

ОБНАРУЖЕНИЕ РАЗМНОЖАЮЩИХ ЗОН ВОСПРОИЗВОДСТВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АНТИНЕЙТРИНО

Бернадетт К. Когсуэлл и Патрик Хубер

АННОТАЦИЯ

Соглашение об утилизации плутония между Россией и Соединенными Штатами определяет мероприятия по утилизации 34 тонн избыточного плутония оружейного качества. По этому соглашению Россия планирует ликвидировать свои избыточные запасы, переработав плутоний в топливо для реакторов-размножителей на быстрых нейтронах. В соответствии с требованиями по утилизации это топливо должно облучаться тогда, когда реакторы на быстрых нейтронах работают в режиме сжигания топлива, т.е. без окружающих активную зону зон воспроизводства из природного урана, которые могут быть использованы для производства плутония. В данной статье обсуждается потенциальное применение нейтринного мониторинга для верификации наличия размножающих зон воспроизводства. Показано, что изготовленный из кремния детектор антинейтрино массой 36 кг, наблюдающий когерентное упругое рассеяние нейтрино на ядре, может определить наличие размножающих зон воспроизводства в охлаждаемом жидким натрием реакторе на быстрых нейтронах на 95-процентном уровне достоверности в течение 90 суток.

Бернадетт К. Когсуэлл работает по программе науки и всеобщей безопасности Принстонского университета, Принстон, Нью-Джерси, США.

Патрик Хубер работает в Центре нейтрино физического факультета Политехнического института и университета штата Виргиния, США.

Почтовый адрес для корреспонденций: Patrick Huber, Center for Neutrino Physics, Department of Physics (0435), Virginia Tech, Blacksburg, VA 24061, USA.

Адрес электронной почты: pahuber@vt.edu

Статья получена 17 декабря 2015 года и принята к публикации 18 февраля 2016 года.

ВВЕДЕНИЕ

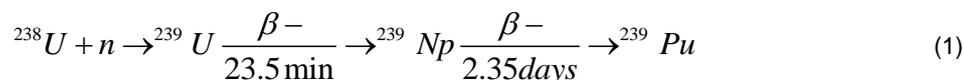
По соглашению об утилизации плутония (СОУП)¹ Россия и Соединенные Штаты согласились утилизировать по 34 тонны избыточного плутония оружейного качества. Были рассмотрены три варианта утилизации. Во-первых, избыточный плутоний может быть зафиксирован в стекле вместе с высокоактивными отходами и захоронен. Во-вторых, утилизируемый плутоний может быть переработан и включен в состав смешанного оксидного топлива (МОКС-топливо) для реакторов на обычной воде. В-третьих, плутоний может быть переработан и включен в состав топлива для реакторов на быстрых нейтронах. В то время как Соединенные Штаты рассматривают первые два варианта, Россия остается приверженной третьему варианту. В обоих методах на базе реакторов успешная утилизация определяется тремя факторами. Во-первых, изотопы плутония с нечетными массовыми числами расщепляются в реакциях деления. Во-вторых, изотопы плутония с четными массами образуются при захвате нейтронов изотопами плутония с нечетными массами. В комбинации эти механизмы определяют существенное уменьшение относительного содержания плутония-239, что делает материал менее пригодным для изготовления ядерного оружия. В-третьих, осколки деления в отработавшем топливе формируют интенсивное радиационное поле, эффективно увеличивающее трудность, сложность и временной масштаб потенциального применения в изготовлении оружия. Все три аспекта непосредственно относятся к суммарной степени выгорания топлива и, следовательно, современные предложения по верификации относятся к методам, обеспечивающим определенную минимальную степень выгорания.

В схеме с реакторами на быстрых нейтронах избыточный плутоний оружейного качества будет подмешиваться к топливу для реакторов на быстрых нейтронах, которое будет использоваться на российских реакторах БН-600 и БН-800. Для этого метода утилизации Россия согласилась эксплуатировать эти реакторы не в режиме «воспроизводства», а в режиме «выгорания». Это означает, что в реакторы на быстрых нейтронах должно быть загружено топливо, содержащее утилизируемый плутоний оружейного качества, но, вероятно, вокруг активной зоны не будет размещено никакой зоны воспроизводства из природного урана, так, чтобы реактор не мог одновременно воспроизводить новый плутоний в процессе выгорания избыточного плутония. Частью режима верификации, который мог бы отслеживаться Международным агентством по атомной энергии (МАГАТЭ), должны стать технологии, позволяющие подтвердить, что реактор на быстрых нейтронах работает не в режиме «воспроизводства», а в режиме «выгорания».

Методы мониторинга вне активной зоны существуют, такие, как применение измерений мощности и потоков нейтронов и гамма-квантов, вместе с информацией о конструкции реактора, для оценки содержания расщепляющихся материалов в активной зоне, например, урана-235, плутония-239 и плутония-241, что может предоставить средство для верификации соответствующего использования реактора. Однако, радиационные и тепловые сигнатуры зоны воспроизводства относительно слабы по сравнению с сигнатурами активной зоны реактора, и поэтому далеко неочевидно, что обычные методы позволят убедительно подтвердить присутствие зоны воспроизводства после закрытия корпуса реактора. Кроме того, в этих методах используются технологии, которые должны быть расположены на предприятии, и поэтому инспеклируемая сторона может считать их интрузивными. Другие варианты, подобные мониторингу внутри активной зоны, еще более интрузивны, и могут вызывать протесты инспеклируемой стороны в тех случаях, когда доступ к зоне и проектная информация защищаются по причинам права собственности. В идеальном случае должны быть разработаны и развернуты менее интрузивные технологии для использования в мониторинге эксплуатации реактора за пределами предприятия, такие, как детекторы антинейтрино.

РЕАКТОРЫ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Реактор на быстрых нейтронах, который производит больше расщепляющегося материала (который может расщепляться нейтронами любой энергии), чем он потребляет в топливе, называется реактором-размножителем². В данном исследовании реактор-размножитель включает воспроизводящий материал в зоне воспроизводства (который может делиться только тепловыми нейтронами малых энергий) из природного или обедненного урана, который располагается вокруг активной зоны (радиальная зона), и сверху и снизу нее (аксиальная зона); активная зона реактора на быстрых нейтронах содержит МОКС-топливо, обогащенное плутонием-239. Деление в активной зоне приводит к высокому потоку нейтронов, бомбардирующему зону воспроизводства. При захвате нейтронов ураном-238 в зоне воспроизводства в результате двух последовательных радиоактивных бета-распадов (β^-) образуется плутоний-239:



(в знаменателях приведены периоды полураспада изотопов).

Поскольку в реакторе-размножителе производится больше расщепляющегося материала, чем потребляется в нем, интерес представляют не интрузивные верификационные технологии, т.е. те технологии, которых не нужно устанавливать в производственной цепочке предприятия, но которые можно использовать для сбора качественно значимой информации о зонах воспроизводства. Поэтому мониторинг на расстоянии в не интрузивном режиме требует применения проникающего излучения. Наиболее мощным источником радиации в зоне воспроизводства при эксплуатации реактора является радиоактивный бета-распад в результате нейтронного захвата (как показано в уравнении 1),



где P – родительское ядро, D – дочернее ядро, e^- – электрон, и $\bar{\nu}_e$ – электронное антинейтрино. В этом процессе полураспада нейтрон внутри ядра превращается в протон, излучая электрон и электронное анти-

нейтрино для сохранения энергии и импульса. Антинейтрино является лучшим кандидатом для не интрузивного мониторинга, поскольку оно слабо взаимодействует (с поперечным сечением примерно 10^{-42} см² оно может пройти через 1 световой год – около $9,5 \cdot 10^{12}$ км – свинца без заметного поглощения), и образуется в больших количествах (около 10^{20} частиц в секунду для реактора с тепловой мощностью в 1 ГВт).

Поскольку в результате бета-распада образуются три частицы, антинейтрино, как и электроны, вылетают с различными энергиями в определенном диапазоне. В самом процессе деления антинейтрино не образуются, это происходит в бета-распадах осколков деления с нейтронным избытком. В одном акте деления испускается приблизительно шесть антинейтрино, и около 99 процентов антинейтрино образуются при делении четырех основных изотопов: урана-235, урана-238, плутония-239 и плутония-241. Диапазон энергии образующихся антинейтрино простирается до 12 мегаэлектронвольт (МэВ). В дальнейшем в этой статье антинейтрино, сопровождающие процесс деления, будут обозначаться как FANs (fission antineutrinos). Захват нейтрона ядром урана-238 приводит к двум последовательным бета-распадам до плутония-239, так что в процессе захвата нейтронов образуется два антинейтрино с энергиями до 1,26 МэВ. В дальнейшем в этой статье антинейтрино, сопровождающие процесс захвата, будут обозначаться как CANs (capture antineutrinos). Наблюдение антинейтрино FANs позволяет оценить несколько полезных и интересных количественных параметров гарантий, из-за подлежащей связи между излучением антинейтрино и изотопным составом активной зоны: среднее количество излученных антинейтрино, их специфический диапазон энергий, средняя энергия, и пиковая энергия зависят от изотопов³. Поэтому наблюдения спектра антинейтрино из реактора позволяют провести обратное определение частоты делений в активной зоне по изотопам (только тех четырех основных производящих антинейтрино изотопов, которые были перечислены выше), и, в результате оценить такие величины, как мощность реактора, содержание расщепляющегося материала в активной зоне, и возраст, и степень выгорания топлива реактора.

Возможность мониторинга мощности активной зоны и основных расщепляющихся компонентов с использованием излучения антинейтрино была впервые отмечена в 1977 году⁴. Группа исследователей провела демонстрационный эксперимент в 1984 году⁵, и повторила его в 1994 году⁶, используя детектор антинейтрино с жидким сцинтиллятором массой в 0,5 тонны, расположенным под активной зоной реактора мощностью 1,375 ГВт(тепл.) на Ровенской атомной электростанции на Украине. На своем небольшом прототипе они смогли показать, что антинейтрино из реактора могут быть успешно обнаружены и использованы для оценки мощности реактора с точностью 3 процента методом мониторинга на базе температуры, а также могут быть использованы для оценки изотопного состава и полного содержания урана-235, урана-238, плутония-239 и плутония-241 с точностью до нескольких процентов по тепловому методу. Аналогичный дополнительный демонстрационный эксперимент для демонстрации возможности использования излучения антинейтрино для мониторинга гарантий проводился, начиная с 2003 года, с помощью устройства с 0,64 тонны жидкого сцинтиллятора, размещенного под землей; этот эксперимент успешно функционировал в автоматическом режиме в течение одного года рядом с двумя блоками реакторов мощностью 3,4 ГВт(тепл.) на атомной электростанции Сан Онофре в Соединенных Штатах⁷. Недавно группа Ньюцифер продемонстрировала практический детектор с жидким сцинтиллятором, очень близко к активной зоне реактора и поверхности⁸. Обзор работ в области детектирования нейтрино и гарантий смотрите, например, в работе Бернштейна и других⁹. Отметим также последние теоретические исследования, направленные на применение детекторов антинейтрино в исследованиях МОКС-топлива¹⁰ и конверсионных реакторов с обычной водой (LWRs)¹¹ (таких, которые могут быть использованы для утилизации американского избыточного оружейного плутония), ситуации в Иране¹², и в гипотетическом сценарии, включающем детекторы антинейтрино и кризис 1994 года в Северной Корее¹³.

К сожалению, большая часть существующей технологии детекторов антинейтрино не может быть использована для целей мониторинга зоны воспроизводства из-за серьезной физической проблемы: энергия сигнала антинейтрино от захвата нейтронов (CAN) меньше порога обнаружения существующих методов детектирования. Все использованные технологии основаны на регистрации антинейтрино с использованием обратного бета-распада (IBD), или захвата нейтрино свободным протоном:



где p – протон и e^+ – позитрон. Порог этой реакции равен $m_n - m_p - m_e = 1,8$ МэВ. Энергии антинейтрино от продуктов деления (FAN) достигает 12 МэВ, так что они могут быть зарегистрированы в процессе обратного бета-распада. Однако, максимальная энергия антинейтрино от захвата нейтронов (CAN) равна 1,26 МэВ,

т.е. она ниже порога обратного бета-распада. Поэтому обнаружение антинейтрино от захвата нейтронов требует нового канала детектирования нейтрино.

КОГЕРЕНТНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ НЕЙТРИНО

Для антинейтрино малых энергий от захвата нейтронов возможным каналом обнаружения может быть когерентное упругое рассеяние нейтрона на ядре (CENNS)

$$\bar{\nu} + X \rightarrow \bar{\nu} + X \quad (4)$$

где $\bar{\nu}$ – антинейтрино любого типа (электронное, мюонное, или тау-мезонное), и X – ядро мишени. У этой реакции нет нижнего кинематического энергетического порога. Условие когерентности, т.е., где нуклоны будут взаимодействовать когерентно, а не как независимый набор объектов, имеет вид $E_\nu < 30$ МэВ для ядер мишени вплоть до свинца ($Z = 82$). Антинейтрино из реактора удовлетворяют этому условию и поэтому когерентное упругое рассеяние CENNS будет физически приемлемым методом детектирования нейтрино от захвата нейтронов CANS. Сигналом от взаимодействия нейтрино с ядром в этом канале будет очень малая отдача ядра с максимальной энергией, определяющейся выражением:

$$T_{\max} = \frac{E_\nu}{1 + \frac{M_N}{2E_\nu}} \quad (5)$$

где M_N – энергия покоя атомного ядра, состоящего из Z протонов и N нейтронов. Сечение рассеяния CENNS равно (в пренебрежении членом малой энергии отдачи ядра и ядерными формфакторами)

$$\frac{d\sigma}{dT}(E_\nu) = \frac{G_F^2}{4\pi} N^2 M_N \left(1 - \frac{M_N T}{2E_\nu^2} \right) \quad (6)$$

Оценка по порядку величины такова, что это сечение CENNS примерно равно 10^{-39} см² по сравнению с сечением обратного бета распада порядка 10^{-42} см².

Хотя теория канала реакции CENNS была построена более тридцати лет назад¹⁴, и она хорошо описывается стандартной моделью физики частиц, эта реакция все еще не наблюдалась в лаборатории. В первую очередь это связано с тем, что детектируемые энергии отдачи очень малы, и технология еще не была разработана или доведена до такого уровня, где могут быть достигнуты необходимые низкие пороги детектирования. Однако, недавняя активность в сообществе фундаментальных наук, направленная на наблюдения темной материи малых энергий¹⁵ и слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMPs)¹⁶ вызвала бум в исследованиях и разработках в технологии детектирования с низкими порогами. В то же время в академических кругах проявлялся давнишний интерес к процессу CENNS для обнаружения солнечных нейтрино малых энергий¹⁷, нейтрино низких энергий от сверхновых звезд¹⁸, к проведению поиска постулированного четвертого типа нейтрино¹⁹, изучения распределения нейтронов в ядре²⁰, а также других эзотерических поисков новой физики за пределами стандартной модели²¹. Соединение этих взаимно поддерживающих интересов породило несколько предлагавшихся проектов и возобновление интереса к созданию прототипа приборов для наблюдений CENNS. Было несколько предложений по мониторингу ядерных реакторов с помощью детекторов когерентного рассеяния антинейтрино^{22, 23, 24, 25}. Совсем недавно Морони и др.²⁶ отметили, что такой детектор мог бы быть использован для первого наблюдения антинейтрино от захвата нейтронов CANS (хотя они не обсуждали возможность детектирования антинейтрино из зоны воспроизводства).

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КАНАЛА CENNS К ЗОНАМ ВОСПРОИЗВОДСТВА

Задача данного исследования состоит в том, чтобы продемонстрировать, что в принципе плутоний в зоне воспроизводства может быть обнаружен с помощью детектора антинейтрино, использующего канал

детектирования CENNSS для наблюдений антинейтрино от захвата нейтронов от зоны воспроизводства. Для этого там, где это возможно, в исследовании предполагаются идеальные условия, а не указание конструкции, относящейся к модели детектора. Из-за природы неустранимого фона нейтрино от продуктов деления, малости скорости захвата нейтронов по сравнению со скоростью деления, и по своей природе малым скоростям детектирования антинейтрино из-за малого сечения слабого взаимодействия предоставление доказательства принципа будет не простым занятием.

Модель реактора

В модели реактора используются данные, относящиеся к изотопному составу, потокам нейтронов, и односторонние поперечные сечения, взятые из модели, разработанной Глезером и др.²⁷ Это модели индийского прототипа реактора-размножителя на быстрых нейтронах (PFBR), который, подобно российскому реактору БН-600, является реактором на быстрых нейтронах с охлаждением жидким натрием, который можно сконфигурировать как реактор-размножитель. В справочной модели 2007 года используется полная трехмерная геометрия; в ней предполагается четырнадцать зон выгорания, разделенных по 14 секциям, 6 из которых представляют активную зону, 4 – радиальную зону воспроизводства, и 4 – аксиальную зону воспроизводства; во внутренней активной зоне доля плутония составляет 21 процент, а во внешней зоне доля плутония равна 28 процентам. В расчетах использовалась комбинация программы переноса нейтронов MCNP и программа выгорания ORIGEN2, следующая итеративному подходу для моделирования эволюции активной зоны и отслеживания состояния активной зоны от запуска до равновесия с примерно шестимесячными интервалами перезагрузки, т.е. каждые 180 эффективных суток на полной мощности (EFPDs). Оцененная по этой модели выходная мощность реактора PFBR была равна 1,25 ГВт(тепл.) с итоговой производительностью расщепляющегося материала примерно в 21 кг в год, при отношении воспроизводства, равном 1,057.

Были предоставлены входные данные в девяти различных точках измерения, коррелированные с эффективными сутками на полной мощности в диапазоне от 0 эффективных суток в начале жизненного цикла и 540 эффективных суток в конце жизненного цикла активной зоны. В настоящем исследовании анализировались данные в начале цикла и результаты представлены так, как если бы они были критической точкой измерения для возможного режима мониторинга: оценить так рано, как это возможно (при запуске или после перезагрузки), независимо от того, работал ли реактор на быстрых нейтронах с зоной воспроизводства, или без нее. Используемая модель реактора базируется на реакторе, окруженном зоной воспроизводства, аппроксимируя вариант без зоны воспроизводства простым вычитанием нейтринного сигнала, приходящего от этой зоны. Во всем вычислении использовались значения, усредненные по первым 90 эффективным суткам. Перекрестная проверка работы показала, что результаты по чувствительности сильно не изменяются на последующих стадиях цикла.

Строго говоря, поэтому то, что предполагалось здесь, не является сравнением конфигурации реактора-размножителя с конфигурацией сжигающего реактора (в котором потребляется больше расщепляющегося материала, чем образуется в нем). Скорее здесь производится сравнение реактора-размножителя с воспроизводящей оболочкой с реактором-размножителем без нее. Это не является точным упрощением, поскольку реактор на быстрых нейтронах, работающий без зоны воспроизводства, т.е. как сжигающий реактор, должен быть переконфигурирован с добавлением замедляющих стержней и рефлекторов для того, чтобы компенсировать недостаток предоставляемого зоной воспроизводства оттока нейтронов и поддерживать должный баланс нейтронов, и, следовательно, критичность реактора. Тем не менее, это является правомерной аппроксимацией, поскольку основное различие между двумя вариантами (с зоной воспроизводства и без нее) заключается в распределении актов деления в активной зоне, а не в частоте делений (поскольку реактор конфигурируется для работы на постоянной мощности независимо от распределения топлива), и не в частоте реакций захвата (поскольку замедляющие стержни не добавляют урана-238 в активную зону). Поскольку частота реакций захвата будет основной причиной сигнала, принятие указанного выше предположения не приведет к потере его применимости. Более того, не было представлено никаких оценок того, как можно было преобразовать реактор PFBR в сжигающий реактор, поскольку такое использование не было предусмотрено проектом реактора, и любая такая модель была бы чисто спекулятивной.

Для того, чтобы получить исходные частоты реакций CENNS в различных материалах, были рассчитаны частоты реакций деления и захвата нейтронов для модели реактора PFBR с использованием данных по односторонним поперечным сечениям, массовому содержанию изотопов, и нейтронным потокам в ячейке для каждого изотопа в соответствии с формулой

$$R_{i,j} = \phi_n^{i,j} \sigma_n^{i,j} N_A \frac{m_{i,j}}{m_{atomic}^i} \quad (7)$$

где $R_{i,j}$ – частота реакций i -го изотопа в j -ой ячейке, $\phi_n^{i,j}$ – поток быстрых нейтронов, $\sigma_n^{i,j}$ – одногрупповое поперечное сечение быстрых нейтронов для заданной реакции, $m_{i,j}$ – масса изотопа i в ячейке j , m_{atomic}^i – атомный вес i -го изотопа, и N_A – число Авогадро. Используя данные Глезера и др.²⁸, была получена полная частота делений в $3,62 \cdot 10^{19}$ делений в секунду. Эта величина преобразуется в 1,16 ГВт(тепл.) в предположении тепловой энергии приблизительно в 200 МэВ на деление, что согласуется со справочной моделью.

Выход нейтрино на один акт деления был получен в соответствии с методом из работы Хубера²⁹ с соответствующим расширением на энергии ниже 1,8 МэВ на основании метода прямого суммирования с использованием выходов деления для падающего нейтрона с энергией 400 кэВ. Для этих выходов нейтрино были получены следующие частоты образования нейтрино в активной зоне: $1,7 \cdot 10^{20}$ антинейтрино в секунду от деления (FAN) и $3,3 \cdot 10^{19}$ антинейтрино в секунду от захвата нейтронов (CAN). Аналогичные значения для бланкетов равны: $1,40 \cdot 10^{19}$ антинейтрино в секунду от деления (FAN) и $3,4 \cdot 10^{19}$ антинейтрино в секунду от захвата нейтронов (CAN). Энергетические спектры соответствующих потоков нейтрино показаны на рисунке 1.

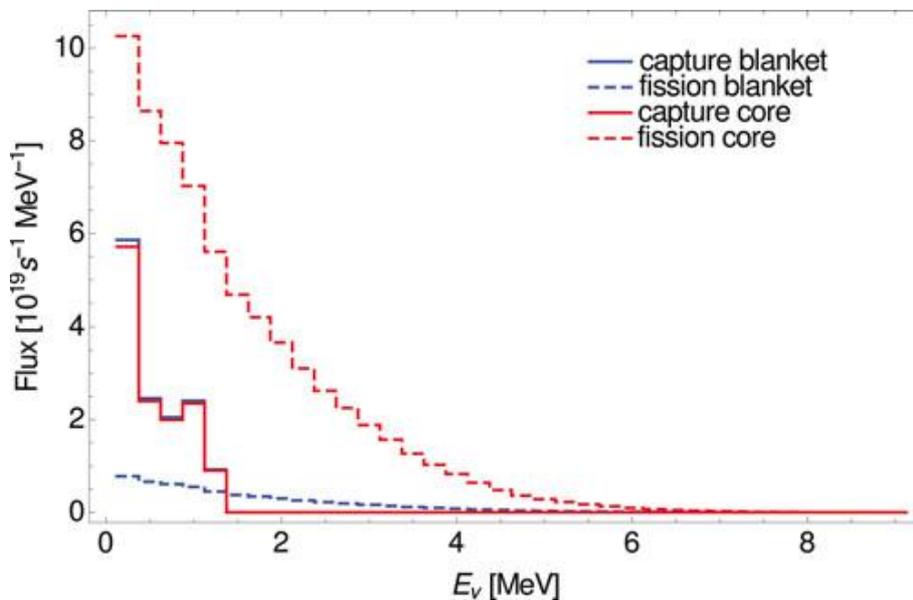


Рисунок 1. Вклады в полный поток антинейтрино от различных областей реактора. Сплошная (штриховая) синяя линия показывает поток антинейтрино от захватов нейтронов (деления) в зоне воспроизводства. Сплошная (штриховая) красная линия показывает поток антинейтрино от захватов нейтронов (деления) в активной зоне. По вертикальной оси отложен поток в $10^{19} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$, по горизонтальной оси – энергия в МэВ.

Модель детектора

В данном исследовании использована минимальная «модель» источника и детектора, созданная для охвата всей соответствующей ключевой физики. Детектор располагается на расстоянии в 25 метров; это предположение было принято для варианта размещения детектора вне здания реактора (прямоугольное строение шириной 40 м, длиной 42 м и высотой 50 м³⁰) в положении для не интрузивного мониторинга. Предполагалось также, что детектор располагается на поверхности земли. По сравнению с подземным расположением это место более доступно, в особенности на площадке существующего реактора.

В статье Морони и др.³¹ описана работа прототипа кремниевого детектора массой 52 грамма с порогом регистрации отдачи в 30 эВ. При размещении на уровне моря наблюдался уровень фона примерно в 600 отсчетов/(сутки·кг·кэВ). Размещение прототипа подобного детектора глубоко под землей³² показало, что большая часть фона обусловлена радиоактивностью в материалах защиты, и поэтому ожидается, что фактически фон может быть снижен на 1–2 порядка величины. В зависимости от обрезания энергии отдачи

предсказанное отношение сигнала к шуму будет составлять 0,02–0,1. Согласно Морони и др., около одной трети фона обусловлено шумом считывания, а две трети связано с реальными взаимодействиями частиц в детекторе.

Масштабирование этого прототипа в диапазон десятков килограммов в принципе является возможным, и ожидается, что ни потоки данных, ни электропотребление не будут слишком большими. В данном исследовании по умолчанию предполагается отношение сигнала к шуму в 0,1, соответствующее 160 отсчетов/(сутки·кг·кэВ) для кремния с плоским распределением фона. Для сравнения, группа TEXONO³⁴, в эксперименте которой рассеяние антинейтрино от реактора на электронах применялось для установления верхнего предела на величину магнитного момента нейтрино, сообщила о величине фона, равной от 1 до 10 отсчетов/(сутки·кг·кэВ) при умеренном заглублении (25 метров водного эквивалента) германиевого детектора массой 1,06 кг, размещенного в 28 м от реактора мощностью 2,9 ГВт(тепл.). В отношении фона от гамма-излучения и быстрых нейтронов детектор группы TEXONO очень похож на используемые Морони и др. кремниевые приборы с зарядовой связью (ПЗС), и такое размещение прекрасно показывает, что окружение реактора само по себе не приводит к большому увеличению фона.

Сигнатурой когерентного рассеяния антинейтрино CENNS является ядерная отдача малых энергий, которая приводит к очень высокому удельному энерговыделению в объеме. По этой причине наиболее проблематичными источниками фона будут быстрые нейтроны и альфа-частицы. Влияние альфа-частиц может быть подавлено выбором материалов детектора и защиты, в то время как фон быстрых нейтронов неустраним. Предварительные оценки показывают, что индуцированный быстрыми нейтронами фон на поверхности (от таких событий, как вызванное мюонами космических лучей выбивание нейтрона из ядра) в интересующей нас области будет соответствовать³⁴ от 5 до 10 отсчетов/(сутки·кг·кэВ). В целом это поддерживает предположения по фону, сделанные в данной работе.

При расчете наблюдаемых частот событий реактор считался точечным источником. Реактор – это оптически тонкий источник, т.е. независимо от пространственного распределения эмиссии антинейтрино детектор будет «видеть» все излучающие части активной зоны. Поэтому распределение частоты рождения антинейтрино в активной зоне можно считать однородным, и размеры активной зоны (активной зоны и зоны воспроизводства), 1,3 м (1,6 м) по радиусу (высоте)³⁵ по отношению к расстоянию от источника до детектора (25 метров) малы.

Предполагалось, что эффективность регистрации будет идеальной, поскольку не был указан ни один тип детектора, и детектор предполагался беспороговым, для того, чтобы качественно оценить, какой порог будет необходим для материала детекторов с различным атомным весом A . Уравнения, представленные в данной статье, использовались для всех физических расчетов. Для получения сигнала детектора использовалось следующее уравнение для частоты событий $n(T)$ в зависимости от энергии отдачи ядра T :

$$n(T) = \eta \int_0^{\infty} dE_{\nu} \phi_{\nu}(E_{\nu}) \frac{d\sigma}{dT}(E_{\nu}) \varepsilon(E_{\nu}) \quad (8)$$

с нормировкой

$$\eta = \frac{1}{4\pi L^2} t n_{\text{target}} \quad n_{\text{target}} = \frac{N_A m_{\text{target}}}{N + Z} \quad (9)$$

E_{ν} – энергия падающего антинейтрино в МэВ, ϕ_{ν} – скорость образования нейтрино в единицах 1/сек, $d\sigma/dT$ – сечение когерентного рассеяния из уравнения (6) и $\varepsilon(E_{\nu})$ – эффективность детектора. L – это расстояние между активной зоной реактора и мишенью-детектором антинейтрино в метрах. Время сбора данных t задается в секундах. N_A – это число Авогадро, m_{target} – полная масса материала детектора в граммах, N – число нейтронов в ядре мишени, и Z – число протонов в ядре мишени. Очевидно, что у реального детектора будет конечная эффективность и все представленные здесь результаты должны быть соответственным образом скорректированы. Эффективность детекторов первого поколения, подобных тем, которые обсуждались Морони и др., могут иметь эффективность около 20 процентов.

Статистический анализ

Для определения чувствительности детектора когерентного рассеяния CENNS, изготовленного из различных возможных материалов мишени к присутствию воспроизводящего бланкета использовался стандартный статистический критерий хи-квадрат

$$\chi^2 = \min_p \sum_i^{N_{bins}} \frac{(o_i - \bar{f}_i(p))^2}{o_i} \quad (10)$$

где количество наблюдаемых событий задается как $\alpha := f_{co} + c_{co} + b_i$, f обозначает события от деления (FAN), c обозначает события от захвата нейтронов (CAN), b означает фоновые события, и индекс co означает вклад активной зоны. Индекс i относится к интервалам по энергиям отдачи ядер. Переменные, не отмеченные чертой сверху, представляют данные наблюдений, переменные, отмеченные чертой, включены для сравнения с теорией. Здесь $\bar{f}_i := \bar{c}_{bi}^i + \bar{p}(f_{co}^i + c_{co}^i) + \bar{b}^i$ и \bar{p} обозначает неизвестную мощность реактора, которое служит свободным параметром подгонки, а нижний индекс bi означает вклад от бланкета.

Таким образом, разность между \bar{f}_i и f_i представляет собой сигнал антинейтрино от реакций захвата в бланкете, c_{bi} , и его наличие выявляется в тесте хи-квадрат. В принципе, деления в бланкете \bar{f}_{bi}^i вносят свой вклад в полную мощность реактора и поэтому также будут изменяться вместе с \bar{p} , но на практике чувствительность не будет зависеть от этой тонкости (поскольку в акте деления выделяется около 200 МэВ, а при захвате нейтрона – всего лишь 5 МэВ). Согласно этому простому анализу можно пренебречь данной зависимостью, поскольку полный вклад делений в зоне воспроизводства в мощность реактора довольно мал, и, более того, поскольку эти деления производят антинейтрино почти с тем же спектром, что и в активной зоне (по крайней мере, при низких энергиях), их включение приведет только к небольшому сдвигу значения \bar{p} , при котором будет найден минимум χ^2 . Скорость генерации антинейтрино при захвате нейтронов будет зависеть от мощности реактора, но в численных тестах мы обнаружили, что общая чувствительность только повысится, если мы учтем эту зависимость. Причина заключается в том, что при текущем определении \bar{f}_i меньшее значение \bar{p} может быть использовано для получения той же самой общей скорости, как и f_i , для любого значения c_{bi} несмотря на то, что свободы для такой относительной корректировки меньше, чем тогда, когда зависят от мощности только вклады от активной зоны. Следовательно, этот подход является консервативным и в будущей работе следует выполнить детальное моделирование реактора с зоной воспроизводства, и без нее, при равной мощности. Эта метрика хи-квадрата может быть использована для того, чтобы определить, до какого уровня достоверности повторные измерения одного и того же параметра могут приводить к значениям в заданном интервале. В данном случае интересующим нас параметром будет c_{bi} – число ожидаемых событий в i -ом интервале энергий отдачи. Присутствие зоны воспроизводства будет характеризоваться предпочтением ненулевого значения c_{bi} в подгонке при заданном уровне достоверности. Как отмечалось ранее, мощность реактора, которая определяет частоты деления для различных производящих антинейтрино изотопов, при подгонке остается свободным параметром. В принципе, это несколько понижает чувствительность метрики теста для подгоняемой величины, т.е., для точности, с которой можно ограничить представляющее интерес значение c_{bi} посредством потери информации. Тем не менее, освобождение мощности при подгонке уменьшает также общую зависимость теста от переменной мощности, т.е., ее оставление в качестве свободного параметра позволяет провести чистую оценку чувствительности детектора к сигналу, без ее свертки с чувствительностью теста к другим входным параметрам. Этот вывод равнозначен предположению о развертывании, в котором когерентный детектор антинейтрино рассматривается как прибор, полностью независимый от оператора, т.е. он устанавливается на месте, и оператор реактора не предоставляет инспектирующей стороне никакой, или почти никакой информации о мощности реактора. На практике точная информация о мощности, вероятно, будет заявлена инспектируемой стороной (или будет получена в одновременном измерении с помощью сопутствующего детектора антинейтрино на обратном бета-распаде, или с помощью более традиционных методов мониторинга тепловой мощности). В таком случае, с подключением информации о мощности чувствительность проверки наличия зоны

воспроизводства по методу хи-квадрат увеличится.

Для всех расчетов длительность измерений полагалась равной 90 суткам, в соответствии с целью 90-суточных гарантий МАГАТЭ своевременного обнаружения отвода облученного материала прямого использования, т.е. оцениваемого времени, которое потребуется для преобразования материала в отработавшем топливе, такого, как плутоний-239, в пригодную для использования в ядерном оружии форму³⁶. В данном случае достоверность, с которой может быть определено присутствие воспроизводящего blankets, задается метрикой критерия хи-квадрат $\Delta\chi^2$:

$$\Delta\chi^2(x) = \chi_i^2(x) - \chi_{\min}^2 \quad (11)$$

где x – интересующая переменная для i -го интервала энергии отдачи и χ_{\min}^2 – минимальное полученное значение, т.е. величина наилучшего согласия для наблюдаемых данных. Для подгонки с одним параметром $\Delta\chi^2 = 4$ представляет уровень достоверности в 95 процентов.

Результаты

Рассчитанные частоты взаимодействия для трех различных вариантов материала мишени вместе с максимальной наблюдаемой энергией отдачи ядра в предположении 100 кг материала детектора на расстоянии в 15 метров от активной зоны и длительности измерения в 90 суток представлены в таблице 1. Отношение частот взаимодействия для антинейтрино от деления и от захвата в зоне воспроизводства около 4:1 представляет эффект на уровне 25 процентов. Большее сечение когерентного рассеяния CENNS по сравнению с сечением обратного бета-распада IBD оказывает нетривиальное влияние на обнаружение антинейтрино от захвата нейтронов CANs с частотой, позволяющей статистически значимое обнаружение антинейтрино от blankets. В реакторе на быстрых нейтронах частоты излучения антинейтрино от деления и от захвата относятся как 3:1, и частоты деления и захвата относятся как 2:1, так что частота взаимодействия антинейтрино от захвата относится к частоте взаимодействия антинейтрино от деления как 6:1.

Таблица 1. Рассчитанные частоты взаимодействия для детектора массой в 100 кг на расстоянии 25 м от активной зоны после 90 суток измерений. T_{\max} – это максимальная энергия отдачи ядра для рассеяния антинейтрино от захвата быстрых нейтронов на уране-238. АЗ – активная зона, ЗВ – зона воспроизводства.

Материал	Z	N	A	Деление в АЗ	Захват в АЗ	Деление в ЗВ	Захват в ЗВ	T_{\max} (эВ)
Дейтерий	1	1	2	7943	183	733	188	1675
Гелий	2	2	4	15886	367	1466	376	838
Кремний	14	14	28	111205	2569	10259	2634	120

Следует отметить два важных факта в отношении к этому каналу детектирования. Во-первых, наблюдаемая скорость счета событий увеличивается по мере роста массы ядра материала мишени (поперечное сечение в уравнении (6) пропорционально количеству нейтронов в ядре N^2). Во-вторых, наблюдаемые энергии отдачи ядра уменьшаются по мере роста массы ядра материала мишени. Энергия отдачи обратно пропорциональна массе ядра, и энергии падающих нейтрино порядка нескольких МэВ намного меньше энергии покоя ядер, порядка нескольких ГэВ, так что в знаменателе уравнения (5) будет доминировать член с массой ядра M_N . Это создает напряженность и проблему оптимизации в проектировании детектора: для того, чтобы обнаружить сигнал антинейтрино от захвата нейтронов, очень низкие требуемые пороги детектора должны быть сбалансированы приемлемой частотой событий. Из уравнения (6) можно видеть, что единственным свободным параметром, который может контролироваться в эксперименте, является масса ядра материала мишени, используемой в детекторе когерентного рассеяния CENNS. Поэтому масса ядра материала мишени является ключевым параметром, влияющим на этот канал детектирования с точки зрения фундаментальной физики.

На рисунке 1 показан вклад антинейтрино от продуктов деления и захвата нейтронов в активной зоне и в зоне воспроизводства в полный поток антинейтрино от реактора. Как и ожидалось, наибольший вклад в полный поток антинейтрино вносят антинейтрино от продуктов деления из активной зоны. Значительная часть антинейтрино от захвата нейтронов также образуется в активной зоне, но, однако, поток от захвата нейтронов в зоне воспроизводства будет больше, чем поток от захвата нейтронов в активной зоне. Отметим, что при низких энергиях форма распределений вкладов потока существенно отличается. Из-за строгого

верхнего предела энергий в 1,26 МэВ наклон гистограммы для антинейтрино от захвата нейтронов гораздо круче, чем у гистограммы для антинейтрино от продуктов деления. На рисунке 2 показаны результирующие наблюдаемые частоты событий для небольшого детектора массой 10 кг из кремния-28. Из-за различия в форме спектра вкладов в поток, наблюдаемые частоты событий в области очень низких энергий для активной зоны с бланкетом и активной зоны без него существенно различны.

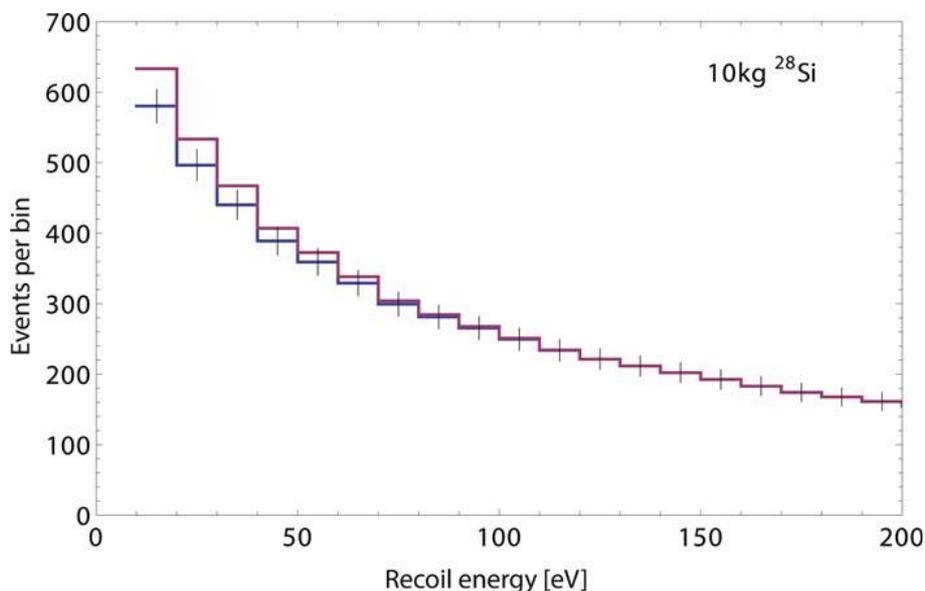


Рисунок 2. Измеренные отсчеты отдачи ядер в зависимости от энергии отдачи для детектора из кремния-28 с массой в 10 кг. Красной линией показаны результаты для активной зоны с зоной воспроизводства, синей линией – для одной активной зоны. Черными отрезками показаны статистические ошибки. По вертикальной оси отложено число событий в интервале энергий отдачи, по горизонтальной оси – энергия отдачи в эВ.

И, наконец, на рисунке 3 показаны кривые $\Delta\chi^2$ при различных предположениях, таких, как присутствие или отсутствие не нейтринного фона, для различных порогов детекторов, и в зависимости от массы ядра материала мишени. Из рисунка 3 видно, что 95% уровень достоверности присутствия зоны воспроизводства может быть достигнут для различных материалов мишени и порогов детектора в присутствии фона.

ОБСУЖДЕНИЕ

Теперь можно задать вопрос: какой размер должен быть у детектора, чтобы достичь 95% уровня достоверности обнаружения зоны воспроизводства в течение 90 суток на расстоянии в 25 метров от модельного реактора PFBR? Для примера отметим, что содержание изотопа кремний-28 в природном кремнии составляет 92,2%, и что в кремнии-28 содержится 14 протонов и 14 нейтронов. Использование этих предположений дает примерную массу детектора примерно в 36 кг кремния-28 для порога в 30 эВ. В работе Морони и др.³⁷ обсуждался потенциал следующего варианта проекта детектора на базе кремниевых ПЗС для достижения порога в 20 эВ, и в этом случае требуемая масса детектора может снизиться до 17 кг.

Очевидно, что обнаружение присутствия зоны воспроизводства осуществимо в широком диапазоне материалов детектора с низкими порогами обнаружения от очень строгих (20 эВ) до менее строгих (100 эВ или более для ядер с $A = 9$). Отметим, что 90% уровень достоверности считается высокой степенью уверенности в разведывательном сообществе, по сравнению с используемым здесь уровнем оценки чувствительности в 95%. Следовательно, данный анализ показывает, что применение детектора когерентного рассеяния CENNS может предоставить надежную информацию для возможного мониторинга или режимов верификации, относящихся к присутствию или отсутствию зоны воспроизводства плутония, во время работы реактора и без необходимости доступа внутрь защитной герметичной оболочки реактора. Более того, этот детектор может быть размещен на некотором расстоянии вне герметичной оболочки в здании не интрузивным способом.

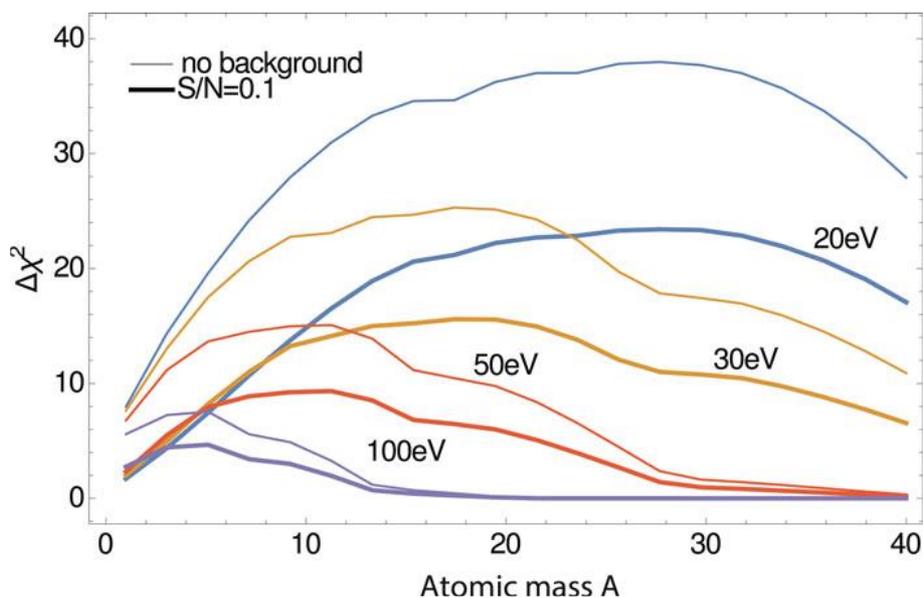


Рисунок 3. Разница χ^2 между реактором с зоной воспроизводства и реактором без нее в зависимости от массового числа A (в предположении равного числа нейтронов и протонов. $A/2 = Z = N$). Мощность реактора является свободным параметром подгонки. Масса детектора равна 100 кг, длительность наблюдений равна 90 суткам и расстояние до активной зоны равно 25 м. Надписи у цветных линий указывают на порог детектирования энергии отдачи. Показаны два варианта: отсутствие фона (тонкие линии) и отношение сигнала к шуму $S/N = 0,1$ (толстые линии). По вертикальной оси отложена величина $\Delta\chi^2$, по горизонтальной оси – массовое число A .

Противоречие между низким порогом детектора и желанием более высоких частот событий (для большей достоверности измерения в приемлемое время) очевидно из таблицы 1. Поэтому конструкция счетчика в верификационном контексте будет зависеть от оптимизации между временем, за которое желательно получить информацию для обнаружения аномалий, и получением количественных предположений с большей степенью уверенности. Возможность обнаружить присутствие зоны воспроизводства на фоне антинейтрино от продуктов деления в активной зоне определяется приемлемо большой скоростью событий, так же, как и разницей формы спектров антинейтрино при малых энергиях от вкладов продуктов деления и захвата нейтронов в общую частоту событий. Энергия отдачи ядра пропорциональна квадрату энергии падающего антинейтрино (смотрите уравнение (5)). Это означает, что обнаружение должно быть в первую очередь направлено на события с малой энергией, а не на события вблизи максимального предела отдачи, для того, чтобы получить значимую информацию. Другими словами, разработка этой технологии для целей гарантий должна быть направлена на охват такого широкого интервала спектра малых энергий, как это возможно, а не только на получение высокой частоты событий вблизи порога.

Сигнал сильно возрастает при уменьшении энергии в то время как фон остается плоским. Поэтому отношение сигнала к шуму улучшается для низких порогов обнаружения, или на фиксированном пороге для меньших атомных масс A мишени. Однако, полное число событий будет уменьшаться при меньшей атомной массе, и, следовательно, для заданного порога существует определенная оптимальная атомная масса (смотрите рисунок 3). Отметим, что плоский фон, хотя и является разумным предположением, может не реализоваться в реальном детекторе, и вопрос оптимизации должен быть исследован для реально определенного фона.

И, наконец, следует отметить, что расстояние между активной зоной и детектором может повлиять на длительность измерения и на объем детектора. Поток нейтрино изотропен и отсюда следует простая зависимость падения $1/L^2$ от расстояния L от активной зоны. В принципе, детектор может быть расположен дальше, при условии изготовления детектора большего размера (и стоимости) для сохранения времени измерения в 90 суток. Напротив, можно достичь меньшей длительности измерений, располагая детектор того же самого размера ближе к активной зоне, или создания детектора с большей массой мишени. Размещение на расстоянии менее 10 метров маловероятно из-за типичной конструкции активной зоны реактора, которая включает размеры самой активной зоны, защиту больших размеров, системы охлаждения и другое

эксплуатационное оборудование.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем исследовании показано, что детекторы когерентного упругого рассеяния антинейтрино на ядре – это доступная и не интрузивная технология, которая может быть использована для мониторинга зон воспроизводства плутония на реакторах на быстрых нейтронах, охлаждаемых жидким натрием. Наш предварительный анализ показывает, что можно определить присутствие зоны воспроизводства в реакторе, подобном индийскому прототипу реактора-размножителя на быстрых нейтронах в течение 90 суток с использованием детектора с массой менее 100 кг, расположенном на расстоянии 25 м от активной зоны реактора в предположении 100-процентной эффективности детектирования. Такой детектор должен иметь порог по энергии отдачи ядра менее 100 эВ. Детектор на базе кремния наблюдал фоновые события, удовлетворяющие уровням, предполагавшимся в этом исследовании; было показано, что он пригоден к развертыванию на уровне моря, т.е. на земной поверхности, и поэтому он может быть размещен рядом с внешними стенами строения защитной оболочки реактора, что позволяет вести не интрузивный мониторинг активной зоны.

В комбинации с данными с детектором некогерентного обратного бета-распада антинейтрино, который может определить мощность реактора и может быть использован для оценки содержания плутония в активной зоне, данные с детектора когерентного рассеяния могут оказаться полезными для оценки содержания плутония в самой зоне воспроизводства. Определение пределов чувствительности и оптимальной комбинации детекторов обратного бета-распада для извлечения максимальной информации из данных о частоте обнаружения антинейтрино и форме их спектра будет полезным направлением будущих исследований. Это позволит провести всесторонний анализ качественных (присутствие или отсутствие зоны воспроизводства в корпусе активной зоны) и количественных (количество и качество плутония в зоне воспроизводства) оценок ценности усилий для верификации или гарантий, которые могут быть сделаны с использованием детекторов когерентного рассеяния антинейтрино.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А. Глезеру за предоставление данных из его модели индийского реактора PFBR; Дж. Формаджио за обсуждение детекторов когерентного рассеяния антинейтрино; Ф. фон Хипеля, З. Миана, М.В. Рамана, и Т. Ши за комментарии к начальным вариантам этой работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Бернадетт Когсуэлл была поддержана грантом Фонда Джона Д. и Кэтрин Т. Макартур «Поддержка образования и подготовки следующего поколения научных работников в области ядерного нераспространения, контроля над вооружениями и разоружения». Работа Партика Хубера была частично поддержана Министерством энергетики США по контракту DE-SC0013632.

ПРИМЕЧАНИЯ И ССЫЛКИ

1. 2000 Plutonium Management and Disposition Agreement as amended by the 2010 Protocol, "Agreement between the Government of the United States and the Government of the Russian Federation Concerning the Management and Disposition of Plutonium Designated as No Longer Required for Defense Purposes and Related Cooperation" (2010).
2. A. M. Judd, *An Introduction to the Engineering of Fast Nuclear Reactors*, (New York: Cambridge University Press, 2014).
3. C. Bemporad, G. Gratta, and P. Vogel, "Reactor-Based Neutrino Oscillation Experiments," *Reviews of Modern Physics* 74 (2002): 297-328.
4. L. A. Mikaelyan, *Proceedings of the International Conference on Neutrino Physics*, vol. 2 (1977, unpublished): 383-387.
5. V.A.Korovkin, S.A.Kodanov, A.D.Yarichin, A.A.Borovoi, V.I.Kopeikin, L.A.Mikaelyan, and V.D.Sidorenko, "Measurement of Burnup of Nuclear Fuel in a Reactor by Neutrino Emission," *Atomic Energy* 56 (1984): 233-239.
6. Y. V. Klimov, V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, K. V. Ozerov, and V. V. Sinev, "Neutrino Method of Remote

- Measurement of Reactor Power and Power Output," *Atomic Energy* 76 (1994): 123-127.
7. A. Bernstein, N. S. Bowden, A. Misner, and T. Palmer, "Monitoring the Thermal Power of Nuclear Reactors with a Prototype Cubic Meter Antineutrino Detector," *Journal of Applied Physics* 103 (2008): 074905 (10 pages); N. S. Bowden, A. Bernstein, S. Dazeley, R. Svoboda, A. Misner, and T. Palmer, "Observation of the Isotopic Evolution of Pressurized Water Reactor Fuel Using an Antineutrino Detector," *Journal of Applied Physics* 105 (2009): 064902 (8 pages).
 8. G. Boireau et al. (Nucifer Collaboration), "Online Monitoring of the Osiris Reactor with the Nucifer Neutrino Detector," arXiv:1509.05610 [physics.ins-det] (2015).
 9. A. Bernstein, G. Baldwin, B. Boyer, M. Goodman, J. Learned, J. Lund, D. Reyna, and R. Svoboda, "Nuclear Security Applications of Antineutrino Detectors: Current Capabilities and Future Prospects," *Science and Global Security* 18 (2010): 127-192.
 10. A. C. Hayes, H. R. Trelue, M. M. Nieto, and W. B. Wilson, "Antineutrino Monitoring of Burning Mixed Oxide Plutonium Fuels," *Physical Review C* 85 (2012): 024617 (3 pages).
 11. C. Copeland, "Monitoring Under the Plutonium Management and Disposition Agreement: The Prospects of Antineutrino Detection as an IAEA Verification Metric for the Disposition of Weapons-Grade Plutonium in the United States," (M.S. thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2012).
 12. E. Christensen, P. Huber, P. Jaffke, and T. Shea, "Antineutrino Monitoring for Heavy Water Reactors," *Physical Review Letters* 113 (2014): 042503 (5 pages).
 13. E. Christensen, P. Huber, and P. Jaffke, "Antineutrino Reactor Safeguards: A Case Study of the DPRK 1994 Nuclear Crisis," *Science and Global Security* 23 (2015): 20-47.
 14. D. Z. Freedman, "Coherent Effects of a Weak Neutral Current," *Physical Review D* 9 (1974): 1389-1392; A. Drukier, and L. Stodolosky, "Principles and Applications of a Neutral-Current Detector for Neutrino Physics and Astronomy," *Physical Review D* 30 (1984): 2295-2309.
 15. R. Bernabei et al. (DAMA Collaboration), "New Results from DAMA/LIBRA," *European Physical Journal C* 67 (2010): 39-49; C. E. Aalseth et al. (CoGeNT Collaboration), "CoGeNT: A Search for Low-Mass Dark Matter Using p -Type Point Contact Germanium Detectors," *Physical Review D* 88 (2013): 012002 (20 pages); R. Agnese et al. (CDMS Collaboration), "Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II," *Physical Review Letters* 111 (2013): 251301 (6 pages).
 16. R. Agnese et al. (SuperCDMS Collaboration), "Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS," *Physical Review Letters* 112 (2014): 241302 (6 pages); G. Angloher et al. (CRESST Collaboration), "Results on Low Mass WIMPs Using an Upgraded CRESST-II Detector," *European Physical Journal C* 74 (2014): 3184 (6 pages).
 17. J. Billard, L. E. Strigari, and E. Figueroa-Feliciano, "Solar Neutrino Physics with Low-Threshold Dark Matter Detectors," *Physical Review D* 91 (2015): 095023 (13 pages).
 18. C. J. Horowitz, K. J. Coakley, and D. N. McKinsey, "Supernova Observation via Neutrino-Nucleus Elastic Scattering in the CLEAN Detector," *Physical Review D* 68 (2003): 023005 (7 pages).
 19. A.J. Anderson, J.M. Conrad, E. Figueroa-Feliciano, C. Ignarra, G. Karagiorgi, K. Scholberg, M. H. Shaevitz, and J. Spitz, "Measuring Active-to-Sterile Neutrino Oscillations with Neutral Current Coherent Neutrino-Nucleus Scattering," *Physical Review D* 86 (2012): 013004 (11 pages).
 20. K. Patton, J. Engel, G. C. McLaughlin, and N. Schunck, "Neutrino-Nucleus Coherent Scattering as a Probe of Neutron Density Distributions," *Physical Review C* 86 (2012): 024612 (9 pages).
 21. K. Scholberg, "Prospects for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Elastic Scattering at a Stopped-Pion Neutrino Source," *Physical Review D* 73 (2006): 033005 (9 pages).
 22. C. Hagmann and A. Bernstein, "Two-Phase Emission Detector for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering," *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51 (2004): 2151-2155.
 23. U. S. Department of Energy, Pacific Northwest National Laboratory, J. L. Orrell and J. I. Collar, "Final Report for Monitoring of Reactor Antineutrinos with Compact Germanium Detectors," PNNL-18592, July 2009.
 24. D. Yu. Akimov et al. (RED Collaboration), "Prospects for Observation of Neutrino-Nuclear Neutral Current Coherent Scattering with Two-Phase Xenon Emission Detector," *Journal of Instrumentation* 8 (2013): P10023 (11 pages).
 25. G. Fernandez Moroni, J. Estrada, G. Cancelo, E. Paolini, J. Tiffenberg, C. Bonifazi, J. Molina, and J. Moro, "New Instrument for Neutrino Detection: Coherent Neutrino-Nucleus Interaction Experiment (CONNIE)," (talk presented at the 33rd International Cosmic Ray Conference, Rio de Janeiro, Brazil, 2013).
 26. G. Fernandez Moroni, J. Estrada, E. E. Paolini, G. Cancelo, J. Tiffenberg, and J. Molina, "Charge Coupled Devices for Detection of Coherent Neutrino-Nucleus Scattering," *Physical Review D* 91 (2015): 072001 (9

pages).

27. A. Glaser and M. V. Ramana, "Weapon-Grade Plutonium Production Potential in the Indian Prototype Fast Breeder Reactor," *Science and Global Security* 15 (2007): 85-105.
28. Glaser, "Plutonium Production in the Prototype Fast Breeder Reactor." (ссылка 27)
29. P. Huber, "Determination of Antineutrino Spectra from Nuclear Reactors," *Physical Review C* 84 (2011): 024617 (16 pages).
30. Indira Gandhi Centre for Atomic Research (IGCAR), *Prototype Fast Breeder Reactor: Preliminary Safety Analysis Report*, February 2004, Table 1.2, sub-item 9.
31. Moroni, "Charge Coupled Devices for Neutrino-Nucleus Scattering," 4-7 (ссылка 26).
32. A. E. Chavarria et al. (DAMIC Collaboration), "DAMIC at SNOLAB," arXiv:1407.0347 [physics.ins-det] (2014).
33. H. T. Wong et al. (TEXONO Collaboration), "Search of Neutrino Magnetic Moments with a High-Purity Germanium Detector at the Kuo-Sheng Nuclear Power Station," *Physical Review D* 75 (2007): 012001 (16 pages).
34. Полное количество быстрых нейтронов, проходящих через 10-килограммовый кремниевый детектор, по порядку величины равно 10^7 за 90-дневный период. Однако, менее 0,5% из них производят отдачу в окне CENNS, и еще меньшая доля полностью тормозится в области сигнала бланкета CAN.
35. Glaser, "Plutonium Production in the Prototype Fast Breeder Reactor," 87. (ссылка 27)
36. National Nuclear Security Agency, Los Alamos National Laboratory, P. Pan, B. Boyer, and C. Murphy, "Guidance for Research Reactors and Critical Assemblies," LA-UR-12-26349, September 2012, 9.
37. Moroni, "Charge Coupled Devices for Neutrino-Nucleus Scattering," 7-8. (ссылка 26).