

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО pp -ЦИКЛА С ПОМОЩЬЮ ИНДИЕВОГО ДЕТЕКТОРА

© 2023 г. И. Р. Барабанов¹⁾, Л. Б. Безруков¹⁾, В. И. Гуренцов¹⁾,
Г. Я. Новикова¹⁾, В. В. Синев^{1)*}, Е. А. Янович¹⁾

Поступила в редакцию 29.05.2023 г.; после доработки 29.06.2023 г.; принята к публикации 30.06.2023 г.

Секционированный низкофоновый детектор на жидком сцинтилляторе с растворенным индием в качестве мишени для регистрации солнечных нейтрино может быть использован для измерения полного спектра солнечных нейтрино, включая pp -нейтрино. Рассматривается детектор, состоящий из секций с жидким сцинтиллятором объемом 1–2 л, просматриваемых матрицами кремниевых ФЭУ. Собственный фон бета-активности индия подавляется тройными совпадениями, используемыми при выделении нейтринных событий. Такой детектор может измерить независимым методом величину потока ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, полученного в коллаборации Борексина.

DOI: 10.31857/S0044002723060053, EDN: OVCHRM

1. ВВЕДЕНИЕ

Прямое измерение потока солнечных нейтрино (ν_e) pp -цикла по-прежнему представляет большой интерес для изучения процессов, выходящих за пределы Стандартной солнечной модели (ССМ). Такое исследование было впервые выполнено в эксперименте Vogexino [1] с помощью сцинтилляционного детектора с ультразвуким собственным фоном. Однако результат был получен только для самого конца спектра ($E > 400$ кэВ), учитывая, что граничная энергия спектра pp -нейтрино 420 кэВ. Кроме того, искомый спектр был выделен из смеси разнообразных фонов, где главным оказывается распад радиоактивного изотопа углерода ${}^{14}\text{C}$, что повышает неопределенность результата.

Уникальная возможность измерения спектра солнечных нейтрино pp -цикла была предложена Р. Рагаваном (R.S. Raghavan) [2] в 1976 г. с использованием реакции захвата ν_e на изотопе индия ${}^{115}\text{In}$ (95.7% в естественной смеси). В результате реакции образуются электрон и изотоп олова (${}^{115}\text{Sn}$) в изомерном состоянии, который в свою очередь переходит в основное состояние со временем жизни $\tau = 4.76$ мкс с испусканием гамма-кванта или конверсионного электрона с энергией 115.5 кэВ и еще одного гамма-кванта с энергией 497 кэВ с полной энергией всего перехода 613 кэВ. Возникает возможность в схеме регистрации образовать кратные, задержанные совпадения, позволяющие

выделить нейтринный сигнал на уровне существенно превосходящего фона.

Детектор на основе ${}^{115}\text{In}$ регистрирует все нейтрино солнечного спектра, причем форма детектируемого спектра повторяет форму солнечного с поправкой на сечение реакции. На месте монолиний ${}^7\text{Be}$ и per будут гауссовы распределения. Это дает возможность точно измерить данные потоки и сравнить их с измеренными детектором Борексина в качестве независимой проверки.

Имеется независимый анализ спектра детектора Борексина [3], в котором величины этих потоков немного отличаются от величин, опубликованных Борексина. В этом анализе получены потоки нейтрино, отвечающие низкой металличности Солнца.

Перед началом измерения индиевым детектором может быть произведена калибровка детектора источником моноэнергетических нейтрино ${}^{51}\text{Cr}$ [4], в которой может быть измерено сечение захвата нейтрино и учтено в теоретическом значении сечения, зависящего от энергии.

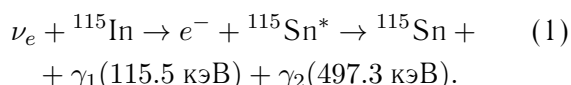
Для создания детектора R.S. Raghavan предложил использовать жидкий органический сцинтиллятор (ОС) с растворенным в нем индием с концентрацией In по металлу 5–10% (In-ОС). Основная проблема при реализации In-детектора состоит в том, что ${}^{115}\text{In}$ является β -радиоактивным элементом с периодом полураспада $T_{1/2} = 4.41 \times 10^{14}$ лет и максимальной энергией распада $E_{\text{макс}} = 497.5$ кэВ. Скорость распада индия составляет 0.26 Бк/г In. Радиоактивность In затрудняет создание детектора с единым объемом In-ОС ввиду того, что высокая скорость случайных

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: vsinev@inr.ru

совпадений бета-частиц в различных комбинациях и конечное энергетическое разрешение детектора могут имитировать нейтринные события. Выходом в данном случае является реализация детектора в виде набора ячеек.

В результате захвата нейтрино в одной из ячеек возникает электрон с кинетической энергией $T_e = E_\nu - Q$, где $Q = 115.3$ кэВ — порог реакции. Затем с задержкой, имеющей характерное время $\tau = 4.76$ мкс, происходит переход образовавшегося ^{115}Sn в основное состояние в две стадии:



На первой стадии возникает конверсионный электрон или гамма-квант с энергией 115.5 кэВ. При этом низкоэнергетический гамма-квант примерно в 50% случаев оставляет часть энергии в той же ячейке. На второй стадии возникает еще один гамма-квант с энергией 497.3 кэВ. Этот квант выходит (частично или полностью) из начальной ячейки и в результате комптоновского взаимодействия регистрируется в нескольких (двух и более) соседних ячейках до полного поглощения. Окончательно в результате нейтринного взаимодействия возникает сигнал в одной из ячеек и с задержкой с $\tau = 4.76$ мкс в трех и более соседних ячейках, включая исходную с суммарной энергией 613 кэВ (612.8). Более подробно эта схема описана в [2, 5]. На рис. 1 показаны схема распада ^{115}In и захват нейтрино с переходом на возбужденный уровень ^{115}Sn .

Начиная с 2000 г. Европейская коллаборация LENS [6] работала над практической реализацией подобного детектора. Однако сравнительно невысокий световой выход разработанных в то время In-ОС и низкая оптическая прозрачность не позволили обеспечить достаточно высокое энергетическое разрешение In-ОС и не позволили подавить фон, возникающий от случайных совпадений событий распада ^{115}In . Рассмотрим для примера детектор, содержащий 100 т In-ОС с 10 т растворенного индия (10% по весу). Ожидаемая скорость нейтринных взаимодействий в таком детекторе составит примерно 7.25×10^{-5} событий/с (2300 событий/год). Скорость распада ^{115}In в 10 т равна 2.6×10^6 событий/с или 8.2×10^{13} событий/год. Эта громадная разница ($\sim 3.5 \times 10^{10}$) подавляется задержанными совпадениями и гранулированной структурой детектора. Однако в таком детекторе возникает последовательность случайных совпадений, имитирующая нейтринное взаимодействие. В одной из ячеек детектора могут возникнуть сразу две бета-частицы от распада индия в пределах времени задержанных совпадений (~ 15 мкс). При

этом вторая по времени частица испускает тормозной гамма-квант, который выходит из ячейки и взаимодействует в двух или более соседних ячейках микрогруппы. Суммарная энергия трех задержанных событий будет меньше 497 кэВ, что меньше энергии 613 кэВ от нейтринного события, однако при недостаточно высоком энергетическом разрешении и, учитывая громадную разность скоростей нейтринного взаимодействия и бета-распада In, существенная часть рассмотренных событий будет полностью имитировать нейтринное взаимодействие. Выходом из такой ситуации было бы создание детектора с более мелкой грануляцией и улучшение энергетического разрешения ячейки.

Такая возможность появилась в последнее время в связи с созданием нового типа компактных светоприемников на основе кремниевых ФЭУ и сцинтилляционных сместителей спектра (флюоро-ров) с переизлучением сцинтилляционного света в область 450–550 нм. Обычно используемые жидкие органические сцинтилляторы на основе РРО излучают свет в области 350–450 нм. В этой области прозрачность ОС ухудшается растворенным индием. Синтезированные в последние годы новые флюоры [7–9] излучают свет в область 450–550 нм, где прозрачность In-ОС существенно выше (несколько метров). В этом случае эффективность светосбора и энергетическое разрешение оказываются существенно выше.

В настоящей работе мы рассматриваем параметры индиевого детектора, состоящего из ячеек объемом 2 л в форме параллелепипеда с размером $10 \times 10 \times 20$ см³, просматриваемых кремниевыми матричными ФЭУ с обоих торцов ячейки с различным покрытием по площади.

2. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО В СЕКЦИОНИРОВАННОМ ДЕТЕКТОРЕ

Отбор нейтринных событий в секционированном детекторе осуществляется при помощи задержанных совпадений. Срабатывание одной из ячеек приводит к открыванию окна 15 мкс, за время которого должно произойти срабатывание еще нескольких ячеек в окружении (комптоновское рассеяние гамма-кванта 497 кэВ), включая сработавшую первой.

Назовем первое событие $e1$, тогда второе событие будет с 45% вероятностью в виде конверсионного электрона в той же ячейке $e2$ или с вероятностью 55% в той же и в соседней $\gamma2$ плюс еще несколько ячеек от второго гамма-кванта 497 кэВ $e3$. Топологически нейтринное событие показано на рис. 2. Первая сработавшая ячейка выделена слабым серым цветом, сработавшие во время второго события более темным серым.

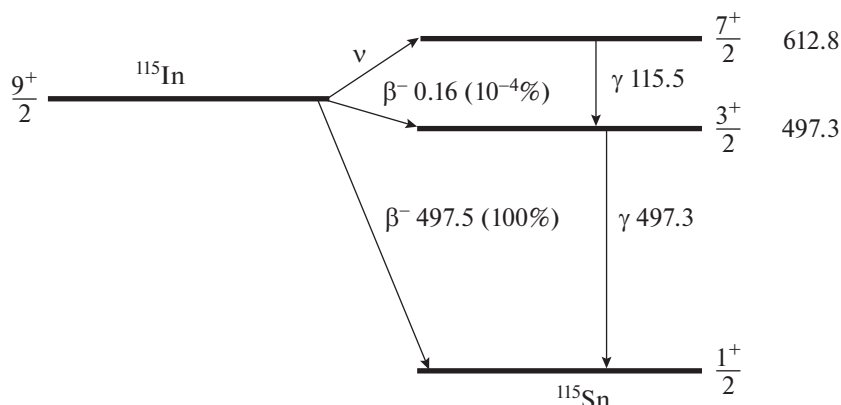


Рис. 1. Схема распада ^{115}In и регистрации нейтрино. Энергии бета-переходов и гамма-квантов приведены в кэВ.

Триггером будет являться любая сработавшая ячейка с выделившейся энергией больше выставленного порога 10–50 кэВ. Подтверждением нейтринного события будет задержанное по времени событие со сработавшими тремя и более ячейками (вместе с триггерной), окружающими триггерную. Эффективность регистрации нейтринного события будет определяться эффективностью регистрации двух гамма-квантов второго события с суммарным энерговыделением 613 кэВ. Учитывая, что гамма-квант с энергией 497 кэВ с вероятностью 90% поглощается в радиусе 30 см от точки рождения, можно выбрать количество ячеек для суммирования энерговыделения второго события.

Определим нейтринное событие как последовательность трех условий:

1. В одной из ячеек возникает событие, состо-

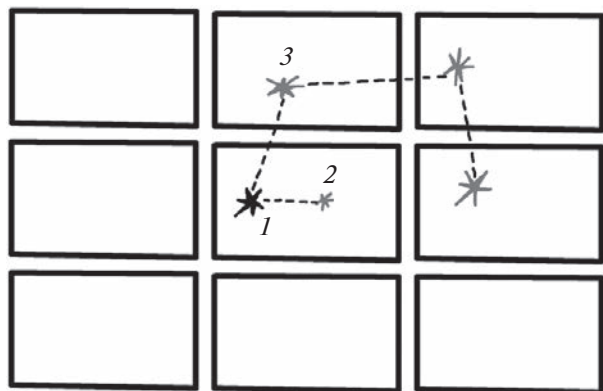


Рис. 2. Схема детектирования нейтринного события: 1 — первое событие (электрон от захвата нейтрино), 2 — второе событие от гамма-кванта или конверсионного электрона с энергией 115.5 кэВ (происходит во временном окне $3\tau = 15$ мкс, τ — время жизни возбужденного уровня 612.8 кэВ 4.7 мкс), 3 — гамма-квант с энергией 497.3 кэВ создает сигналы в окружающих ячейках. Сигналы 2 и 3 совпадают по времени в пределах 10^{-8} с внутри временного окна 15 мкс.

ящее из двух вспышек света, отстоящих друг от друга не более 15 мкс;

2. Срабатывают две или более ячеек вблизи первой ячейки, совпадающих по времени в пределах 10 нс;

3. Вторая вспышка от первого события совпадает в пределах 10 нс со вторым условием.

Назовем макромодулем область вокруг центральной ячейки, в которой поглощается 90% гамма-излучения от распада олова (~50 ячеек).

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРИННЫХ СОБЫТИЙ

Для проведения моделирования регистрации нейтринных событий была выбрана секция в форме параллелепипеда объемом 2 л с размерами $10 \times 10 \times 20$ см³. Корпус ячейки выполнен из оргстекла. На утолщенных торцах крепятся кремниевые матрицы для регистрации света.

Расчет эффективности регистрации нейтринного события проводился методом Монте-Карло следующим образом: в модуле разыгрывается место вылета электрона от захвата нейтрино, а затем из той же точки вылетают два гамма-кванта и смотрятся оставление ими энергии и затем поглощение в окружающих модулях. При этом учитываются временные и пространственные критерии отбора для нейтринного события.

Регистрация моделировалась по собиранию света в модулях на светочувствительные кремниевые матрицы, расположенные по торцам ячейки. Свет излучался согласно вероятности испускания света шифтером (флюором) в зависимости от длины волны, показанной на рис. 3. Там же приведена длина поглощения света (прозрачность) в ЖС с индием. Видно, что прозрачность превышает 2 м на максимуме излучения флюора.

Чтобы отслеживать вспышки света от электронов отдачи при комптоновском рассеянии в одной ячейке, необходимо снизить порог до 10 кэВ. На рис. 4 приведено количество сработавших ячеек в течение 10 нс в окне ожидания второго события. Из этого графика видно, что при установлении порога по числу сработавших ячеек 3 и более, эффективность регистрации второго события составляет 0.55 при пороге 10 кэВ.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ МОДУЛЯ

Энергетическое распределение второго сигнала, состоящего из суммы двух гамма-квантов 115.5 и 497.3 кэВ (613 кэВ), показано на рис. 5. Расчет делался при световых выходе 10 фотонов/кэВ и при заполнении 50% поверхности торца кремниевой матрицей в модуле размером $20 \times 10 \times 10$ см³. Тушение света сцинтиллятором (эффект Биркса) не учитывалось для того, чтобы нагляднее продемонстрировать положение маркера 613 кэВ. Сцинтиллятор содержит 10% ¹¹⁵In. Эмиссионный спектр, зависимость поглощения света от длины волны (рис. 3) и световых выход взяты из работы [10], а параметры фотодетекторов из [11]. Поверхность модуля покрыта светоотражающей пленкой с коэффициентом отражения 98%. При прохождении света в модуле учитывалась возможность полного внутреннего отражения.

Условие регистрации нейтринного события — одновременное срабатывание трех и более ячеек при втором событии в компактной группе ячеек, окружающих ячейку с первым событием. Матрицы просматривают ячейку через утолщенную стенку 4 см.

Расчет проводился методом статистических испытаний с розыгрышем сцинтилляционной вспышки по всему объему детектора. При моделировании с одинаковой толщиной стенки детектора оказалось, что в модуле присутствуют неслучайные события, которые локализуются вблизи фотодетекторов и существенно отличаются от событий из центральной области модуля. Для устранения влияния этого краевого эффекта использованы два прозрачных световода (буфера) на торцах модуля, не дающих сцинтилляционной вспышки. Подробный расчет показал, что толщина буфера зависит от длины поглощения света, от отражающей пленки и от степени заполнения торцевых поверхностей фотодетекторами. Для принятых значений коэффициента отражения пленки и длины поглощения света получена зависимость толщины буфера от коэффициента заполнения торцевых поверхностей: 2 см при 90%, 3 см при 50% и 4 см при 25%.

Для расчета фоновых условий в нейтринном детекторе необходимо иметь нормальное распределение сигнала модуля. Отклонение от нормального распределения приводит к ошибочной калибровке модуля и трудно контролируемому фону нейтринного детектора. Энергетическое разрешение модуля в зависимости от энергии электрона получено для трех вариантов заполнения торцевой поверхности модуля фотодетекторами 25%, 50% и 99% со световых выходом 10 фотонов на кэВ (рис. 6). Число фотоэлектронов на кэВ для этих вариантов с учетом нелинейности световых выхода равно соответственно (1.2–1.8), (1.8–2.5), (2.3–3.3).

Энергетическое разрешение оказывает решающее влияние на коррелированный фон детектора.

5. КОРРЕЛИРОВАННЫЙ ФОН

Основной фон при регистрации электронного спектра от взаимодействия нейтрино с радиоактивным изотопом ¹¹⁵In определяется его бета-электронами и их тормозным излучением. Высокая скорость распада ¹¹⁵In 0.26 Бк/г и конечное энергетическое разрешение приводят к тому, что бета-электрон со своим тормозным гамма-квантом имитирует распад ¹¹⁵Sn*, несмотря на то, что максимальная энергия распада индия 497.5 кэВ меньше 613 кэВ — энергии нейтринного маркера. В результате чего появляется сигнал в макромодуле ячеек в области $(613 \pm 2\sigma)$ кэВ во временном интервале 10 нс. Совпадение этого сигнала с любым сигналом в модуле за время 3τ , принадлежащим этой группе, создает ложное нейтринное событие.

На рис. 7 показано энергетическое распределение маркера нейтринного события 613 кэВ. Здесь же показано распределение фоновых событий, вызванных бета-электроном (E_β), испустившим тормозной гамма-квант, который поглотился в двух соседних модулях (E_{T1} и E_{T2}), с общим энергетическим делением ~ 460 кэВ ($E_\beta + E_{T1} + E_{T2}$).

Область спектра бета-электронов, попадающих в энергетическое окно $(613 \pm 2\sigma)$ кэВ, из-за конечного энергетического разрешения ячейки оказывается очень малой при световых выходе 10 фотонов/кэВ и 50% покрытии торцевой поверхности. На 10^8 разыгранных событий в область нейтринного маркера попало всего 3500 событий. Из рис. 7 видно соотношение спектра всех разыгранных событий от бета-электронов с испусканием тормозного гамма-кванта и его части, вызвавшей имитацию нейтринного события. Все спектры нормированы на число нейтринных событий в 10 т индия за 5 лет экспозиции. Из рисунка видно, что в области нейтринного маркера менее 2σ количество фоновых событий составило всего 18 в 10 т индия за 5 лет.

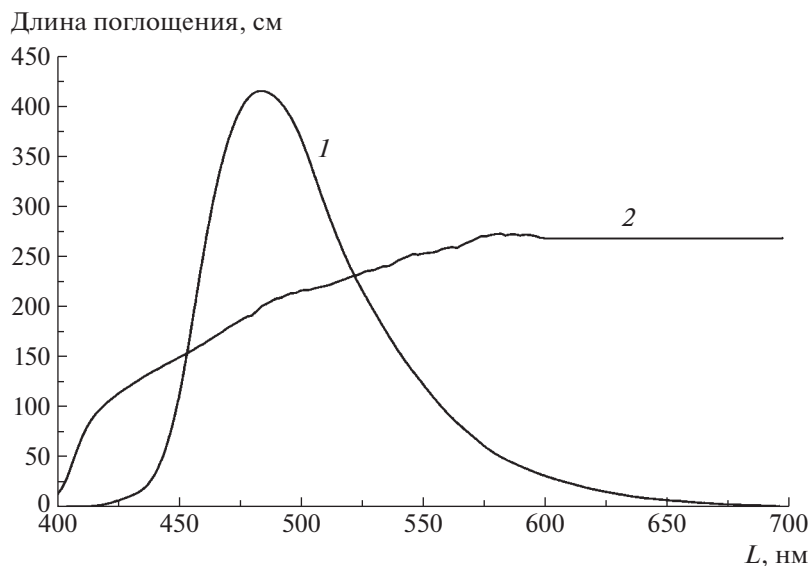


Рис. 3. Спектр излучения нового флюора [9] (1) и длина поглощения света в органическом сцинтиляторе, загруженном индием (In-OC) (2).

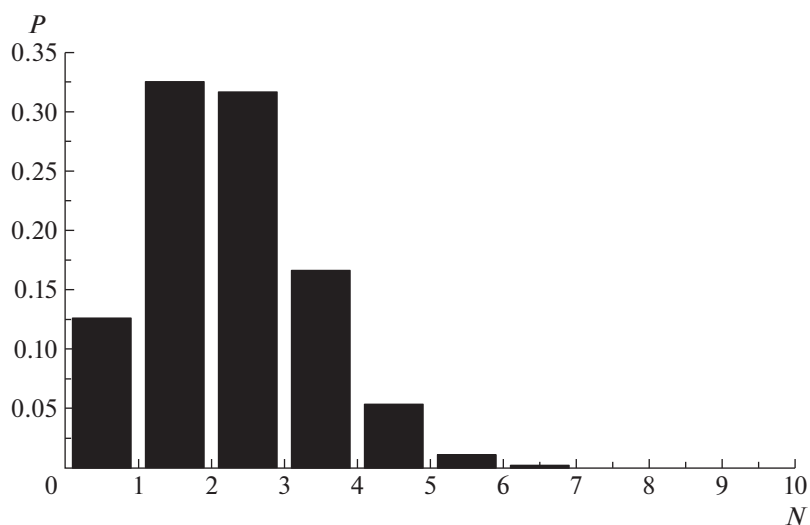


Рис. 4. Распределение числа сработавших ячеек за время 10 нс при пороге регистрации сигнала в модуле 10 кВ. По оси X отложено число сработавших ячеек, по оси Y — вероятность появления срабатывания.

При светосборе ячейки 3 фотонов на кэВ и при покрытии торцевых поверхностей фотодетекторами более 50% фон от тормозного излучения бета-электронов пренебрежимо мал.

6. ФОН СЛУЧАЙНЫХ СОВПАДЕНИЙ

Случайные совпадения, имитирующие нейтринное взаимодействие, могут возникнуть следующим образом: 1) два случайных события в одной ячейке в пределах временного интервала 15 мкс, 2) два импульса в двух различных ячейках микрогруппы, окружающей первую ячейку во временном интервале 10 нс, и окончательно 3) совпадение 2) со

вторым импульсом в 1). Кроме того, суммарная энергия всех трех событий должна быть в области 613 кэВ.

Введем следующие обозначения: n — скорость распадов In в одном макромодуле, $n = 76/\text{с}$; Ω — число ячеек в макромодуле, примем $\Omega = 50$; η — полное число ячеек в детекторе, примем $\eta = 33000$.

Тогда число случайных совпадений будет $N_{\text{сл}} = (n^2 \times 10^{-5} \eta) [n^2 \times 10^{-8} (\Omega^2/2)] \times 10^{-8}$. С учетом требования величины суммарной энергии всех трех событий 613 кэВ скорость счета случайных совпадений будет $N_{\text{сл}} = 1.7 \times 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, которая получается при эффективности регистрации pp -нейтрино

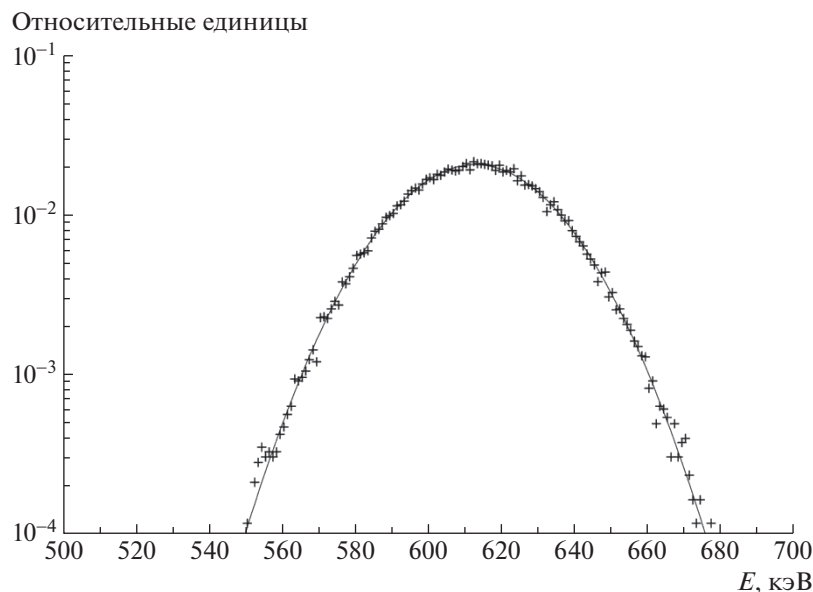


Рис. 5. Энергетическое распределение суммарного сигнала второго события с энергией 613 кэВ в трех и более ячейках компактной группы (макромодуля) при заполнении 50% торцевых поверхностей фотодетекторами. Сплошной кривой показано описание данного распределения гауссовой функцией.

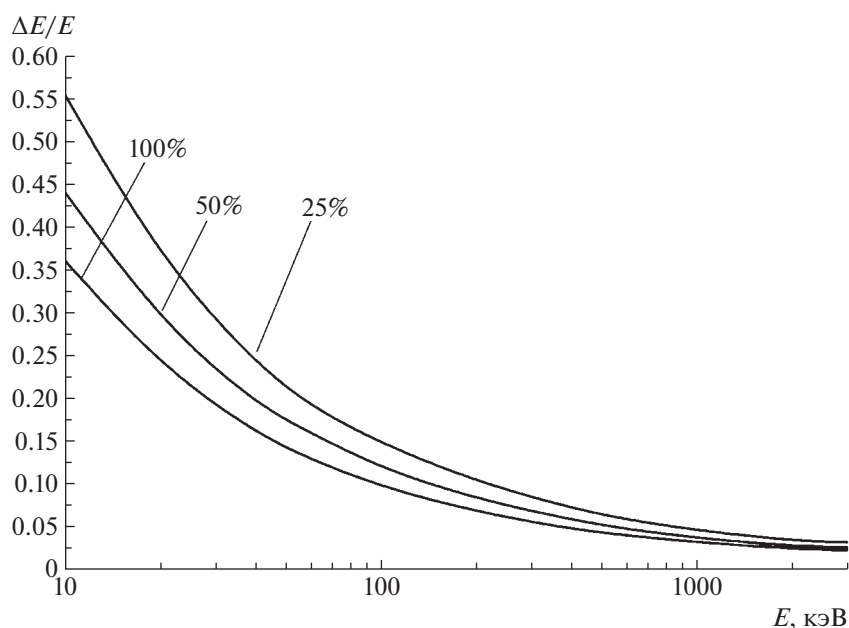


Рис. 6. Энергетическое разрешение детектора для трех вариантов покрытия торцевой поверхности модуля фотодетекторами 25%, 50% и 100% и толщиной буфера 4, 3 и 2 см соответственно. В отложенном по оси Y разрешении для ΔE использовалось значение полной ширины на полувысоте (FWHM). Светосбор ячейки 3 фотоэлектрона на кэВ (световыход 10 фотонов на кэВ).

40%. При этом скорость счета нейтринных событий составляет $1.2 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый тип детектора солнечных нейтрино в виде сборки ячеек. Каждая ячейка

содержит несколько литров ЖС с растворенным в нем индием (^{115}In), служащим мишенью для нейтрино. Проект основан на использовании нового флюора для ЖС вместо используемого сейчас РРО и кремниевых ФЭУ, разработанных в последнее время. Флюор обеспечивает сдвиг спектра сцинтилляционной вспышки в область более

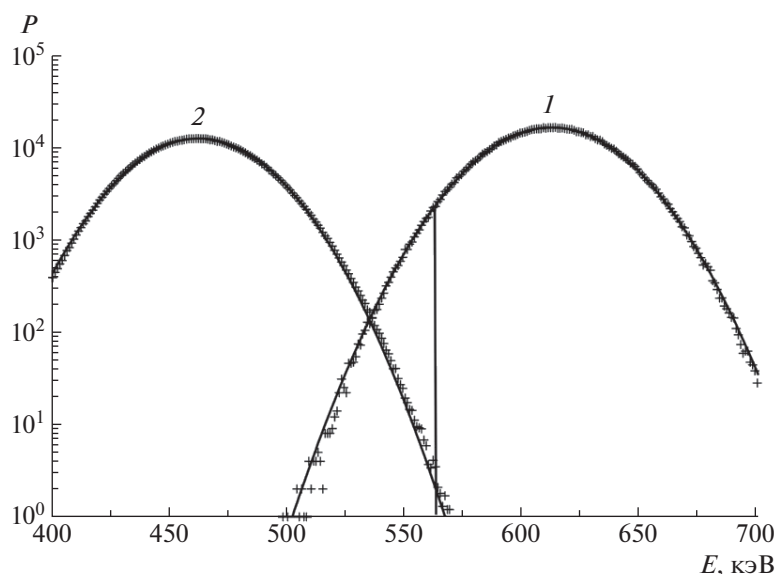


Рис. 7. Энергетическое распределение маркера нейтринного события с энергией 613 кэВ в произвольных единицах в трех и более ячейках макромодуля (1); энергетическое распределение бета-электрона и тормозного гамма-кванта со средней энергией 460 кэВ в трех и более ячейках макромодуля (2). Сплошная кривая у распределения (1) показывает область 2σ , которая отсекает события коррелированного фона (2).

длинных волн оптического диапазона ~ 500 нм, где In-ОС имеет достаточно высокую прозрачность, что увеличивает количество собираемого света и, в конечном итоге, улучшает энергетическое разрешение.

Методом МК были рассчитаны энергетическое разрешение и эффективность регистрации pp -нейтрино, и фоновые параметры детектора, состоящего из 100 т In-ОС (10% In по весу), разделенных на 33 000 модулей, объемом 2 л. Показано, что при выбранных параметрах детектора фон от бета-электронов распада индия и их тормозного излучения составляет пренебрежимо малую величину ($<1\%$) при эффективности регистрации pp -нейтрино 40–50% в зависимости от порога регистрации 10–60 кэВ.

Показана возможность прямой регистрации pp , ${}^7\text{Be}$ и других нейтрино от Солнца в реакции захвата на ${}^{115}\text{In}$ с помощью In-ОС. Детектор на основе индия дает возможность независимого и более точного определения потоков солнечных нейтрино, в частности ${}^7\text{Be}$, по сравнению с уже имеющимися.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Agostini *et al.* (Borexino Collab.), *Nature* **562**, 505 (2018).
2. R. S. Raghavan, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 259 (1976).
3. Л. Б. Безруков, И. С. Карпиков, А. К. Межох, С. В. Силаева, В. В. Синев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **87**, 1047 (2023); arXiv: 2304.02747 [hep-ex, astro-ph.ER].
4. C. Grieb, J. M. Link, and R. S. Raghavan, *Phys. Rev. D* **75**, 093006 (2007); hep-ph/0611178.
5. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, В. И. Гуренцов, Г. Я. Новикова, В. В. Синев, Е. А. Янович, *ЯФ* **85**, 305 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 402 (2022)].
6. <http://www1.phys.vt.edu/~kimballton/lens/public/papers/>
7. O. Borshchev, A. B. R. Cavalcante, L. Gavardi, L. Gruber, C. Joram, S. Ponomarenko, O. Shinji, and N. Surin, *JINST* **12**, P05013 (2017).
8. S. A. Ponomarenko, N. M. Surin, O. V. Borshchev, Yu. N. Luponosov, D. Y. Akimov, I. S. Alexandrov, A. A. Burenkov, A. G. Kovalenko, V. N. Stekhanov, E. A. Kleymyuk, O. T. Gritsenko, G. V. Cherkaev, A. S. Kechek'yan, O. A. Serenko, and A. M. Muzafarov, *Sci. Rep.* **4**, 6549 (2014).
9. A. Sidorenkov, O. Borshchev, A. Fazliakhmetov, A. Lukanov, B. Lubsandorzhiiev, S. Lubsandorzhiiev, D. Nanzanov, S. Ponomarenko, M. Skorotetcky, N. Surin, E. Svidchenko, N. Ushakov, and D. Voronin, *Eur. Phys. J. C* **82**, 1038 (2022).
10. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, В. И. Гуренцов, Н. А. Данилов, A. di Vacri, C. Cattadori, Ю. С. Крылов, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, *ПТЭ*, **4**, 50 (2010).
11. <https://www.hamamatsu.com/jp/en.html>

NEW POSSIBILITIES FOR pp -CYCLE SOLAR NEUTRINO REGISTRATION BY USE OF INDIUM DETECTOR

I. R. Barabanov¹⁾, L. B. Bezrukov¹⁾, V. I. Gurentsov¹⁾, G. Ya. Novikova¹⁾,
V. V. Sinev¹⁾, E. A. Yanovich¹⁾

¹⁾ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Low background segmented liquid scintillator detector, doped with an indium as a target for solar neutrino registration, can be used for measuring total solar neutrino spectrum including pp -neutrinos. A detector consisting of small modules filled with liquid scintillator in the volume of 1–2 liters is considered. Silicon matrices are used for light collection. The background of indium beta-activity is suppressed by triple coincidences. The detector of such a type can measure ${}^7\text{Be}$ neutrino flux with high accuracy and check independently the measurement performed by the Borexino Collaboration.