе отсчета, связанной с конденсатом, распады изотропны. Однако, при переходе в лабораторную систему оказывается, что распады, в которых один фотон вылетает в направлении движения наблюдателя, а другой — в противоположном, дают наибольшую разницу наблюдаемой в лабораторной системе энергии фотонов.

$$E_{\max} = E_0(1 + v/c), \quad E_{\min} = E_0(1 - v/c), \quad (18)$$

где $E_0 = m_a c^2/2$. Такие распады сильно подавлены малостью телесного угла, однако, именно они представляют для нас интерес. Давайте теперь создадим мощный когерентный фотонный пучок, совпадающий с направлением движения относительно конденсата. Пусть энергия фотона $E_\gamma = E_{\min}$, если направления движения и фотонного пучка совпадают и $E_\gamma = E_{\max}$, если направления противоположны. В результате время жизни аксионов уменьшится пропорционально потоку фотонов в фотонном пучке. Это связано с тем, что в вероятности распада аксиона с излучением фотона появляется фактор Бозе-усиления.

$$\tau \simeq \tau_a/n_\gamma, \quad (19)$$

здесь n_γ — число фотонов в фотонном пучке на длине взаимодействия аксиона с фотонами. Такое явление можно назвать: "Распад, индуцированный светом" [11].

Легко видеть, что в случае монохроматических параллельных пучков аксионов и фотонов вероятность распада аксиона определяется выражением:

$$P = (\tau_i/\tau_a) \tau_i \dot{n}_\gamma, \quad (20)$$

здесь $\tau_i = L/c$ — время взаимодействия аксионного и фотонного пучков, \dot{n}_γ — поток фотонов, τ_a — время жизни аксиона. Если \dot{n}_a и \dot{n}_γ — поток аксионов и фотонов соответственно, то поток фотонов от индуцированных распадов:

$$\dot{N}_\gamma \simeq (\tau_i/\tau_a) \tau_i \dot{n}_a \dot{n}_\gamma. \quad (21)$$

Причем, один из фотонов от распада аксиона имеет частоту, поляризацию и направление, совпадающие с таковыми в фотонном пучке. Второй

фотон распространяется в обратном направлении и имеет поляризацию, ортогональную поляризации фотонного пучка и частоту, отличающуюся на двойной доплеровский сдвиг. Этот факт создает хорошие предпосылки для создания эффективного детектора аксионов с массой порядка 1–5 эВ. При мощности лазера 10 кВт, длине взаимодействия 10 м и потоке аксионов — $10^{12}/\text{с}$ (что соответствует плотности однородного невозмущенного конденсата) поток фотонов от индуцированного распада аксионов конденсата составит $10^{-2}/\text{с}$. Если плотность конденсата в галактическом гало на пять порядков больше, то поток распадных фотонов будет 1000 фотонов в секунду. Оценки показывают, что фон от лазерного излучения может быть подавлен.

К сожалению при поиске конденсата этим методом необходимо сканирование не только по частоте, но и по направлению.

4. Детекторы низкочастотного диапазона

При частотах квазимагнитного поля ниже 10^6 герц (что соответствует интервалу масс от 0 до 10^{-8} эВ.) естественно использовать в качестве детектора ферромагнитный стержень, намагниченность которого считается СКВИДом. Детекторы такого типа были использованы для поиска арионного дальнего действия [12, 13] и экзотических дальних действий, нарушающих T инвариантность [14]. Детектор — зонд из криоферрита или высокочастотного антиферромагнетика помещен в многослойный свинцовый сверхпроводящий экран, который подавляет внешние магнитные поля до уровня 10^{-15} Гс. Намагниченность зонда измеряется СКВИД магнитометром с чувствительностью по магнитному потоку $\Phi = 10^{-6}\Phi_0/\sqrt{\text{Гц}}$. Большое удлинение зонда позволяет получить высокую эффективную магнитную восприимчивость к эффективному квазимагнитному полю \mathbf{b} . Для увеличения чувствительности зонд подмагничивается переменным полем. Вращение детектора позволит использовать модуляционный метод и значительно подавить шумы. Уровень чувствительности к аксионному квазимагнитному полю, достигнутый в экспериментах [12–14]: $\mathbf{b} = 10^{-12}$ Гс, некоторые усовершенствования позволят достигнуть чувствительности порядка $\mathbf{b} = 10^{-15}$ Гс.

Детекторы на основе ионов, накопленных в ловушке, которые использовались для поиска экзотических спин-зависимых дальних действий [15] и поиска пространственной анизотропии и нарушения локальной Лоренц инвариантности [16], также весьма перспективны для проведения

экспериментов по поиску конденсата аксионов взаимодействующих как с электронами так и с кварками (нуклонами).

5. Детекторы СВЧ диапазона

Для детектирования конденсата аксионов с массой соответствующей радиочастотному диапазону можно использовать детектор типа “Галоскоп”, применявшийся для поиска аксионов галактического гало [17]. Этот детектор основан на резонансной конверсии аксион-фотон в магнитном поле [18].

Для более эффективной регистрации аксионного конденсата выгоднее использовать детектор на основе замагниченного (анти) ферромагнетика [19–22]. В этом случае конверсия аксин-фотон происходит не через треугольную диаграмму с заряженным фермионом в петле, а через процесс, аналогичный эффекту Комптона на электроме, связанном в атоме. Это сразу дает выигрыш в вероятности резонансной конверсии аксион-фотон в α^{-2} раз ($\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры).

Кроме того, в ряде теорий взаимодействие аксиона с фотоном вообще отсутствует в силу компенсации вкладов лептонов и кварков в петле.

Рассмотрим детектор, состоящий из СВЧ резонатора, работающего на моде TE_{110} . В центре резонатора в пучности магнитного поля помещен небольшой сферический образец из (анти) ферромагнетика с высокой добротностью ферромагнитного резонанса. Резонатор помещен в постоянное внешнее магнитное поле таким образом, что намагниченность ферромагнитной сферы перпендикулярна направлению магнитной составляющей СВЧ поля резонатора. Величина подмагничивающего поля выбрана такой, чтобы частота ферромагнитного резонанса соответствовала собственной частоте резонатора на TE_{110} моде. Пусть такой детектор движется через аксионный конденсат так, что вектор эффективного квазимагнитного поля \mathbf{b} перпендикулярен подмагничивающему полю. Если частота осцилляций поля \mathbf{b} совпадает с частотой ферромагнитного резонанса, это приведет к прецессии вектора намагниченности ферромагнитного образца. Появляется осциллирующая компонента магнитного момента образца, хорошо связанная с магнитным полем TE_{110} колебания резонатора. Такая связь обеспечивает перекачку мощности из квазимагнитной волны \mathbf{b} аксионного конденсата в электромагнитное поле резонатора, которое может быть зарегистрировано высокочувствительным приемником. Оценим чувствительность такого детектора (более подробное

обсуждение работы аксионных детекторов СВЧ диапазона, основанных на использовании (анти) ферромагнетиков, приведено в работах [19–22]).

Равновесная амплитуда осциллирующей поперечной намагниченности, индуцированная квазимагнитным полем b определяется выражением:

$$m_{\perp} = m_0 \left(\frac{b}{B_0} \right) Q_t, \quad (22)$$

где b — амплитуда квазимагнитного поля, определяемая выражением (10), B_0 — внешнее подмагничивающее поле, Q_t — ферромагнитная добротность образца, m_0 — намагниченность насыщения образца. (Мы предполагаем, что добротность детектора полностью определяется ферромагнитной добротностью образца.) Как известно, мощность, излучаемая системой с осциллирующим магнитным моментом m , определяется выражением:

$$P = \frac{\omega^4}{3c^3} m_0^2 \left(\frac{b}{B_0} \right)^2 Q_t, \quad (23)$$

где c — скорость света.

Для протяженного волновода-резонатора длиной L , заполненного ферритом, выражение (23) принимает вид:

$$P = \frac{\omega^4}{3c^3} m_0^2 \left(\frac{b}{B_0} \right)^2 Q_t (kL)^2, \quad (24)$$

здесь $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число.

Задание предельной чувствительности приемника P_N позволяет оценить чувствительность детектора:

$$b = \left(\frac{3c^3 P_N}{\omega^4 Q_t} \right)^{1/2} \frac{1}{kL} \frac{B_0}{m_0}. \quad (25)$$

Пусть чувствительность $P_N = 10^{-22}$ Вт = 10^{-15} эрг/с, $\omega = 10^{11}$ Гц, $m_0 = 10^3$ Гс, $B_0 = 3 \cdot 10^3$ Гс, $Q = 10^3$, $(kL)^2 = 10^3$. Подставляя эти величины в (25), получим: $b = 10^{-15}$ Гс, что при локальной плотности конденсата в гало $\rho_a = 10^{-25}$ г/см³ позволяет получить ограничение на константу связи аксион-электрон на уровне $g_{ae} < 10^{-6}$ ГэВ⁻¹. В работе [22] показано, что использование антиферромагнетика типа FeVO₃ с большим внутренним полем Дзялошинского дает увеличение чувствительности в 10^3 раз при температуре 4 К. Достижимая чувствительность для детекторов этого типа достигает: $b < 10^{-18}$ Гс, $g_{ae} < 10^{-9}$ ГэВ⁻¹.

Таким образом “реликтовый аксионный газ” во Вселенной может находиться в состоянии аксионного конденсата. При движении через конденсат возникает “аксионный ветер” — эффективное квазимагнитное поле, которое может взаимодействовать со спином фермионов. На основе этого явления может быть реализован целый ряд экспериментов по поиску космологического аксионного конденсата — “темной материи”, составляющей скрытую массу Вселенной. Могут быть построены достаточно эффективные детекторы для поиска конденсата аксионов с массой меньше 10 эВ.

Авторы глубоко благодарны А.С. Елховскому за многочисленные обсуждения, позволившие глубже понять проблему. Мы также признательны А.А. Ансельму и И.Б. Хриповичу за стимулирующие дискуссии и полезные замечания.

Литература

1. Б.А. Воронцов-Вельяминов. Внегалактическая астрономия, М.: “Наука”, 1972.
2. J. Einasto, A. Kaasik, E. Saar. Nature, 250, 309 (1974).
3. M.J. Geller and J.P. Huchra. Ap. J. Suppl., 52, 61 (1983).
П. Публс. Физическая космология, М.: “Мир”, 1975.
4. J. Ellis. Preprint CERN-TH.5039/88, CERN — Geneva, 1988.
5. P.V. Vorobyov. Preprint INP 81-138, Novosibirsk, 1981.
6. T.J. Broadhurst, R.S. Ellis, D.C. Koo, A.S. Szalay. Nature, 343, 728 (1990).
7. А.А. Ансельм. ЖЭТФ, 100, 5 (1991).
8. M. Morikawa. Ap. J., 362, L37 (1990).
9. С. Вайнберг. Гравитация и космология., М.: “Мир”, 1975.
10. M.S. Turner. Phys. Rep., 197, 67 (1990).
11. П.В. Воробьев. Письма в ЖЭТФ, 57, 737 (1993).
12. P.V. Vorobyov, Ya. I. Gitarts. Phys. Lett., B208, 146 (1988).

13. В.Ф. Бобраков, Ю.В. Борисов и др. Письма в ЖЭТФ, 53, 283 (1991).
14. П.В. Воробьев. Физика высоких энергий. Материалы XXIV зимней школы ЛИЯФ, Ленинград 1989.
15. D.J. Wineland, J.J. Bollinger et al. Phys. Rev. Lett., 67, 1735 (1991).
16. J.D. Prestage, J.J. Bollinger et al. Phys. Rev. Lett., 54, 2387 (1985).
17. DePanfilis et al. Phys. Rev. Lett., 59, 839 (1987).
18. P. Sikivie. Phys. Rev., D32, 2988 (1983).
19. П.В. Воробьев, И.В. Колоколов, В.Ф. Фогель. Письма в ЖЭТФ, 65, 72 (1989).
20. R. Barbieri et al. Phys. Lett., B226, 357 (1989).
21. P.V. Vorobyov, I.V. Kolokolov and V.F. Fogel. Particle World, 1, 163 (1990).
22. А.И. Кажидзе, И.В. Колоколов. ЖЭТФ, 99, 1077 (1991).

П.В. Воробьев, А.И. Кажидзе, И.В. Колоколов

**Аксионный ветер или возможности поиска
космологического аксионного конденсата**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов
Работа поступила 7 апреля 1994 г.

Сдано в набор 25 апреля 1994 г.
Подписано в печать 28 апреля 1994 г.
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.1 печ.л., 0.9 уч.-изд.л.
Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 38

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.