

НЕКОТОРЫЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССУ АКСИОНА

*М.И.Высоцкий, Я.Б.Зельдович, М.Ю.Хлопов,
В.М.Чечеткин*

Сравнение аксионной светимости Солнца с наблюдаемой фотонной светимостью приводит к ограничению $\mu_a > 25$ кэв. Привлечение современных представлений о структуре сверхгигантов позволяет получить более сильные ограничения – соответственно, $\mu_a > 200$ кэв.

В последнее время интенсивно обсуждается возможность существования легкого псевдоскалярного хиггсовского мезона – так называемого "аксиона" a [1, 2]. Цель настоящей статьи – получить ограничения снизу на массу такой частицы исходя из современных представлений о структуре и светимости звезд.

Испускание аксионов в горячих ядрах звезд может существенно изменить их светимость или привести к коренной перестройке их структуры. Поэтому на основе детально разработанных моделей Солнца и красных сверхгигантов можно получить нижнюю оценку массы аксионов.

В последующих вычислениях мы будем использовать систему единиц $\hbar = c = k = 1$. Взаимодействие аксиона с кварками (q) и лептонами (l) имеет вид $H_{int} = \sqrt{G} m_{q(l)} \bar{\psi}_{q(l)} \gamma_5 \psi_{q(l)} \phi_a$. Наибольший интерес представляют процессы образования аксиона $\gamma\gamma \rightarrow a$, $\gamma e \rightarrow a e$, $\gamma N \rightarrow a N$ и реакции поглощения $a e \rightarrow \gamma e$, $a N \rightarrow \gamma N$ и распада $a \rightarrow 2\gamma$. Сечение фоторождения аксиона вблизи порога имеет вид

$$\sigma(\gamma e \rightarrow a e) \approx G_a \left(\frac{m_a}{m_e} \right)^2 \sqrt{\frac{\omega\gamma}{m_a} - 1}, \quad (1)$$

а удельные потери за счет этой реакции составляют ($T < m_a$)

$$q(\gamma l \rightarrow a e) = n_e e^{-\frac{m_a}{T}} \left(\frac{m_a T}{2\pi} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{T}{m_a}} \frac{2}{3} \alpha G \frac{m_a^2}{m_e^2} = 2 \cdot 10^7 \mu_a^4 T^2 e^{-\frac{\mu_a}{T}} \text{ эрг/л.сек}, \quad (2)$$

где $\mu_a = m_a/1$ кэв, $T = T/1$ кэв, n_e — плотность электронов. Сечение образования аксиона в реакции $\gamma\gamma \rightarrow a$ получаем из матричного элемента $M = F_a \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} k_{1\rho} k_{2\lambda}$, $F_a = \alpha/\pi \sqrt{G} \sum Q^2$ (суммирование ведется по всем заряженным кваркам и лептонам):

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow a) = G m_a^2 \frac{\alpha^2}{8\pi} \delta(s - m_a^2) \left(\sum_i Q_i^2 \right)^2, \quad (3)$$

а соответствующая скорость потери энергии имеет вид ($T < m_a$)

$$q = m_a \frac{\alpha^2 G \left(\sum_i Q_i^2 \right)^2 m_a^3}{64\pi^3} e^{-\frac{m_a}{T}} \left(\frac{m_a T}{2\pi} \right)^{3/2} = 4 \cdot 10^8 \mu_a^{11/2} T^{3/2} e^{-\frac{\mu_a}{T}} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}, \quad (4)$$

где μ_a и T в кэв.

Сравнивая выражения (2) и (4) мы видим, что в интересующей нас области температур и плотностей мы можем не учитывать реакцию фоторождения и обратную реакцию радиационного захвата. Поэтому длина свободного пробега определяется распадной длиной l_a

$$l_a \sim \tau \bar{v}_a \sim \frac{10^{15}}{\mu_a^3} \sqrt{\frac{T}{\mu_a}} \text{ см}. \quad (5)$$

¹⁾ В работах [1, 2] дана оценка времени жизни аксиона относительно 2γ распада $t \approx \frac{3 \cdot 10^4}{\mu_a}$, μ_a в кэв; зная это время легко получить (4) непосредственно из равновесной плотности аксионов и условия детального равновесия.

Из условия того, что скорость потери энергии Солнцем за счет излучения аксионов не превышает его фотонную светимость $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/сек, при массе ядра $M \approx 10^{-2} M_{\odot}$, плотности $\rho \approx 10^2$ г/см³ и температуре $T \approx 1$ кэв, получаем ограничение на массу аксиона:

$$L_a = q \frac{M}{\rho} > L_{\odot} .$$

Откуда

$$m_a > 25 \text{ кэв} . \quad (6)$$

Испускаемые Солнцем аксионы будут распадаться на фотоны с энергией $m_a/2$. Поэтому аксионную светимость следует сравнивать с рентгеновской светимостью Солнца. Для аксионной светимости (6) с учетом зависимости распадной длины от массы (5) имеем при $T = 1$ кэв светимость на поверхности Солнца ($R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см):

$$L_a = 10^{38} \mu_a^{11/2} e^{-\mu_a - 7 \cdot 10^{-5} \mu_a^{7/2}} \text{ эрг/сек} . \quad (7)$$

Используя наблюдательные данные по рентгеновской светимости спокойного Солнца [3] и выражая длину волны излучения λ через массу аксиона получим выражение для наблюдаемой рентгеновской светимости при $\lambda = 2\pi\hbar c / (m_a/2)$

$$L_{\text{ох}} = 4 \cdot 10^{22} \left(\frac{\mu_a}{2} \right)^3 e^{-3\mu_a} \text{ эрг/сек} . \quad (8)$$

Однако, эта формула проверена на опыте лишь до $E_{\gamma} \approx 1,5$ кэв, соответствующего $m_a \approx 3$ кэв и поэтому не усиливает ограничения (6) на m_a .

Более сильные ограничения на массу аксиона можно получить на основе моделей красных Сверхгигантов. В модели [4] изотермическое геливое ядро имеет температуру $T_{\text{я}} \approx 15$ кэв и радиус $R_{\text{я}} \approx 10^{10}$ см. Радиус ядра значительно превышает распадную длину аксионов с $m_a \gtrsim 100$ кэв, поэтому аксионная светимость L_a будет определяться излучением аксионов из внешнего слоя ядра толщиной $\sim l_a$. Энергия, передаваемая аксионами протяженной разреженной оболочке может превысить ее энергию связи $E_{\text{СВ}} \sim 10^{49}$ эрг¹). Если такая энергия передается оболочке за время, меньшее локального гидродинамического времени, то оболочка будет сброшена. Поэтому из самого факта существования красных Сверхгигантов получаем:

$$\Delta E \approx L_a t_H \approx 2\pi R_{\text{я}}^2 l_a q t_H < E_{\text{СВ}} , \quad (8)$$

¹) Приведенная величина получена при $M_{\text{я}} \sim 4M_{\odot}$, $M_{\text{об}} \sim 12M_{\odot}$ и $R_{\text{об}} \sim 10^{12}$ см и является верхней оценкой энергии связи оболочки.

где $t_H \sim 10^3/\sqrt{\rho} \sim 10^4$ сек — гидродинамическое время оболочки, q — дается выражением (4); l_a — выражением (5).

Отсюда мы имеем ограничение на массу аксиона: $m_a > 200$ кэв. С другой стороны поток энергии аксионов в оболочку не должен превышать поток энергии, передаваемый за счет лучистой теплопроводности, поскольку в противном случае время жизни красных сверхгигантов было бы существенно меньше, и они не наблюдались бы. Из условия того, что

$$L_a < L = \frac{\sigma T_{\text{я}}^4 4\pi(R_{\text{я}} + l_a)^2}{3\kappa \bar{\rho} l_a} \quad (9)$$

при непрозрачности оболочки $\kappa = 0,2$ см²/г и плотности $\rho \approx 10^{-2}$ г/см³, получаем $m_a > 200$ кэв. Таким образом, из условия того, что перенос энергии за счет аксионов в красных сверхгигантах не меняет их структуры и времени жизни, мы получаем

$$m_a > 200 \text{ кэв.} \quad (10)$$

Однако (10) связано с детальными предположениями о сверхгигантах и менее надежно по сравнению с (6).

Теоретические предсказания для массы аксиона в работах [1, 2] весьма неопределенны: $m_a = 100 \cdot 10^{\pm 1}$ кэв и $m_a = 23N/\sin 2\alpha$ кэв (N — число кварков), соответственно. Отметим, что полученные нами ограничения на массу аксиона из структуры сверхгигантов исключают симметричный вариант модели [2] с $\text{tg } \alpha = 1$ для $N = 6$: в этом варианте $m_a = 138$ кэв.

Мы благодарны Л.Б.Окуню и А.В.Тутукову за интересные обсуждения.

Институт прикладной математики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 марта 1978 г.

Литература

- [1] F. Wilczek. Invited talks at Ben Lee Memorial Conf. FNAL, October 20–22, 1977.
- [2] S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., **40**, 223, 1978.
- [3] С.Л.Мандельштам, В.С.Прокудин, И.П.Тиндо, Е.П.Фетисов. Космические исследования **3**, 737, 1965.
- [4] В.И.Варшавский, А.В.Тутуков. Научн. информ. Астросовета АН СССР, **23**, 47, 1972; **26**, 35, 1973.