

Гипотеза о контракции калибровочной группы СМ и экспериментальные данные БАК

Н. А. Громов

Физико-математический институт, Коми научный центр УрО РАН,
E-mail: gromov@dm.komisc.ru

Supersymmetries and Quantum Symmetries – SQS'22
Дубна, Россия, 8–13 августа, 2022

Цель доклада – сравнить предсказания модифицированной СМ с контрактированной калибровочной группой с данными БАК по сечениям рождения бозонов Хиггса при разных энергиях.

Стандартная модель (СМ)

- ▶ СМ представляет собой калибровочную теорию, с группой $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.
- ▶ Сильные взаимодейд. кварков описываются квантовой хромодинамикой (КХД) с группой $SU(3)$ и характ. темп-рой **0,2 ГэВ**.
- ▶ Электрослабая модель (ЭСМ) с группой $SU(2) \times U(1)$, объединяет эл.-магн. и слабые взаимодейд. частиц.
- ▶ Группа $SU(2)$ соотв. слабым взаимодейд. лептонов, с характ. тем-рой **100 ГэВ**,
- ▶ тогда как $U(1)$ связана с дальнодействующими эл.-магн. взаимодейд. частиц и "**бесконечной**" тем-рой порядка планковской энергии **10^{19} ГэВ**.

- ▶ Из наблюдения характерных энергий заключаем, что калибровочная группа СМ становится проще с возрастанием температуры Вселенной T .
- ▶ Мы предполагаем, что упрощение происходит за счет контракции (предельного перехода), с параметром пропорциональным обратной температуре $\epsilon \sim T^{-1}$.

Модификация электрослабой модели

- ▶ Предел "бесконечной" энергии $T \rightarrow 0$ электрослабой модели отвечает **согласованному переопределению** калибровочной группы $SU(2)$ и пространства полей \mathbb{C}_2 вида

$$\begin{pmatrix} z'_1 \\ \epsilon z'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \epsilon\beta \\ -\epsilon\bar{\beta} & \bar{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ \epsilon z_2 \end{pmatrix}, \quad |\alpha|^2 + \epsilon^2 |\beta|^2 = 1,$$

когда параметр контракции стремится к нулю $\epsilon \rightarrow 0$.

Векторы из \mathbb{C}_2 описывают **лептоны**:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix},$$

и **кварки**:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

- ▶ а элементы матрицы определяют **калибровочные бозоны**: γ (фотон), Z^0 (нейтральный слабый бозон), W^\pm (заряженные слабые бозоны).
- ▶ Подстановка $\beta \rightarrow \epsilon\beta$ индуцирует замену калибровочных полей:

$$W_\mu^\pm \rightarrow \epsilon W_\mu^\pm, \quad Z_\mu \rightarrow Z_\mu, \quad A_\mu \rightarrow A_\mu,$$

а подстановка $z_2 \rightarrow \epsilon z_2$ порождает преобразование лептонных и кварковых полей вида:

$$e_l \rightarrow \epsilon e_l, \quad d_l \rightarrow \epsilon d_l, \quad \nu_l \rightarrow \nu_l, \quad u_l \rightarrow u_l.$$

- ▶ Далее следует учесть механизм спонтанного нарушения симметрии, который используется для генерации масс векторных бозонов. Одно из основных состояний бозонного лагранжиана

$$\phi^{vac} = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix},$$

выбирается в качестве вакуума и затем рассматриваются малые возбуждения $v + \chi(x)$ относительно этого вакуума.

- ▶ Поэтому поле бозона Хиггса χ , константа v и массы частиц m_p , которые зависят от v , умножаются на параметр контракции:

$$\chi \rightarrow \epsilon\chi, \quad v \rightarrow \epsilon v, \quad m_p \rightarrow \epsilon m_p, \quad p = \chi, W, Z, e, u, d.$$

- ▶ После этих подстановок лагранжиан модифицированной электрослабой модели записывается в виде

$$\mathcal{L}_{EWM}(\epsilon) = L_\infty + \epsilon L_1 + \epsilon^2 L_2 + \epsilon^3 L_3 + \epsilon^4 L_4.$$

- ▶ При $\epsilon \rightarrow 0$ слагаемые с более высокими степенями ϵ вносят меньший вклад в лагранжиан, чем слагаемые с низкими степенями.
- ▶ Т. о. электрослабая модель при увеличении температуры вплоть до "бесконечной" демонстрирует **пять стадий поведения**, которые различаются степенями контракционного параметра.

Модификация КХД

Контрактированная группа $SU(3; \epsilon)$ определяется действием

$$\begin{pmatrix} q'_1 \\ \epsilon q'_2 \\ \epsilon^2 q'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{11} & \epsilon u_{12} & \epsilon^2 u_{13} \\ \epsilon u_{21} & u_{22} & \epsilon u_{23} \\ \epsilon^2 u_{31} & \epsilon u_{32} & u_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ \epsilon q_2 \\ \epsilon^2 q_3 \end{pmatrix}$$

на согласованно доопределенном пространстве цветовых кварковых состояний $q(x) \in \mathbb{C}_3(\epsilon)$, где $q = u, d, s, c, b, t$, $q_1 \equiv q_R$ (red), $q_2 \equiv q_G$ (green), $q_3 \equiv q_B$ (blue).

Т. о. кварковые и глюонные поля преобразуются так:

$$q_1 \rightarrow q_1, \quad q_2 \rightarrow \epsilon q_2, \quad q_3 \rightarrow \epsilon^2 q_3,$$

$$A_\mu^{GR} \rightarrow \epsilon A_\mu^{GR}, \quad A_\mu^{BG} \rightarrow \epsilon A_\mu^{BG}, \quad A_\mu^{RR} \rightarrow \epsilon^2 A_\mu^{RR},$$

а диагональные калибровочные поля не изменяются

$$A_\mu^{RR} \rightarrow A_\mu^{RR}, \quad A_\mu^{GG} \rightarrow A_\mu^{GG}, \quad A_\mu^{BB} \rightarrow A_\mu^{BB}.$$

Эта подстановка дает кварковую часть КХД лагранжиана

$$\mathcal{L}_q(\epsilon) = L_q^0 + \epsilon L_q^{(1)} + \epsilon^2 L_q^{(2)} + \epsilon^3 L_q^{(3)} + \epsilon^4 L_q^{(4)} + \epsilon^5 L_q^{(5)},$$

где

$$L_q^0 = \sum_q \left\{ i\bar{q}_1 \gamma^\mu \partial_\mu q_1 + \frac{g_s}{2} |q_1|^2 \gamma^\mu \left(\frac{1}{\sqrt{3}} A_\mu^8 + A_\mu^3 \right) \right\},$$

$$L_q^{(1)} = - \sum_q m_q |q_1|^2, \quad L_q^{(3)} = - \sum_q m_q |q_2|^2, \quad L_q^{(5)} = - \sum_q m_q |q_3|^2,$$

$$L_q^{(2)} = \sum_q \left\{ i\bar{q}_2 \gamma^\mu \partial_\mu q_2 + \frac{g_s}{2} \left(|q_2|^2 \gamma^\mu \left(\frac{1}{\sqrt{3}} A_\mu^8 - A_\mu^3 \right) + q_1 \bar{q}_2 \gamma^\mu (A_\mu^1 + iA_\mu^2) + \bar{q}_1 q_2 \gamma^\mu (A_\mu^1 - iA_\mu^2) \right) \right\},$$

$$L_q^{(4)} = \sum_q \left\{ i\bar{q}_3 \gamma^\mu \partial_\mu q_3 + \frac{g_s}{2} \left(-\frac{2}{\sqrt{3}} A_\mu^8 |q_3|^2 \gamma^\mu A_\mu^{BB} + \right. \right. \\ \left. \left. + q_1 \bar{q}_3 \gamma^\mu (A_\mu^4 + iA_\mu^5) + \bar{q}_1 q_3 \gamma^\mu (A_\mu^4 - iA_\mu^5) + \right. \right. \\ \left. \left. + q_2 \bar{q}_3 \gamma^\mu (A_\mu^6 + iA_\mu^7) + \bar{q}_2 q_3 \gamma^\mu (A_\mu^6 - iA_\mu^7) \right) \right\}.$$

Глюонная часть $\mathcal{L}_{gl} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^\alpha F^{\mu\nu\alpha}$ лагранжиана очень громоздка и мы ее опускаем.

Лагранжиан модифицированной КХД может быть записан в виде разложения по степеням параметра контракции

$$\mathcal{L}_{QCD}(\epsilon) = \mathcal{L}^0 + \epsilon \mathcal{L}^{(1)} + \epsilon^2 \mathcal{L}^{(2)} + \epsilon^3 \mathcal{L}^{(3)} + \epsilon^4 \mathcal{L}^{(4)} + \epsilon^5 \mathcal{L}^{(5)} + \epsilon^6 \mathcal{L}^{(6)} + \epsilon^8 \mathcal{L}^{(8)}.$$

Оценка промежуточных дат СМ

Лагранжиан модифицированной СМ

$$\mathcal{L}_{SM}(\epsilon) = \mathcal{L}_{EWM}(\epsilon) + \mathcal{L}_{QCD}(\epsilon),$$

представленный в виде суммы слагаемых, отличающихся степенями $\epsilon \sim T^{-1} \rightarrow 0$, дает возможность **упорядочить во времени стадии его формирования**, но не позволяет установить **абсолютные даты** смены периодов.

Чтобы установить **абсолютные даты** необходимы дополнительные предположения.

- ▶ Будем считать, что ЭСМ (миним. слагаемые $\approx \epsilon^4$) полностью **восстанавливается** при $T_4 = 100$ ГэВ, а КХД (миним. слагаемые $\approx \epsilon^8$) — при $T_8 = 0.2$ ГэВ.

- ▶ Пусть Δ **уровень обрезания** для ϵ^k , $k = 1, \dots, 6, 8$, т.е. для $\epsilon^k < \Delta$ все слагаемые в лагранжиане пропорциональные ϵ^k пренебрежимо малы.
- ▶ Параметр контракции зависит от обратной температуры

$$\epsilon(T) = \frac{A}{T}, \quad A = \text{const.} \quad (1)$$

Из уравнения для КХД $\epsilon^8(T_8) = A^8 T_8^{-8} = \Delta$ получаем $A = T_8 \Delta^{1/8} = 0,2 \Delta^{1/8}$ ГэВ, а из уравнения для ЭСМ находим **уровень обрезания**

$$\Delta = (T_8 E_4^{-1})^8 = (0,2 \cdot 10^{-2})^8 \approx 10^{-22}.$$

и константу $A \approx 4 \cdot 10^{-4}$ ГэВ.

- ▶ Из уравнения для k -ой степени $\epsilon^k(T_k) = A^k T_k^{-k} = \Delta$ имеем

$$T_k = T_8 \Delta^{\frac{k-8}{8k}} \approx 10^{\frac{88-15k}{4k}} \text{ ГэВ}$$

и легко находим граничные значения (ГэВ):

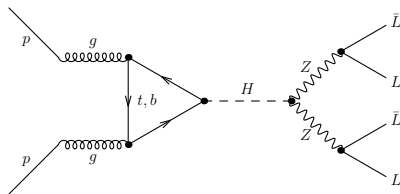
$$T_1 = 10^{18}, T_2 = 10^7, T_3 = 10^3, T_4 = 10^2,$$

$$T_5 = 4, T_6 = 1, T_8 = 2 \cdot 10^{-1}$$

- ▶ Оценка "бесконечной" температуры $T_1 \approx 10^{18}$ ГэВ сравнима с энергией Планка $\approx 10^{19}$ ГэВ, при которой влияние гравитации становится определяющим.
- ▶ Т. о. предложенная эволюция частиц не выходит за пределы проблем, описываемых электрослабыми и сильными взаимодействиями.

Амплитуда и эксперименты БАК по рождению бозона Хиггса

Доминантный механизм рождения и регистрации бозонов Хиггса на БАК описывается диаграммой

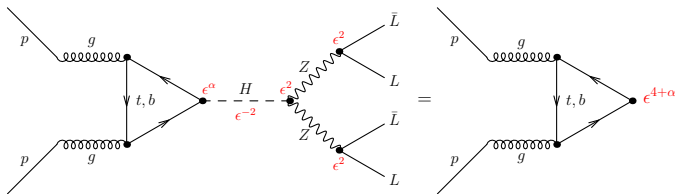


Во встречных пучках два глюона, связывающие адроны, объединяются в петлю виртуальных кварков (t или b), которая рождает бозон Хиггса H , далее распадающийся на пару Z -бозонов. Впоследствии каждый из Z -бозонов распадается на пару лептонов L (эл-нов или мюонов).

Из лагранжиана ЭСМ и преобразования полей:

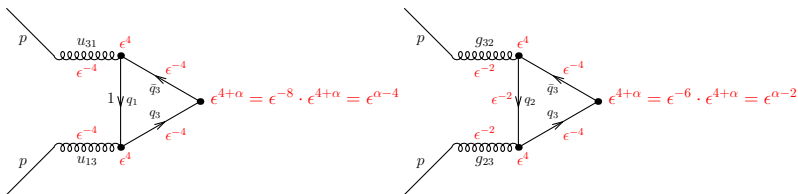
$$t \rightarrow t, \quad b \rightarrow \epsilon b, \quad Z \rightarrow Z, \quad H \rightarrow \epsilon H$$

с учетом того, что пропагатор – это обратный оператор к ур-ю свободной частицы, т.е. если ур-е бозона Хиггса домножается на ϵ^2 , то его пропагатор – на ϵ^{-2} , получаем диаграмму



Здесь $\alpha = 1$ для t -кварка и $\alpha = 2$ для b -кварка.

Оставшаяся часть диаграммы модифицируется за счет контракции группы $SU(3; \epsilon)$. Если в исходной петле кварков глюоны равноправны, то после контракции происходит "расщепление" процессов образования бозонов Хиггса, связанное с разной зависимостью цветов (компонент) кварков от $\epsilon = AT^{-1}$.



Изменения амплитуд процессов в зависимости от ϵ имеет вид

$$M_{ik}(\epsilon) = \epsilon^r M_{ik}^0, \quad i, k = 1, 2, 3,$$

где $r = -3, -1, 1, 3, 5$ для t -кварка, $r = -2, 0, 2, 4, 6$ для b -кварка. Здесь $M_{ik}^0 = M_{ik}(\epsilon = 1)$ исходная амплитуда процесса с компонентами кварка q_i и q_k . Поскольку параметр ϵ мал, то основной вклад в общую амплитуду M при увеличении T дают процессы $\sim \epsilon^p$, $p < 0$, т.е.

$$M_t(T) = M_t^0 \cdot \epsilon^{-3} = M_t^0 A^{-3} T^3 \equiv C \cdot T^3,$$

$$M_b(T) = M_b^0 \cdot \epsilon^{-2} = M_b^0 A^{-2} T^2 \equiv B \cdot T^2.$$

Здесь $A = 4 \cdot 10^{-7}$, $[T] = \text{TeV}$.

Измерения сечения рождения бозонов Хиггса в 4-х лептонном распаде на БАК дают суммарный результат, учитывающий вклад как обоих t - и b -кварков, так и всех их цветов (компонент). Сечение измерено при разных энергиях (Particle Data Group, 2018-2021)

$T, \text{ TeV}$	7	8	13	14
$\sigma_{tot}, \text{ pb}$	17	22	56	57

и демонстрирует квадратичную зависимость от энергии $\sigma_{tot} \sim T^2$.

Однако непосредственно использовать эти данные для анализа зависимости сечения рождения от T нельзя по причине "расщепления" процессов. Необходимы дополнительные предположения о доле t - и b -петлевых вкладов в целом, о вкладах каждой компоненты кварка в общее сечение и другие.

Заключение

В рамках гипотезы о том, что **высокотемпературный предел СМ связан с контракцией ее калибровочной группы** получен модифицированный лагранжиан модели.

Проанализирована зависимость диаграммы рождения бозона Хиггса в четырехлептонном процессе от температуры.

- ▶ more details:

N.G., Elementary particles in the early Universe,
**Journal of Cosmology and Astroparticle
Physics 03(2016) 053.**

Н.Г., Стандартная модель при высоких
энергиях из контракции калибровочной группы
**Физика элементарных частиц и
атомного ядра, 2020, т. 51, вып. 4, с.
601–610.**

- ▶ **Благодарю за внимание.**