

ИСТОЧНИК ЖЕСТКИХ АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ЛИТИЕВОГО БЛАНКЕТА. ВАРИАНТ ДЛЯ МИШЕНИ УСКОРИТЕЛЯ

*В. И. Ляшук*¹

Институт ядерных исследований РАН, Москва
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

β^- -активный изотоп ${}^8\text{Li}$ обладает жестким и хорошо определенным антинейтринным спектром ($E_\nu^{\text{max}} = 13,0$ МэВ, $\overline{E}_\nu = 6,5$ МэВ), обеспечивающим надежную регистрацию пороговых реакций: $(\bar{\nu}_e, p)$ и $(\bar{\nu}_e, d)$. Предлагается интенсивный $\bar{\nu}_e$ -источник в схеме тандема ускорителя с нейтронно-производящей мишенью и литиевым blanketом. Результаты анализа плотности рождения ${}^8\text{Li}$ в обсуждаемом blanketе позволяют сократить массу высокочистого ${}^7\text{Li}$ до 100–200 кг в сравнении с $\sim 19,5$ т в варианте с металлическим ${}^7\text{Li}$ и уменьшить размер источника в $\sim 2,5$ раза, что важно для предлагаемых экспериментов по поиску стерильных нейтрино на короткой базе.

β^- -active ${}^8\text{Li}$ isotope is characterized by hard and well defined antineutrino spectrum ($E_\nu^{\text{max}} = 13.0$ MeV, $\overline{E}_\nu = 6.5$ MeV), that ensures reliable registration of threshold reactions: $(\bar{\nu}_e, p)$ and $(\bar{\nu}_e, d)$. An intensive $\bar{\nu}_e$ -source for the scheme of accelerator, neutron-producing target and lithium blanket is proposed. The results of density analysis for ${}^8\text{Li}$ creation in the discussed blanket allows one to reduce the mass of high purity ${}^7\text{Li}$ up to 100–200 kg in comparison with ~ 19.5 t for metal lithium and to decrease the source size ~ 2.5 times that is important for proposed experiments on search of sterile neutrinos at the short base.

PACS: 95.85.Ry; 29.25.Dz; 52.59.-f; 29.25.Rm; 28.60.+s

ВВЕДЕНИЕ. ТРЕБОВАНИЯ К АНТИНЕЙТРИННОМУ ИСТОЧНИКУ

Поиск стерильных нейтрино — одно из наиболее интенсивно разрабатываемых направлений в физике частиц. По вопросу о возможном масштабе величины Δm^2 (между стерильными и активными нейтрино) существует большой разброс оценок: от ~ 1 до 100 эВ² и значительно выше [1–3]. Однако к значению $\Delta m^2 \sim 1$ эВ², полученному при подгонке результатов ряда осцилляционных экспериментов с выявленными аномалиями, приковано внимание многих исследователей [1]. В упрощенной модели нейтринных осцилляций с двумя типами нейтрино максимальный переход между двумя ароматами достигается на расстояниях от источника, кратных длине осцилляции:

$$L_{\text{osc}} [\text{M}] \approx \frac{2,48 E [\text{МэВ}]}{\Delta m^2 [\text{эВ}^2]}.$$

¹E-mail: lyashuk@itep.ru

В вариантах расширения стандартной модели рассматриваются схемы (3 + 1), (3 + 2) и (3 + 3) с одним, двумя и тремя стерильными нейтрино соответственно [1, 4–6]. Если Δm_{41}^2 — максимальная разность квадратов масс стерильного и активного нейтрино ($|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{31}^2| \ll |\Delta m_{41}^2|$) порядка 1 эВ², то длина осцилляций с участием стерильных нейтрино в схеме (3 + 1) получается из модели с двумя ароматами. Для жесткого антинейтринного спектра от β^- -распада ${}^8\text{Li}$ ($\overline{E}_\nu = 6,5$ МэВ, см. рис. 1 [7]) и оценок работы [1] средняя длина осцилляции составит 7,3 м [8]. Для схемы (3 + 2) с тремя активными и двумя стерильными нейтрино и данными [1] длина осцилляции принципиально не меняется — 10,6 м [8]. Ясно, что для исследования осцилляций в экспериментах с короткой базой необходимы интенсивные нейтринные источники низкой энергии — в МэВ-м диапазоне. Указанным требованиям полностью соответствует источник на основе лития.

Наиболее интенсивным антинейтринным источником в МэВ-м диапазоне энергий является ядерный реактор, антинейтринный спектр которого формируется при β^- -распаде ядер-фрагментов деления. Фактически полный $\tilde{\nu}_e$ -поток от реактора (99,8 % для реакторов типа ВВЭР) обеспечивается четырьмя изотопами — ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{241}\text{Pu}$ [9]. Одна из проблем суммарного спектра связана с зависимостью парциальных вкладов от состава ядерного топлива, сильно меняющегося в течение кампании и при остановках реактора. Изотоп ${}^{235}\text{U}$ выгорает (его доля в топливе падает с ~ 73 до ~ 46 %), а парциальный вклад ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{241}\text{Pu}$ растет [9]. Изменение в топливном составе ведет к вариации $\tilde{\nu}_e$ -потока, который пересчитывается с помощью корректирующих коэффициентов. Все четыре $\tilde{\nu}_e$ -спектра быстро спадают с ростом энергии. Так, для ${}^{235}\text{U}$ при росте энергии с 2 до 6,5 МэВ и 9 МэВ нейтринный спектр упадет в 64 и 23000 раз. Для сравнения: $\tilde{\nu}_e$ -спектр ${}^8\text{Li}$ при увеличении энергии от средней (6,5 МэВ) до 9 МэВ снизится только в 1,36 раза (рис. 1).

Такое резкое падение антинейтринного спектра от ядерного реактора сильно снижает вероятность регистрации антинейтрино даже с учетом квадратичной зависимости сечения взаимодействия от энергии — $\sigma \sim E_\nu^2$. Проблема осложняется тем, что регистрируемые

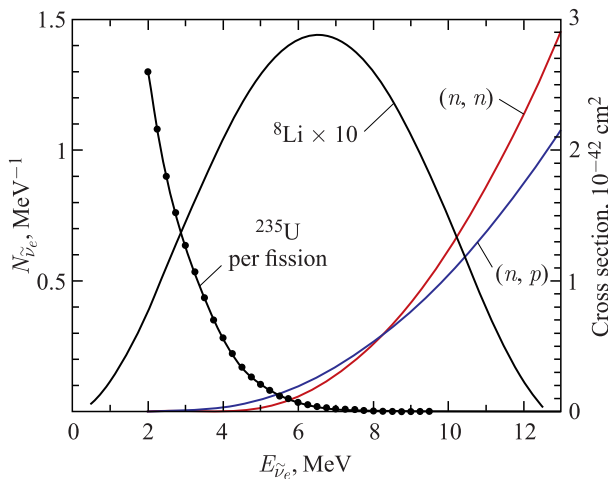


Рис. 1. Антинейтринный спектр ${}^{235}\text{U}$ и ${}^8\text{Li}$ (левая вертикальная ось) и зависимость сечения ($\tilde{\nu}_e, d$)-реакции в (n, p) -нейтральном и (n, n) -заряженном каналах (правая ось)

реакции на протоне и дейтроне являются пороговыми:

$$\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (E_{\text{threshold}} = 1,8 \text{ МэВ});$$

$$\tilde{\nu}_e + d \rightarrow n + p + \tilde{\nu}_e \text{ (нейтральный канал, } E_{\text{threshold}} = 2,53 \text{ МэВ)};$$

$$\tilde{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+ \text{ (заряженный канал, } E_{\text{threshold}} = 4,0 \text{ МэВ)}.$$

Проблемы, возникающие при работе на таком резко спадающем спектре (с учетом малости сечений данных реакций и их порогового характера), очевидны. Рис. 1 иллюстрирует «минусы» реакторного спектра для целей регистрации $(\tilde{\nu}_e, d)$ -реакции в (n, p) -нейтральном и (n, n) -заряженном каналах [10]. Такие «минусы» исключены при работе на жестком литиевом спектре.

Суммарный нейтринный поток от реактора определяется нормировкой текущей тепловой мощности на $E_f(t)$ — среднюю энергию, выделяемую в одном акте деления. Однако в течение кампании реактора с изменением состава топлива меняется и средняя выделяемая энергия E_f : это значение возрастает на 1,5% [11]. Считается, что для энергетических реакторов на легкой воде текущая мощность может быть оценена с точностью 2% [12]. Пересчет антинейтринного потока по оценке выделяемой тепловой мощности — это еще один постоянный источник ошибок при работе на реакторном спектре.

Дополнительные систематические (и неучтенные в осцилляционном эксперименте) ошибки в оценке $\tilde{\nu}_e$ -потока возникают во время остановки реактора из-за постоянного наличия на реакторе отработанного топлива. Эти ошибки могут дать вклад до 1% [13].

Экспериментальные $\tilde{\nu}_e$ -спектры при β^- -распаде ядер-фрагментов от деления (^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu) восстанавливаются из этих β^- -спектров. Прямая регистрация β^- -спектров по электронам возможна только для части цепочек распадов: другие цепочки

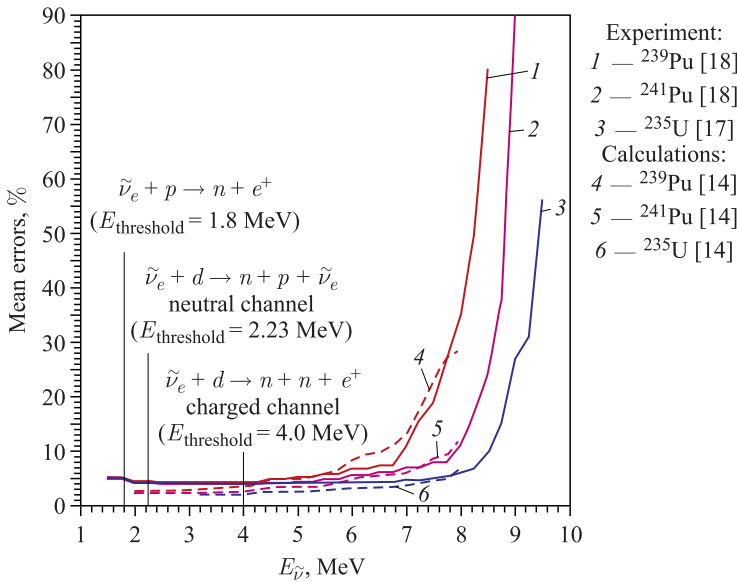


Рис. 2. Зависимость ошибок определения антинейтринных спектров от энергии для реакторных топливных изотопов ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Сплошные линии — экспериментальные результаты, штриховые — расчет

идентифицируются по γ -квантам. В случае больших ветвлений восстановление вероятностей каналов, неизвестных схем распадов и конечных продуктов становится проблематичным [14–16].

Ошибки в реакторном $\tilde{\nu}_e$ -спектре значительно растут, начиная с энергии около 6 МэВ. Для более высоких энергий ситуация выглядит драматичной. Так, ошибки возрастают до: 56 % при 9,5 МэВ для ^{235}U ; 90 % при 9,0 МэВ для ^{241}Pu ; 80 % при 8,5 МэВ для ^{239}Pu ; 30 % при 7,5 МэВ для ^{238}U [17–19].

Зависимость величины ошибок определения $\tilde{\nu}_e$ -спектра по экспериментальным данным и модельным расчетам для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu показана на рис. 2 [14, 17, 18, 20]. Здесь наиболее значительные отклонения (начиная с 4 %) модельных результатов от экспериментальных данных возникают для ^{239}Pu .

В результате значительные неточности и неучтенные добавки в суммарном $\tilde{\nu}_e$ -спектре (до 6 % по суммарному потоку, см. работы [13–16]) создают исключительные сложности в интерпретации нейтринных осцилляционных экспериментов. Постановка экспериментов на хорошо определенном литиевом $\tilde{\nu}_e$ -спектре позволит избежать данных ошибок.

В работе [21] указано на возможность создания интенсивного нейтринного источника в МэВ-м диапазоне энергий при конверсии нейтронов в антинейтрино $^{11}\text{B}(n, \gamma)^{12}\text{B}$ в условиях импульсной термоядерной реакции, инициированной лазером во взрывной камере радиусом 5–7 м с соответствующей защитой и системой ввода пучка в мишень в виде сферы. Но наличие в природном боре изотопа ^{10}B (сильного поглотителя нейтронов) обуславливает необходимость снизить его концентрацию до $(1-3) \cdot 10^{-6}$, что крайне сложно технологически.

ЛИТИЕВЫЙ $\tilde{\nu}_e$ -ИСТОЧНИК В УСКОРИТЕЛЬНОМ ВАРИАНТЕ. ОПТИМИЗАЦИЯ ПО МАССЕ И РАЗМЕРАМ

Физическая схема литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника сводится к нейтронной активации изотопа ^7Li . Образующийся ^8Li является нейтронно-избыточным и претерпевает быстрый β^- -распад ($T_{1/2} = 0,84$ с) с испусканием антинейтрино с энергией до ~ 13 МэВ. Идея использования ^7Li для создания нейтринного источника была высказана Л. В. Микаэляном, П. Е. Спиваком и В. Г. Циноевым [22].

Наиболее простой путь создания литиевого источника состоит в размещении значительной массы лития вблизи интенсивного нейтронного источника. Жесткие требования возникают к изотопной чистоте лития. Природный литий состоит из двух стабильных изотопов — ^7Li (92,5 %) и ^6Li (7,5 %). Изотоп ^6Li обладает большим сечением захвата нейтронов: так, в тепловой точке, $\sigma_a^{\text{thermal}}(^6\text{Li}) \approx 937$ б, захват идет, в основном, с образованием трития в реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, а «полезная» реакция $^7\text{Li}(n, \gamma)^8\text{Li}$ имеет сечение $\sigma_{n\gamma}^{\text{thermal}} = 0,045$ б, что меньше, чем на четыре порядка.

В работах [23–25] проанализированы функционалы нейтронных полей и плотности замедления в тепловую группу (что критически важно для обеспечения максимального образования ^8Li) и изучены основные геометрии размещения литиевого бланкета (конвертора) вблизи активной зоны реактора. Было показано, что для обеспечения высокого выхода ^8Li примесь изотопа ^6Li должна быть $\sim 0,0001$, а необходимая толщина бланкета $\sim 150-170$ см. Литий с такой чистотой постоянно производится (в основном, в России и Китае) и используется как теплоноситель и для химических добавок при обслуживании энергетических легководных реакторов [26, 27]. Необходимая для бланкета масса лития

может быть полностью обеспечена российскими и зарубежными специализированными предприятиями (см., например, [28, 29]).

Возможен принципиально иной подход к созданию литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника: в работе [30] для (n, γ) -активации лития предложено использовать ускоритель с нейтронопроизводящей мишенью, окруженной литиевым blanketом. Материалы, используемые для мишеней, — свинец, тантал, вольфрам, висмут, уран, ртуть и бериллий (как отражатель и размножитель нейтронов). Большое преимущество нейтронно-производящих мишеней обусловлено тем, что нейтронный выход Y_n (нейтрон/протон) растет с увеличением энергии протонов: так, при энергии $E_p = 300$ МэВ выход нейтронов $Y_n \approx 3-4$, для $E_p = 500-600$ МэВ выход возрастает до $Y_n \approx 10$ [31].

Но и для ускорительного варианта $\tilde{\nu}_e$ -источника на основе лития также остается проблема обеспечения значительной массы высокочистого ${}^7\text{Li}$. Был рассмотрен [32] литиевый blanket (в цилиндрической геометрии с толщиной слоя 1,7 м и длиной 3,4 м) с вольфрамовой мишенью в центре. Для заполнения такого blankets потребуется 19,5 т металлического ${}^7\text{Li}$.

Радикальное решение проблемы большой массы высокочистого лития состоит в использовании тяжеловодных растворов ${}^7\text{LiOD}$. В работе [33] предложено использование ряда дейтерированных соединений изотопа ${}^7\text{Li}$. Моделирование продемонстрировало, что использование рассмотренных дейтеридов и гидроксидов лития и их растворов обеспечивает увеличение выхода k_n изотопа ${}^8\text{Li}$ (на нейтрон источника) на порядок и более в сравнении с металлическим литиевым blanketом при массе ${}^7\text{Li}$ до ~ 1000 кг. (см. рис. 3 для сферически-симметричной геометрии и концентрации примеси ${}^6\text{Li}$ 0,0001). Для по-

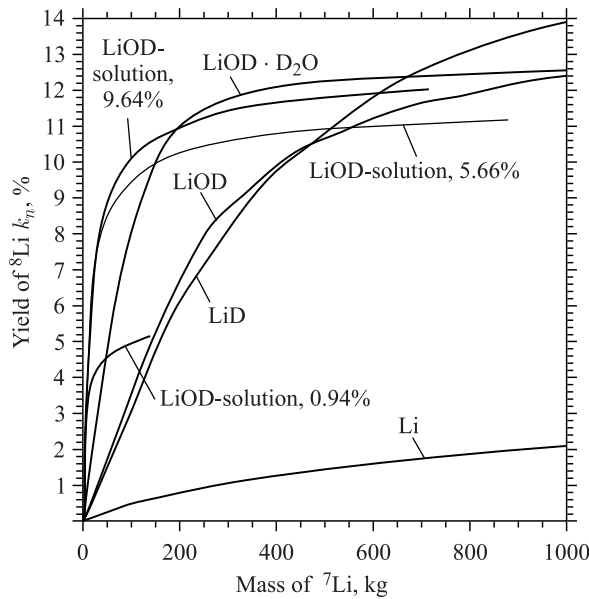


Рис. 3. Зависимость выхода ${}^8\text{Li}$ в blanketе (его эффективность k_n) от массы изотопа ${}^7\text{Li}$ при использовании различных литиевых соединений и их тяжеловодных растворов (концентрация соединений в растворе указана возле кривых)

лученных зависимостей важно отметить резкий рост выхода при малых массах лития: уже при 100–200 кг достигается 85–92 % от максимального k_n . Такая резкая зависимость k_n при малых массах делает также перспективными проекты $\tilde{\nu}_e$ -источника с массой blankets до ~ 50 кг. Именно использование тяжеловодного раствора ${}^7\text{LiOD}$ (с концентрацией $\sim 9,5\%$) вместо металлического лития позволяет снизить массу ${}^7\text{Li}$ с 19,5 до 1,1 т при высоком выходе ($k_p = 0,363$) ${}^8\text{Li}$ на протон пучка [32].

Принципиальными составляющими проекта ускорительного варианта литиевого нейтринного источника также являются высокоточный ускоритель (для обеспечения высокого выхода нейтронов в мишени) и $\tilde{\nu}_e$ -детектор. В последние годы предложения по ускорительному варианту $\tilde{\nu}_e$ -источника на основе литиевого blankets [25, 30] получили развитие в ряде ядерных центров [34, 35]. Для разрешения возникающих задач предлагают создание специализированного протонного ускорителя медицинского типа с энергией 60 МэВ и током 10 мА. Разрабатываемый ускоритель и литиевый источник (на основе blankets с массой металлического лития $\sim 2,7$ т) предлагается разместить вблизи детектора KamLAND [34, 35].

Необходимо отметить, что на разработку ускорителей с большим током (~ 10 мА) направлены усилия многих центров с целью решения проблемы трансмутации радиоактивных отходов и создания мощных (на сотни мегаватт) электроядерных установок, управляемых протонным пучком с энергией до ~ 1 ГэВ (см. обзор [36]).

Для оценки возможности применения ускорительного варианта литиевого нейтринного источника для поиска стерильных нейтрино проведено моделирование [8] чувствительности Δm_{41}^2 в зависимости от угла смешивания $\sin^2(2\theta)$ по схеме $(3+1)$ с параметрами из работы [1]. Моделирование проведено в схеме: пучок протонов с энергией 200 МэВ и током 1 мА облучает вольфрамовую мишень, установленную в центре литиевого blankets; центр blankets удален от границы детектора JUNO [37] на расстояние 9,5 м. Получено, что за пять лет полный $\tilde{\nu}_e$ -поток достигнет $2,1 \cdot 10^{23} \tilde{\nu}_e$ (при временной загрузке ускорителя на 83 %), что обеспечит высокую статистику — $8 \cdot 10^7 (\tilde{\nu}_e, p)$ -взаимодействий при эффективности регистрации 0,9. Эксперимент обеспечит исключительно высокую чувствительность по углу смешивания ($\sin^2(2\theta) < 0,001$) в интервале $\Delta m^2 > \approx 0,2 \text{ эВ}^2$ на доверительном уровне 95 % [8].

Максимальный $\tilde{\nu}_e$ -поток от искусственного источника (за исключением ядерного взрыва) обеспечивается ядерным реактором. Плотность потока от реактора [$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$] с мощностью P [МВт] на расстоянии R [м] равна $F \cong \bar{n}P/4\pi R^2 \bar{E} = 1,5 \cdot 10^{12} P/R^2$, где $\bar{n} \cong 6,14$; $\bar{E} \cong 200$ МэВ. При $P = 1000$ МВт на расстоянии 10 м поток равен $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в сравнении с $1,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — потоком от литиевого blankets [8] на таком же удалении. Но для целей поиска стерильных нейтрино с параметром $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ при работе на реакторе возникают большие сложности вследствие ошибок определения потоков и спектра нейтрино. Так, вероятности выживания электронного антинейтрино в схеме $(3+2)$ с параметрами [1] в зависимости от расстояния L (для короткобазового эксперимента) могут уменьшаться на $\sim 8\text{--}11\%$ (рис. 4, а). Здесь в расчете учтен $\tilde{\nu}_e$ -спектр активной зоны [14] для регистрации с энергией $E_\nu > 3$ МэВ.

Для оценки зависимости вероятности существования $\tilde{\nu}_e$ от энергии дано представление также в функции отношения расстояния к энергии нейтрино L/E (см. рис. 4, б) [8]. Антинейтринный поток реактора известен с точностью $\sim 6\%$ [13–16]. Текущая мощность реактора на легкой воде известна с точностью 2 % [12]. Таким образом, при работе на реакторном спектре и параметрах [1] осцилляции с участием стерильных нейтрино

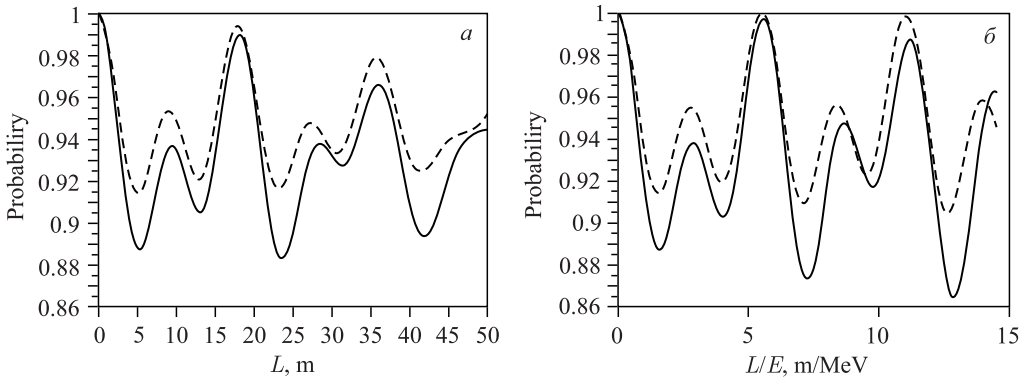


Рис. 4. Вероятность существования $\bar{\nu}_e$ в модели (3+2) [1]: а) на расстоянии L (от точки рождения) в потоке со спектром активной зоны; б) в зависимости от отношения L/E . Штриховые кривые — $\Delta m_{41}^2 = 0,46 \text{ эВ}^2$, $U_{e4} = 0,108$, $\Delta m_{51}^2 = 0,89 \text{ эВ}^2$, $U_{e5} = 0,124$; сплошные — $\Delta m_{41}^2 = 0,47 \text{ эВ}^2$, $U_{e4} = 0,128$, $\Delta m_{51}^2 = 0,87 \text{ эВ}^2$, $U_{e5} = 0,138$

попадают в область ошибок. Именно поэтому знание $\bar{\nu}_e$ -спектра ${}^8\text{Li}$ и его стабильность являются несомненными преимуществами для осцилляционного эксперимента с применением литиевого blankets.

Еще одна сложность при работе на реакторном $\bar{\nu}_e$ -спектре обусловлена неточностью координат источника нейтрино и перераспределением энерговыделения в активной зоне в ходе кампании. На это указано в известной монографии ([38, с. 67]) при обсуждении классических нейтринных экспериментов Ф. Рейнеса (F. Reines) и Ф. А. Незрика (F. A. Nezrik).

Постоянный интерес также вызывает исследование реакции ($\bar{\nu}_e, d$). И в этом случае крайне важно знать потоки и спектр антинейтрино при $E_\nu > 4,0 \text{ МэВ}$, т. е. в области спектра, хорошо известной для ${}^8\text{Li}$.

Разработка ускорительной концепции литиевого $\bar{\nu}_e$ -источника требует детального анализа плотности генерации изотопа ${}^8\text{Li}$ в blankets в зависимости от энергии пучка протонов, материала используемой мишени, геометрии мишени и blankets. В работе [8] рассмотрено образование ${}^8\text{Li}$ в blankets цилиндрической геометрии с оптимизированной вольфрамовой мишенью при энергии пучка $E_p = 200 \text{ МэВ}$. В расчетах по программе [39] объем blankets с раствором ${}^7\text{LiOD}$ разделен на 105 ячеек в виде цилиндрических слоев (ячейки с номерами 1–100) и 5 ячеек-цилиндров по оси пучка после мишени. Толщина D_2O -слоя — 5 см (рис. 5).

Углубленное положение мишени (в центре blankets) и оптимизация ее размеров для использования в интервале энергий протонов 50–300 МэВ позволили уменьшить потери нейтронов, рассеиваемых назад во входной канал. Так, при энергии 300 МэВ теряется только 2% нейтронов, производимых на «голой» мишени. Наиболее интенсивное образование изотопа ${}^8\text{Li}$ концентрируется вдоль оси мишени со слабым смещением «назад». Такое распределение плотности рождения ${}^8\text{Li}$ происходит за счет быстрого замедления на ядрах дейтерия в тяжеловодном растворе и последующей реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$. На рис. 5 серым цветом выделены группы ячеек, обеспечивающих более высокий выход ${}^8\text{Li}$. Масса лития, соответствующая объемам областей ячеек n1, n2 и n3, составляет 420, 241

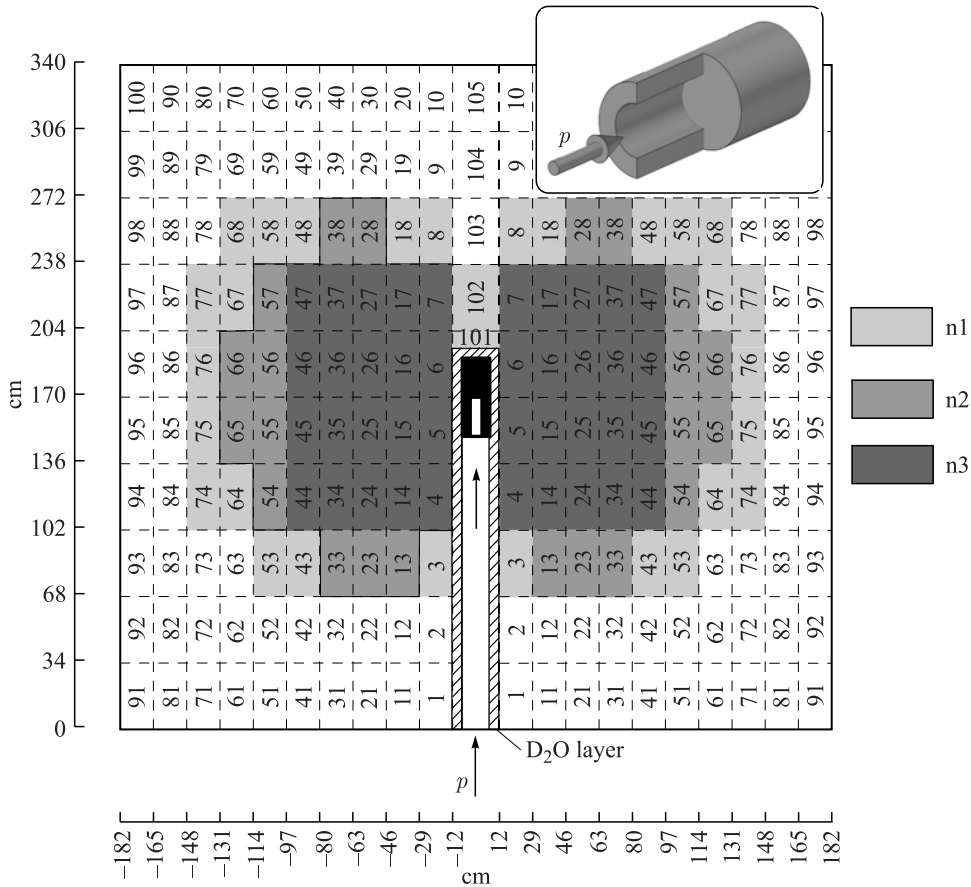


Рис. 5. Геометрия литиевого blankets, тяжеловодного канала, входа протонного пучка и вольфрамовой мишени в центре (сечение по оси пучка в цилиндрической геометрии). На выносном рисунке дан общий вид мишени. Границы 105 ячеек даны штриховыми линиями. Полутонами (n1, n2, n3) выделены области ячеек, соответствующие вкладам в 90, 80 и 68% от полного выхода 8Li в объеме blankets при энергии протонов 200 МэВ

и 128 кг соответственно. Длина blankets (вдоль оси пучка) для вариантов n1, n2 и n3 уменьшается в $\sim 1,7, 1,7$ и $2,5$ раза.

Учет такого распределения ядер 8Li с концентрацией к оси пучка и к мишени, безусловно, необходим при поиске стерильных нейтрино [8]. Сильно выраженная неравномерность распределения 8Li позволяет значительно уменьшить размеры blankets. При этом должно быть учтено действие тяжелой воды как отражателя в остальных областях blankets с низким выходом 8Li . Уменьшение размеров blankets позволит в несколько раз сократить массу высокочистого 7Li . Безусловно, создание такой установки является затратным. Так, стоимость 1 кг 7Li с чистотой 0,9999 составляет от \$10 000 [26] до \$15 000 [27]. Тем не менее, в ряде ядерных центров уже детально прорабатываются технические предложения по созданию установки на основе 7Li [35].

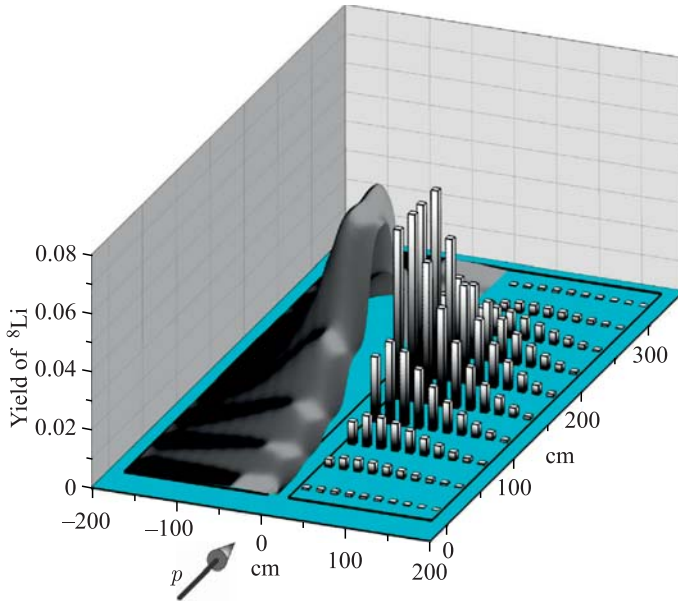


Рис. 6. Нормированное распределение выходов ${}^8\text{Li}$ в blankets по выделенным объемным ячейкам при энергии протонов 200 МэВ и вольфрамовой мишени. Сечение цилиндрического blankets и оси пучка протонов лежат в горизонтальной плоскости. Выходы «справа» от пучка представлены гистограммами, а «слева» — сглажены сплайном

Распределение образования ${}^8\text{Li}$ (нормировано на полный выход ${}^8\text{Li}$) в рассмотренной геометрии представлено на рис. 6, где на горизонтальной плоскости непрерывной линией нанесена видимая часть контура сечения blankets в цилиндрической геометрии из рис. 5. Положение гистограмм на горизонтальной плоскости соответствует номеру ячеек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Физическая схема предлагаемого интенсивного $\tilde{\nu}_e$ -источника, основанного на β^- -распаде изотопа ${}^8\text{Li}$, включает тандем ускорителя с нейтронно-производящей мишенью и blankets из литиевых соединений. $\tilde{\nu}_e$ -спектр изотопа ${}^8\text{Li}$ хорошо определен (что позволит исключить большие ошибки, характерные для реакторного антинейтринного спектра) и обладает высокой жесткостью, что обеспечит значительно меньшие погрешности при регистрации пороговых реакций ($\tilde{\nu}_e, p$) и ($\tilde{\nu}_e, d$). Высокую эффективность blankets (большой выход изотопа ${}^8\text{Li}$) обеспечат дейтериды и дейтерированные гидроксиды лития и их тяжеловодные растворы. Расчеты выхода ${}^8\text{Li}$, проведенные для схемы тандема, продемонстрировали, что в сравнении с металлическим литием использование предлагаемых соединений позволит сократить больше чем на порядок массу высокочистого изотопа ${}^7\text{Li}$ (с примесью ${}^6\text{Li}$ не более $\sim 0,0001$). Анализ плотности замедления нейтронов и образования ${}^8\text{Li}$ (в blankets на основе тяжеловодного раствора ${}^7\text{LiOD}$) позволил выявить сильно выраженную неравномерность в выходах ${}^8\text{Li}$ в области вблизи мишени. Высокая концентрация ${}^8\text{Li}$ в центральной области и быстрое ее падение при движении к перифе-

рииblankета позволяют уменьшить как размеры blankета (до 2,5 раз), так и массу ${}^7\text{Li}$ до 200–100 кг. Уменьшение линейных размеров blankета может быть критичным для точности осцилляционных экспериментов. Уменьшение необходимой массы ${}^7\text{Li}$ с $\sim 19,5$ т до 200–100 кг может принципиально и положительно решить вопрос создания $\tilde{\nu}_e$ -источника на основе изотопа ${}^7\text{Li}$.

Автор благодарен Ю. С. Лютостанскому за полезные дискуссии. Автор выражает свою признательность Л. Б. Безрукову, Б. К. Лубсандоржиеву и И. И. Ткачеву за интерес к исследованию и поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kopp J., Maltoni M., Schwetz T.* Are There Sterile Neutrinos at the eV Scale? // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 107. P. 091801.
2. *Belesev A. I. et al.* Upper Limit on Additional Neutrino Mass Eigenstate in 2 to 100 eV Region from “Troitsk nu-Mass” Data // *JETP Lett.* 2013. V. 97. P. 67–69.
3. *Горбунов Д. С.* Стерильные нейтрино и их роль в физике частиц и космологии // *УФН.* 2014. Т. 184, № 5. С. 545–554.
4. *Maltoni M., Schwetz T.* Sterile Neutrino Oscillations after First MiniBooNE Results // *Phys. Rev. D.* 2007. V. 76. P. 093005.
5. *Conrad J. M. et al.* Sterile Neutrino Fits to Short Baseline Neutrino Oscillation Measurements. arXiv:1207.4765v1 [hep-ex].
6. *Zysina N. Yu., Fomichev S. V., Khruschov V. V.* Mass Properties of Active and Sterile Neutrinos in a Phenomenological (3 + 1 + 2) Model // *Phys. At. Nucl.* 2014. V. 77. P. 890–900.
7. *Александркин В. Г. и др.* Бета- и антинейтринное излучение продуктов деления. М.: ЦНИИАтоминформ, 1986.
8. *Ляшук В. И., Лютостанский Ю. С.* Антинейтринный источник высокой интенсивности на основе литиевого конвертора. Предложение к перспективному эксперименту по исследованию осцилляций // *Письма в ЖЭТФ.* Т. 103, № 5. С. 331–336.
9. *Korovkin V. A. et al.* Measurement of Burnup of Nuclear Fuel in a Reactor by Neutrino Emission // *Sov. At. Energy.* 1984. V. 56, Iss. 4. P. 233.
10. *Nakamura S. et al.* Neutrino–Deuteron Reactions at Solar Neutrino Energies. arXiv:nucl-th/0201062v3; <http://www-nuclth.phys.sci.osaka-u.ac.jp/top/Netal/index.html>.
11. *Kopeikin V. I., Mikaelyan L. A., Sinev V. V.* Reactor as a Source of Antineutrinos Thermal Fission Energy // *Phys. At. Nucl.* 2004. V. 67. P. 1892–1899.
12. *Овчинников Ф. Я., Семенов В. В.* Эксплуатационные режимы водо-водяных энергетических ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1988. С. 142–145.
13. *Kopeikin V. I.* Flux and Spectrum of Reactor Antineutrinos // *Phys. At. Nucl.* 2012. V. 75, No. 2. P. 143–152.
14. *Huber P.* Determination of Antineutrino Spectra from Nuclear Reactors // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 024617.
15. *Mueller Th. A. et al.* Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra // *Ibid.* V. 83. P. 054615.
16. *Hayes A. C. et al.* Systematic Uncertainties in the Analysis of the Reactor Neutrino Anomaly // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 202501.
17. *Schreckenbach K. et al.* Determination of the Antineutrino Spectrum from ${}^{235}\text{U}$ Thermal Neutron Fission Products up 9.5 MeV // *Phys. Lett. B.* 1985. V. 160. P. 325.

18. *Hahn A. A. et al.* Antineutrino Spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu Thermal Neutron Fission Products // *Phys. Lett. B.* 1989. V. 218. P. 365.
19. *Naag N. et al.* Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of ^{238}U // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 122501.
20. *Lyashuk V. I., Lutostansky Yu. S.* Intensive Neutrino Source on the Base of Lithium Converter. arXiv:1503.01280v2 [physics.ins-det].
21. *Басов Н. Г., Розанов В. Б.* О возможности создания мощного нейтринного источника // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42, вып. 8. С. 350.
22. *Микаэлян Л. А., Спивак П. Е., Циноев В. Г.* Предложение эксперимента по исследованию физики антинейтрино малых энергий // ЯФ. 1965. Т. 1, вып. 5. С. 853–855.
23. *Лютостанский Ю. С., Ляшук В. И.* Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино. I. Статический режим работы. Препринт ИТЭФ-66. М.: ЦНИИАтоминформ, 1989.
24. *Lyutostansky Yu. S., Lyashuk V. I.* Powerful Hard-Spectrum Neutrino Source Based on Lithium Converter of Reactor Neutrons to Antineutrinos // *Nucl. Sci. Eng.* 1994. V. 117. P. 77–87.
25. *Лютостанский Ю. С., Ляшук В. И.* Концепция мощного антинейтринного источника // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, № 4. С. 504–509.
26. *Reister R.* The Nuclear Power Industry and Li-7 // 2013 Workshop on Isotope Federal Supply and Demand, Hilton Washington DC/Rockville, Rockville, Maryland, USA, Sept. 19, 2013; <http://science.energy.gov/np/community-resources/workshops/2013-workshop-on-isotope-federal-supply-and-demand/agenda/>; http://science.energy.gov/~media/np/pdf/workshops/workshop-on-isotope-federal-supply-and-demand-2013/presentations/Reister_LITHIUM-7_SUPPLY.pdf.
27. *Ault T. et al.* Lithium Isotope Enrichment: Feasible Domestic Enrichment Alternatives-2012. Department of Nuclear Engineering, University of California, Berkeley. Tech. Rep. UCBTH-12-005; http://fhr.nuc.berkeley.edu/wpcontent/uploads/2014/10/12-005_NE-170_Lithium-Enrichment.pdf.
28. <http://www.ncsr.ru/products/lithium-7/>
29. <http://www.tianqilithium.com/en/about.aspx?t=49>
30. *Lutostansky Yu. S., Lyashuk V. I.* Antineutrino Spectrum from Powerful Reactor and Neutrino Converter System // *Part. Nucl., Lett.* 2005. V. 2, No. 4. P. 60–65.
31. *Stavissky Yu. Ya.* Giant Pulses of Thermal Neutrons in Large Accelerator Beam Dumps. Possibilities for Experiments // *Usp. Fiz. Nauk.* 2006. V. 176. P. 1283–1292.
32. *Ляшук В. И., Лютостанский Ю. С.* Интенсивный нейтринный источник на основе изотопа ^7Li : реакторная и ускорительная реализации // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79, № 4. С. 472–477.
33. *Лютостанский Ю. С., Ляшук В. И.* Конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино на основе литиевых соединений и их растворов // АЭ. 1990. Т. 69, вып. 2. С. 120–122.
34. *Bungau A. et al.* Proposal for an Electron Antineutrino Disappearance Search Using High-Rate ^8Li Production and Decay // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 141802.
35. *Adelmann A. et al.* Cost-Effective Design Options for IsoDAR. arXiv:1210.4454v1[physics.acc-ph].
36. *Аксентьев А. Е. и др.* Разработка концепции ускорителя-драйвера протонного пучка на энергию 600–1000 МэВ при средней мощности пучка более 1 МВт // АЭ. 2014. Т. 117, вып. 4. С. 217–224.
37. *Djurcic Z. et al. (JUNO Collab.).* arXiv:1508.07166v2.
38. *Боровой А. А., Хакимов С. Х.* Нейтринные эксперименты на ядерных реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1990. 152 с.
39. MCNPX™ User's Manual / Ed. L. S. Waters. TPO-E83-G-UG-X-00001.