



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

74

П.В. Воробьев

ИНДУЦИРОВАННЫЙ СВЕТОМ РАСПАД
ПСЕВДОГОЛДСТОУНОВСКИХ БОЗОНОВ
И ПОИСК АКСИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

ИЯФ 92-94



НОВОСИБИРСК

ИНДУЦИРОВАННЫЙ СВЕТОМ РАСПАД ПСЕВДОГОЛДСТОУНОВСКИХ БОЗОНОВ И ПОИСК АКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

П.В.Воробьев

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия.*

АННОТАЦИЯ

Обсуждается процесс индуцированного светом распада аксионов с массой 1–3 эВ. Этот процесс может быть положен в основу нового типа детекторов для поиска аксионного излучения Солнца и поиска конденсата аксионов с массой около 1 эВ, возможно, составляющего скрытую массу Вселенной.

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда Сороса и комитета по проблеме Космомикрофизика (н-у.ц. "Космион")
e-mail: VOROBYOV@inp.nsk.su

1. Распад аксиона, индуцированный светом

Существует ряд таких теорий, как супергравитация, теория суперструн, различные версии суперсимметрии и целый ряд других, в которых естественным образом возникают **безмассовые** или очень легкие (псевдо)голдстоуновские бозоны: аксион, арион, фамилон, архион и другие. Для удобства будем называть все частицы этого типа аксионами. Эти частицы и соответствующие им поля чрезвычайно слабо связаны с обычной материей. Имеется ряд астрофизических указаний на присутствие во Вселенной большого количества невидимой темной материи. Одним из наиболее естественных кандидатов на роль такой темной материи является нерелятивистский аксионный газ. Сегодня существует ряд вполне самосогласованных космологических моделей с аксионным темным веществом [1, 2]. Возникает задача экспериментального поиска аксионов и аксионной скрытой массы. Уже осуществлено несколько экспериментов по поиску аксионов из галактического гало [3, 4]. В Новосибирске и Брукхевене готовятся эксперименты по поиску аксионного излучения Солнца [5]. Однако, эти детекторы чувствительны к аксионам с массой менее 10^{-3} эВ.

Здесь мы рассмотрим метод поиска аксионов с массой около 1–3 эВ. Этот интервал выделен тем, что нет астрофизических ограничений на существование аксиона с такой массой. Второе окно для массы аксионов, не "закрытое" астрофизикой и космологией, 10^{-7} – 10^{-4} эВ. Такие аксионы могут образовывать конденсат. Методы поиска конденсата легких псевдоголдстоуновских бозонов подробно будут рассмотрены в другом месте [6]. Обзор экспериментов по поиску легких или строго без-

массовых псевдоскаляров и ассоциированных с ними взаимодействий можно найти в [5].

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:

$$\tau_a = (m_\pi / m_a)^5 \tau_\pi \quad (1)$$

где m_a, m_π — массы, а τ_a, τ_π — времена жизни аксиона и пиона соответственно. $\tau_\pi = 0.8 \cdot 10^{-16}$ с, $m_\pi = 135$ МэВ. Из (1) видно, что время жизни аксиона с массой 1 эВ — $3.5 \cdot 10^{24}$ с, а время жизни аксиона с массой 3 эВ — $1.5 \cdot 10^{22}$ с.

Предположим теперь, что в направлении оси X распространяется когерентный (параллельный и монохроматический) пучок аксионов со скоростью порядка скорости света относительно наблюдателя. В сопутствующей системе аксион распадается на два фотона равной энергии, разлетающихся в противоположном направлении и имеющих ортогональную поляризацию. В сопутствующей системе распады изотропны, однако, при переходе в лабораторную систему оказывается, что фотоны, в основном, излучаются в угол порядка $1/\gamma$ в направлении движения аксиона. Распады, в которых один фотон вылетает в направлении движения аксиона, а другой — в противоположном, дают наибольшую разницу наблюдаемой в лабораторной системе энергии фотонов.

$$E_{\max} = \gamma m_a c^2$$

$$E_{\min} = m_a c^2 / 4\gamma \quad (2)$$

где: $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$.

Такие распады сильно подавлены малостью телесного угла, однако, именно они представляют для нас интерес. Давайте теперь создадим мощный когерентный фотонный пучок, совпадающий с аксионным пучком. Пусть энергия фотона $E_\gamma = E_{\max}$, если направления движения аксионного и фотонного пучка совпадают и $E_\gamma = E_{\min}$, если направления распространения противоположны. В результате время жизни аксионов уменьшится. Это связано с тем, что в вероятности распада аксиона с излучением фотона появляется знаменитый фактор Бозе-усиления:

$$w_n = w_0 n_\gamma \quad (3)$$

здесь n_γ — число фотонов в фотонном пучке.

Соответственно, время жизни аксиона уменьшается пропорционально числу фотонов в фотонном пучке на длине взаимодействия аксиона с фотонами.

$$\tau_n = \tau_0 / n_\gamma \quad (4)$$

Это явление можно назвать: "Распад, индуцированный светом". Поскольку вероятность распада определяется числом фотонов в потоке, естественно использовать фотонный пучок с $E_\gamma = E_{\min}$, распространяющийся навстречу потоку аксионов, так как число фотонов в нем в γ^2 раз больше, чем в пучке с $E_\gamma = E_{\max}$, при равной мощности.

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

$$w = (\tau_i / \gamma \tau_a) \tau_i \dot{n}_\gamma \quad (5)$$

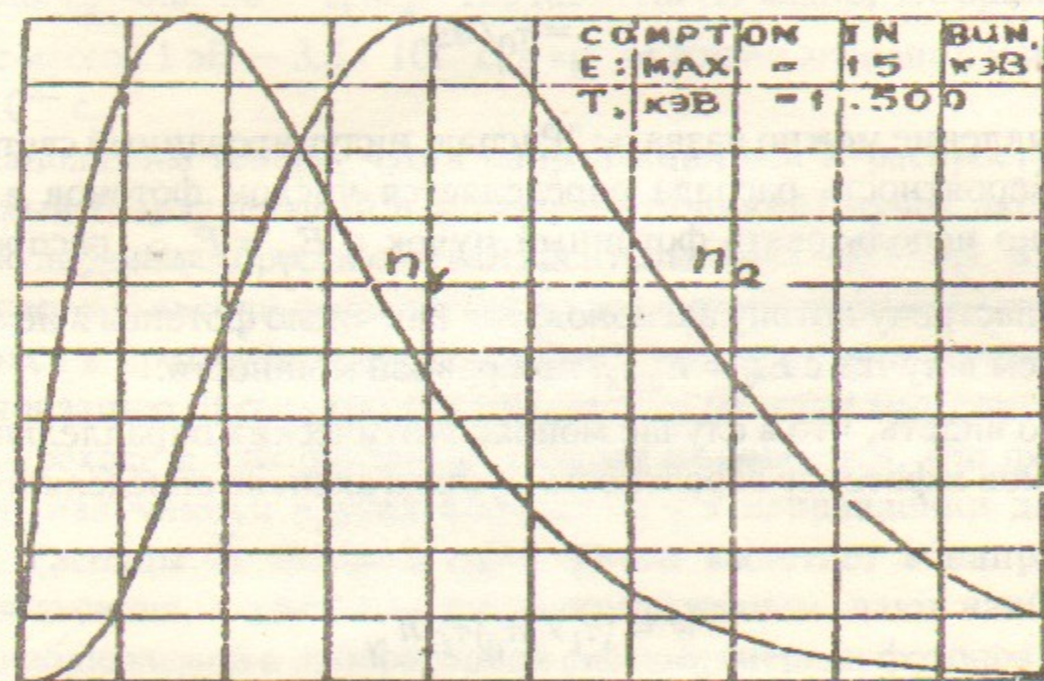
здесь $\tau_i = L/c$ — время взаимодействия аксионного и фотонного пучков, \dot{n} — поток фотонов, $\gamma \tau_a$ — время жизни аксиона в лабораторной системе. Если \dot{n}_a и \dot{n}_γ — поток аксионов и фотонов соответственно, то поток фотонов от индуцированных распадов:

$$\dot{N} = (\tau_i / \gamma \tau_a) \tau_i \dot{n}_\gamma \dot{n}_a \quad (6)$$

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.

2. Детектирование аксионного излучения Солнца

Рассмотрим возможность детектирования аксионов от Солнца. Массе аксиона 1 эВ соответствует константа взаимодействия $g_{ae} = 10^{-7} \text{ ГэВ}^{-1}$ или $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-9} \text{ ГэВ}^{-1}$. При этом поток аксионов от Солнца на орбите Земли должен быть около $10^{13}/\text{см}^2 \text{ с}$. Энергия аксиона, покидающего ядро Солнца, лежит в интервале 1—15 КэВ.



$T=15 \text{ КэВ}$

Рис. 1. Энергетический спектр аксионов и фотонов в ядре Солнца.

Чтобы учесть распределение аксионов по энергиям и конечный фазовый объем аксионного пучка, необходимо соответствующим образом модифицировать выражение (6):

$$\dot{N}_\gamma = \left(\frac{\tau_i}{\gamma \tau_a} \right) \tau_i \dot{n}_\gamma \dot{n}_a \left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right) \cdot \min \left(1, \left(\frac{d}{L} \right)^2 / \Omega_\omega \right) \cdot \min \left(1, \frac{L\lambda}{d^2} \right) \quad (7)$$

здесь d — диаметр детектора, L — его длина, $\Delta\omega/\omega$ — неопределенность частоты, связанная с конечной длиной взаимодействия $\Delta\omega/\omega = \lambda/L$, $(d/L)^2$ — телесный угол детектора, Ω_ω — телесный угол ядра Солнца. Пусть масса аксиона 2.5 эВ. Тогда $\gamma = 2 \cdot 10^3$, и при распаде вдоль направления движения излучаются фотоны с энергией $E_{\max} = 5 \text{ КэВ}$ и $E_{\min} = 10^{-4} \text{ эВ}$. Это значит, что энергия фотона, улетающего назад, лежит в радиочастотном СВЧ диапазоне (его длина волны $\lambda = 0.75 \text{ см}$). Если создать СВЧ волну с длиной $\lambda = 0.75 \text{ см}$, распространяющуюся навстречу потоку аксионов, то при СВЧ мощности $P = 10 \text{ Мвт}$. поток фотонов будет $10^{31}/\text{сек}$. При длине взаимодействия $L = 10 \text{ м}$ и апертуре $d = 2 \text{ см}$, фактор $\Delta\omega/\omega = 10^{-3}$, а фактор $(d/L)^2 / \Omega_\omega = 0.1$. При потоке аксионов $\dot{n}_a = 10^{13}/\text{с}$ получим поток фотонов от индуцированных распадов аксионов

$\dot{N} = 1.5 \cdot 10^{-1}/\text{с}$. Эти фотоны имеют энергию порядка 5 КэВ и легко могут быть зарегистрированы кремниевым или арсенид-галиевым полупроводниковым детектором, работающим при температуре жидкого гелия. Собственные шумы охлажденного детектора площадью 3–4 см в области энергий более 3 КэВ пренебрежимо малы. Если масса аксиона 1 эВ, длина волны СВЧ должна быть $\lambda = 7 \text{ см}$, а поток фотонов с энергией около 5 КэВ порядка $3 \cdot 10^{13}/\text{с}$, что тоже не представляет трудностей для регистрации. Устройство детектора приведено на рис. 2.

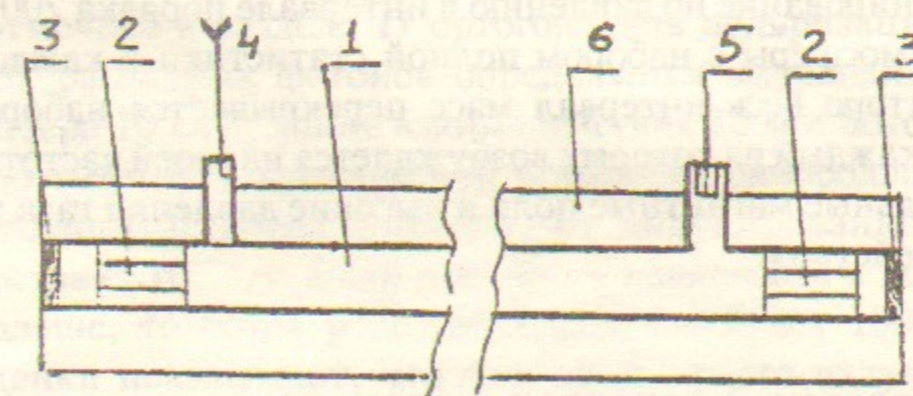


Рис. 2. Схема детектора солнечных аксионов: 1 — волновод-резонатор, 2 — закрытые пробки, 3 — полупроводниковые счетчики, 4 — ввод СВЧ мощности, 5 — настройка волновода, 6 — гелиевый объем криостата. Азотный объем криостата и элементы

СВЧ мощность накапливается в сверхпроводящем волноводе, запертом с торцов критическими пробками, прозрачными для фотонов, рождающихся при распаде аксионов. Волновод вакуумирован. На торцах волновода за пробками смонтированы полупроводниковые счетчики для регистрации распадных фотонов с энергией несколько КэВ. Волновод помещен в жидкий гелий при температуре 4.2 К. При добротности волновода-резонатора 10^8 для получения мощности 10 Мвт нужна мощность возбуждения всего 0.1 вт. Вся система размещается на поворотной платформе для слежения за Солнцем.

Наш проект выгодно отличается от проекта [7], так как здесь нет тонких настроек. В проекте [7] для регистрации аксионов с массой порядка 1–3 эВ, излучаемых ядром Солнца, используется смешивание состояний и резонансная конверсия аксион-фотон в поперечном магнитном поле. Для сохранения когерентности на длине взаимодействия необходимо, чтобы законы дисперсии массивного аксиона и фотона совпадали. В работе [7] для того, чтобы сделать фотон массивным предлагается надуть в пространство взаимодействия водород. Для фотона с энергией несколько КэВ электроны газа можно считать свободными, и эффективная масса фотона соответствует плазменной частоте:

$$m_{eff} = \hbar \omega_p / c^2, \quad \omega_p^2 = e^2 n_0 / m_e \quad (8)$$

Для регистрации аксиона с массой порядка электронвольт необходимо давление в пространстве взаимодействия около 200 атмосфер поддерживать с точностью 10^{-3} . Для поиска аксиона в интервале 1–3 эВ провести сканирование по давлению в интервале порядка 200 атмосфер с шагом 0.2 атмосферы с набором полной статистики в каждой точке! В нашем детекторе весь интервал масс перекрывается набором из трех волноводов, каждый из которых возбуждается на своей частоте. При этом не нужны сильные магнитные поля и высокие давления газа в пространстве взаимодействия.

3. Лазерный детектор аксионного конденсата

Рассмотрим коротко еще одну возможность. Предположим, что основной вклад в плотность Вселенной дает аксионный газ. Для газа бозонов существует критическая температура, ниже которой происходит Бозе-конденсация газа в импульсном пространстве в состоянии $k = 0$. Так

как константа взаимодействия аксиона с веществом и излучением чрезвычайно мала, аксионное поле можно считать свободным для любого времени, кроме небольшого интервала, следующего за "большим взрывом" или стадией инфляции. Практически сразу после фазового перехода, когда аксионное поле приобрело массу, аксионы термолизировались, выпали в конденсат и теперь когерентный аксионный газ описывается единой волновой функцией. В результате гравитационной неустойчивости конденсат распадается на комки, плотность которых примерно на пять порядков выше, чем плотность исходного однородного конденсата. Однако, конденсат в комках, по-видимому, выживает. Если эта картина верна, мы должны быть погружены в "газ" комков конденсата, движущихся относительно нас со скоростью около 300 км/с. Более подробные свойства аксионного конденсата и способы его поиска будут обсуждаться в работе [6]. В системе покоя комка аксион распадается на два фотона с энергией $E_0 = m_a c^2 / 2$. Если распад произошел вдоль направления движения комка, то для неподвижного наблюдателя фотоны получают доплеровский сдвиг:

$$\begin{aligned} E_{max} &= E_0 (1 + v/c) \\ E_{min} &= E_0 (1 - v/c). \end{aligned} \quad (9)$$

Если светить мощным лазером вдоль направления движения комка на частоте $E_\gamma = E_{min}$, то при достаточной мощности излучения, это приведет к индуцированным распадам и излучению фотонов с энергией $E_\gamma = E_{max}$ в противоположном направлении. Поляризация этих фотонов (как было отмечено в разделе 1) ортогональна поляризации лазерного пучка. Поток распадных фотонов определяется выражением (6). При мощности лазера 10 квт., длине взаимодействия 10 м и потоке аксионов 10^{12} (что соответствует критической плотности однородного невозмущенного конденсата) поток фотонов от индуцированного распада аксионов составит 10^{-2} /с. Если плотность конденсата в комке 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 по частоте и направлению. Если размер комка порядка размера Солнца, то его плотность порядка 10^{-24} г/см. Частота встречи Земли с такими комками всего лишь около 10^{-9} с (один раз в столетие!).

Все это делает поиск конденсата аксионов с массой порядка 1 эВ делом длительным и трудноосуществимым.

В заключение выражаю глубокую признательность Л.М. Баркову, А.С. Елховскому, И.В. Колоколову, Г.Я. Кезерашвили и О.П. Сушкову за интерес к работе и дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.S. Turner. Phys. Rev. D, 33, 889, (1986).*
2. *З.Г. Бережани, А.С. Сахаров, М.Ю. Хлопов. ЯФ, 55, 1918, (1992).*
3. *W.U. Wuensch et. al. Phys. Rev. D, 40, 3153, (1989).*
4. *S. Matsuki. Proceedings of the fifth workshop on elementary particle picture of the Universe, ed. M.Fukugita, A.Suzuki, p.319, КЕК, (1990).*
5. П.В. Воробьев. Физика высоких энергий. Материалы XXIV зимней школы ЛИЯФ, с.66, Ленинград, (1989).
6. П.В. Воробьев, А.С. Елховский, А.И. Кахидзе, И.В. Колоколов. Аксионный ветер или возможности поиска космологического аксионного конденсата. (Будет опубликовано).
7. *K.van Bibber et. al. Phys. Rev. D, 39, 2089, (1989).*

П.В. Воробьев

Индукцированный светом распад
псевдоголдстоуновских бозонов и
поиск аксионного излучения Солнца

ИЯФ 92-94

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 16 декабря 1992 г.

Подписано в печать 18.12.1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,8 печ.л., 0,7 уч.-изд.л.

Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ N 94

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