

Нейтрино в остывающей Вселенной

Н. А. Громов, В. В. Куратов, И. В. Костяков

Физико-математический институт ФИЦ Коми НЦ УрО РАН,
г. Сыктывкар

gromov@ipm.komisc.ru
kuratov@ipm.komisc.ru
kostyakov@ipm.komisc.ru

Аннотация

В рамках гипотезы о деформации калибровочной группы стандартной модели рассматривается поведение электрослабой модели при охлаждении Вселенной до температур ниже рубежа спонтанного нарушения симметрии. Анализируются процессы упругого рассеяния нейтрино на лептонах и кварках, а также реакции прямого и обратного бета-распада. Сравнение преобразованного сечения рассеяния с теоретически вычисленными и экспериментально установленными значениями дало возможность получить зависимость параметра деформации от температуры Вселенной. В широком диапазоне температур показана согласованность гипотезы о деформации калибровочной группы электрослабой модели с экспериментальными фактами: слабым взаимодействием нейтрино с веществом, а также ростом сечения этого взаимодействия с увеличением энергии нейтрино. Показано относительное изменение силы электрослабого взаимодействия частиц при уменьшении температуры Вселенной.

Ключевые слова:

стандартная модель, электрослабая модель, деформация калибровочной группы, нейтрино, упругое рассеяние, бета-распад, остывающая Вселенная

Введение

Современная теория элементарных частиц – стандартная модель – включает в себя электрослабую модель, описывающую электромагнитные и слабые взаимодействия частиц, и квантовую хромодинамику, описывающую сильные взаимодействия кварков [1]. Стандартная модель представляет собой калибровочную теорию с группой $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, в которой подгруппа $SU(3)$ отвечает квантовой хромодинамике, а множитель $SU(2) \times U(1)$ соответствует электрослабой модели. Стандартная модель убедительно подтверждена открытием бозона Хиггса в экспериментах на Большом адронном коллайдере (БАК). Несмотря на это, она не лишена недостатков, например, таких как присутствие в теории около двух десятков свободных параметров никак не объясняемых в рамках модели. Также среди них нет параметра, описывающего предельный вариант теории при высоких тем-

Neutrinos in a cooling Universe

N. A. Gromov, V. V. Kuratov, I. V. Kostyakov

Institute of Physics and Mathematics,
Federal Research Centre Komi Science Centre, Ural Branch, RAS,
Syktyvkar

gromov@ipm.komisc.ru
kuratov@ipm.komisc.ru
kostyakov@ipm.komisc.ru

Abstract

Within the framework of the hypothesis of deformation of the gauge group of the standard model, the behavior of the electroweak model is considered when the Universe cools down to temperatures below the threshold of spontaneous symmetry breaking. The processes of elastic scattering of neutrinos on leptons and quarks, as well as reactions of direct and inverse beta decay are analyzed. Comparison of the transformed scattering cross-section with theoretically calculated and experimentally established values made it possible to obtain the dependence of the deformation parameter on the temperature of the Universe. In a wide range of temperatures, the agreement between the hypothesis of deformation of the gauge group of the electroweak model and experimental data is shown: weak interaction of neutrinos with matter, as well as an increase in the cross section of this interaction with increasing neutrino energy. The relative change in the strength of the electroweak interaction of particles with decreasing temperature of the Universe is shown.

Keywords:

standard model, electroweak model, gauge group deformation, neutrino, elastic scattering, beta decay, cooling universe

пературах, характерных для начальных мгновений существования Вселенной после ее возникновения в результате Большого взрыва [2].

В работах [3–5] выдвинута гипотеза о том, что калибровочная группа стандартной модели становится проще с увеличением температуры Вселенной, а механизмом изменения калибровочной группы предложена операция контракции [6, 7], параметр которой уменьшается при увеличении температуры $\epsilon \sim T^{-q} \rightarrow 0$ при $T \rightarrow \infty$ ($q > 0$). В результате контракции лагранжиан стандартной модели представляется в виде слагаемых, которые различаются степенями параметра ϵ . Таким образом, двигаясь вперед во времени, т. е. в обратном к высокотемпературной контракции направлении, заключаем, что после рождения Вселенной частицы и их взаимодействия проходят ряд стадий в эволюции от предельного состояния

с "бесконечной" температурой до состояния, описываемого канонической стандартной моделью. Эти стадии формирования кварк-глюонной плазмы, восстановления электрослабой и цветовой симметрий различаются по степеням контракционного параметра и, следовательно, по времени их возникновения.

Анализ доминантного механизма рождения и регистрации бозонов Хиггса на БАК и сравнение с экспериментальными данными, полученными на БАК по сечениям рождения бозонов Хиггса при энергиях 7,8,13 и 14 ТэВ [8], показывает, что гипотеза о контракции калибровочной группы стандартной модели при высоких температурах как минимум не противоречит эксперименту [9–11].

Наличие непрерывно изменяющегося параметра $\epsilon \sim T^{-q}$ свидетельствует о перераспределении роли отдельных слагаемых в лагранжиане электрослабой модели при $\epsilon \rightarrow 0$, т. е. об изменении относительного вклада частиц и их взаимодействий в формирование космической плазмы по мере остывания Вселенной. Естественно предположить, что этот процесс не останавливается на рубеже спонтанного нарушения симметрии, но продолжается и при дальнейшем остывании. В данной работе мы рассмотрим деформацию калибровочной группы электрослабой модели при температурах меньших 100 ГэВ, и ее влияние на процессы с участием нейтрино.

1. Электрослабая модель при низких температурах

Электрослабая модель, описывающая электромагнитные и слабые взаимодействия элементарных частиц, представляет собой [12] калибровочную теорию с калибровочной группой $SU(2) \times U(1)$, действующей в двумерном комплексном пространстве полей C_2 :

$$SU(2) : \vec{z}' = G\vec{z},$$

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

$$U(1) : \vec{z}' = e^{i\omega/2} \vec{z} = e^{i\omega Y} \vec{z}, \quad \omega \in \mathbf{R}. \quad (1)$$

В качестве C_2 берутся лептонное пространство, состоящее из векторов $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$, где e есть электрон, а ν_e обозначает электронное нейтрино и кварковое пространство, содержащее поля u - и d -кварков $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$. (Мы ограничимся только первыми поколениями лептонов и кварков). Лагранжиан модели, равный сумме бозонного, лептонного и кваркового лагранжианов выбирается инвариантным относительно действия калибровочной группы.

В данной конструкции частицы задаются компонентами векторов из пространств представления, а взаимодействия между ними описываются элементами калибровочной группы. Согласованное переопределение элементов группы $SU(2)$ и компонент векторов пространства C_2

$$\begin{pmatrix} z'_1 \\ \epsilon z'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \epsilon\beta \\ -\epsilon\bar{\beta} & \bar{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ \epsilon z_2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

при $\epsilon \neq 0$ приводит к деформированной полупростой группе $SU(2; \epsilon)$, изоморфной $SU(2)$, а в пределе $\epsilon \rightarrow 0$ дает неполупростую группу $SU(2; \epsilon = 0)$, изоморфную евклидовой группе $E(2)$, действующей в расслоенном пространстве $C_2(\epsilon = 0)$ с базой, натянутой на первую координату $\{z_1\}$, и слоем, порождаемым второй координатой $\{z_2\}$. В эквивалентной форме преобразование (2) записывается как действие деформированной матрицы на недеформированный вектор в виде

$$\begin{pmatrix} z'_1 \\ z'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \epsilon^2\beta \\ -\bar{\beta} & \bar{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Деформация (2), (3) канонической электрослабой модели описывает ее поведение при высоких температурах, превышающих 100 ГэВ [3–5, 9, 10], характерных для ранних стадий развития Вселенной вскоре после ее рождения в результате Большого взрыва [2]. При этом вторые компоненты векторов, образованных лептонными и кварковыми полями, уменьшаются с уменьшением $\epsilon(T) = AT^{-q}$, $q > 0$, $A = const$, где T температура Вселенной, и в пределе $\epsilon \rightarrow 0$ ($T \rightarrow \infty$) превосходят первую компоненту. Наоборот, при понижении температуры Вселенной вследствие ее расширения, вторые компоненты векторов увеличиваются по сравнению с первыми. Таким образом, на рубеже $\epsilon \sim 1$ ($T \sim 100$ ГэВ) происходит структурная перестройка описания электрослабой модели от предела высоких температур к пределу низких температур, которой отвечает согласованное преобразование калибровочной группы $SU(2; \xi)$ и пространства $C_2(\xi)$

$$\begin{pmatrix} \xi z'_1 \\ z'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \xi\beta \\ -\xi\bar{\beta} & \bar{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi z_1 \\ z_2 \end{pmatrix} \quad (4)$$

с зависимостью безразмерного параметра ξ от температуры вида $\xi(T) = BT^p$, $p > 0$, $B = const$. Эквивалентно преобразование (4) можно записать как действие деформированной матрицы на недеформированный вектор

$$\begin{pmatrix} z'_1 \\ z'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ -\xi^2\bar{\beta} & \bar{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Выбор между (2) и (3) или (4) и (5) диктуется соображениями удобства. В частности, формулы (2), (4) и вытекающие из них правила преобразования полей удобны для получения лагранжиана деформированной электрослабой модели из стандартного лагранжиана.

Подчеркнем, что преобразованные матрицы калибровочной группы в формулах (2) и (4), в отличие от (3) и (5), одинаковы. Различаются только преобразования компонент векторов (полей) из пространств представления, поэтому преобразования калибровочных полей и поля бозона Хиггса останутся такими же, как и в случае высоких энергий [10], а левые и правые компоненты лептонных и кварковых полей преобразуются как компоненты вектора z в (4). Таким образом, низкотемпературный предел электрослабой модели достигается подстановками

$$W_\mu^\pm \rightarrow \xi W_\mu^\pm, \quad Z_\mu \rightarrow Z_\mu, \quad A_\mu \rightarrow A_\mu, \\ \chi \rightarrow \chi, \quad v \rightarrow v,$$

$$\begin{aligned} e_l \rightarrow e_l, \quad e_r \rightarrow e_r, \quad d_l \rightarrow d_l, \quad d_r \rightarrow d_r, \\ \nu_l \rightarrow \xi \nu_l, \quad u_l \rightarrow \xi u_l, \quad u_r \rightarrow \xi u_r. \end{aligned} \quad (6)$$

В результате преобразований (6) бозонный лагранжиан [10, 11] можно представить в виде

$$\begin{aligned} \hat{L}_B(\xi) = \\ = \hat{L}_{B,0} + \hat{L}_{B,0}^{int} + \xi^2 \left(\hat{L}_{B,2} + \hat{L}_{B,2}^{int} \right) + \xi^4 \hat{L}_{B,4}^{int}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} L_{B,0} = -\frac{1}{4} \mathcal{F}_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{4} \mathcal{Z}_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2} m_Z^2 (Z_\mu)^2 + \\ + \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi)^2 - \frac{1}{2} m_\chi^2 \chi^2, \end{aligned} \quad (8)$$

$$L_{B,2} = -\frac{1}{2} \mathcal{W}_{\mu\nu}^+ \mathcal{W}_{\mu\nu}^- + m_W^2 W_\mu^+ W_\mu^-, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} L_{B,0}^{int} = -\frac{\lambda}{4} \chi^4 - \lambda v \chi^3 + \frac{g m_z}{2 \cos \theta_W} \chi (Z_\mu)^2 + \\ + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} \chi^2 (Z_\mu)^2, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} L_{B,2}^{int} = g \chi W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{g^2}{4} \chi^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \\ - 2ig (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^+) \left(\mathcal{F}_{\mu\nu} \sin \theta_W + \mathcal{Z}_{\mu\nu} \cos \theta_W \right) - \\ - \frac{i}{2} e \left[A_\mu (\mathcal{W}_{\mu\nu}^+ W_\nu^- - \mathcal{W}_{\mu\nu}^- W_\nu^+) - \right. \\ \left. - A_\nu (\mathcal{W}_{\mu\nu}^+ W_\mu^- - \mathcal{W}_{\mu\nu}^- W_\mu^+) \right] - \\ - \frac{i}{2} g \cos \theta_W \left[Z_\mu (\mathcal{W}_{\mu\nu}^+ W_\nu^- - \mathcal{W}_{\mu\nu}^- W_\nu^+) - \right. \\ \left. - Z_\nu (\mathcal{W}_{\mu\nu}^+ W_\mu^- - \mathcal{W}_{\mu\nu}^- W_\mu^+) \right] - \\ - \frac{e^2}{4} \left\{ \left[(W_\mu^+)^2 + (W_\mu^-)^2 \right] (A_\nu)^2 - \right. \\ \left. - 2 (W_\mu^+ W_\nu^+ + W_\mu^- W_\nu^-) A_\mu A_\nu + \right. \\ \left. + \left[(W_\nu^+)^2 + (W_\nu^-)^2 \right] (A_\mu)^2 \right\} - \\ - \frac{g^2}{4} \cos \theta_W \left\{ \left[(W_\mu^+)^2 + (W_\mu^-)^2 \right] (Z_\nu)^2 - \right. \\ \left. - 2 (W_\mu^+ W_\nu^+ + W_\mu^- W_\nu^-) Z_\mu Z_\nu + \right. \\ \left. + \left[(W_\nu^+)^2 + (W_\nu^-)^2 \right] (Z_\mu)^2 \right\} - \\ - eg \cos \theta_W \left[W_\mu^+ W_\mu^- A_\nu Z_\nu + W_\nu^+ W_\nu^- A_\mu Z_\mu - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} (W_\mu^+ W_\nu^- + W_\nu^+ W_\mu^-) (A_\mu Z_\nu + A_\nu Z_\mu) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$L_{B,4}^{int} = \frac{g^2}{4} (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^+)^2. \quad (12)$$

Канонический лептонный лагранжиан [10, 11] через поля электронов и нейтрино преобразуется к виду

$$\hat{L}_L(\xi) = \hat{L}_{L,0} + \hat{L}_{L,0}^{int} + \xi^2 \left(\hat{L}_{L,2} + \hat{L}_{L,2}^{int} \right), \quad (13)$$

где

$$\hat{L}_{L,0} = e_l^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu e_l + e_r^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu e_r - m_e (e_r^\dagger e_l + e_l^\dagger e_r), \quad (14)$$

$$\hat{L}_{L,2} = \nu_l^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu \nu_l, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_{L,0}^{int} = g' \cos \theta_w e_r^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu e_r - g' \sin \theta_w e_r^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu e_r - \\ - h_e \chi (e_r^\dagger e_l + e_l^\dagger e_r) - \frac{g}{2 \cos \theta_w} e_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu e_l, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_{L,2}^{int} = e \nu_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu \nu_l + \frac{g \cos 2\theta_w}{2 \cos \theta_w} \nu_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu \nu_l + \\ + \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\nu_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu W_\mu^+ e_l + e_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu W_\mu^- \nu_l \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Кварковый лагранжиан [10, 11] представляется в виде

$$\hat{L}_Q(\xi) = \hat{L}_{Q,0} + \hat{L}_{Q,0}^{int} + \xi^2 \left(\hat{L}_{Q,2} + \hat{L}_{Q,2}^{int} \right), \quad (18)$$

где

$$\hat{L}_{Q,0} =$$

$$= d_l^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu d_l + d_r^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu d_r - m_d (d_r^\dagger d_l + d_l^\dagger d_r), \quad (19)$$

$$\hat{L}_{Q,2} =$$

$$= u_l^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu u_l + u_r^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu u_r - m_u (u_r^\dagger u_l + u_l^\dagger u_r), \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_{Q,0}^{int} = - \left(\frac{g}{2} \cos \theta_w + \frac{g'}{6} \sin \theta_w \right) d_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu d_l - \\ - \frac{e}{3} d_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu d_l - h_d \chi (d_r^\dagger d_l + d_l^\dagger d_r) + \\ + \frac{1}{3} g' (\sin \theta_w d_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu d_r - \cos \theta_w d_r^\dagger \tau_\mu A_\mu d_r), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_{Q,2}^{int} = \frac{2e}{3} u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu u_l - h_u \chi (u_r^\dagger u_l + u_l^\dagger u_r) + \\ + \left(\frac{g}{2} \cos \theta_w - \frac{g'}{6} \sin \theta_w \right) u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu u_l + \\ + \frac{g}{\sqrt{2}} \left(u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu W_\mu^+ d_l + d_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu W_\mu^- u_l \right) + \\ + \frac{2}{3} g' (\cos \theta_w u_r^\dagger \tau_\mu A_\mu u_r - \sin \theta_w u_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu u_r). \end{aligned} \quad (22)$$

Полный лагранжиан электрослабой модели с преобразованием калибровочной группы и пространств полей вида (4), (6) равен сумме бозонного, лептонного и кваркового лагранжианов $\hat{L}_{EWM}(\xi) = \hat{L}_B(\xi) + \hat{L}_L(\xi) + \hat{L}_Q(\xi)$ и записывается в виде разложения по степеням параметра ξ

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{L}}_{EWM}(\xi) = L(\xi) + L^{int}(\xi) = \\ = \hat{L}_0 + \hat{L}_0^{int} + \xi^2 \left(\hat{L}_2 + \hat{L}_2^{int} \right) + \xi^4 \hat{L}_4^{int}, \end{aligned} \quad (23)$$

где слагаемые

$$\begin{aligned}\hat{L}_0 &= \hat{L}_{B,0} + \hat{L}_{L,0} + \hat{L}_{Q,0}, \\ \hat{L}_0^{int} &= \hat{L}_{B,0}^{int} + \hat{L}_{L,0}^{int} + \hat{L}_{Q,0}^{int}, \\ \hat{L}_2 &= \hat{L}_{B,2} + \hat{L}_{L,2} + \hat{L}_{Q,2}, \\ \hat{L}_2^{int} &= \hat{L}_{B,2}^{int} + \hat{L}_{L,2}^{int} + \hat{L}_{Q,2}^{int}, \\ \hat{L}_4^{int} &= \hat{L}_{B,4}^{int}\end{aligned}\quad (24)$$

даются формулами (7)–(22).

При уменьшении температуры $T \rightarrow 0$, параметр $\xi = BT^p \rightarrow 0$, поэтому слагаемые с более высокими степенями ξ вносят меньший вклад в лагранжиан электрослабой модели по сравнению со слагаемыми с меньшими степенями, т. е. происходит изменение доли вкладов разных слагаемых в общий лагранжиан. Таким образом, по мере остывания Вселенной имеет место непрерывное перераспределение силы взаимодействий между входящими в электрослабую модель элементарными частицами их вклада в формирование космической плазмы.

2. Упругое рассеяние нейтрино

Чтобы прояснить физический смысл параметра деформации ξ , рассмотрим упругое рассеяние нейтрино на лептонах и кварках. На рис. 1, а) представлена диаграмма, описывающая взаимодействия нейтрино с электронами посредством заряженных токов с помощью обмена W -бозонами, а на рис. 1, б) — с помощью нейтральных токов путем обмена Z -бозонами. При подстановке преобразованных полей (6) обе вершины на диаграмме 1, а) умножаются на ξ^2 , а пропагатор виртуального поля W умножается на ξ^{-2} , поскольку пропагатор есть обратный оператор к оператору свободного поля, который для поля W умножается на ξ^2 . Для диаграммы на рис. 1, б) только одна вершина приобретает множитель ξ^2 , тогда как вторая вершина и пропагатор поля Z не изменяются.

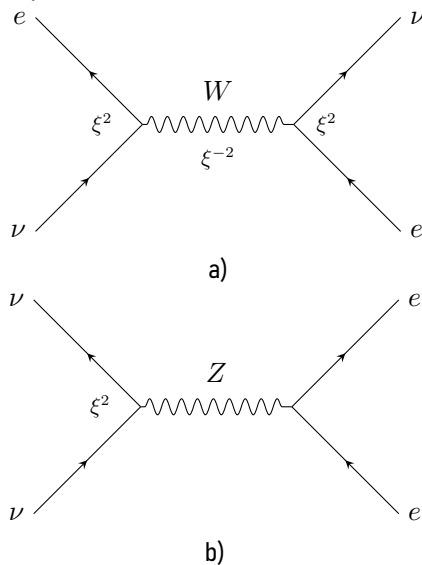


Рисунок 1. Упругое рассеяние нейтрино на лептонах.
Figure 1. Elastic scattering of neutrinos on leptons.

Таким образом, амплитуды вероятностей для заряженных и нейтральных слабых токов преобразуются одинаково $\mathcal{M} \rightarrow \xi^2 \mathcal{M}$. Сечение пропорционально квадрату амплитуды, следовательно, сечение упругого рассеяния нейтрино на лептонах при деформации (4) калибровочной группы умножается на ξ^4 . При энергиях нейтрино $m_e \ll E_\nu \ll m_W$ оно вносит основной вклад во взаимодействие нейтрино с лептонами и имеет вид [13, 14]

$$\sigma_{\nu l} = G_F^2 s f(x), \quad (25)$$

где $G_F = 1,17 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ есть константа Ферми, s – квадрат энергии столкновения в системе центра масс, $f(x)$ – функция угла Вайнберга, $x = \sin \theta_w$. Принимая во внимание, что параметр ξ безразмерный, можно написать

$$\sigma_{\nu l} = \xi^4 \sigma_0 = (G_F s)(G_F f), \quad (26)$$

где σ_0 – сечение рассеяния при $\xi = 1$, и получить выражение контракторного параметра через константу Ферми и энергию нейтрино в системе центра масс

$$\xi^2(s) = \sqrt{G_F s}. \quad (27)$$

Диаграммы упругого рассеяния нейтрино на кварках посредством нейтральных и заряженных токов изображены на рис. 2. Они преобразуются аналогично диаграммам рис. 1. Сечения рассеяния нейтрино на кварках при энергиях $m_e \ll E_\nu \ll m_W$ имеют такой же вид (25) [13]

$$\sigma_{\nu W} = G_F^2 s \hat{f}(x), \quad \sigma_{\nu Z} = G_F^2 s \check{f}(x). \quad (28)$$

Нуклоны представляют собой сложные образования из кварков, поэтому в выражении для сечения рассеяния нейтрино на нуклонах появляется формфактор

$$\sigma_{\nu n} = G_F^2 s \hat{F}(x), \quad (29)$$

но оно по-прежнему преобразуется согласно (26). При энергиях $m_e \ll E_\nu \ll m_W$ упругое рассеяние вносит основной вклад в общее сечение $\sigma_{\nu m}$ взаимодействия нейтрино с веществом, поэтому последнее при деформации калибровочной группы (4) ведет себя аналогично $\sigma_{\nu l}$ (25), (26).

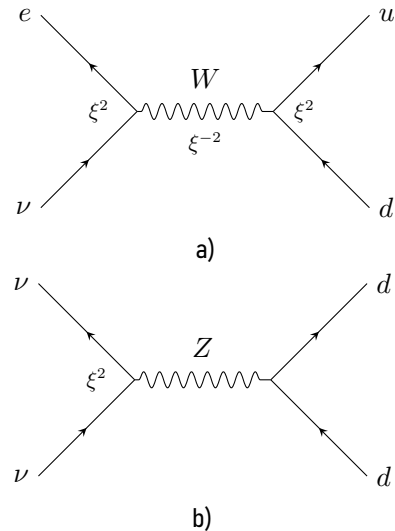


Рисунок 2. Упругое рассеяние нейтрино на кварках.
Figure 2. Elastic scattering of neutrinos on quarks.

В лабораторной системе отсчета сечение рассеяния $\sigma_{\nu l}$ (25) в интервале энергий $m_e \ll E_\nu \ll m_W$ линейно зависит от энергии E_ν падающего нейтрино [15]

$$\sigma_{\nu l}(E_\nu) = m_e G_F^2 E_\nu \hat{g}, \quad (30)$$

где $\hat{g}$ – форм-фактор. При энергиях в середине интервала от $m_e = 0,5$ МэВ $= 0,5 \cdot 10^{-3}$ ГэВ $= 0,5 \cdot 10^6$ эВ до $m_W = 80$ ГэВ $= 8 \cdot 10^{10}$ эВ, т. е. до своего отщепления, нейтрино находится в термодинамическом равновесии с космической средой, поэтому энергия термализованного нейтрино совпадает с температурой Вселенной: $E_\nu = T$. В нашей модели деформация электрослабой модели начинается при температуре $T_0 = 10^2$ ГэВ. При этой температуре параметр деформации равен единице $\xi(T_0) = 1$, а сечение $\sigma_{\nu l}(T_0) = \sigma_0$. Заменяя в (30) энергию на температуру и учитывая (26), перепишем последнее выражение в виде

$$\sigma_{\nu l}(T) = \xi^4(T) \sigma_0 = m_e G_F^2 T \hat{g}, \quad (31)$$

где $\sigma_0 = m_e G_F^2 T_0 \hat{g}$. Тогда при T ниже 100 ГэВ из (31) получаем зависимость параметра деформации от температуры Вселенной

$$\xi^4(T) = T_0^{-1} T = T \cdot (10^{-2} \text{ ГэВ}^{-1}), \quad (32)$$

где температура измеряется в ГэВ. В результате сечение рассеяния нейтрино на лептонах в указанных пределах линейно зависит от температуры

$$\sigma_{\nu l}(T) = T_0^{-1} T \sigma_0, \quad (33)$$

что согласуется с имеющимися экспериментальными данными, представленными на рис. 3, взятом из работ [14, 15].

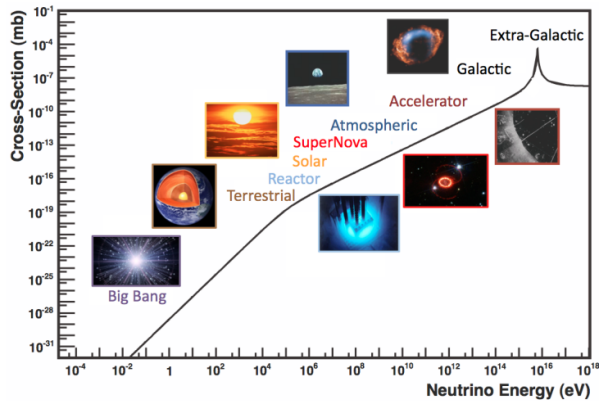


Рисунок 3. Электрослабое сечение для реакции $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$ рассеяния на электронах как функция энергии нейтрино.

Figure 3. Electroweak cross section for the reaction $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$ scattering on electrons as a function of neutrino energy.

3. Бета-распад

Важными реакциями с участием нейтрино являются радиоактивные превращения атомных ядер

$${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+1}^A Y + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (34)$$

которые происходят за счет слабого взаимодействия путем превращения нейтрона в протон

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (35)$$

или эквивалентно

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- \quad (36)$$

и называются *электронным* или *прямым β^- -распадом* [14].

Диаграмма Фейнмана прямого β^- -распада (36) изображена на рис. 4. Один из двух d -кварков, входящих в состав нейтрона n , испуская W^- -бозон, переходит в u -кварк. В результате оставшийся d -кварк и два u -кварка образуют протон p , а W^- -бозон, взаимодействуя с электронным нейтрино ν_e , порождает электрон e^- . На диаграмме рис. 4 обозначены множители вершин и пропагатора, полученные согласно преобразованию полей (6).

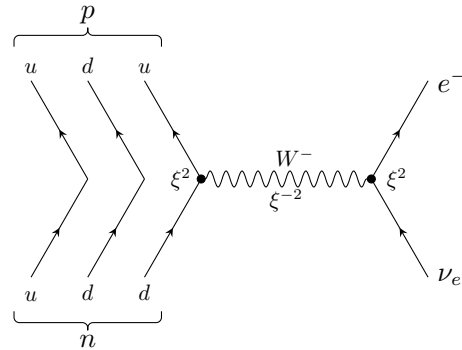


Рисунок 4. Диаграмма Фейнмана прямого β^- -распада (36).

Figure 4. Feynman diagram of direct beta decay (36).

В системе центра масс сечение реакции (36) в приближении низких энергий $m_e \ll E_\nu \ll m_W$ выражается такой же формулой [13], как и в случае упругого рассеяния нейтрино

$$\sigma = G_F^2 s \tilde{f}, \quad (37)$$

где s – энергия нейтрино в системе центра масс, G_F – константа Ферми, $\tilde{f}$ – форм-фактор. Следовательно, и зависимость параметра деформации от энергии нейтрино такая же (27).

Другой тип β -превращений *позитронный* или *обратный β^+ -распад*

$${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z-1}^A Y + e^+ + \nu_e. \quad (38)$$

При $X = p$ получаем β^+ -распад свободного протона

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e, \quad (39)$$

который, однако, запрещен законом сохранения энергии, поскольку $m_p < m_n + m_e$. Действительно, $m_p \cong 938.27$ МэВ, $m_n \cong 939.56$ МэВ, $m_e \cong 0.51$ МэВ. Тем не менее процесс может происходить внутри ядра. Наконец, к β -превращениям относятся процессы захвата нейтрино и антинейтрино ядрами с испусканием электрона и позитрона соответственно

$$\nu_e + {}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+1}^A Y + e^-, \quad (40)$$

$$\bar{\nu}_e + {}_Z^A X \rightarrow {}_{Z-1}^A Y + e^+. \quad (41)$$

Примером нейтринного захвата является реакция

$$\nu + {}_{17}^{37} \text{Cl} \rightarrow {}_{18}^{37} \text{Ar} + e^-, \quad (42)$$

предложенная Б. М. Понтекорво для регистрации солнечных нейтрино. Хлор-аргоновый метод Понтекорво был использован Р. Дэвисом в первом эксперименте по обнаружению солнечных нейтрино.

Нуклиды, подверженные β -превращениям, имеются буквально у каждого элемента начиная с $Z = 0$ (нейтрон) и до больших Z . В частности, при $Z = 1, A = 1$ реакция (41) дает

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (43)$$

Диаграмма Фейнмана обратного β^+ -распада (43) изображена на рис. 5.

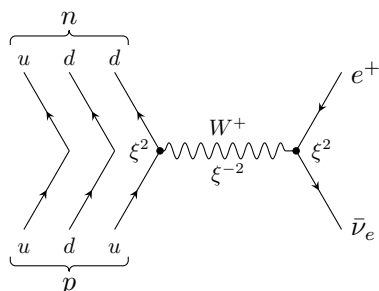


Рисунок 5. Диаграмма Фейнмана обратного β^+ -распада (43).
Figure 5. Feynman diagram of inverse beta decay (43).

Один из двух u -кварков, входящих в состав протона p , испуская W^+ -бозон, переходит в d -кварк. В результате оставшийся u -кварк и два d -кварка образуют нейтрон n , а W^+ -бозон, взаимодействуя с электронным антинейтрино $\bar{\nu}_e$, порождает позитрон e^+ . На диаграмме рис. 5 обозначены множители вершин и пропагатора, полученные согласно преобразованию полей (6). Сечение реакции находится аналогично сечению прямого β^- -распада и совпадает с (37).

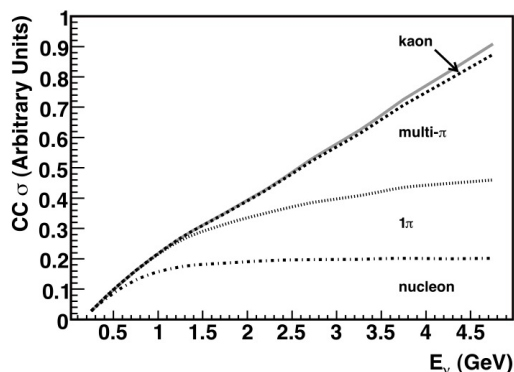


Рисунок 6. Предсказанные процессы для полного сечения инклюзивного рассеяния нейтрино на ядрах при промежуточных энергиях [15].
Figure 6. Predicted processes for the total cross section of inclusive neutrino scattering on nuclei at intermediate energies [15].

Полное сечение рассеяния нейтрино на ядрах, включая процессы прямого и обратного β -распадов, содержит вклады квазиупругих, резонансных и глубоконеупругих процессов. При промежуточных энергиях $1 \text{ ГэВ} < E_\nu < 20 \text{ ГэВ}$ оно демонстрирует линейную зависимость от энергии нейтрино по мере увеличения энергии нейтрино (рис. 6), а с учетом того, что энергия нейтрино совпадает с температурой (средней энергией) Вселенной $E_\nu = T$, линейно зависит от T , как и в случае упругого рассеяния (33).

Заключение

Деформация (4) или (5) калибровочной группы электрослабой модели приводит к перераспределению вклада различных слагаемых лагранжиана (23), т. е. к относительному усилению или ослаблению электрослабых взаимодействий между частицами и, следовательно, изменению их вклада в общее течение электрослабых процессов. Анализ преобразований фейнмановских диаграмм, описывающих упругое рассеяние нейтрино на лептонах и кварках, нахождение вида преобразования сечения рассеяния (31) в зависимости от температуры Вселенной и сравнение с теоретически вычисленным сечением позволили установить зависимость (32) параметра деформации от температуры $\xi^4(T) = T_0^{-1}T = T \cdot (10^{-2} \text{ ГэВ}^{-1})$, если температура измеряется в ГэВ. Верхний предел деформационного параметра $\xi(T_0) = 1$ достигается при $T_0 = 10^2 \text{ ГэВ}$, связанной с характерной температурой электрослабого взаимодействия.

Рассмотрение более сложных процессов с участием нейтрино, таких как радиоактивные превращения атомных ядер, включая прямой (36) и обратный (43) β -распады, фейнмановские диаграммы которых изображены на рис. 4 и 5, несмотря на то, что многие факторы усложняют их простое описание, также демонстрирует линейную зависимость сечения реакций от энергии нейтрино [15], т. е. от температуры T (см. рис. 6).

Температура Вселенной в настоящее время совпадает с температурой реликтового излучения $T = 2,7^\circ \text{ К} = 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$ ($1^\circ \text{ К} = 8,6 \cdot 10^{-14} \text{ ГэВ}$), что дает величину параметра деформации $\xi^2(2,7^\circ \text{ К}) \simeq 5 \cdot 10^{-8}$. При характерной температуре сильного взаимодействия параметр деформации равен $\xi^2(0,2 \text{ ГэВ}) \simeq 5 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, деформации калибровочной группы (4), (5) соответствуют низкотемпературному пределу стандартной электрослабой модели и согласованы с экспериментально установленными фактами: слабым взаимодействием нейтрино с веществом, а также ростом сечения этого взаимодействия с увеличением энергии нейтрино.

Поскольку в электрослабой модели калибровочная группа отвечает за взаимодействия между частицами модели, то ее деформация, связанная с уменьшением внедиагональных и соответствующим увеличением диагональных элементов, свидетельствует о перераспределении силы электрослабого взаимодействия между нейтрино, электроном, u - d -кварками при понижении температуры Вселенной от 100 ГэВ до температуры настоящего времени.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Литература

1. Емельянов, В. М. Стандартная модель и ее расширения / В. М. Емельянов. – М.: Физматлит, 2007. – 584 с.
2. Горбунов, Д. С. Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва / Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков. – М.: ЛЕНАНД, 2022. – 616 с.

3. Gromov, N. A. Elementary particles in the early Universe / N. A. Gromov // J. Cosmol. Astropart. Phys. – 2016. – Vol. 03. – P. 053.
4. Gromov, N. A. Particles in the early Universe: high-energy limit of the standard model from the contraction of its gauge group / N. A. Gromov. – Singapore: World Scientific, 2020. – 159 p.
5. Громов, Н. А. Стандартная модель при высоких энергиях из контракции калибровочной группы / Н. А. Громов // Физика элемент. частиц и атом. ядра. – 2020. – Т. 51, вып. 4. – С. 601–610.
6. İnönü, E. On the contraction of groups and their representations / E. İnönü, E. P. Wigner // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. – 1953. – Vol. 39. – P. 510–524.
7. Громов, Н. А. Контракции классических и квантовых групп / Н. А. Громов. – М.: Физматлит, 2012. – 318 с.
8. Zyla, P. A. The review of particle physics / P. A. Zyla [et al.] (Particle Data Group) // Prog. Theor. Exp. Phys. – 2020. – P. 083C01. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
9. Громов, Н. А. Гипотеза о контракции калибровочной группы Стандартной модели и экспериментальные данные БАК // Известия Коми НЦ УрО РАН. Сер. «Физ.-мат. науки». – 2022. – Вып. 5 (57). – С. 34–41. DOI 10.19110/1994-5655-2022-5-34-41.
10. Gromov, N. A. Contraction of the Standard model gauge group is not in conflict with LHC data / N. A. Gromov // Physics of Particles and Nuclei. – 2023. – Vol. 54, № 6. – P. 1045–1048. DOI: 10.1134/S106377962306014X.
11. Gromov, N. A. Standard model at high temperatures / N. A. Gromov // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. – 2023. – Vol. 26, № 4. – P. 328–341. DOI: 10.5281/zenodo.104060481.
12. Рубаков, В. А. Классические калибровочные поля / В. А. Рубаков. – М.: Эдиториал УРСС, 1999. – 336 с.
13. Окунь, Л. Б. Лептоны и кварки / Л. Б. Окунь. – М.: Эдиториал УРСС, 2005. – 352 с.
14. Наумов, А. И. Физика атомного ядра и элементарных частиц / А. И. Наумов. – М.: Просвещение, 1984. – 384 с.
15. Formaggio, J. A. From eV to EeV: neutrino cross-sections across energy scales / J. A. Formaggio, G. P. Zeller // Rev. Mod. Phys. – 2012. – Vol. 84, № 3. – P. 1307–1342. arXiv:1305.7513v1 [hep-ex] 31 мая 2013 г.
- D. S. Gorbunov, V. A. Rubakov. – М.: LENAND, 2022. – 616 p.; Singapore: World Scientific, 2011. – 488 p.
3. Gromov, N. A. Elementary particles in the early Universe / N. A. Gromov // J. Cosmol. Astropart. Phys. – 2016. – Vol. 03. – P. 053.
4. Gromov, N. A. Particles in the early Universe: high-energy limit of the Standard model from the contraction of its gauge group / N. A. Gromov. – Singapore: World Scientific, 2020. – 159 p.
5. Gromov, N. A. High-energy Standard model from the gauge group contraction / N. A. Gromov // Phys. Partic. Nucl. – 2020. – Vol. 51, № 4. – P. 540–544. DOI: 10.1134/S1063779620040310.
6. İnönü, E. On the contraction of groups and their representations / E. İnönü, E. P. Wigner // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. – 1953. – Vol. 39. – P. 510–524.
7. Gromov, N. A. Kontraktsii klassicheskikh i kvantovykh grupp [Contractions of classical and quantum groups] / N. A. Gromov. – М.: Fizmatlit, 2012. – 318 p.
8. Zyla, P. A. The review of particle physics / P. A. Zyla [et al.] (Particle data group) // Prog. Theor. Exp. Phys. – 2020. – P. 083C01. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
9. Gromov, N. A. Gipoteza o kontraktsii kalibrovchnoy gruppy Standartnoy modeli i eksperimental'nyye dannyye BAK [Hypothesis about contraction of the gauge group of the Standard Model and LHC experimental data] / N. A. Gromov // Proc. of the Komi Sci. Centre, Ural Branch, RAS. – 2022. – № 5 (57). – P. 34–41. DOI 10.19110/1994-5655-2022-5-34-41.
10. Gromov, N. A. Contraction of the Standard model gauge group is not in conflict with LHC data / N. A. Gromov // Physics of Particles and Nuclei. – 2023. – Vol. 54, № 6. – P. 1045–1048. DOI: 10.1134/S106377962306014X.
11. Gromov, N. A. Standard model at high temperatures / N. A. Gromov // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. – 2023. – Vol. 26, № 4. – P. 328–341. DOI: 10.5281/zenodo.104060481.
12. Rubakov, V. A. Klassicheskiye kalibrovchnyye polya [Classical gauge fields] / V. A. Rubakov. – М.: Editorial URSS, 1999. – 336 p.
13. Okun', L. B. Leptony i kvarki [Leptons and quarks] / L. B. Okun'. – М.: Editorial URSS, 2005. – 352 p.
14. Naumov, A. I. Fizika atomnogo yadra i elementarnykh chastits [Physics of the atomic nucleus and elementary particles] / A. I. Naumov. – М.: Prosveshchenie, 1984. – 384 p.
15. Formaggio, J. A. From eV to EeV: neutrino cross-sections across energy scales / J. A. Formaggio, G. P. Zeller // Rev. Mod. Phys. – 2012. – Vol. 84, № 3. – P. 1307–1342. arXiv:1305.7513v1 [hep-ex] 31 May 2013

References

1. Emel'yanov V. M. Standartnaya model i ee rasshireniya [Standard model and its extensions] / V. M. Emel'yanov. – М.: Fizmatlit, 2007. – 584 p.
2. Gorbunov, D. S. Vvedeniye v teoriyu ranney Vselennoy: teoriya goryachego Bol'shogo vzryva [Introduction to the theory of the early Universe: hot Big Bang theory] /

Благодарность (госзадание)

Работа выполнена в рамках государственного задания ФМИ ФИЦ Коми НЦ УрО РАН по теме НИР № 125031203621-2.

Acknowledgements (state task)

The work was done in frames of the State task of the Institute of Physics and Mathematics FRC Komi SC UB RAS on the topic № 125031203621-2.

Для цитирования:

Громов, Н. А. Нейтрино в остывающей Вселенной / Н. А. Громов, В. В. Куратов, И. В. Костяков // Известия Коми научного центра Уральского отделения Российской академии наук. Серия «Физико-математические науки». – 2025. – № 6 (82). – С. 20–27. DOI: 10.19110/1994-5655-2025-6-20-27

For citation:

Gromov, N. A. Neutrinos in a cooling Universe / N. A. Gromov, V. V. Kuratov, I. V. Kostyakov // Proceedings of the Komi Science Centre of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences. Series “Physical and Mathematical Sciences”. – 2025. – № 6 (82). – P. 20–27. DOI: 10.19110/1994-5655-2025-6-20-27

Дата поступления статьи: 05.06.2025

Received: 05.06.2025