

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. В частности, одной из основных причин интереса к реалистическим суперсимметричным теориям является отсутствие в последних квадратично расходящихся поправок к массам скалярных частиц, например, хиггсовского бозона. Это свойство позволяет решить так называемую проблему калибровочной иерархии, считающуюся одним из слабых мест Стандартной Модели (СМ) взаимодействий элементарных частиц. Именно, если предположить, что СМ хорошо описывает физику микромира вплоть до энергий, при которых становятся существенными эффекты квантовой гравитации, или до масштаба Большого объединения взаимодействий ($M_{GUT} \sim 10^{16}$ ГэВ), то величина характерного масштаба электрослабого нарушения, определяемая массой Z- бозона $m_Z \sim 10^2$ ГэВ $\ll M_{GUT}, M_{PL}$, за счет расходящихся диаграмм будет получать огромные радиационные поправки. Т.е. иерархия массовых масштабов окажется нестабильной относительно квантовых эффектов. В реалистических суперсимметричных теориях массы скалярных частиц получают лишь логарифмически расходящиеся поправки, и стабильность иерархии становится обеспеченной. Этот факт является важным доводом в пользу суперсимметричных обобщений СМ.

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.

2. Инфляция, бариосинтез и основные кандидаты в ТМ в рамках суперсимметричной модели:

Инфляция

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. Роль инфлантона могут

играть поля с потенциалами, имеющими асимптотику $V \propto \varphi^n$. Простейшим примером может служить потенциал $V(\varphi) = \frac{m^2}{2} \varphi^2$.

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.

Кандидаты в ТМ в рамках суперсимметричной модели

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 $m_{WIMP} \leq 340 \text{ ТэВ}$.

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

Нейтрино – 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 ($f_a < 10^{12} \text{ ГэВ}$ $m_a > 0.5 \cdot 10^{-5} \text{ ЭВ}$) 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 - с-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 $\sim 100 + 1000 \text{ ГэВ}$, возникающих после нарушения SUSY. Масса аксино m_a может варьировать в широких пределах и быть значительно меньше масс других суперпартнеров: $m_a \sim \text{кэВ} + \text{ГэВ}$. 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.

К моменту начала нуклеосинтеза (порядка 1 с. после Большого взрыва) **NLSP** (the next-to-lightest superpartner) перестают взаимодействовать с частицами СМ и друг с другом (закаляются).

Ограничение на массу гравитино связано с требованием, чтобы средняя плотность вещества во Вселенной Ω_ρ не превышала критическую ρ_c . К примеру, в предположении, что легкое стабильное гравитино находится в термодинамическом равновесии в ранней Вселенной, можно получить ограничение $m_{3/2} < 2h^2 \text{ кэВ}$, где h - постоянная Хаббла, выраженная в единицах $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}$. С учетом современных оценок ($h \sim 0.7$) допускается лишь гравитино легче 1 кэВ. На масштаб нарушения суперсимметрии при этом получаем ограничение сверху: $\sqrt{F_{DSB}} < 2 \times 10^3 \text{ ТэВ}$. В случае если модель супергравитации верна, ограничения на массу

гравитино могут быть сняты. Это может быть сделано, предположив, что во Вселенной не было температур $\sim T_G$. Более того, в развиваемых сейчас инфляционных моделях очень ранней Вселенной предсказывается температура первичного (послеинфляционного) разогрева (рехитинга) T_R , много меньше T_G . Для многих из них типичны $T_R \sim 10^8 \div 10^{10}$ ГэВ. В этом случае гравитино во Вселенной рождаются, не достигая термодинамически равновесного количества. Их количество определяется реакциями взаимодействия частиц плазмы ($g + g \rightarrow \tilde{G} + \tilde{g}$), чей темп много меньше скорости Вселенной.

4. Экспериментальное ограничение SUSY:

- Поиск частиц темной материи в экспериментах на коллайдерах

Поиск частиц ТМ (вимпов) составляет важную часть экспериментальных исследований, проводимых сейчас на ускорителе Тэватроне и планируемых на Большом адронном коллайдере (LHC). В экспериментах CDF (Collider Detector at Fermilab) и D0 на Тэватроне при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{pp}} \approx 1,96$ ТэВ получены нижние пределы масс глюино и скварков, составляющие около 300 ГэВ. На LHC в pp-взаимодействиях достижимы энергии $\sim \sqrt{s_{pp}} \approx 14$ ТэВ и возможно изучение образования новых частиц с большими массами. Идея исследования суперсимметричных частиц в экспериментах на LHC была предложена в середине 1990 годов.

Для наблюдения вимпов недостаточно достичь ускорительных энергий, превышающих массу покоя вимпа. Образованные в pp-взаимодействиях слабовазаимодействующие и не имеющие заряда вимпы будут невидимыми в детекторах. Только на основе полного кинематического анализа видимых продуктов pp-взаимодействия можно восстановить недостающую энергию (импульс), которая была затрачена на рождение вимпа.

Следует отметить, что не вся энергия pp-взаимодействия может быть затрачена на образование суперсимметричных частиц. Глюино и скварки образуются во взаимодействиях индивидуальных кварков и глюонов, которые переносят менее 10% полной энергии протона. Поэтому события с образованием вимпов с массами в области 100 ГэВ ожидаются на LHC при энергиях, не меньших 2000 ГэВ.

Различные варианты суперсимметричных моделей и моделей с дополнительными размерностями предлагают множество кандидатов на роль вимпов. Это обстоятельство существенно затрудняет в экспериментах на pp-коллайдерах выделение из конечного состояния с большой множественностью характерных сигнатур, ассоциируемых с образованием вимпа того или иного типа. Хотя некоторые характерные особенности конечного состояния взаимодействия делают разделение случаев суперсимметрии и проявления дополнительных размерностей принципиально возможным, идентификация природы вимпов на коллайдере LHC представляется маловероятной. Однако, например, наблюдение в экспериментах на LHC тяжелых хиггсовских бозонов (A, H, H^\pm) существенно ограничит области нейтралино-нуклонных сечений, которые определяют необходимые значения чувствительности детекторов для прямого обнаружения частиц ТМ.

Более прецизионные измерения свойств вимпов могут быть предприняты на проектируемом линейном e^+e^- коллайдере ILC (International Linear Collider) при энергиях $\sqrt{s_{ee}} = 0,5 - 1$ ТэВ. В процессах e^+e^- аннигиляции при высоких энергиях образуются пары новых частиц в более контролируемых условиях, поскольку намного проще идентифицировать конечные состояния реакции e^+e^- , чем восстановить все продукты pp-взаимодействия. Предпринятая попытка наблюдения бозонов хиггса в e^+e^- взаимодействиях, на коллайдере LEP, при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s_{ee}} \approx 200$ ГэВ, не увенчалась успехом. Нижний предел массы хиггсовского бозона, полученный коллаборациями ALEPH (Apparatus for LEP Physics), DELPHI (Detector with Lepton, Proton and Hadron identification), L3, OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP), составил $m_H > 114,4$ ГэВ. Значительно более высокие энергии, которые могут достигать на ILC, открывают перспективы обнаружения вимпов. При этом имеются значительные шансы разделить сценарии (SUSY или UED) их происхождения. Однако в ускорительном эксперименте невозможно определить даже для конкретного сценария, какой вклад образовавшиеся новые частицы вносят в ТМ во Вселенной.

- **Распад протона**

Расширение обычных моделей теории великого объединения (ТВО) до SUSY моделей ТВО приводит к следствиям для распада протона. По формуле $\tau_p \approx \frac{M_X^4}{\alpha_s^2 m_p^5}$ 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 $M_X^{SUSY} \approx 4,8 \cdot 10^{15} \text{ ГэВ} \left[\frac{\Lambda}{100 \text{ МэВ}} \right]$.

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

Однако эти модели не предсказывают 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 $\tau_p(p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}_\mu) > 1 \cdot 10^{32} \text{ лет}$

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

Эксперименты, впоследствии выполненные физиками, постепенно поднимали эмпирическую нижнюю границу времени жизни протона. Наиболее продуманный поиск результатов, которые опубликованы к настоящему времени, был выполнен сотрудниками университетов Кэйз Вэстерн Резерв и Витутерсэнд из университета Калифорнии в Ирвине. Они исследовали 20 тон жидкого сцинтиллятора на глубине 3,2 км в золотой шахте в Южной Америке с 1964 по 1971 г. Последний анализ их данных дал результат, что среднее время жизни протона или связанного нейтрона больше чем 10^{30} лет.

Заключение

Несмотря на отсутствие каких-либо экспериментальных указаний, на наличие в природе суперсимметрии, интерес к этой модели проявляют так же и теоретики, работающие в физике элементарных частиц.

Требование суперсимметричности теории является, очень жестким с точки зрения спектра описываемых частиц. Именно, наряду с наблюдаемыми частицами должны присутствовать их суперпартнеры – частицы другого спина с теми же квантовыми числами и массами. Отсутствие скалярных частиц с массами лептонов и кварков и фермионов с массами калибровочных бозонов означает отсутствие ненарушенной суперсимметрии в природе. Так же в определенных работах было показано, что можно нарушить суперсимметрию, сохранив свойства сокращения квадратичных расходимостей. Такое нарушение называют мягким, и оно естественным образом приводит к массивным суперпартнерам. Все это указывает на возможность существования в природе нарушенной суперсимметрии, а значит, на необходимость изучения механизмов ее нарушения.

Интересным вопросом остается физическая природа инфляции. Введение инфляционных моделей делает недоступным сектор теории частиц, который отвечает за инфляцию. Весьма важным остается условие физической согласованности физики инфляции, бариосинтеза и скрытой массы. Так же формулирования физически самосогласованных начальных условий для инфляционной космологии.

Проводимые эксперименты, посвященные прямому поиску вимпов с использованием различных ядерных мишеней, дополняют возможность идентификации природы ТМ. Даже если в экспериментах на коллайдере новые частицы будут обнаружены, то величина их вкладов в полную массу ТМ Вселенной останется неопределенной.

Основное физическое предсказание SUSY-моделей: каждой известной фундаментальной частице (кварку, лептону, γ, W^\pm, Z , глюону, хиггсовскому бозону) соответствует партнер по спину (суперпартнер) с массой $M_s \sim 0,1-1$ ТэВ (масштаб масс фиксируется требованием компенсации квадратичных расходимостей при больших энергиях; некоторые суперчастицы могут оказаться сравнительно легкими, с массами $\sim 1-10$ ГэВ). Разность масс суперпартнеров возникает за счет нарушения суперсимметрии теории. Изучались разные способы нарушения SUSY; наибольшей популярностью в настоящее время пользуются модели, основанные на нарушении SUSY за счет эффектов супергравитации.

SUSY-обобщение единых теорий приводит к изменению предсказаний времени жизни и мод распада протона.

Литература:

- Хлопов М.Ю. *Основы космомикрoфизики*. – М: УРСС, 2004.
- Емельянов В.М., Белоцкий К.М. *Лекции по основам электрослабой модели и новой физике*. – М, 2007.
- К. Гротц, Г.В. Кlapдop-Клайнгpотхаус. Слабое взаимодействие в физике ядра, частиц и астрофизике. - М.: “Мир”, 1992.
- Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М. Поиски частиц темной материи (2008). УФН. 178, 11.
- Вайнберг С. Распад протона (1982). УФН. 137, 1.
- Горбунов Д.С., Дубовской С.Л., Троицкий С.В. Калибровочный механизм нарушения суперсимметрии (1999). УФН. 169, 7.
- Дж. Бакал, Нейтринная астрофизика. – М.: “Мир”, 1993.