

2009

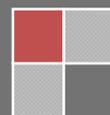
Реферат на тему: Суперсимметрия

# «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. аббревиатуры WIMPs-Weakly Interacting Massive Particles), которые по определению были рождены впервые мгновения после Большого взрыва. Термином “вимп” принято называть класс частиц, характеризуемых, 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 мотивированно 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: нейтралينو, 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 ( $f_{\tilde{a}} < 10^{12}$  ГэВ  $m_{\tilde{a}} > 0.5 \cdot 10^{-5}$  эВ) со спином  $\frac{1}{2}$  и соответственно появляется при суперсимметричном расширении СМ, включающем механизм Печей-Куин подавления CP-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  $\tilde{c}$ -аксиона (с-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 с-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:  $m_{\tilde{a}} \sim$  кэВ  $\div$  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  $M_X^{SUSY} \approx 4,8 \cdot 10^{15} \text{ ГэВ} \left[ \frac{4}{100 \text{ МэВ}} \right]$ .

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

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

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.