

РЕЗУЛЬТАТ ЭКСПЕРИМЕНТА «НЕЙТРИНО-4», СТЕРИЛЬНЫЕ НЕЙТРИНО, ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ И СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ, РАСШИРЕННАЯ ПРАВЫМИ НЕЙТРИНО

А. П. Серебров, Р. М. Самойлов,
О. М. Жеребцов, Н. С. Буданов*

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,
Гатчина, Россия

Анализ результатов эксперимента «Нейтрино-4» и данных экспериментов GALLEX, SAGE и BEST подтверждает параметры нейтринных осцилляций, заявленные экспериментом «Нейтрино-4» ($\Delta m_{14}^2 = 7,3 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta_{14}) \approx 0,36$), и увеличивает их достоверность до $5,8\sigma$. Такое стерильное нейтрино термализуется в космической плазме, дает вклад в плотность энергии Вселенной 5% и может объяснить 15–20% темной материи. Обсуждается, что расширение нейтринной модели введением еще двух тяжелых стерильных нейтрино в соответствии с числом типов активных нейтрино, но с очень малыми углами смешивания, чтобы избежать термализации, позволяет довести вклад стерильных нейтрино в темную материю Вселенной до уровня 27% и объяснить крупномасштабную структуру Вселенной. Представлен динамический процесс зарождения темной материи, состоящей из трех правых нейтрино. Показано, что современные астрофизические данные по массовому содержанию ${}^4\text{He}$ не позволяют сделать определенное заключение в пользу модели трех или четырех термализованных нейтрино.

Joint analysis of the results of the Neutrino-4 experiment and the data of the GALLEX, SAGE and BEST experiments confirms the parameters of neutrino oscillations declared by the Neutrino-4 experiment ($\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2$ and $\sin^2(2\theta_{14}) \approx 0.36$) and increases the confidence level to 5.8σ . Such a sterile neutrino thermalizes in cosmic plasma, contributes 5% to the energy density of the Universe, and can explain 15–20% of dark matter. It is discussed that the extension of the neutrino model by introducing two more heavy sterile neutrinos in accordance with the number of types of active neutrinos but with very small mixing angles to avoid thermalization will make it possible to explain the large-scale structure of the Universe and bring the contribution of sterile neutrinos to the dark matter of the Universe to the level of 27%. The dynamic process of the dark matter generation, consisting of three right-handed neutrinos, is presented. It is shown that, based on

* E-mail: serebrov_ap@npfi.nrcki.ru

modern astrophysical data on the ${}^4\text{He}$ abundance, it is impossible to draw a definite conclusion in favor of the model of three or four thermalized neutrinos.

PACS: 13.15.+g; 14.60.St; 95.35.+d

ВВЕДЕНИЕ

Имеется достаточно много указаний на возможность существования стерильного нейтрино. Аномалии наблюдались в нескольких ускорительных и реакторных экспериментах: LSND на уровне достоверности $3,8\sigma$ [1], MiniBooNE на уровне $4,7\sigma$ [2], реакторная антинейтринная аномалия (РАА) на уровне 3σ [3, 4], а также в экспериментах с радиоактивными источниками GALLEX/GNO, SAGE (галлиевая аномалия — ГА на уровне $3,2\sigma$) и BEST [5–7]. Подробное сравнение результатов эксперимента «Нейтрино-4» [8] с результатами других экспериментов представлено в нашей работе [9]. Здесь мы анализируем результаты эксперимента «Нейтрино-4» в связи с возможной ролью стерильных нейтрино в космологии. В нашей предыдущей работе [10] был поставлен вопрос о космологических ограничениях на стерильные нейтрино. В этой работе мы стараемся дать ответы на ранее поставленные вопросы. Но начать следует с представления результатов эксперимента «Нейтрино-4» и совместного анализа результатов эксперимента «Нейтрино-4» и данных экспериментов GALLEX, SAGE и BEST.

Для сравнения результаты экспериментов «Нейтрино-4» и BEST представлены на рис. 1. Также выполнен анализ на основе опубликованных данных [7] экспериментов GALLEX, SAGE и BEST. С использованием этого результата совместно с результатами эксперимента «Нейтрино-4» получено распределение $\Delta\chi^2$, представленное на рис. 1, а. Значение параметров в точке лучшего фита — $\sin^2(2\theta_{14}) = 0,38$, $\Delta m_{14}^2 = 7,3 \text{ эВ}^2$. Полученная в результате совместного анализа данных достоверность наблюдения осцилляций составила $5,8\sigma$.

Однако есть несколько экспериментов (STEREO [11], PROSPECT [12], DANSS [13], NEOS + RENO [14], РАА [4]), направленных на поиск стерильного нейтрино, в которых эффект осцилляций не обнаружен. Поэтому следует разобраться, в чем причины такой ситуации (рис. 1, б). В принципе, следует задаться вопросом, каким результатам следует отдать предпочтение. Результатам прямых экспериментов или результатам, полученным в ходе расчета сложных процессов? Следует отметить, что в основе РАА лежит достаточно сложный метод абсолютных измерений, но в эксперименте «Нейтрино-4» используется метод относительных измерений и не требует точного знания о спектре реакторных антинейтрино. В эксперименте BEST используется хорошо известный спектр монохроматических нейтрино, поэтому его данные тоже являются более надежными. Можно сказать, что расхождение между результатами «Нейтрино-4» и РАА — это расхождение между

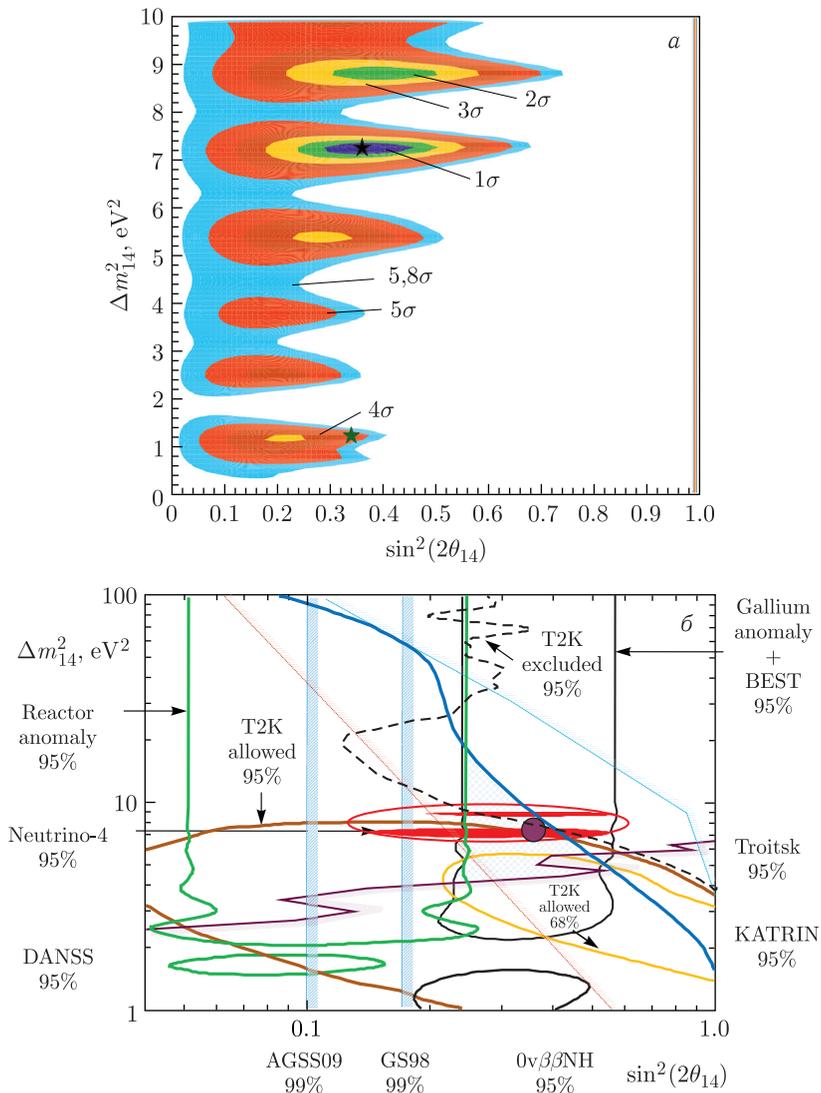


Рис. 1 (цветной в электронной версии). а) Результаты эксперимента BEST совместно с ГА в сравнении с результатами эксперимента «Нейтрино-4». Результат совместного анализа ГА, BEST и «Нейтрино-4»: синим обозначена область с достоверностью 1σ , зеленым — 2σ , желтым — 3σ , темно-красным — 4σ , красным — 5σ и голубым — 5.8σ . б) Результаты эксперимента «Нейтрино-4» в сравнении с результатами экспериментов KATRIN и GERDA, DANSS и реакторной аномалией (PAA). Ограничения взяты из работ [15, 16]

прямыми относительными измерениями и абсолютными измерениями, зависящими от сложных реакторных расчетов.

Эксперимент «Нейтрино-4» направлен на прямое измерение параметра осцилляций $\sin^2(2\theta_{14})$ и Δm_{14}^2 . В эксперименте использован метод относительных измерений и метод когерентного сложения результатов измерений для разных энергий нейтрино, чтобы избежать эффекта усреднения осцилляций по спектру. В результате эксперимента получено, что период осцилляций для среднего значения энергии 4 МэВ составляет 1,5 м. Биологическая защита исследовательских реакторов составляет 5–6 м, а на атомных станциях — 10 м. Поэтому за пределами биологической защиты для исследовательских реакторов эффект осцилляций усредняется по спектру, однако возникает дефицит полного потока нейтрино, который равен $0,5 \sin^2(2\theta_{14})$. В экспериментах на атомных станциях эффект осцилляций усредняется еще в активной зоне реактора, так как размер активной зоны приблизительно 4 м. Поэтому для экспериментов DANSS, NEOS + RENO недостаточно чувствительности для измерений в области $\sin^2(2\theta_{14}) = 0,38$, $\Delta m_{14}^2 = 7,3$ эВ². Остается только возможность измерять дефицит нейтринного потока, прибегая к абсолютным измерениям и точным вычислениям сложного нейтринного спектра от приблизительно 700 изотопов. Расхождение $\sin^2(2\theta_{14})$ из РАА с оценкой $\sin^2(2\theta_{14}) \approx 0,35_{-0,07}^{+0,09}$ из эксперимента «Нейтрино-4» и ГА составляет $2,4\sigma$. Хотя это расхождение еще не вышло за пределы 3σ , требуется возможная интерпретация этой ситуации.

Вычисление абсолютной мощности реактора с высокой точностью составляет большую проблему. Например, энергия, уносимая антинейтрино, составляет 5 %, но в публикациях нет указаний, что этот эффект был учтен. Кроме того, остаточная мощность реактора сразу после выключения реактора составляет 5 %, но этот вопрос также не обсуждается. Наконец, по-видимому, есть неучтенные бета-распады с коротким временем жизни и высокой энергией распада, так как имеется искажение спектра по отношению к расчетному спектру. Оно дает дефицит около 5 %. Это так называемый бамп в области энергии 5 МэВ, который возникает потому, что используется отношение экспериментального спектра к расчетному, а следует анализировать отношение расчетного спектра к экспериментальному. Тогда это будет яма, которая указывает на то, что не учтены короткоживущие изотопы с высокой энергией распада.

Сравнение результатов эксперимента «Нейтрино-4» с результатами экспериментов PROSPECT, STEREO показывает, что без метода когерентного сложения результатов измерений при разных энергиях нейтрино нельзя выделить осцилляции с периодом 1,5 м. Дело в том, что для метода когерентного сложения результатов измерений при разных энергиях нейтрино требуется проводить измерения в широком диапазоне расстояний, как это было сделано в эксперименте «Нейтрино-4», и складывать

результаты измерений с одинаковым отношением L/E , т. е. с одинаковой фазой осцилляций.

Как видно из рис. 2, диапазон измерений при разных расстояниях в экспериментах PROSPECT, STEREO значительно меньше, чем в эксперименте «Нейтрино-4», поэтому выделить эффект осцилляций с периодом 1,5 м не представляется возможным. Мы считаем, что эксперименты

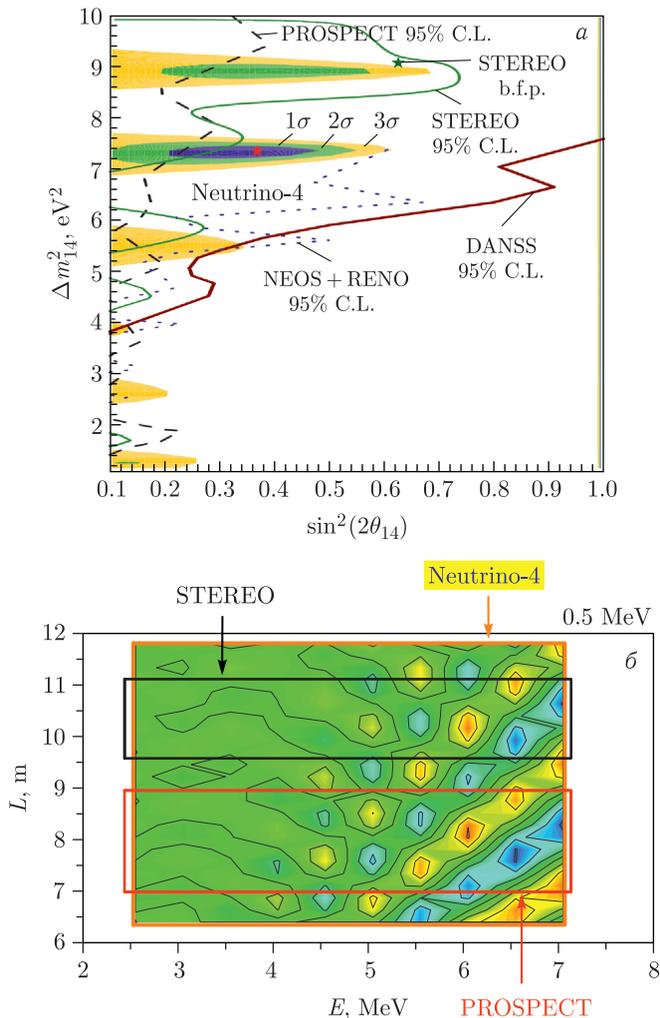


Рис. 2. а) Чувствительность экспериментов «Нейтрино-4», STEREO, PROSPECT, DANSS и NEOS. б) Области (L, E) в измерениях для экспериментов «Нейтрино-4», STEREO и PROSPECT

STEREO, PROSPECT для корректного сравнения собственных результатов с результатами эксперимента «Нейтрино-4» должны предоставить данные в виде зависимости L/E .

Интересно сравнить результаты экспериментов KATRIN и GERDA с результатами эксперимента «Нейтрино-4» (см. рис. 1, б). Результат KATRIN не исключает области «Нейтрино-4» для $\sin^2(2\theta_{14}) \leq 0,4$ [15]. Данные по ограничениям на параметры осцилляций, относящиеся к следствиям из результатов экспериментов по двойному безнейтринному бета-распаду, взяты из работы [15]. Особого внимания требует эксперимент GERDA [17], так как он направлен на поиск массы нейтрино майорановского типа. В настоящее время самое строгое ограничение на массу майорановского нейтрино, полученное в эксперименте GERDA, в 3 раза меньше, чем предсказание майорановской массы, полученное в результате эксперимента «Нейтрино-4». Если в будущем предел майорановской массы эксперимента по двойному бета-распаду будет понижен и результат эксперимента «Нейтрино-4» подтвердится, то это закроет гипотезу о легком майорановском нейтрино.

В целом из представленного анализа можно заключить, что стерильное нейтрино массой 2,7 эВ как минимум не закрыто другими экспериментами и подтверждено экспериментом BEST. Теперь перейдем к вопросу о роли стерильных нейтрино в космологии.

РОЛЬ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО В КОСМОЛОГИИ, РАСШИРЕНИЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ ВВЕДЕНИЕМ ПРАВЫХ НЕЙТРИНО

Как показано в нашей работе [10], стерильное нейтрино с параметрами $\sin^2(2\theta_{14}) = 0,38$, $\Delta m_{14}^2 = 7,3 \text{ эВ}^2$ термализуется в космической плазме и их плотность такая же, как и плотность активных нейтрино. В данной работе мы рассмотрели более внимательно предыдущие оценки частоты столкновений нейтрино и обнаружили, что не учтен эффект неупругого рассеяния.

Дело в том, что любое рассеяние нейтрино на нейтрино приводит к изменению энергии нейтрино и процесс когерентного распространения нейтрино в среде прерывается. Мнимая часть амплитуды рассеяния включает в себя поглощение и рассеяние с изменением энергии. Именно рассеяние с изменением энергии не было учтено. Учет этого эффекта увеличил частоту столкновений приблизительно в 120 раз. Увеличение частоты столкновений приводит к увеличению скорости термализации стерильного нейтрино. Ниже приводятся результаты расчетов с учетом этого обстоятельства.

Исходя из массы стерильного нейтрино $m_{\nu_4} = 2,7 \text{ эВ}$ дана оценка вклада таких стерильных нейтрино в плотность энергии Вселенной. Она составила 5% от общей плотности, или 15–20% плотности темной материи. Для объяснения всей плотности темной материи можно ввести

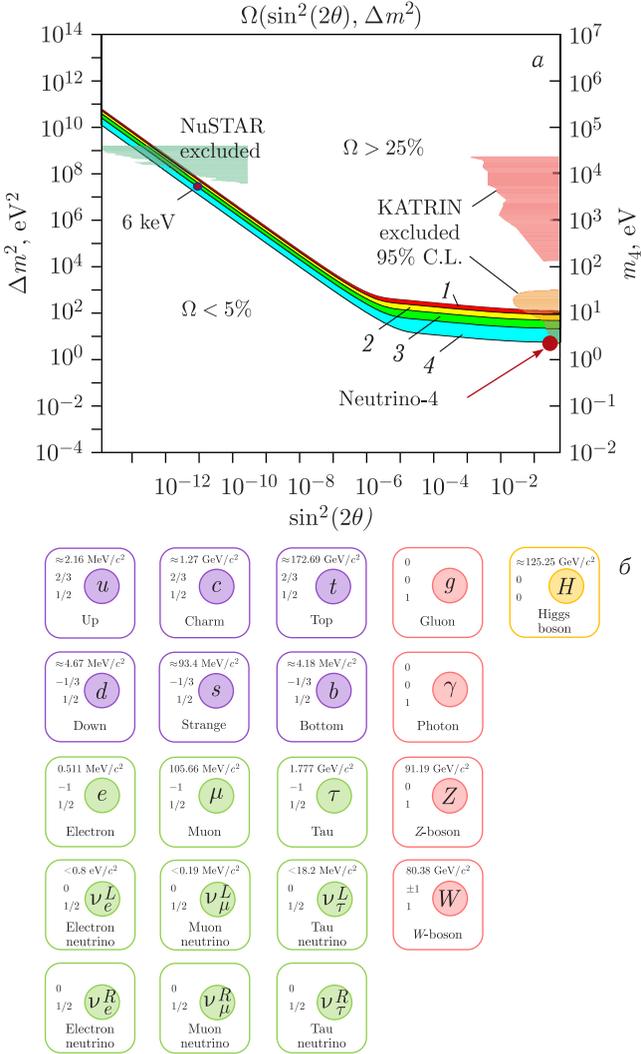


Рис. 3 (цветной в электронной версии). а) Лабораторные и астрофизические ограничения на параметры стерильных нейтрино. Красная точка — результат эксперимента «Нейтрино-4»; зеленая область — ограничения из эксперимента NuSTAR [19]; оранжевая область — KATRIN excluded 95% C.L. — ограничения из эксперимента KATRIN для стерильных нейтрино массой 1 эВ [15]; красная область — 95% C.L. — ограничения из экспериментов по измерению массы электронного нейтрино из [20]. б) Схема расширения Стандартной модели введением дополнительных элементарных частиц — правых дираковских нейтрино

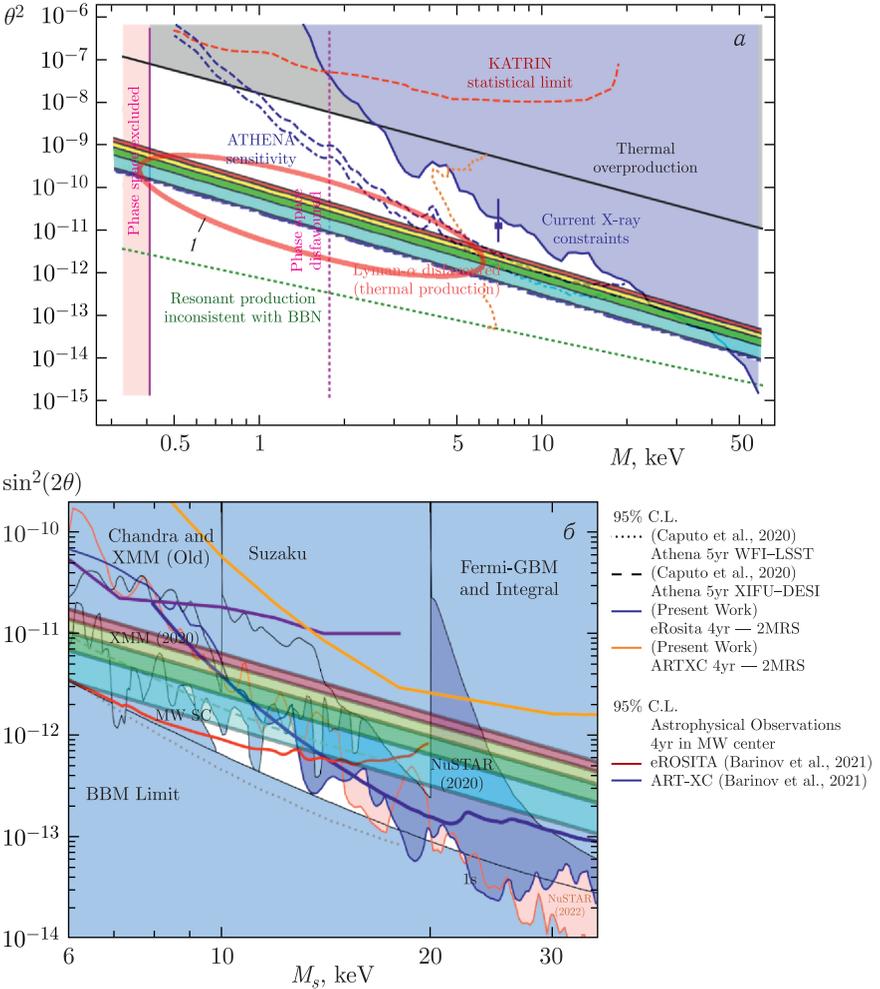


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Допустимые значения параметров смешивания, полученные в результате расчетов, в сравнении с существующими ограничениями из астрофизических наблюдений. а) Данные по астрофизическим ограничениям на 2018 г. из [21]. б) Данные по астрофизическим ограничениям из [19]

в рассмотрение еще два тяжелых стерильных нейтрино в соответствии с числом типов активных нейтрино, но с очень малыми углами смешивания, чтобы избежать термализации. Это позволяет довести вклад стерильных нейтрино в темную материю Вселенной до уровня 27% и объяснить крупномасштабную структуру Вселенной. Учет эффекта уве-

личения частоты соударений привел к еще большему уменьшению угла смешивания тяжелых стерильных нейтрино. С учетом этого обстоятельства на рис. 3, *a* показаны области возможных значений Δm^2 , $\sin^2(2\theta)$, которые могут давать вклад в плотность Вселенной 25–20% (красная область, 1), 20–15% (желтая область, 2), 15–10% (зеленая область, 3) и 10–5% (голубая область, 4). На этом же рисунке показаны области ограничений на стерильные нейтрино из астрофизических и лабораторных экспериментов.

Теперь следует пояснить, что стерильные нейтрино по существу являются правыми нейтрино. Поэтому введение стерильных нейтрино в рассмотрение означает лишь естественное расширение Стандартной модели правыми нейтрино. На рис. 3, *b* представлена схема расширения Стандартной модели введением дополнительных правых нейтрино. Такой подход к проблеме темной материи означает, что темную материю можно объяснить в терминах расширенной Стандартной модели с правыми нейтрино. Следует отметить, что существует так называемая нейтринная минимальная стандартная модель ν MSM [18], в которой предполагается существование майорановских нейтрино масштаба килоэлектронвольт. Однако мы обсуждаем расширение модели за счет правых дираковских нейтрино.

Если считать, что масса легкого правого нейтрино определена, то массы тяжелых правых нейтрино неизвестны. Интересно понять, в каком диапазоне находятся эти массы и не закрыты ли они уже экспериментальными астрофизическими или лабораторными данными. На рис. 4 представлены астрофизические ограничения на область масс и углов смешивания. Красный эллипс (1) охватывает часть области возможных масс и углов смешивания правых нейтрино (см. рис. 3, *a*), которая пока не закрыта астрофизическими ограничениями.

ДИНАМИКА ЗАРОЖДЕНИЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ И СТАБИЛЬНОСТЬ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ПРАВЫХ НЕЙТРИНО

Следующий важный вопрос, который необходимо обсудить, — это время жизни правых нейтрино. В работах [22–24] показано, что распад правых нейтрино возможен по каналу двух- и трехчастичного распада. На рис. 5 представлено время распада в зависимости от массы нейтрино. По вертикальной оси отложено отношение времени жизни к времени существования Вселенной — 13,8 млрд лет. При массе нейтрино 1 МэВ время распада становится равным времени существования Вселенной. Таким образом, правые нейтрино массой 1 МэВ и более не подходят для темной материи.

Трехчастичный распад является определяющим, а двухчастичный имеет вероятность на 2 порядка величины меньше. Однако двухчастичный распад имеет очень важное значение, так как при двухчастичном

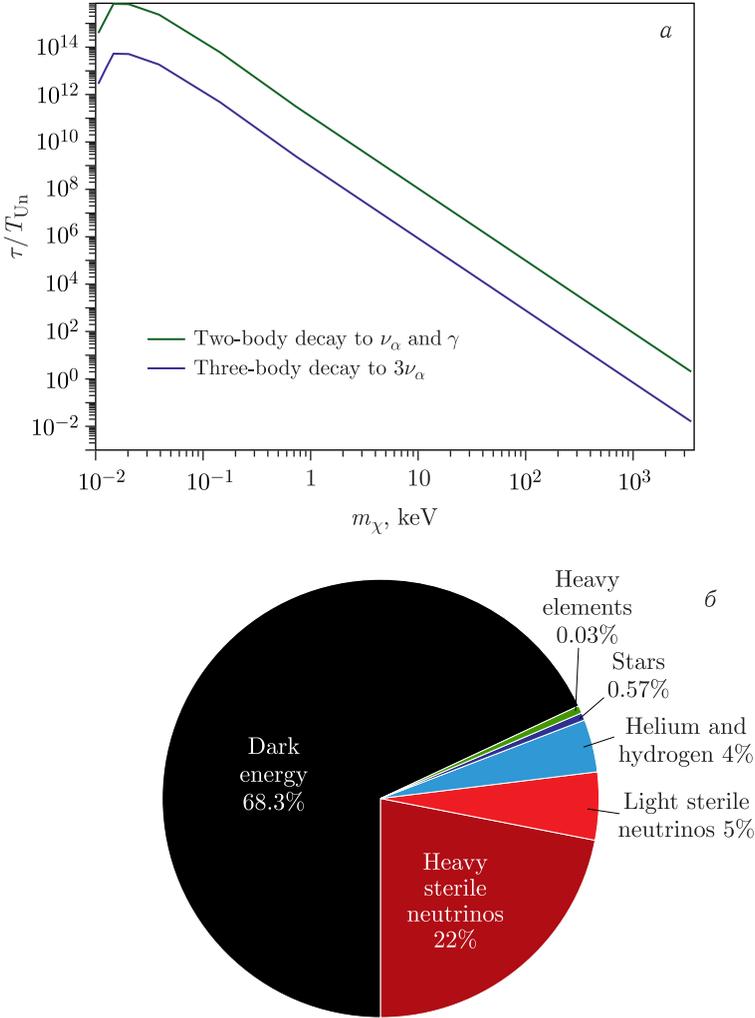


Рис. 5. а) Время распада правых нейтрино по каналу двух- и трехчастичного распада в соответствии с диаграммой (б). Времена жизни приведены ко времени существования Вселенной. Масса и угол смешивания стерильного нейтрино и электронного соответствуют условию, что доля темной материи от таких нейтрино равна 17%. б) Общая картина состава плотности энергии и массы Вселенной

распаде появляются монохроматические гамма-кванты с энергией, равной половине массы тяжелого нейтрино. Поскольку масса активного нейтрино исключительно мала, то энергии гамма-кванта и активного нейтрино практически равны друг другу. Наличие такого монохромати-

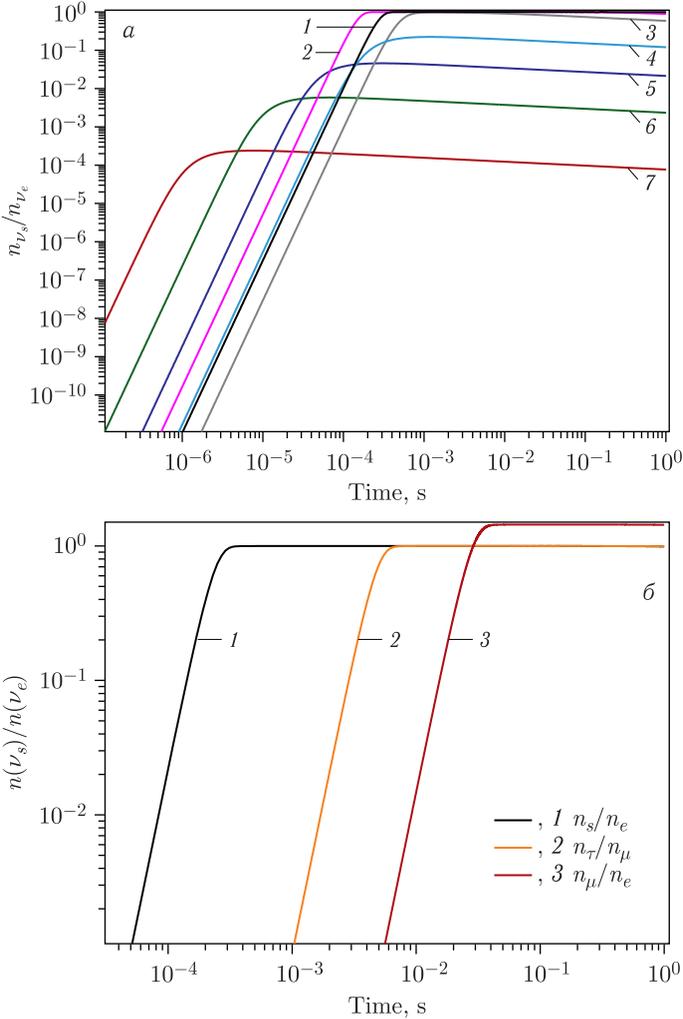


Рис. 6. а) Процесс отщепления от плазмы стерильных нейтрино. Динамика зарождения темной материи, состоящей из трех правых нейтрино: 1 — для параметров $\sin^2(2\theta) = 0,36$, $m = 2,7$ эВ; 2 — $\sin^2(2\theta) = 7 \cdot 10^{-3}$, $m = 14,1$ эВ; 3 — $\sin^2(2\theta) = 1 \cdot 10^{-5}$, $m = 20$ эВ; 4 — $\sin^2(2\theta) = 3,7 \cdot 10^{-8}$, $m = 0,17$ кэВ; 5 — $\sin^2(2\theta) = 8 \cdot 10^{-10}$, $m = 1,4$ кэВ; 6 — $\sin^2(2\theta) = 1 \cdot 10^{-11}$, $m = 14$ кэВ; 7 — $\sin^2(2\theta) = 1,6 \cdot 10^{-14}$, $m = 360$ кэВ. б) Процесс отщепления от плазмы активных нейтрино

ческого излучения является тестом на существование тяжелых нейтрино с соответствующей массой. Трудность состоит в том, что при массе меньше 10 кэВ время жизни таких нейтрино превышает на 8 порядков время

существования Вселенной. Именно поэтому область экспериментальных ограничений обрывается на массе 6 кэВ. Интересно отметить, что в работе [25] заявлялось о наблюдении монохроматических гамма-квантов с энергией 3,5 кэВ, соответствующих массе тяжелого нейтрино 7 кэВ. Однако это наблюдение было впоследствии закрыто. Таким образом, массы тяжелых правых нейтрино меньше 6 кэВ пока не закрыты, поэтому масса самого тяжелого правого нейтрино $m_{\nu_R} < 6$ кэВ. Но тяжелое правое нейтрино с массой меньше 6 кэВ по-прежнему представляет интерес на роль частицы теплой темной материи. Таким образом, темная материя с массами правых нейтрино $m_{\nu_R} < 6$ кэВ достаточно стабильна, так как время распада на 10–11 порядков величины больше времени существования Вселенной.

Динамика зарождения темной материи, состоящей из трех правых нейтрино, представлена на рис. 6. Здесь приведены новые расчеты, учитывающие эффекты неупругого рассеяния.

Наиболее тяжелое правое нейтрино отщепляется от плазмы раньше всего и с наименьшим углом смешивания с левыми нейтрино. Менее тяжелое правое нейтрино отщепляется от плазмы позже при большем угле смешивания, который также мал, чтобы не было термализации. Ранее отщепившиеся тяжелые правые нейтрино уже начинают формировать гравитационные области, так как при временах 10^{-5} с плотность частиц темной материи достаточно велика и закон гравитационного притяжения $1/r^2$ работает достаточно эффективно. Тяжелые стерильные (правые) нейтрино с массой в несколько килоэлектронвольт могут образовывать структуры не только за счет гравитационных сил, но и за счет сил притяжения между правыми нейтрино и правыми антинейтрино.

Легкие правые нейтрино с массой $m_{\nu_e} = 2,7$ эВ становятся нерелятивистскими при переходе к пылевой стадии (80 тыс. лет), так как к этому времени температура плазмы составляет 0,26 эВ. На данном этапе легкие правые нейтрино объединяются с темной материей из тяжелых правых нейтрино.

ОГРАНИЧЕНИЯ НА СУММУ МАСС РЕЛИКТОВЫХ НЕЙТРИНО

Имеются ограничения на сумму масс реликтовых нейтрино 0,12 эВ. Однако легкие правые нейтрино являются нерелятивистскими на пылевой стадии расширения Вселенной (80 тыс. лет), и они захватываются темной материей, образованной тяжелыми правыми нейтрино, так же как и другие нерелятивистские частицы. Поэтому реликтовых нейтрино с массой 2,7 эВ нет. Все левые нейтрино входят в состав реликтового излучения, а все правые нейтрино входят в состав темной материи. Такая схема логически может рассматриваться и требует проведения конкретных расчетов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ЛЕГКОЕ СТЕРИЛЬНОЕ НЕЙТРИНО ИЗ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ ПО ИЗМЕРЕНИЮ МАССОВОГО СОДЕРЖАНИЯ ${}^4\text{He}$

Что касается легкого стерильного нейтрино, то оно в отличие от тяжелых нейтрино термализуется в космической плазме и влияет на темп расширения плазмы. Этот вопрос требует специального рассмотрения. Легкие правые нейтрино оказывают влияние на термодинамический процесс, так как являются еще пока релятивистскими и дают дополнительную степень свободы, влияющую на темп расширения и, соответственно, на темп охлаждения плазмы. Это приводит к наработке большего количества ${}^4\text{He}$, чем в случае только трех левых нейтрино.

Существует ограничение на число типов нейтрино из астрофизических измерений массового содержания ${}^4\text{He}$. Результаты расчетов приведены на рис. 7, построенном на основе данных из работы [26]. Более подробное изложение — в работе [27]. Для дальнейшего анализа мы рассмотрим результаты четырех измерений массового содержания ${}^4\text{He}$: $Y_P = 0,2551 \pm 0,0022$ [28], $Y_P = 0,2449 \pm 0,0040$ [29], $Y_P = 0,2370_{-0,0033}^{+0,0034}$ [30] и $Y_P \geq 0,2493 - 0,2940$ [31], которые характеризуют разброс результатов измерений. Кроме того, в работе [32] представлен подробный анализ результатов всех измерений Y_P (кроме последнего результата EMPRESS [30]), а также результат анализа астрофизических наблюдений, дающий значение $Y_P = 0,2462 \pm 0,0022$. В работе [33] представлено одно из наиболее точных в настоящее время значений: $Y_P = 0,2470 \pm 0,0020$.

Эти результаты показаны на рис. 7 совместно с расчетными предсказаниями массового содержания ${}^4\text{He}$ из барионной асимметрии Вселенной и времени жизни нейтрона для сравнения расчетных предсказаний массового содержания ${}^4\text{He}$ в модели $N_\nu = 3$ и 4 с результатами экспериментальных измерений. Можно видеть, что результаты измерений из работ [29, 33] хорошо согласуются с моделью $N_\nu = 3$, а результаты работы [28] ближе к предсказанию модели $N_\nu = 4$. Наконец, последние результаты [30, 31] не вписываются в какую-либо модель.

Таким образом, опираясь на представленные астрофизические данные, нельзя сделать определенное заключение в пользу модели трех или четырех нейтрино. Во всяком случае, нельзя делать заключение, что космология, опираясь на астрофизические данные, запрещает стерильное нейтрино с параметрами $\Delta m_{14}^2 = 7,3 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta_{14}) \approx 0,36$.

Кроме того, есть вопрос о лептонной асимметрии, которая может влиять на соотношение нейтронов и протонов. В начале первичного нуклеосинтеза нейтроны и протоны находятся в равновесии до тех пор, пока равновесие не нарушается слабым взаимодействием. Если процесс $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ подавлен по отношению к процессу $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$ из-за меньшего количества электронных антинейтрино, то это подавляет

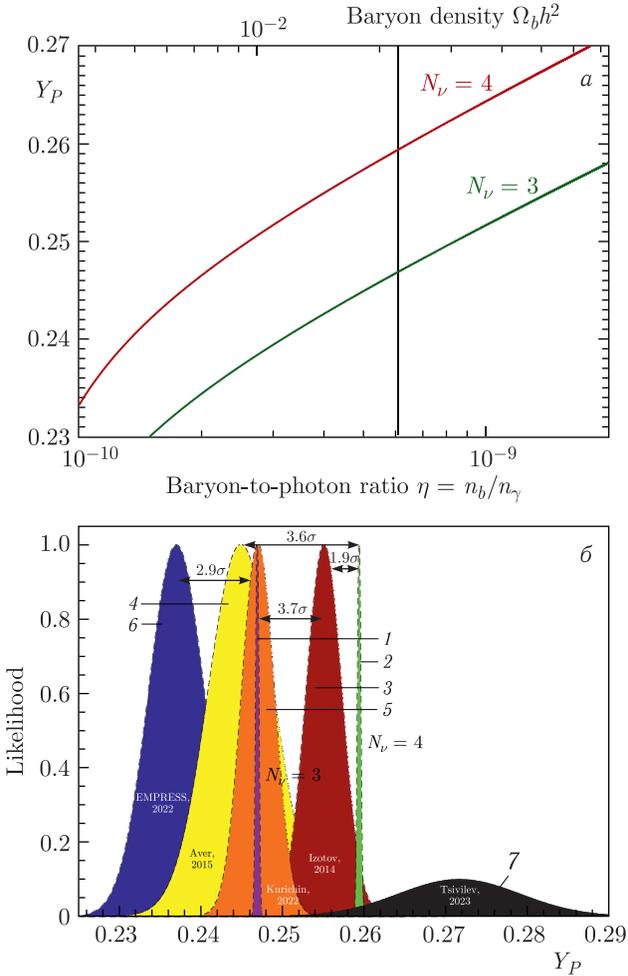


Рис. 7 (цветной в электронной версии). а) Y_P в зависимости от значения барионной асимметрии при $N_\nu = 3$ и 4 соответственно. Толщина линий определяется экспериментальной точностью измерения времени жизни нейтрона $\tau_n = (879,4 \pm 0,6)$ с. Вертикальная линия соответствует значению барионной асимметрии $(6,090 \pm 0,060) \cdot 10^{-10}$, а ее толщина соответствует одному стандартному отклонению. Данные взяты из [27]. б) Расчетные предсказания содержания ${}^4\text{He}$ с известным временем жизни нейтрона и значением барионной асимметрии в модели $N_\nu = 3$ и 4 (фиолетовый (1) и зеленый (2) пики соответственно) в сравнении с результатами астрофизических наблюдений: красное (3) [28], желтое (4) [29], оранжевое (5) [33], синее (6) [30] и черное (7) [31] распределение

нейтрон-протонное отношение и в результате Y_P уменьшается. Таким образом, наличие лептонной асимметрии маскирует присутствие четвертого нейтрино. Поэтому вопрос о роли нейтрино-антинейтринной асимметрии требует специального рассмотрения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен краткий анализ результатов эксперимента «Нейтрино-4» и других экспериментов по поиску стерильного нейтрино. Совместный анализ результатов эксперимента «Нейтрино-4» и данных экспериментов GALLEX, SAGE и BEST подтверждает параметры нейтринных осцилляций, заявленные экспериментом «Нейтрино-4» ($\Delta m_{14}^2 = 7,3 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta_{14}) \approx 0,36$) и увеличивает их достоверность до $5,8\sigma$. Оценка вклада в плотность энергии Вселенной стерильных нейтрино с указанными параметрами составляет 5%.

Расширение нейтринной модели введением еще двух тяжелых стерильных нейтрино в соответствии с числом типов активных нейтрино позволит объяснить структуру Вселенной и довести вклад стерильных нейтрино в темную материю Вселенной до уровня 27%.

Представлен динамический процесс зарождения темной материи, состоящей из трех правых нейтрино.

Показано, что, опираясь на современные астрофизические данные, нельзя сделать определенное заключение в пользу модели трех или четырех нейтрино.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-00091).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aguilar A. et al. (LSND Collab.)*. Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of $\bar{\nu}_e$ Appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ Beam // *Phys. Rev. D*. 2001. V. 64. P. 112007; arXiv:hep-ex/0104049.
2. *Aguilar-Arevalo A. A. et al. (MiniBooNE Collab.)*. Significant Excess of Electron Like Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. P. 221801; arXiv:1805.12028[hep-ex].
3. *Mention G., Fechner M., Lasserre T., Mueller T., Lhuillier D., Cribier M., Letourneau A.* The Reactor Antineutrino Anomaly // *Phys. Rev. D*. 2011. V. 83. P. 073006; arXiv:1101.2755[hep-ex].
4. *Giunti C., Li Y. F., Ternes C. A., Xin Z.* Reactor Antineutrino Anomaly in Light of Recent Flux Model Refinements // *Phys. Lett. B*. 2022. V. 829. P. 137054; arXiv:2110.06820[hep-ph].
5. *Hampel W. et al. (GALLEX Collab.)*. Final Results of the Cr-51 Neutrino Source Experiments in GALLEX // *Phys. Lett. B*. 1998. V. 420. P. 114–126.
6. *Abdurashitov J. N. et al. (SAGE Collab.)*. Measurement of the Response of the Russian–American Gallium Experiment to Neutrinos from a Cr-51 Source // *Phys. Rev. C*. 1999. V. 59. P. 2246–2263; arXiv:hep-ph/9803418.

7. *Barinov V. V. et al. (BEST Collab.)*. Search for Electron–Neutrino Transitions to Sterile States in the BEST Experiment // *Phys. Rev. C*. 2022. V. 105. P. 065502; arXiv:2201.07364 [nucl-ex].
8. *Serebrov A. P. et al. (Neutrino-4 Collab.)*. Search for Sterile Neutrinos with the Neutrino-4 Experiment and Measurement Results // *Phys. Rev. D*. 2021. V. 104. P. 032003; arXiv:2005.05301 [hep-ex].
9. *Serebrov A. P., Samoiloov R. M., Chaikovskii M. E.* Analysis of the Result of the Neutrino-4 Experiment in Conjunction with Other Experiments on the Search for Sterile Neutrinos within the Framework of the 3 + 1 Neutrino Model // *JETP*. 2023. V. 137. P. 55–70; arXiv:2112.14856 [hep-ex].
10. *Serebrov A. P., Samoiloov R. M., Chaikovskii M. E., Zherebtsov O. M.* The Result of the Neutrino-4 Experiment and the Cosmological Constraints on the Sterile Neutrino (Brief Review) // *JETP Lett.* 2022. V. 116, No. 10. P. 669–682.
11. *Almazán H. et al. (STEREO Collab.)*. STEREO Neutrino Spectrum of ^{235}U Fission Rejects Sterile Neutrino Hypothesis // *Nature*. 2023. V. 613. P. 257–261.
12. *Andriamirado M. et al. (PROSPECT Collab.)*. Improved Short-Baseline Neutrino Oscillation Search and Energy Spectrum Measurement with the PROSPECT Experiment at HFIR // *Phys. Rev. D*. 2021. V. 103. P. 032001; arXiv:2006.11210 [hep-ex].
13. *Alekseev I. et al. (DANSS Collab.)*. Search for Sterile Neutrinos at the DANSS Experiment // *Phys. Lett. B*. 2018. V. 787. P. 56–63; arXiv:1804.04046 [hep-ex].
14. *Atif Z. et al. (RENO and NEOS Collabs.)*. Search for Sterile Neutrino Oscillation Using RENO and NEOS Data // *Phys. Rev. D*. 2022. V. 105. P. L111101; arXiv:2011.00896 [hep-ex].
15. *Aker M. et al. (KATRIN Collab.)*. Improved eV-Scale Sterile-Neutrino Constraints from the Second KATRIN Measurement Campaign // *Ibid.* P. 072004; arXiv:2201.11593 [hep-ex].
16. *Abe K. et al. (T2K Collab.)*. Search for Short Baseline ν_e Disappearance with the T2K Near Detector // *Phys. Rev. D*. 2015. V. 91. P. 051102(R); arXiv:1410.8811 [hep-ex].
17. *Agostini M. et al. (GERDA Collab.)*. Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. P. 252502; arXiv:2009.06079 [nucl-ex].
18. *Asaka T., Blanchet S., Shaposhnikov M.* The νMSM , Dark Matter and Neutrino Masses // *Phys. Lett. B*. 2005. V. 631. P. 151–156; arXiv:hep-ph/0503065.
19. *Roach B. M., Rossland S., Ng K. C. Y., Perez K., Beacom J. F., Grefenstette B. W., Horiuchi Sh., Krivonos R., Wik D. R.* Long-Exposure NuSTAR Constraints on Decaying Dark Matter in the Galactic Halo // *Phys. Rev. D*. 2023. V. 107. P. 023009; arXiv:2207.04572 [astro-ph.HE].
20. *Aker M. et al. (KATRIN Collab.)*. Status and Prospects for the Neutrino Mass and Beyond // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2022. V. 49. P. 100501; arXiv:2203.08059 [nucl-ex].
21. *Boyarsky A., Drewes M., Lasserre T., Mertens S., Ruchayskiy O.* Sterile Neutrino Dark Matter // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2019. V. 104. P. 1–45; arXiv:1807.07938 [hep-ph].
22. *Dasgupta B., Kopp J.* Sterile Neutrinos // *Phys. Rep.* 2021. V. 928. P. 1–63; arXiv:2106.05913 [hep-ph].

23. *Pal P. B., Wolfenstein L.* Radiative Decays of Massive Neutrinos // *Phys. Rev. D.* 1982. V. 25. P. 766.
24. *Shrock R. E.* Electromagnetic Properties and Decays of Dirac and Majorana Neutrinos in a General Class of Gauge Theories // *Nucl. Phys. B.* 1982. V. 206. P. 359.
25. *Boyarsky A., Ruchayskiy O., Iakubovskiy D., Franse J.* An Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 251301; arXiv:1402.4119 [astro-ph.CO].
26. *Fields B. D., Olive K. A., Yeh T.-H., Young C.* Big-Bang Nucleosynthesis after Planck // *JCAP.* 2020. V. 03. P. 010; arXiv:1912.01132 [astro-ph.CO].
27. *Serebrov A. P., Samoilov R. M., Zherebtsov O. M.* The Result of the Neutrino-4 Experiment, Sterile Neutrinos, Dark Matter and the Standard Model. arXiv:2306.09962 [hep-ph].
28. *Izotov Y. I., Thuan T. X., Guseva N. G.* A New Determination of the Primordial He Abundance Using the He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ Emission Line: Cosmological Implications // *MNRAS.* 2014. V. 445. P. 778; arXiv:1408.6953 [astro-ph.CO].
29. *Aver E., Olive K. A., Skillman E. D.* The Effects of He I $\lambda 10830$ on Helium Abundance Determinations // *JCAP.* 2015. V. 07. P. 011; arXiv:1503.08146 [astro-ph.CO].
30. *Matsumoto A. et al. (EPMRESS Collab.).* EMPRESS. VIII. A New Determination of Primordial He Abundance with Extremely Metal-Poor Galaxies: A Suggestion of the Lepton Asymmetry and Implications for the Hubble Tension // *Astrophys. J.* 2022. V. 941. P. 167; arXiv:2203.09617 [astro-ph.CO].
31. *Tsvilev A. P., Krasnov V. V.* On the Question of the Primordial Helium Abundance by the RRL Observations in Orion A // *Astron. Rep.* 2023. V. 67. P. 250–262.
32. *Kurichin O. A., Kislitsyn P. A., Klimenko V. V., Balashev S. A., Ivanchik A. V.* A New Determination of the Primordial Helium Abundance Using the Analyses of H II Region Spectra from SDSS // *MNRAS.* 2021. V. 502, No. 2. P. 3045–3056; arXiv:2101.09127 [astro-ph.CO].
33. *Kurichin O. A., Kislitsyn P. A., Ivanchik A. V.* Determination of H II Region Metallicity in the Context of Estimating the Primordial Helium Abundance // *Astron. Lett.* 2021. V. 47, No. 10. P. 674–685; arXiv:2201.06431 [astro-ph.CO].