

2009

Реферат на тему: Суперсимметрия

«Введение в космомикрофизику»

Силаева С. В.

МИФИ: Кафедра Элементарных Частиц

Группа Т10-40



1. SUSY model

Термин ‘суперсимметрия’ означает симметрию между фермионами и бозонами. Каждая модель Теории Великого Объединения (ТВО), основанная на обычной калибровочной симметрии, может быть расширена до суперсимметричного варианта. Так, существует минимальная SUSY SU(5) – модель или SUSY SU(10) – модель. Суперсимметрия обладает очень широким спектром феноменологических проявлений (множество супер-партнеров, последовательности распадов, кандидаты на роль темной материи, нарушение R-четности, CP-нарушение, нарушение закона сохранения лептонного числа, и т.д. и т.п.). Отмечены были также две важные возможности SUSY моделей: CP-нарушение через CP-нечетные мягкие фазы и нарушение лептонного числа за счет несохранения R-четности и смешивания нейтрино с нейтралينو.

Одной из наиболее популярных категорий кандидатов на роль частиц темной материи (ТМ) являются вимпы (название “вимпы” образовано от англ. абревиатуры WIMPs-Weakly Interacting Massive Particles), которые по определению были рождены впервые мгновения после Большого взрыва. Термином “вимп” принято называть класс частиц, характеризующихся, прежде всего, такими значениями массы и сечения аннигиляции, которые позволяют им выйти из равновесия в ранней Вселенной с плотностью, характерной для ТМ. Вимпы особенно привлекательны как кандидаты в ТМ ввиду ряда очевидных достоинств. Во-первых, появление вимпов в теоретической физике частиц мотивировано проблемой нарушения электрослабой симметрии. Во-вторых, согласно стандартным космологическим предположениям, их тепловая реликтовая распространенность естественным образом совпадает с той, которая требуется для ТМ. Наконец, требование достаточно эффективной аннигиляции вимпов (для обеспечения соответствующей реликтовой плотности) означает, что взаимодействие вимпов с материей является достаточно сильным для того, чтобы они могли быть обнаружены в прямых экспериментах.

Оценки для современной плотности вимпов дают: $\Omega_{WIMP} h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle}$. Среднее сечение аннигиляции, умноженное на скорость для частицы данной массы, имеет максимум, определяемый парциально-волновой унитарностью S-матрицы, $\langle \sigma_{ann} v \rangle_{max} \approx \frac{1}{m_{WIMP}^2}$. Требование $\Omega_{WIMP} h^2 \leq 1$ соответствует унитарному пределу и приводит к ограничению на массу частиц ТМ $m_{WIMP} \leq 340 \text{ ТэВ}$. Данные WMAP приводят к более строгим ограничениям: $m_{WIMP} \leq 120 \text{ ТэВ}$.

2. Суперсимметричные частицы

Несколько вариантов расширений Стандартной Модели (СМ) приводят к вимпам. Одно из них, наиболее популярное - это Суперсимметрия (Supersymmetry - SUSY), которая расширяет СМ посредством включения в нее новых частиц и взаимодействий. В отличие от СМ, в которой имеется фундаментальное различие между фермионами (составными частями материи) и бозонами (переносчиками взаимодействий), суперсимметричные теории объединяют оба этих типа частиц в рамках унифицированной картины вещества и взаимодействий. В суперсимметричных теориях наряду с существованием обычных частиц предполагается существование их суперпартнеров, новых частиц со спинами, различающимися на $\frac{1}{2}$. Особенностью суперсимметричных теорий является унификация калибровочных констант связи на масштабе $M_U \sim 2 \times 10^{16} \text{ ГэВ}$.

В настоящее время в рамках суперсимметричных моделей рассматривается три основных кандидата в ТМ: нейтралино, гравитино, аксино.

Нейтралино – данная частица, является суперпозицией партнеров нейтральных полей B , W и Хиггса. Данная частица может быть легкой среди других суперчастиц и быть стабильной.

Частица гравитино (\tilde{G}) предсказывается при суперсимметричных расширениях СМ, включающих гравитацию. Гравитино – майорановская частица со спином $\frac{3}{2}$ и четырьмя спиновыми состояниями (два спиновых состояния гравитино приобретает от голдстино при нарушении суперсимметрии, становясь массивным).

Частица аксино – слабо взаимодействующая частица. Аксино – суперпартнер аксиону ($f_a < 10^{12}$ ГэВ $m_a > 0.5 \cdot 10^{-5}$ эВ) со спином $\frac{1}{2}$ и соответственно появляется при суперсимметричном расширении СМ, включающем механизм Печей-Куин подавления СР-нарушения в КХД. Суперсимметризация моделей Печей-Куин приводит для моделей SUSY следствиям. Для поля аксиона со спином $S=0$ (и R-четность $R=1$) равенство между числами бозонных и фермионных степеней свободы, требуемое суперсимметрией, обеспечивается добавлением майорановского фермиона – аксино (\tilde{a}) с $S = \frac{1}{2}$ и $R = -1$ и скаляра σ -с-аксиона (σ -аксино) с $S=0$ и $R=1$. Требование соблюдения симметрии $U_{PQ}(1)$ не позволяет аксино, также как и самому аксиону, приобретать массу обычным образом за счет нарушения суперсимметрии. Такого запрета не возникает для σ -аксиона, и его масса может быть порядка масс обычных суперпартнеров $\sim 100 \div 1000$ ГэВ, возникающих после нарушения SUSY. Масса аксино $m_{\tilde{a}}$ может варьировать в широких пределах и быть значительно меньше масс других суперпартнеров: $m_{\tilde{a}} \sim \text{кэВ} \div \text{ГэВ}$. Аксино может являться легкой суперчастицей и, следовательно, при сохранении R – четности быть стабильной.

3. Космологический сценарий

Вселенная, эволюция, которая описывается $R(t) \approx R(0) \exp \left\{ \sqrt{\left(\frac{8\pi G_N \rho_V}{3} \right)} t \right\}$, где $\Lambda = 8\pi G_N \rho_V$ известна под названием вселенной де Ситтера, или вследствие экспоненциально возрастающего расширения – под названием инфляционной вселенной.

Бариосинтез в суперсимметричных моделях был предложен Афлеком и Дайном в 1985 году. Потенциал в суперсимметричном лагранжиане составляется исходя из общих требований (требований суперсимметрии, калибровочных симметрий, B-L симметрии), допускающих нарушение B и L в отдельности. Данный потенциал до нарушения суперсимметрии практически не зависит от некоторых комбинаций полей скалярных кварков. Такие комбинации получили название полей «плоских направлений» или «долин». В суперсимметричных реализациях моделей инфляции суперсимметрия нарушается по окончании инфляции и поля долин приобретают массу. Т.е. значения поля долины становятся энергетически неэквивалентными, и их потенциал приобретает минимум. Поля долин начинают осциллировать вокруг минимума. Если

поле долины несло в себе барионный заряд, то энергия этих колебаний переходит в энергию бозе-конденсата скалярных кварков с ненулевым барионным зарядом. Впоследствии бозе-конденсат распадается на обычные кварки, давая барионный избыток.

Инфляция в суперсимметрии:

Первая попытка построить модель раздувающейся Вселенной, нацеленная на решение ряда космологических проблем, на основе физического скалярного поля была предпринята А. Гусом в 1981 году. Однако из-за привязанности к фазовому переходу Великого Объединения (ВО) ей были присущи неразрешимые проблемы: проблема образования сильных неоднородностей в результате инфляции, прежние вопросы происхождения в отношении горячей доинфляционной стадии. Было сформулировано требование к свойствам скалярного поля, ответственного за инфляцию – поля инфлантона, где ключевое значение имеет форма его потенциала. Эти требования являются физической основой инфляционной космологии.

4. Распад протона

Расширение обычных моделей теории великого объединения (ТВО) до SUSY моделей ТВО приводит к следствиям для распада протона. По формуле $\tau_p \approx \frac{M_X^4}{\alpha_5^2 m_p^5}$ время жизни протона пропорционально четвертой степени массы X- бозона, по предположению приблизительно равной той энергии, при которой происходит нарушении симметрии ТВО (например, SU(5)-симметрии). Введение SUSY партнеров и тем самым увеличение числа частиц, входящих в спектр частиц, приводят к тому, что великое объединение достижимо лишь при энергиях около 10^{16} ГэВ. В минимальной SUSY модели ТВО $M_X^{SUSY} \approx 4,8 \cdot 10^{15}$ ГэВ $\left[\frac{\Lambda}{100 \text{ МэВ}} \right]$.

Таким образом, распад протона $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ замедляется до некритических экспериментальных вероятностей

$$\tau_p(p \rightarrow e^+ + \pi^0) = 6,6 \cdot 10^{28 \pm 0,7} \left[\frac{M_X}{1,3 \cdot 10^{14} \text{ ГэВ}} \right]^4 \text{ лет} = 6,6 \cdot 10^{28 \pm 1,4} \left[\frac{\Lambda}{100 \text{ МэВ}} \right]^4 \text{ лет}$$

Однако эти модели не предсказывают более доминирующую роль этого канала. Вместо него получают экспериментально труднее наблюдаемый канал распада $p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}_\mu$ (или $n \rightarrow K^+ + \bar{\nu}_\mu$). Для доминирующего в этом канале распада протона экспериментальная граница составляет величину $\tau_p(p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}_\mu) > 1 \cdot 10^{32}$ лет

Распад протона подавляется в моделях великого объединения. За счет введения R – четности подавляем распад протона.