

1 Пересмотр результатов

1.1 Основания

В работе прошлого семестра получена формула

$$\begin{aligned}\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} &= -144 \cdot \Omega_b \cdot \frac{m_U}{m_p} \cdot \left(\frac{g}{\sigma_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}} s_2 + 12s_1 \right)^{-1}, \\ s_1 &= -\frac{2}{\sigma_D} \left(14 + \frac{\sigma_D(2\sigma_E + 1) - \sigma_E + \sigma_N(\sigma_E + \sigma_D)}{\sigma_E + \sigma_N} \right), \\ s_2 &= \left(3(1 + \sigma_D - 3\sigma_U) + \left(\frac{\sigma_U}{\sigma_D} + 1 \right) \left(-11 + \frac{\sigma_E(1 - \sigma_N)}{\sigma_E + \sigma_N} \right) \right).\end{aligned}\tag{1}$$

Она нуждается в доработке:

- Во-первых, в неё входят величины, зависящие, вообще говоря, от разных температурных параметров.

Стат. веса σ_i определяются температурой вымораживания сфалеронных переходов T^* по определению ([1; 2] и что использовано в "spinStat").

Относительные же плотности Ω_j являются функциями "текущей" температуры T [2] - как следствие того, что $\Omega_b = \Omega_b(n_B(T))$. Данная зависимость не была включена в расчёт (пологалось, $\Omega_b(T) = \Omega_b(T^*) = \Omega_b^{\text{now}} = \text{const}$). Стоит отметить, что под Ω_b подразумевается плотность избытка барионов, рождённая только в рассматриваемом процессе.

На то, что что-то не так указывает и странное поведение $\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$: она растёт с увеличением температуры, т.е. с движением "назад" во времени.

- Во-вторых, из предположения, что анти-кварки \bar{U} могут закаливаться не зависимо от стандартных частиц следует, что два процесса могут рассматриваться отдельно. Т.е. условия на хим. потенциалы, полученные из сфалеронных переходов и Q-нейтральности "распадаются" (см. ниже). При этом процессы остаются связаны через хим. потенциал W^- бозона μ_W .

Данное предположение эквивалентно утверждению, что имеется 2 канала перехода, вероятности которых падают с различной скоростью при остывании Вселенной.

Учёт этого требует полного пересчёта и внимания к температурным пределам реакций.

1.2 Пересчёт

Возможность выпадения анти-кластера из сфалеронных переходов подразумевает, что уравнение, связывающее химические потенциалы может быть разбито на 2: для частиц СМ и частиц 4-го поколения. В таком случае имеем:

$$\begin{cases} 9\mu_{uL} + 6\mu_W + \mu = 0 \\ 3\mu_{\bar{U}R} - 2\mu_W + \mu'_R = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Заметим, что подобная процедура не нарушает законы сохранения зарядов: обе части Q- и у-нейтральны.

Условие Q-нейтральности должно быть изменено сильнее. Наличие двух каналов ведёт к увеличению числа переходов, необходимых для создания требуемых асимметрий. Интересно как такое требование скажется на балансе плотностей барионной материи Ω_b и скрытой массы Ω_{DM} .

Для частиц СМ условие Q-нейтральности должно иметь вид, найденный в [3] (в [2] и "spinStat" к нему добавляются члены, отвечающие техницветовым частицам):

$$0 = Q = 2(2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) - 3(\mu_{dL} + \mu_{dR}) - 3(\mu_{iL} + \mu_{iR}) - 4\mu_W - 2\mu_- \quad (3)$$

По аналогии запишем выражение для 4-го поколения:

$$0 = Q = -2\sigma_U(\mu_{\bar{U}R} + \mu_{\bar{U}L}) + \sigma_D(\mu_{\bar{D}R} + \mu_{\bar{D}L}) + \sigma_E(\mu_{\bar{E}L} + \mu_{\bar{E}R}) - 4\mu_W - 2\mu_- \quad (4)$$

Вычтя (4) из (3) и учтя связи на хим. потенциалы ([3; 4]), получим единственное условие.

$$(1 + 2\sigma_t)\mu_{uL} + (2\sigma_U + \sigma_D)\mu_{\bar{U}R} - \mu - \sigma_E\mu'_R - (6 - \sigma_D - \sigma_E)\mu_W = 0 \quad (5)$$

Остальные условия (наложенные на числа B, FB, L, L' и заряд у) не

меняются, т.к. в них частицы СМ и 4-го поколения входят раздельно.

Дополнив систему условием $L - B = 0$, следующим из сфалеронных переходов СМ, находим выражение:

$$s_1 B + s_2 \mu_{\bar{U}R} = 0, \quad (6)$$

$$s_1 = \frac{1}{18} \frac{\sigma_t + 23}{\sigma_t - 1} \left(\frac{\sigma_E - \sigma_D}{\sigma_E + \sigma_N} - 2 \right), \quad (7)$$

$$s_2 = 3 + \left(\frac{\sigma_U}{\sigma_D} + 1 \right) \left(\frac{2\sigma_E - \sigma_D}{\sigma_E + \sigma_N} - 4 \right). \quad (8)$$

Таким образом, относительная плотность анти-кластера находится как:

$$\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} = g \frac{m_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{\rho_c} T^2 \sigma_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \frac{s_1}{s_2} B \quad (9)$$

Имея введу дальнейшую эволюцию барионного вещества (распад тяжёлых кварков в лёгкие и формирование нуклонов), мы можем воспользоваться приближением при котором барионная асимметрия обеспечивается протонами. Тогда выражение 9 преобразуется:

$$\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} = 6 \frac{m_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{m_p} \sigma_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \frac{s_1}{s_2} \Omega_b \quad (10)$$

Здесь плотности зависят от "текущей" температуры T .

2 Закалка анти-кластера

2.1 Сфалеронные переходы

Температурные пределы, в которых возможны сфалеронные переходы для частиц СМ, найдены в [5] (Перерасчёт значений можно найти в [6]). Таким образом, интересующий нас интервал - после электрослабого фазового перехода - составляет примерно $(T_c; T^*) \approx (250 - 350; 150 - 250)$ ГэВ.

Потенциальный барьер, на "вершине" которого находится сфалерон, может быть преодалён двумя способами.

Классический.

За счёт тепловых флуктуаций система приобретает температуру, достаточную для попадания в сфалерон и последующего скатывания в (топологически неэквивалентный исходному) минимум.

Качественно этот вариант рассмотрен в 4-ой главе обзора [7]. Авторы, помимо прочего, опираются на расчёты, произведённые в [5; 8]. В данных работах рассматриваются сфалеронные переходы при температурах $\sim 0.1 - 1$ ТэВ.

Так в работе [5] оценена температура вымирания переходов (при которой время между ними сравнивается с хаббловским временем) T^* . Вероятность перехода была найдена с точностью до независящего от температуры множителя.

Вторая же работа [8] посвящена уточнению этой вероятности для SU(2) модели в приближении $\sin^2 \theta_W = 0$.

Классический переход подавлен больцмановским фактором

$$\Gamma \propto \exp \left(-\frac{E_{Sph}(T)}{T} \right).$$

Квантовый.

Система может протуннелировать через потенциальный барьер. Такой процесс сильно подавлен ($\sim 10^{-173}$ [8]).

2.2 Условие закалки

Верхний температурный предел для сфалеронных переходов 4-го поколения T_f определяется температурой закалки анти-кварков \bar{U} . Будем считать, что сфалеронные процессы перестают быть заметны тогда, когда время между 2-я последующими переходами сравнивается с характерным - хаббловским - временем.

Дальнейшие рассуждения во многом аналогичны тем, что производятся для закалки нейтрино или нейтронов в [9]. Так время между переходами задаётся выражением

$$\tau = \frac{1}{\langle n_{Sph} \cdot \sigma_{Sph} \cdot v \rangle}. \quad (11)$$

Хаббловское время:

$$H^{-1} = \frac{M_{Pl}^*}{T_f^2}, \quad (12)$$

где $M_{Pl}^* = \frac{1}{1.66\sqrt{g_*}}M_{Pl}$ - параметр, связанный с массой Планка и количеством степеней свободы.

Тогда температура закалки должна находиться из выражения:

$$\sqrt{g_*}T_f^2 \sim \frac{M_{Pl}}{1.66}n_{Sph}\langle\sigma_{Sph}v\rangle \quad (13)$$

2.3 Вероятность сфалеронного перехода

Сечение может быть найдено по определению как

$$\langle\sigma_{Sph}v\rangle = \frac{\Gamma_{Sph}}{n_{Sph}}. \quad (14)$$

Таким образом, задача сводится к нахождению Γ_{Sph} .

...

Список используемых источников

1. *Barr S. M., Chivukula R. S., Farhi E.* Electroweak Fermion Number Violation and the Production of Stable Particles in the Early Universe // *Physics Letters B.* — 1990. — Т. 241. — С. 387—391.
2. *Gudnason S. B., Kouvaris C., Sannino F.* Dark matter from new technicolor theories // *Physical Review D.* — 2006. — Ноябрь. — Т. 74, № 9.
3. *Harvey J. A., Turner M. S.* Cosmological baryon and lepton number in the presence of electroweak fermion-number violation // *Phys. Rev. D.* — 1990. — Ноябрь. — Т. 42, вып. 10. — С. 3344—3349.
4. *Gudnason S. B., Kouvaris C., Sannino F.* Dark matter from new technicolor theories // *Phys. Rev. D.* — 2006. — Ноябрь. — Т. 74, вып. 9. — С. 095008.
5. *Kuzmin V., Shaposhnikov M., Rubakov V. A.* On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe // *Physics Letters B.* — 1985. — Т. 155. — С. 36.
6. *Gudnason S. B., Kouvaris C., Sannino F.* Dark matter from new technicolor theories // *Physical Review D.* — 2006. — Ноябрь. — Т. 74, № 9.
7. *Рубаков В. А., Шапошников М. Е.* Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц при высоких энергиях //. — 1996.
8. *Arnold P., McLerran L.* Sphalerons, small fluctuations, and baryon-number violation in electroweak theory // *Phys. Rev. D.* — 1987. — Июль. — Т. 36, вып. 2. — С. 581—595.
9. *Горбунов Д. С., Рубаков В. А.* Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого Взрыва. — М. : ЛКИ, 2008.