

## Влияние лептонной асимметрии и стерильных нейтрино на первичный нуклеосинтез

© А.А. Щепкин, О.А. Куричин, А.В. Иванчик

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: alexander.shchepkin5@gmail.com

Поступило в Редакцию 3 мая 2024 г.  
В окончательной редакции 4 августа 2024 г.  
Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Определено соотношение между числом дополнительных релятивистских степеней свободы,  $\Delta N_{\text{eff}}$ , и параметром лептонной асимметрии нейтрино,  $\xi$ , в эпоху первичного нуклеосинтеза (ПН), при котором теоретически предсказываемое значение распространенности первичного  ${}^4\text{He}$ ,  $Y_p$ , согласуется с величиной, определенной из наблюдений. Показано, что наличие легких полностью или частично термализованных стерильных нейтрино не будет противоречить наблюдательным данным по ПН при величине  $\xi \approx 0.05$ , что может быть сгенерировано в ранней Вселенной в рамках существующих моделей лептогенезиса и резонансных нейтринных осцилляций.

**Ключевые слова:** ранняя Вселенная, первичный нуклеосинтез, стерильные нейтрино, лептонная асимметрия.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59263.394-24

### Введение

Явление нейтринных осцилляций свидетельствует о существовании у них ненулевой массы. При этом в Стандартной модели элементарных частиц (СМ) механизм генерации массы у нейтрино остается невыясненным. Одной из возможностей расширения СМ, обеспечивающей генерацию масс нейтрино, является введение стерильных нейтрино — фермионов, не участвующих ни в каких стандартных взаимодействиях. Расширение СМ с минимальными ее изменениями, включающее стерильные нейтрино, получило название Нейтринной минимальной стандартной модели ( $\nu\text{MSM}$ ), в рамках которой также возможно решение двух фундаментальных космологических проблем: природы темной материи и барионной асимметрии Вселенной [1].

Космологические проявления стерильных нейтрино существенно зависят от масштабов их масс. Можно выделить следующие диапазоны масс (см., например, [2]): легкие стерильные нейтрино (1 eV–1 keV), тяжелые стерильные нейтрино (1 keV–100 GeV) и сверхтяжелые стерильные нейтрино ( $\geq 100$  GeV). Сверхтяжелые стерильные нейтрино по мере расширения Вселенной становятся нерелятивистскими за время  $\lesssim 10^{-3}$  s от момента Большого взрыва, и, являясь нестабильными частицами, распадаются за время  $\lesssim 10^{-7}$  s, генерируя барионную асимметрию [2]. Тяжелое стерильное нейтрино может иметь время жизни, сопоставимое со временем жизни Вселенной или больше его, что делает такое нейтрино хорошим кандидатом на роль частиц темной материи [2]. Легкое стерильное нейтрино также может быть кандидатом на роль частиц темной материи и вносить заметный вклад в нее (см., например, [3]). С другой стороны, такое нейтрино является релятивистским в

ранней Вселенной, поэтому оно будет давать вклад в полную плотность энергии, и тем самым увеличивать темп расширения Вселенной, а, следовательно, влиять на ее первичный химический состав [4]. Наиболее чувствительным к этому эффекту первичным элементом является  ${}^4\text{He}$  [5].

Согласно теории первичного нуклеосинтеза (ПН), распространенность первичного  ${}^4\text{He}$ ,  $Y_p$ , является функцией двух переменных — барион-фотонного отношения,  $\eta_b = n_b/n_\gamma$ , и эффективного числа релятивистских степеней свободы, относящихся к нейтрино,  $N_{\text{eff}}$ . В  $\Lambda\text{CDM}$ -космологической модели эти переменные имеют следующие значения:  $\eta_b^{(0)} = (6.14 \pm 0.19) \cdot 10^{-10}$ ,  $N_{\text{eff}}^{(0)} = 2.99 \pm 0.17$  [6]. Данные величины, определенные путем анализа анизотропии реликтового излучения, хорошо согласуются с независимыми оценками этих параметров, полученными по наблюдаемым распространенностям первичных элементов (D,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ) [5]. Дополнительные релятивистские степени свободы, связанные со стерильными нейтрино, определяются параметром  $\Delta N_{\text{eff}} = N_{\text{eff}} - N_{\text{eff}}^{(0)}$ , который зависит от степени термализации этих частиц в ранней Вселенной ( $0 \leq N_{\text{eff}} \leq 1$ ). Недавние работы указывают на то, что такие нейтрино будут полностью термализованными, т.е.  $\Delta N_{\text{eff}} = 1$  [7,8]. Введение полноценной релятивистской степени свободы приведет к тому, что при фиксированной величине  $\eta_b$  теоретическое значение  $Y_p$  будет существенно выше наблюдаемого [5].

С другой стороны, в теорию ПН можно ввести лептонную асимметрию  $L_\nu = (n_\nu - n_{\bar{\nu}})/(n_\nu + n_{\bar{\nu}})$  — относительное неравенство концентраций нейтрино и антинейтрино, которую удобно параметризовать с помощью величины  $\xi = \mu/T_\nu$ , где  $\mu$  — химический по-

тенциал нейтрино. Лептонная асимметрия может быть сгенерирована в рамках  $\nu$ MSM до  $L_\nu \sim 10^{-4}$  [9] и затем увеличена через резонансные осцилляции вплоть до значений  $L_\nu = 0.2-0.3$  [10]. Лептонная асимметрия влияет как на скорость расширения Вселенной, меняя плотности нейтрино и антинейтрино, так и на скорости реакций слабого взаимодействия, изменяя отношение концентрации нейтронов и протонов и, следовательно, конечное значение  $Y_p$ . Наличие дополнительных релятивистских степеней свободы приводит к увеличению распространенности  ${}^4\text{He}$ , однако лептонная асимметрия с положительным значением  $\xi$ , в свою очередь, приводит к уменьшению  $Y_p$  (см., например, [11]). Это позволяет двум данным эффектам взаимно скомпенсировать друг друга и тем самым допустить возможность существования легкого стерильного нейтрино в рамках ПН, не противореча наблюдениям.

## 1. Динамика эволюции Вселенной со стерильными нейтрино и лептонной асимметрией

На радиационно-доминированной стадии эволюции Вселенной скорость ее расширения определялась плотностью энергии релятивистских степеней свободы [4], которые при температурах протекания ПН ( $1 \text{ MeV} \gtrsim T \gtrsim 0.1 \text{ MeV}$ ) представлены фотонами, электронами, позитронами, нейтрино и антинейтрино:

$$\rho = \rho_\gamma + \rho_{e^\pm} + \rho_{\nu\bar{\nu}}. \quad (1)$$

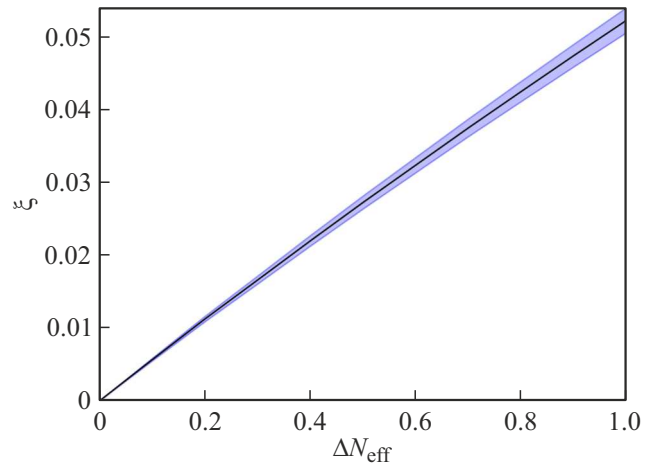
Зависимость от  $\xi$  и  $\Delta N_{\text{eff}}$  входит только в  $\rho_{\nu\bar{\nu}}$  следующим образом [11]:

$$\begin{aligned} \rho_{\nu\bar{\nu}} &\propto N_{\text{eff}} \int_0^\infty y^3 dy \left( \frac{1}{\exp(y - \xi) + 1} + \frac{1}{\exp(y + \xi) + 1} \right) \\ &\approx \left( N_{\text{eff}}^{(0)} + \Delta N_{\text{eff}} \right) \left( \frac{7\pi^4}{60} + \frac{\pi^2}{2} \xi^2 \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Формула (2) демонстрирует увеличение плотности энергии  $\nu\bar{\nu}$  при наличии положительных значений  $\Delta N_{\text{eff}}$  и  $\xi$  по сравнению со стандартным случаем, ( $\xi = 0$ ,  $\Delta N_{\text{eff}} = 0$ ). Это, в свою очередь, увеличивает скорость расширения Вселенной, откуда следует повышение значения  $Y_p$  ввиду большего нейтрон-протонного отношения до конца ПН, о чем написано подробнее в разд. 2.

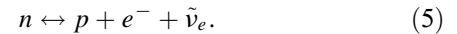
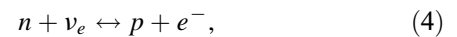
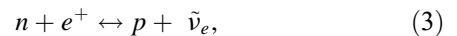
## 2. Влияние лептонной асимметрии на скорость реакций слабого взаимодействия в ранней Вселенной

При  $T \gtrsim 2 \text{ MeV}$  интенсивно протекали реакции слабого взаимодействия, в том числе определяющие нейтрон-



Соотношение между  $\xi$  и  $\Delta N_{\text{eff}}$ , соответствующее равенству  $Y_p(\xi, \Delta N_{\text{eff}}) = Y_p^{(\text{obs})}$ . Голубой областью изображен интервал  $3\sigma$  по погрешности величины  $Y_p^{(\text{obs})}$ .

протонное отношение [4]:



В результате этого нейтроны и протоны находились в равновесных концентрациях. Далее при  $T < 2 \text{ MeV}$  скорость расширения Вселенной становится существенно больше скоростей реакций (3), (4) и обратной реакции (5), что приводит к их прекращению (так называемая закалка нейтронов) [4]. Начиная с этого момента и до начала ПН, нейтрон-протонное отношение изменяется только вследствие свободного распада нейтронов (прямая реакция (5)). Эволюция массовой доли нейтронов  $X_n = n_n/(n_n + n_p)$  определяется уравнением

$$\frac{dX_n}{dt} = -\lambda_{np}X_n + \lambda_{pn}(1 - X_n). \quad (6)$$

Характерные скорости указанных реакций  $\lambda_{np}$  и  $\lambda_{pn}$  зависят от асимметрии нейтрино  $\xi$  [12]. Увеличение  $\xi$  приведет к возрастанию скоростей в прямом направлении ( $n \rightarrow p$ ) и уменьшению обратных скоростей ( $p \rightarrow n$ ). Поскольку элементы тяжелее  ${}^4\text{He}$  генерируются в существенно меньших количествах, можно приближенно определить  $Y_p$  как  $Y_p \approx 2X_n$ . Таким образом, лептонная асимметрия в ранней Вселенной играет двойственную роль. Увеличение  $\xi$ , с одной стороны, увеличивает  $Y_p$  за счет увеличения  $\rho_{\nu\bar{\nu}}$  и изменения динамики расширения Вселенной, а с другой стороны, уменьшает  $Y_p$  за счет изменения темпа слабых реакций. При этом суммарное действие лептонной асимметрии сводится к уменьшению  $Y_p$ . Поэтому лептонная асимметрия может скомпенсировать эффект увеличения распространенности первичного  ${}^4\text{He}$ , вызванный возможным наличием легких стерильных нейтрино.

### 3. Результаты

Полученная из численного решения уравнения (6) необходимая связь между  $\xi$  и  $\Delta N_{\text{eff}}$ , представлена на рисунке. Полученная из решения уравнения (6) функция  $Y_p(\xi, \Delta N_{\text{eff}})$  может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$Y_p = 0.2462 \times \left(1 + \frac{\Delta N_{\text{eff}}}{3}\right)^{0.178 \pm 0.002} (1 - \xi)^{0.9537 \pm 0.0002}, \quad (7)$$

где погрешности показателей степеней соответствуют неопределенности значения  $Y_p^{(\text{obs})}$ . Из уравнения  $Y_p(\xi, \Delta N_{\text{eff}}) = Y_p^{(\text{obs})}$  можно получить следующую аппроксимационную формулу взаимосвязи  $\xi$  и  $\Delta N_{\text{eff}}$ :

$$\xi = 1 - \left(1 + \frac{\Delta N_{\text{eff}}}{3}\right)^{-(0.187 \pm 0.002)}. \quad (8)$$

Для полной компенсации дополнительной степени свободы  $\Delta N_{\text{eff}} = 1$  из выражения (8) получаем необходимое значение параметра асимметрии  $\xi = 0.052 \pm 0.001$ . Эта величина слегка отличается от значения  $\xi = 0.04$  из работы [13], которое показывает наилучшее соответствие наблюдательным данным, где результаты работы [14] еще не были учтены.

### Заключение

В работе показано, что наличие легких полностью или частично термализованных стерильных нейтрино не будет противоречить наблюдательным данным по ПН при величине  $\xi \approx 0.05$ . Такая величина лептонной асимметрии может быть сгенерирована в эпоху ПН в рамках существующих моделей лептогенезиса (в том числе в рамках  $\nu\text{MSM}$ ) и резонансных нейтринных осцилляций.

### Финансирование работы

Работа была поддержана Российским научным фондом, грант № 23-12-00166.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] T. Asaka, M. Shaposhnikov. *Phys. Lett. B*, **631**, 151 (2005). DOI: 10.1016/j.physletb.2005.09.070
- [2] Д.С. Горбунов. *УФН*, **184** (5), 545 (2014). DOI: 10.3367/UFNr.0184.201405i.0545
- [3] Ф.А. Черников, А.В. Иванчик. *ПАЖ*, **48** (12), 815 (2022). DOI: 10.31857/S0320010822110067 [P.A. Chernikov, A.V. Ivanchik. *Astron. Lett.*, **48** (12), 689 (2022). DOI: 10.1134/S1063773722110056]
- [4] Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков. *Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого Взрыва* (ЛЕНАНД, М., 2016), изд. 3-е, т. 1. ISBN: 978-5-9710-1679-3
- [5] B.D. Fields. *JCAP*, **03**, 010 (2020). DOI: 10.1088/1475-7516/2020/03/010.
- [6] Planck Collaboration, *A&A*, **641**, A6 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/201833910
- [7] S. Gariazzo et al., *JCAP*, **07**, 014 (2019). DOI: 10.1088/1475-7516/2019/07/014
- [8] А.П. Серебров, Р.М. Самойлов, М.Е. Чайковский, О.М. Жеребцов. *Письма в ЖЭТФ*, **116** (10), 644 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822220025 [A.P. Serebrov, R.M. Samoilov, M.E. Chaikovskii, O.M. Zherebtsov. *JETP Lett.*, **116** (10), 669 (2022). DOI: 10.1134/S002136402260224X]
- [9] L. Canetti, M. Drewes, T. Frossard, M. Shaposhnikov. *Phys. Rev. D*, **87**, 093006 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevD.87.093006
- [10] A.D. Dolgov. *Nucl. Phys. B*, **610**, 411 (2001). DOI: 10.1016/S0550-3213(01)00323-6
- [11] S. Weinberg. *Cosmology* (Oxford University Press, 2008), ISBN: 978-0-19-852682-7
- [12] R.V. Wagoner, W.A. Fowler, F. Hoyle. *ApJ*, **148**, 3 (1967). DOI: 10.1086/149126
- [13] O. Seto, Y. Toda. *Phys. Rev. D*, **104**, 063019 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevD.104.063019
- [14] O.A. Kurichin, P.A. Kislitsyn, V.V. Klimenko, S.A. Balashev, A.V. Ivanchik. *MNRAS*, **502** (2), 3045 (2021). DOI: 10.1093/mnras/stab215