Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 5, с. 331 – 336

Антинейтринный источник высокой интенсивности на основе литиевого конвертора. Предложение к перспективному эксперименту по исследованию осцилляций

В. И. Ляшук[+*1)], *Ю. С. Лютостанский*[*]

[+]*Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 декабря 2015 г.

Интенсивный источник электронных антинейтрино с жестким спектром ($E_{\tilde{\nu}_e}^{\max} = 13$ МэВ и $\langle E_{\tilde{\nu}_e}\rangle = 6.5$ МэВ) можно создать на основе короткоживущего β^--распадчика изотопа ^{8}Li ($T_{1/2} = 0.84$ с), образуемого при (n,γ)-активации ^{7}Li. Литиевый $\tilde{\nu}_e$-спектр хорошо определен, что позволяет исключить ошибки, в отличие от реакторного антинейтринного спектра, характеризуемого большими погрешностями, особенно в жесткой части (при $E_{\tilde{\nu}_e} > 6$ МэВ), важной для экспериментов. Предлагается создание альтернативного (традиционному реактору) интенсивного $\tilde{\nu}_e$-источника на основе нейтронной активации лития в схеме тандема ускорителя с нейтронно-производящей мишенью плюс литиевый конвертор. Предложено использование тяжеловодных растворов LiOD, что позволит во много раз сократить необходимую массу высокочистого ^{7}Li. Рассмотрена постановка возможного эксперимента по поиску стерильных нейтрино с массой $\Delta m^2 \geq 0.2$ эВ^2 с очень высокой чувствительностью по углу смешивания: до $\sin^2(2\Theta) \approx (7{-}10)\cdot 10^{-4}$ на доверительном уровне 95 %.

DOI: 10.7868/S0370274X16050015

1. Реакторный и литиевый $\tilde{\nu}_e$-спектры. Ядерные реакторы являются наиболее интенсивными искусственными антинейтринными источниками. Суммарный $\tilde{\nu}_e$-спектр ядерных реакторов формируется в основном β^--распадом ядер-продуктов деления основных топливных изотопов (^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}U, ^{241}Pu) [1]. Спектр простирается до энергии $E_{\tilde{\nu}_e} \lesssim 10$ МэВ и резко спадает с ее ростом (рис. 1). Это сильно осложняет регистрацию пороговых реакций ($\tilde{\nu}_e + p \to n + e^+$, $E_{\text{threshold}} = 1.8$ МэВ; $\tilde{\nu}_e + d \to n + p + \tilde{\nu}_e$ – нейтральный канал, $E_{\text{threshold}} = 2.53$ МэВ; $\tilde{\nu}_e + d \to n + n + e^+$ – заряженный канал, $E_{\text{threshold}} = 4.0$ МэВ) и интерпретацию осцилляционных экспериментов с учетом того, что $\sigma_\nu \sim E_\nu^2$. Так, при увеличении $E_{\tilde{\nu}_e}$ от 2 до 4, 6 и 8 МэВ $\tilde{\nu}_e$-спектр изотопа ^{235}U падает в 5, 35 и 956 раз соответственно. Реакторный $\tilde{\nu}_e$-спектр значительно меняется при выгорании топлива, особенно в его жесткой части, при $E_{\tilde{\nu}_e} > 6$ МэВ. Если при энергиях $E_{\tilde{\nu}_e} \lesssim 6$ МэВ точность спектра оценивается в пределах 4–5 %, то с ростом энергии ситуация становится драматической: ошибки возрастают от 30 до 60 % [2–4].

В отличие от реакторного, $\tilde{\nu}_e$-спектр β^--распада изотопа ^{8}Li хорошо определен (средняя энергия $\langle E_{\tilde{\nu}_e}\rangle \approx 6.5$ МэВ, а максимальная – до ~ 13 МэВ), что исключает ошибки, обусловленные неопределенностью резко спадающего и нестабильного реакторного спектра. С учетом зависимости $\sigma_\nu \sim E_\nu^2$ бóльшая жесткость литиевого спектра обеспечит лучшую сепарацию нейтринного эффекта от фона в экспериментах.

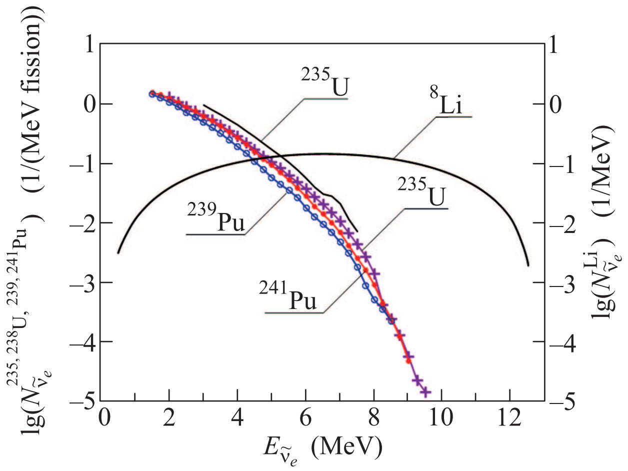

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальные равновесные $\tilde{\nu}_e$-спектры от распадов ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu и β^--распада ^{8}Li [2–4]

[1)]e-mail: lyashuk@itep.ru

Ранее разрабатывалась идея использования лития для создания нейтринного источника [5] на базе импульсного реактора РИНГ [6]. Однако этот проект не был реализован.

2. Литиевый антинейтринный источник в ускорительном варианте. Проблемы ошибок в спектре можно решить, создав принципиально новый интенсивный антинейтринный источник на основе (n,γ)-захвата на изотопе ^{7}Li (литиевый конвертор) в схеме тандема ускорителя с нейтронно-производящей мишенью плюс литиевый конвертор [7]. Принципиальная компоновка такого интенсивного $\tilde{\nu}_e$-источника представлена на рис. 2. Для обеспечения максимальной эффективности конвертора k (число атомов изотопа ^{8}Li, образуемых в конверторе на нейтрон источника или на протон пучка) применена оптимизированная слоистая геометрия, ранее детально исследованная в сферической геометрии для компактного нейтронного источника с делительным спектром [8]. Полученные выводы полностью подтвердились и для конвертора в цилиндрической геометрии с нейтронно-производящей мишенью.

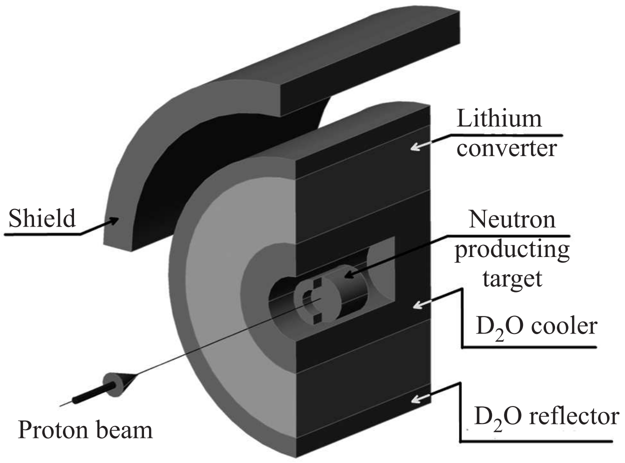

Рис. 2. Принципиальная схема литиевого источника в тандеме ускорителя с нейтронно-генерирующей мишенью плюс литиевый конвертор

Две основные сферические слоистые геометрии представлены на рис. 3 как схемы A и B. Тяжелая вода (D_2O) действует как отражатель в геометрии A и как эффективный замедлитель в геометрии B. Более высокая эффективность достигается в геометрии A. Однако наибольшая эффективность достигается в трехслойной геометрии, как на рис. 2. Принципиальная проблема сильной зависимости эффективности конвертора k от чистоты изотопа ^{7}Li решается очисткой природного лития от примеси ^{6}Li (с большим паразитным поглощением нейтронов). Сравнительные расчеты эффективности конвертора k проведены для трех градаций по чистоте ^{7}Li (см. рис. 3). Принятая в моделях необходимая чистота по изотопу ^{7}Li – 99.99 % является реально достижимой. Приведенные на рис. 3 размеры получены в оптимизационных расчетах для максимальной эффективности k.

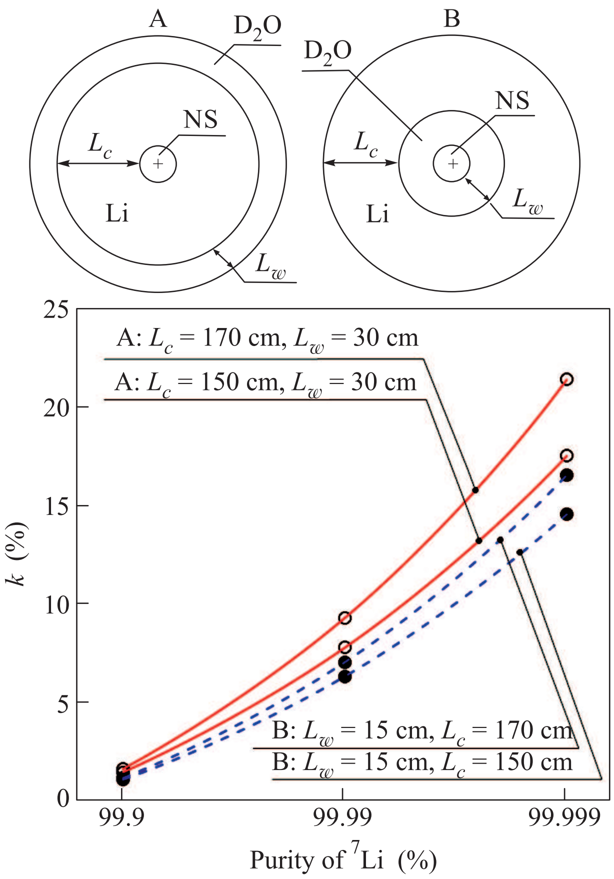

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости эффективности конвертора k от чистоты изотопа ^{7}Li (с примесью ^{6}Li) в геометрии A и B для толщины конвертора L_c, слоя тяжелой воды L_w и компактного нейтронного источника NS

Повышение чистоты по ^{7}Li до 99.999 % для увеличения эффективности k проблематично технически. Отметим, что стоимость высокоочищенного изотопа ^{7}Li составит до половины стоимости установки. Поэтому для реализации проекта литиевого $\tilde{\nu}_e$-источника уменьшение необходимой массы лития является принципиальной проблемой. Авторами предложено радикальное решение данной проблемы: использовать не литий в металлическом состоянии, а его химические соединения с малым поглощением на сопутствующих изотопах. Перспективными кандидатами здесь являются тяжеловодный раствор гидроксида лития (LiOD, LiOD·D_2O) и дейтерид лития (LiD) [9].

Наиболее перспективен тяжеловодный раствор LiOD, позволяющий снизить толщину L_c вплоть до ≈ 1 м. Огромный эффект достигается в снижении массы высокочистого ^{7}Li: так, при чистоте 99.99 % для достижения эффективности $k = 0.075$ потребуется лития в ~ 350 раз меньше, чем в случае заполнения конвертора металлическим литием.

Спектром, близким к литиевому $\tilde{\nu}_e$-спектру, обладает изотоп ^{12}B, образуемый в реакции активации $^{11}\mathrm{B}(n,\gamma)^{12}\mathrm{B}$ [10]. Однако отношение паразитного поглощения на ^{10}B к полезному на ^{11}B ($\sigma_{\mathrm{abs}}(^{10}\mathrm{B})/\sigma_{\mathrm{abs}}(^{11}\mathrm{B}) = 3837/0.0055$) значительно хуже соответствующего отношения для ^{6}Li и ^{7}Li ($\sigma_{\mathrm{abs}}(^{6}\mathrm{Li})/\sigma_{\mathrm{abs}}(^{7}\mathrm{Li}) = 937/0.045$). Поэтому создание нейтринного источника на изотопе ^{12}B исключительно сложно по технологическим причинам [11].

В предлагаемой концепции $\tilde{\nu}_e$-источника (рис. 2) высокий выход нейтронов основан на spallation-реакции в тяжелых мишенях: свинец, тантал, вольфрам, уран, ртуть. Существуют и создаются аналоги таких нейтронных источников: SNS, JSNS/J-Park, IREN, IFMIF, ESS, CSNS и др. [11–13]. Однако для быстрых нейтронов возможно использование реакций, увеличивающих выход ^{8}Li, например $^{11}\mathrm{B}(n,\alpha)^{8}\mathrm{Li}$. В работе [14] нами рассмотрен вариант геометрии конвертора с изотопами ^{7}Li и ^{11}B, позволяющий эффективно использовать быструю часть спектра для генерации ^{8}Li. Оказалось, что установка во внутреннюю часть конвертора борного слоя дала увеличение его эффективности на ~ 20 %. Дальнейшее увеличение эффективности конвертора с помощью изотопа ^{11}B связано с крайне сложной проблемой повышения изотопной чистоты бора.

Моделирование $\tilde{\nu}_e$-источника в схеме тандема с ускорителем в цилиндрической геометрии проведено в работах [15–17]. Для обеспечения высокой эффективности k рассмотрен литиевый конвертор толщиной 1.7 м и длиной 3.4 м с тяжеловодным раствором LiOD (чистота 99.99 % по ^{7}Li). Вольфрамовая мишень (охлаждаемая тяжелой водой) установлена в центре конвертора и оптимизирована для протонов в интервале энергий $E_p = (50-300)$ МэВ. Такие низкие энергии рассмотрены с целью уменьшения фона в нейтринных экспериментах с учетом образования π^0-мезонов (генерирующих электронно-фотонные ливни) при более высоких энергиях. В установке достигается высокая эффективность: 0.065, 0.27 и 0.58 атомов ^{8}Li на протон при энергиях 100, 200 и 300 МэВ соответственно.

В работе [18] проведен расчет потока от нейтринного источника на основе металлического лития (литиевого конвертора массой ~ 2.7 т) в сходной концепции [7, 11] тандема ускорителя с бериллиевой мишенью при энергии протонов 60 МэВ. При токе предлагаемого там ускорителя $I = 10$ мА полный поток $N_{\tilde{\nu}_e}$ за 5 лет оценен как $1.29 \cdot 10^{23}$.

В нашем варианте литиевого конвертора (с меньшей массой лития, 1.1 т) поток $1.29 \cdot 10^{23}\,\tilde{\nu}_e$ достигается за 46 и 411 дней при таком же токе и энергии протонов, равной 300 и 100 МэВ соответственно.

3. Возможный эксперимент по поиску стерильных нейтрино. В ряде экспериментов по изучению нейтринных осцилляций (LSND [19], MiniBooNe [20], SAGE [21], GALLEX [22] и эксперименты на реакторах [23]) получены аномальные величины регистрируемых нейтринных потоков, не укладывающиеся в модель нейтрино с тремя массовыми состояниями. Возможно это указывает на существование стерильных нейтрино. Предлагаются варианты расширения стандартной модели с включением схем с одним, двумя и тремя типами стерильных нейтрино [24–27]. Ряд исследований указывает на возможность существования стерильных нейтрино с разностью квадратов масс по отношению к известным типам нейтрино $\Delta m^2 \sim 1\,\text{эВ}^2$ и выше [24, 28]. Для схемы с одним стерильным нейтрино (3 активных + 1 стерильное) в короткобазовом эксперименте вероятность существования нейтрино определенного типа (аромата) на расстоянии L (м) от источника хорошо описывается моделью с двумя ароматами:

$$P = 1 - \sin^2(2\Theta)\sin^2[1.27\Delta m^2_{41}(L/E)], \qquad (1)$$

где Θ – угол смешивания; Δm^2_{41} – максимальная разность квадратов стерильного и активного нейтрино ($|\Delta m^2_{21}| \ll |\Delta m^2_{31}| \ll |\Delta m^2_{41}|$) (эВ^2); E – энергия нейтрино (МэВ);

$$\sin^2(2\Theta) = 4|U_{i4}|^2(1 - |U_{i4}|^2), \qquad (2)$$

U_{i4} – элемент обобщенной матрицы смешивания, $i = e, \mu, \tau$ – активные типы нейтрино.

В случае $\Delta m^2 \sim 1\,\text{эВ}^2$ для поиска аномалий в осцилляциях в эксперименте “на исчезновение” с короткой базой L необходим источник с мегаэлектронвольтными энергиями, лишенный недостатков, присущих реакторному спектру. Указанным требованиям полностью отвечает $\tilde{\nu}_e$-источник на основе литиевого конвертора. В короткобазовом эксперименте вероятность “выживания” литиевых антинейтрино в схеме $(3+2)$ с двумя типами стерильных нейтрино определяется как

$$P = 1 - 4(1 - |U_{e4}|^2 - |U_{e5}|^2) \times \\ \times \{|U_{e4}|^2 \sin^2[1.27\Delta m_{41}^2 (L/E)] + \\ + |U_{e5}|^2 \sin^2[1.27\Delta m_{51}^2 (L/E)]\} - \\ - 4|U_{e4}|^2 |U_{e5}|^2 \sin^2[1.27\Delta m_{54}^2 (L/E)]. \quad (3)$$

С учетом работы [24] вероятности "выживания" электронных антинейтрино в схемах (3+1) и (3+2) должны следовать графикам рис. 4.

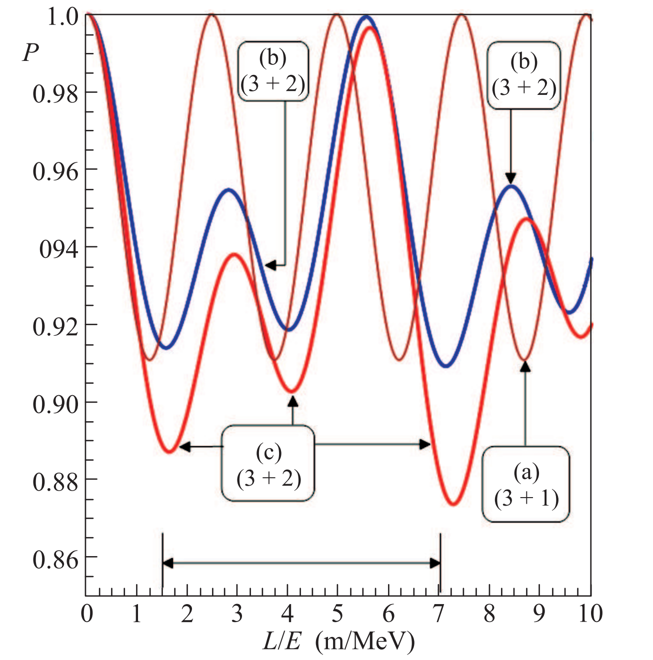

Рис. 4. (Цветной онлайн) Вероятность существования электронного антинейтрино P в моделях с одним (3+1) и двумя $(3+2)$ стерильными нейтрино в зависимости от отношения L/E при средней энергии литиевого $\tilde{\nu}_e$-спектра для значений Δm^2 и матричных элементов, полученных при лучших фитах в [24]: $\Delta m_{41}^2 = 1.78\,$эВ^2, $U_{e4} = 0.151$ (a); $\Delta m_{41}^2 = 0.46\,$эВ^2, $U_{e4} = 0.108$, $\Delta m_{51}^2 = 0.89\,$эВ^2, $U_{e5} = 0.124$ (b); $\Delta m_{41}^2 = 0.47\,$эВ^2, $U_{e4} = 0.128$, $\Delta m_{51}^2 = 0.87\,$эВ^2, $U_{e5} = 0.138$ (c). Двойной стрелкой обозначен примерный интервал L/E, перекрываемый детектором JUNO [29]

Нами рассмотрен перспективный эксперимент по исследованию осцилляций на установке тандем литиевого конвертора и ускорителя с нейтронно-производящей мишенью вблизи от создаваемого сейчас водного сферического нейтринного детектора JUNO с радиусом 17.7 м [29]. В модельном расчете считается, что центр литиевого конвертора удален от водной границы детектора на расстояние 9.5 м. Это позволяет исследовать осцилляции в широком интервале L/E и, например, для схемы (3+2) обнаружить три первых минимума ($L/E \approx 1.5, 4, 7$) и два максимума ($L/E \approx 2.9, 5.5$) (см. рис. 4).

Для предлагаемого здесь литиевого антинейтринного источника в схеме тандема с ускорителем проведено моделирование ожидаемой чувствительности (на детекторе JUNO) к Δm_{41}^2 в зависимости от величины $\sin^2(2\Theta)$ по схеме (3+1). В расчетах учтены литиевый $\tilde{\nu}_e$-спектр и объемное распределение образующегося изотопа ^{8}Li и принято, что порог регистрации реакции $(\tilde{\nu}_e, p)$ равен 3 МэВ. Длительность эксперимента полагалась равной 5 годам при эффективном использовании времени на 83 % [29] и эффективности регистрации в детекторе 0.9. Энергия протонов пучка 200 МэВ при токе 1 мА. Достигнутая итоговая чувствительность на доверительном уровне 95 % представлена на рис. 5. Высокая чувствительность

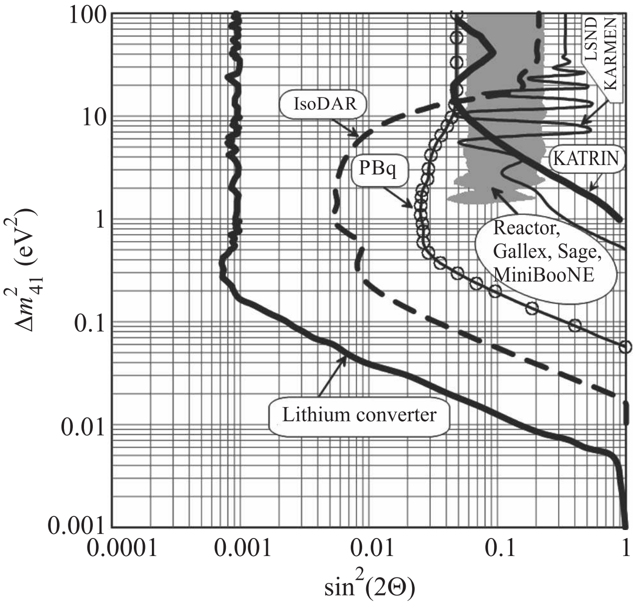

Рис. 5. Чувствительность предлагаемого эксперимента по поиску стерильных нейтрино с литиевым антинейтринным источником (Lithium converter) на детекторе JUNO [29] в сравнении с разрешенными областями проведенных экспериментов (см. рис. 8 в [23], рис. 6 в [30, 31]) и чувствительностью предложенных экспериментов: IsoDAR [18] и PBq [32]. Результаты представлены для доверительного уровня 95 %

позволит исследовать крайне малые углы смешивания ($\sin^2(2\Theta)$ вплоть до ~ 0.001 для $\Delta m^2 \gtrsim 0.2\,$эВ^2.

4. Выводы. Впервые предложена концепция интенсивного антинейтринного источника с жестким и хорошо определенным спектром на основе литиевого конвертора (как альтернатива традиционному $\tilde{\nu}_e$-источнику – ядерному реактору) в схеме с ускорителем и нейтронно-производящей мишенью.

Сформулированы требования по изотопной чистоте ^{7}Li. Показано, что требуемая чистота $P_7 =$

$= 99.99\,\%$ достаточна для обеспечения высокой эффективности образования ^{8}Li – необходимого условия для создания интенсивного $\tilde{\nu}_e$-источника.

Впервые в качестве альтернативы металлическому литию в $\tilde{\nu}_e$-источнике предложено использовать тяжеловодный раствор LiOD, что позволяет существенно снизить необходимую массу высокочистого ^{7}Li (до двух порядков). В литиевом конверторе на основе тяжеловодного раствора LiOD сам раствор действует как эффективный тяжеловодный отражатель и замедлитель нейтронов, обеспечивая большой дополнительный рост эффективности конвертора. Проанализирована эффективность источника в геометриях с тяжеловодным отражателем и замедлителем нейтронов.

Рассчитаны антинейтринные потоки от литиевого конвертора в оптимизированной геометрии для схемы тандема с ускорителем при энергии протонов 200 МэВ и вольфрамовой мишенью. Полный антинейтринный поток от литиевого конвертора в оптимизированной геометрии в схеме тандема при энергии протонов 200 МэВ, токе 1 мА и вольфрамовой мишени за 5 лет достигнет $2.1 \cdot 10^{23}\,\tilde{\nu}_e$ и даст большую статистику: при использовании детектора JUNO будет зарегистрировано $8 \cdot 10^7$ $(\tilde{\nu}_e, p)$-взаимодействий.

Постановка обсуждаемого эксперимента по поиску стерильных нейтрино с литиевым антинейтринным источником в схеме тандема с ускорителем и детектором JUNO позволит достичь исключительно высокой чувствительности по углу смешивания: $\sin^2(2\Theta) \leq 0.001$ в интервале $\Delta m^2 \gtrsim 0.2\,\text{эВ}^2$. Такая чувствительность к поиску стерильных нейтрино даст возможность за 5 лет исследовать области, перекрывающие на 80σ разрешенные значения из экспериментов (на реакторе, LSND, KARMEN, KATRIN, Sage, Gallex, MiniBooN) [23, 30, 31]. В сравнении с предложенным в работе [18] обсуждаемый здесь эксперимент позволит достичь чувствительности Δm^2 от $\sin^2(2\Theta)$ в 5–10 раз выше для интервала $\approx 0.2-10\,\text{эВ}^2$, на который указывает глобальное фитирование при анализе аномалий в осцилляциях.

Авторы благодарны А.А. Боровому, Б.К. Лубсандоржиеву, Д.К. Надежину, В.В. Хрущеву, А. Бунгау (A. Bungau, University of Huddersfield, Huddersfield HD1 3DH, United Kingdom) и Ю. Камышкову (Y. Kamyshkov, University of Tennessee, Knoxville, 37996 Tennessee, USA) за стимулирующие дискуссии. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты # 13-02-12106 офи-м (пункт 2), # 14-22-03040 офи-м (пункт 3) и гранта Швейцарского национального научного фонда # IZ73Z0_152485 SCOPES (пункт 1).

1. А. А. Боровой, В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян, Письма в ЖЭТФ **33**, 426 (1981).
2. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch, Phys. Lett. B **160**, 325 (1985).
3. A.A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, Phys. Lett. B **218**, 365 (1989).
4. N. Haag, A. Gütlein, M. Hofmann, L. Oberauer, W. Potzel, K. Schreckenbach, and F.M. Wagner, Phys. Rev. Lett. **112**, 122501 (2014).
5. L.A. Mikaelian, P.E. Spivak, and V.G. Tsinoev, Nucl. Phys. **70**, 574 (1965).
6. Е.Д. Воробьев, Л.А. Микаэлян, А.И. Назаров, С.М. Фейнберг, Я.В. Шевелев, И.Л. Чихладзе, М.С. Юдкевич, *Препринт ИАЭ # 2384*, ИАЭ, М. (1974).
7. Ю.С. Лютостанский, В.И. Ляшук, Письма в ЭЧАЯ **2**, 60 (2005).
8. Yu.S. Lyutostansky and V.I. Lyashuk, Nucl. Sci. Eng. **117**, 77 (1994).
9. Ю.С. Лютостанский, В.И. Ляшук, Атомная энергия **69**, 120 (1990).
10. Н.Г. Басов, В.Б. Розанов, Письма в ЖЭТФ **42**, 350 (1985).
11. Ю.С. Лютостанский, В.И. Ляшук, Изв. РАН **75**, 504 (2011).
12. Ю.С. Лютостанский, В.И. Ляшук, *Возможные источники нейтронов для нейтринной фабрики (обзор), Препринт ИТЭФ # 12-07*, ИТЭФ, М. (2007).
13. Ж.-П. Риволь, УФН **173**, 747 (2003).
14. О.М. Горбаченко, В.Н. Кондратьев, Ю.С. Лютостанский, В.И. Ляшук, Изв. РАН **78**, 832 (2014).
15. V.I. Lyashuk and Yu.S. Lutostansky, *Proc. XII. Int. Seminar ISINN-22*, May 27–30, 2014, JINR, Dubna, Russia (2015), p. 397.
16. В.И. Ляшук, Ю.С. Лютостанский, Изв. РАН **79**, 472 (2015).
17. V.I. Lyashuk and Yu.S. Lutostansky, arXiv: 1503.01280v2.
18. A. Bungau, A. Adelmann, J.R. Alonso, W. Barletta, R. Barlow, L. Bartoszek, L. Calabretta, A. Calanna, D. Campo, J.M. Conrad, Z. Djurcic, Y. Kamyshkov, M.H. Shaevitz, I. Shimizu, T. Smidt, J. Spitz, M. Wascko, L.A. Winslow, and J.J. Yang, Phys. Rev. Lett. **109**, 141802 (2012).
19. A. Aguilar et al. (LSND Collaboration), Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001).
20. A.A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 181801 (2010).

21. J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev, P. P. Gurkina, T. V. Ibragimova, A. V. Kalikhov, N. G. Khairnasov, T. V. Knodel, I. N. Mirmov, A. A. Shikhin, E. P. Veretenkin, V. E. Yants, G. T. Zatsepin, T. J. Bowles, S. R. Elliott, W. A. Teasdale, J. S. Nico, B. T. Cleveland, and J. F. Wilkerson (SAGE Collaboration), Phys. Rev. C **80**, 015807 (2009).
22. C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. C **83**, 065504 (2011).
23. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
24. J. Kopp, M. Maltoni, and T. Schwetz, Phys. Rev. Lett. **107**, 091801 (2011).
25. M. Maltoni and T. Schwetz, Phys. Rev. D **76**, 093005 (2007).
26. J. M. Conrad, C. M. Ignarra, G. Karagiorgi, M. H. Shaevitz, and J. Spitz, arXiv:1207.4765v1 [hep-ex].
27. Н. Ю. Зысина, С. В. Фомичев, В. В. Хрущев, ЯФ **77**, 938 (2014).
28. A. I. Belesev, A. I. Berlev, E. V. Geraskin, A. A. Golubev, N. A. Likhovid, A. A. Nozik, V. S. Pantuev, V. I. Parfenov, and A. K. Skasyrskaya, Письма в ЖЭТФ **97**, 73 (2013).
29. Z. Djurcic et al. (JUNO Collaboration), arXiv:1508.07166v2.
30. J. M. Conrad and M. H. Shaevitz, Phys. Rev. D **85**, 013017 (2012).
31. J. J. A. Formaggio and J. Barrett, Phys. Lett. B **706**, 68 (2011).
32. M. Cribier, M. Fechner, Th. Lasserre, A. Letourneau, D. Lhuillier, G. Mention, D. Franco, V. Kornoukhov, and S. Schönert, Phys. Rev. Lett. **107**, 201801 (2011).