

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО И РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

THE STUDY OF THE POSSIBILITY OF EXPERIMENTAL MEASUREMENT OF THE SPECTRUM OF THE SOLAR NEUTRINO AND REACTOR ANTI-NEUTRINO

Е. Н. Донской, А. А. Сушко, Е. А. Чернышев
E. N. Donskoy, A. A. Sushko, E. A. Chernyshev

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, пр. Мира, 37, 607188, Россия
 Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics

В докладе представлено исследование возможности измерения спектра низкоэнергетических нейтрино (антинейтрино) от Солнца и реактора. В работе показано, что использование индуцированного $\beta(\beta^+)$ – распада (NCB – процесс) позволяет в широких диапазонах определить спектр солнечных нейтрино и реакторных антинейтрино. Измерения спектра нейтрино (антинейтрино) основаны на том факте, что в реакциях: $\nu_e + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^-$ для солнечных нейтрино и $\bar{\nu}_e + {}^{18}\text{F} \rightarrow {}^{18}\text{O} + e^+$ для реакторных антинейтрино энергия электрона (позитрона) зависит от энергии налетающего нейтрино (антинейтрино). Рассмотрена возможность регистрации реликтовых нейтрино (антинейтрино).

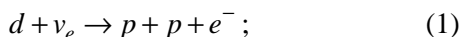
The work shows the use of the induced $\beta(\beta^+)$ – decay (NCB - process) makes it possible to find the spectrum of solar neutrino and reactor anti-neutrino. Measure of neutrino (anti-neutrino) spectrum is based on the fact that in reaction like: $\nu_e + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^-$, $\bar{\nu}_e + {}^{18}\text{F} \rightarrow {}^{18}\text{O} + e^+$ there can be involved low-energy neutrino (anti-neutrino). In these reactions electron (positron) energy depends on neutrino (anti-neutrino) energy. Possible registration of the relic neutrino (anti-neutrino) is also considered.

В настоящее время в мире существует несколько десятков нейтринных детекторов, на которых исследуются потоки солнечных и атмосферных нейтрино, геонейтрино, реакторных антинейтрино. Регистрация нейтрино на этих детекторах проводится различными методами. В частности:

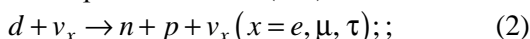
1. радиохимические методы – используется реакция типа ${}^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$, в которой при облучении стабильного ядра нейтринным потоком, рождаются нестабильные ядра, регистрация излучения от распада которых определяет характеристики нейтринных потоков;

2. ядерно-физические методы:

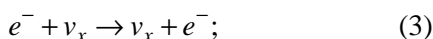
а) реакция заряженного тока (CC)



б) реакция нейтрального тока (NC)



в) упругое рассеяние на электроне



г) $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$. (4)

3. когерентное рассеяние нейтрино на ядре.

Все перечисленные выше методы регистрации, кроме когерентного рассеяния, имеют пороговый характер, причем порог регистрации начинается от ~ 200 кэВ и выше.

Представляет интерес регистрация нейтрино низких энергий. Так, например, при исследовании потоков антинейтрино от реактора используется реакция (4), порог которой 1,8 МэВ. Но большая часть антинейтрино, рождающихся в реакторе, имеют энергии ниже этого порога. Аналогичная ситуация с солнечными нейтрино.

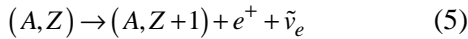
Когерентное рассеяние нейтрино на ядре, в принципе, реакция беспороговая, но энергия, передаваемая ядру, очень мала. Так нейтрино с энергией 1 МэВ передает ядру энергию всего лишь ~ 1 кэВ. Возникает проблема регистрации всплеск от ядер с очень низкой энергией.

В настоящей работе предлагается проводить регистрацию нейтрино (антинейтрино) низких энергий с использованием беспороговой реакции индуцированного β -распада (в англоязычной литературе Neutrino Capture Beta Decay).

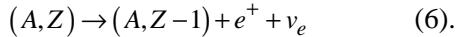
1. Основы метода

Идея данного метода принадлежит Д. Вайнбергу [1].

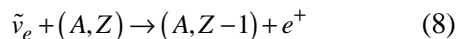
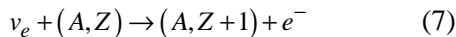
Для β^- -распада ядро с параметрами (A, Z) превращается в ядро с параметрами $(A, Z+1)$, испуская при этом электрон и антинейтрино:



Для β^+ -распада ядро с параметрами (A, Z) превращается в ядро с параметрами $(A, Z-1)$, испуская при этом позитрон и нейтрино:



Обозначим массу родительского ядра (A, Z) $M(N)$, а массу дочернего ядра $(A, Z\pm 1)$ через $M(N')$. Так как $M(N) - M(N') = Q_\beta > 0$, то воздействие на ядро нейтрино (в случае β^- -распада) или антинейтрино (в случае β^+ -распада) даже практически нулевой энергии может вызывать (индуцировать) распад ядра.



В табл. 1 [2, 3] приведены значения сечения реакций (7) и (8) для различных изотопов при энергии налетающего нейтрино (антинейтрино) $E_\nu \rightarrow 0$.

Из таблицы 1 можно сделать следующий вывод: сечения реакции (8) выше, чем реакции (7), но период полураспада большинства изотопов, распадающихся по β^+ -каналу, слишком мал, что усложняет регистрацию.

Таблица 1

Сечение реакций (7) и (8) для ряда изотопов при $E_\nu \rightarrow 0$.

Изотоп	Тип распада	Q_β , кэВ	Период полураспада, с	$\sigma \frac{\nu_e}{c}$, 10^{41} см^2
^3H	β^-	18.591	$3.8878 \cdot 10^8$	$7.84 \cdot 10^{-4}$
^{63}Ni	β^-	66.945	$3.1588 \cdot 10^9$	$1.38 \cdot 10^{-6}$
^{93}Zr	β^-	60.63	$4.952 \cdot 10^{13}$	$2.39 \cdot 10^{-10}$
^{106}Ru	β^-	39.4	$3.2278 \cdot 10^7$	$5.88 \cdot 10^{-4}$
^{107}Pd	β^-	33	$2.0512 \cdot 10^{14}$	$2.58 \cdot 10^{-10}$
^{187}Re	β^-	2.64	$1.3727 \cdot 10^{18}$	$4.32 \cdot 10^{-11}$
^{11}C	β^+	960.2	$1.226 \cdot 10^3$	$4.66 \cdot 10^{-3}$
^{13}N	β^+	1198.5	$5.99 \cdot 10^2$	$5.3 \cdot 10^{-3}$
^{15}O	β^+	1732	$1.2224 \cdot 10^2$	$9.75 \cdot 10^{-3}$
^{18}F	β^+	633.5	$6.809 \cdot 10^3$	$2.63 \cdot 10^{-3}$
^{22}Na	β^+	545.6	$9.07 \cdot 10^7$	$3.04 \cdot 10^{-7}$
^{45}Ti	β^+	1040.4	$1.307 \cdot 10^4$	$3.87 \cdot 10^{-4}$

2. Регистрация спектра солнечных нейтрино

Стандартная солнечная модель (ССМ) подробно описана в [4], химсостав в различных моделях и методы его определения для Солнца подробно обсуждаются в [5], в [6] представлена модель SFII, в которой используются последние данные по характеристикам реакций, протекающим на Солнце. Согласно ССМ спектр и потоки нейтрино, рожденные в термоядерных реакциях pp- и CNO-циклов, показаны на рис. 1. В табл. 2 представлены потоки солнечных нейтрино на поверхности Земли при условии отсутствия осцилляций.

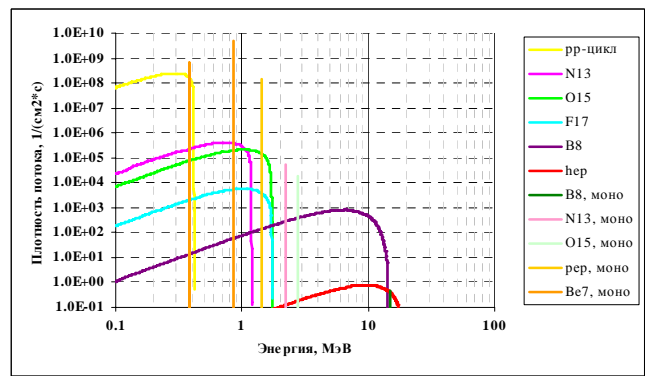


Рис. 1. Спектр солнечных нейтрино

Регистрация спектра солнечных нейтрино позволит получить следующие данные о Солнце:

1. так как поток нейтрино от реакции $^7\text{Be} \sim T^8$, а от реакции $^8\text{B} \sim T^{18}$, в то же время поток нейтрино от pp-реакции $\sim T^{-1.2}$ [7, 8], то измерение потока нейтрино от этих реакций даст очень точное значение температуры внутренних слоев Солнца;

2. согласно таблице 2 [9] потоки солнечных нейтрино зависят также от химсостава Солнца, т.е. главным образом от примеси тяжелых элементов (элементов тяжелее гелия), измерение потоков нейтрино от реакций CNO-цикла позволит определить количество примесей в Солнце тяжелее гелия;

3. согласно [12] повышение концентрации ^3H во внутренних слоях Солнца приводит к падению температуры в центре Солнца и к понижению потоков нейтрино от pp-, pep- и ^8B -реакций, выход нейтрино в hep-реакции повышается;

4. обогащение Солнца частицами WIMP (при условии, что масса этих частиц лежит в интервале от 2 до 10 ГэВ) в пропорции $N_p/N_{WIMP} \sim 10^{11}$, где N_p – доля протонов [12], приводит к тому, что

Таблица 2

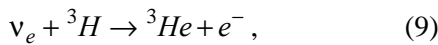
Плотности потока нейтрино на Земле от различных реакций на Солнце

	№ п/п	Реакция	Обозначение	Плотность потока, $\nu/(\text{см}^2\cdot\text{с})$ *)
pp-цикл	1	$p+p \rightarrow D+e^++\nu$	pp	$5.97 (\pm 0.6 \%) \cdot 10^{10}$ ($E_{\text{max}} = 0.42$ МэВ)
	2	$p+p+e^- \rightarrow D+\nu$	pep	$1.41 (\pm 1.1 \%) \cdot 10^8$ (1.44 МэВ)
	3	$He^3+p \rightarrow He^4+e^++\nu$	hep	$7.9 (\pm 15 \%) \cdot 10^3$ ($E_{\text{max}} = 18.778$ МэВ)
	4	$Be^7+e^- \rightarrow Li^7+\nu$	Be⁷	$0.61 (\pm 6 \%) \cdot 10^9$ (0.402 МэВ) $4.46 (\pm 6 \%) \cdot 10^9$ (0.861 МэВ)
	5	$B^8 \rightarrow Be^{8*}+e^++\nu$ $B^8+e^- \rightarrow Be^8+\nu$	B⁸	$5.94 (\pm 11 \%) \cdot 10^6$ ($E_{\text{max}} = 14.06$ МэВ) $0.445 (\pm 11 \%)$ (15.08 МэВ)
CNO-цикл	6	$N^{13} \rightarrow C^{13}+e^++\nu$ $N^{13}+e^- \rightarrow C^{13}+\nu$	N¹³	$2.88 (\pm 15 \%) \cdot 10^8$ ($E_{\text{max}} = 1.2$ МэВ) $5.18 (\pm 15 \%) \cdot 10^4$ (2.24 МэВ)
	7	$O^{15} \rightarrow N^{15}+e^++\nu$ $O^{15}+e^- \rightarrow N^{15}+\nu$	O¹⁵	$2.15 (\pm 17 \%) \cdot 10^8$ ($E_{\text{max}} = 1.74$ МэВ) $1.97 (\pm 17 \%) \cdot 10^4$ (2.78 МэВ)
	8	$F^{17} \rightarrow O^{17}+e^++\nu$	F¹⁷	$5.82 (\pm 19 \%) \cdot 10^6$ ($E_{\text{max}} = 1.74$ МэВ)

*) если указано E_{max} значит энергия нейтрино в данной реакции имеет значение от 0 до данной максимальной, если указано просто значение энергии, то это монолиния.

заметно падают потоки нейтрино от B^8 -реакции и сглаживаются градиенты температуры внутри Солнца.

Для регистрации потоков солнечных нейтрино рассмотрим реакцию:



которая будет идти и при $E_{\nu_e} \rightarrow 0$.

Энергия электронов, рожденных в спонтанном β -распаде, меняется от нуля до некоторого максимального значения. Это максимальное значение при условии нулевой массы нейтрино называется энергией конечной точки. Энергия конечной точки определяется в основном разностью масс родительского и дочернего ядер за вычетом массы электрона $E_k = Q_\beta - m_e c^2$. Учитывая массу нейтрино, получим максимальную энергию для электронов при спонтанном β -распаде $E_e = E_k - m_\nu c^2$.

В то же время при индуцированном β -распаде энергия вылетевшего электрона равна $E_e = E_k + m_\nu c^2 + E_\nu$, где E_ν – энергия налетающего нейтрино.

Для трития $E_k = (18591.2 \pm 1)$ эВ [10].

Таким образом, спектр электронов вылетающих с некоторого объема трития будет выглядеть следующим образом (с учетом, что масса нейтрино $\sim 0,1$ эВ): электроны спонтанного β -распада с энергиями от 0 до 18591,1 эВ, затем пробел в две массы нейтрино $\sim 0,2$ эВ и далее электроны индуцированного β -распада с энергиями от 18591,3 эВ

до $(E_{\text{max}} + 18591.3)$ эВ, где E_{max} – максимальная энергия налетающего нейтрино.

Сечение реакций (7) и (8) [13]:

$$\begin{aligned} \sigma(T, Z) &= S \frac{2\pi^2 \ln 2}{(ft)c} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^3 F(T, Z)(T+1) \sqrt{(T+1)^2 - 1} = \\ &= S \frac{2,63 \cdot 10^{-41}}{ft} F(T, Z)(T+1) \sqrt{(T+1)^2 - 1} \end{aligned} \quad (10)$$

где $S = \frac{2I_k + 1}{2I_n + 1}$ – спиновый статистический множитель, I_k – спин конечного ядра, I_n – спин начального ядра; T – кинетическая энергия вылетающего позитрона, выраженная в $m_e c^2$; $F(T, Z)$ – функция Ферми, учитывающая кулоновское взаимодействие в конечном состоянии, значения которой взяты из [11]; $ft = \frac{2\pi^3 \ln 2}{g^2 |M|^2}$ –

приведенный период полураспада прямой реакции, g – постоянная β -распада характеризует силу взаимодействия нуклонов с легкими частицами,

причем $\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$, $m_W = 80,8$ ГэВ [14] – масса

W^\pm -бозона, $G_F = 1,16639 \cdot 10^{-5} (\hbar^3 c^3)$ ГэВ⁻² [15] – постоянная Ферми, $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, M – ядерный матричный элемент.

Сечение реакции (7) приведено на рисунке 2.

Таблица 3

Количество электронов реакции (7) от различных солнечных реакций

№ п/п	Реакция	Количество электронов, образовавшихся в газовом шаре, год ⁻¹	Количество электронов, вылетевших за пределы газового шара с энергией $E > 18.591$ кэВ, год ⁻¹	Количество электронов, вылетевших за пределы газового шара с энергией $E > 18.591$ кэВ, год ⁻¹ с учетом осцилляций
1	pp	396	194	106.7
2	pep	28.1	28.9 [*])	16.8
3	hep	0.3	0.3	0.2
4	⁷ Be	314	320 [*])	176
5	⁸ B	89.7	92.4 [*])	50.8
6	¹³ N	14.1	13.3	7.3
7	¹⁵ O	23.6	23.4	12.9
8	¹⁷ F	0.6	0.6	0.3
Сумма		866.4	672.9	371

^{*}) Увеличение количества вылетевших электронов по сравнению с рожденными связано с рождением δ -электронов в газовом шаре.

В таблице 3 приведено количество реакций (7) в газовом шаре трития радиусом 1 м (1.13 кг при нормальных условиях). Там же показано количество электронов, которые вылетят за пределы газового шара (расчеты проводились по программе ЭЛИЗА [16]).

3. Регистрация спектра реакторных антинейтрино

В настоящее время для регистрации потоков антинейтрино от реактора используют реакцию (4). Реакция (4) пороговая с порогом $E_{\bar{\nu}_e}^{\text{пор}} = 1,8$ МэВ.

В [17, 18] приведены результаты расчета спектра антинейтрино низких энергий в реакторе ВВЭР, которые представлены на рис. 3.

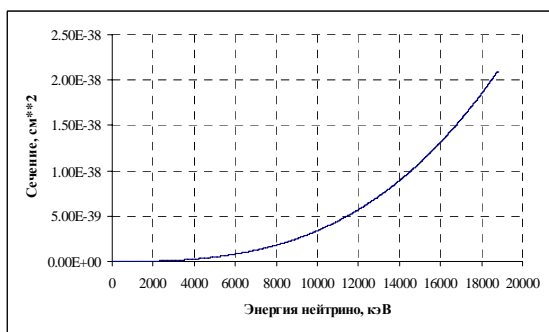


Рис. 2. Сечение реакции (3) в зависимости от энергии нейтрино

Отметим, что в одном килограмме трития произойдет 3.7.1016 спонтанных β -распадов в секунду, за год число распадов будет ~ 1024 , что на ~ 21 порядок больше, чем количество индуцированных солнечными нейтрино β -распадов. Поэтому интегральное измерение числа электронов не даст нам информации об индуцированном β -распаде. Необходимо измерение спектра вылетающих электронов, причем нас будут интересовать только электроны с $E_k > 18591,2$ эВ.

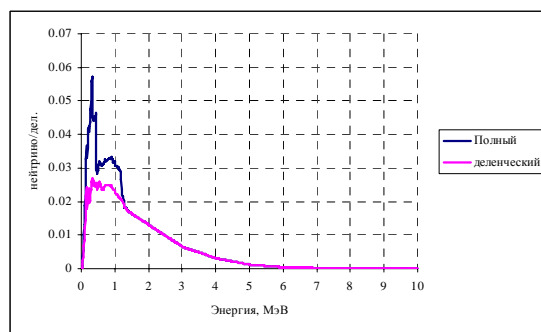


Рис. 3. Полные спектры антинейтрино от осколков деления активных веществ в реакторе ВВЭР (PWR) по данным [17, 18].

На рис. 3 под названием «деленческий» представлен спектр антинейтрино, наблюдаемый в процессе деления изотопов ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu и ²⁴¹Pu. К этому спектру добавлены следующие антинейтрино:

- антинейтрино, образующиеся в процессе распада ²³⁹U, рожденного в реакции ²³⁸U(n, γ)²³⁹U и

распадающегося по каналу ^{239}U ($t_{1/2} = 23$ мин., $E_{\bar{\nu}}^{\max} = 1,26$ МэВ) \rightarrow ^{239}Np ($t_{1/2} = 2,4$ сут., $E_{\bar{\nu}}^{\max} = 0,71$ МэВ) \rightarrow ^{239}Pu . Эта реакция дает прирост числа антинейтрино в акте деления $\Delta N_{\bar{\nu}} = 1,20$;

- антинейтрино, образующиеся в процессе распада ^{237}U , образовавшегося в реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)^{237}\text{U}$, и ^{238}Np , полученного в реакции $^{237}\text{U}(n, \gamma)^{238}\text{Np}$. Для этих реакций $\Delta N_{\bar{\nu}} = 0,02$.

- поглощение нейтронов осколками делений в одних случаях увеличивает число антинейтрино, в других – уменьшает, это приводит к заметному изменению спектра антинейтрино, но их число меняется незначительно, $\Delta N_{\bar{\nu}} \approx 0,01$;

- в охлаждающей воде в реакции (n, p) образуются антинейтрино с энергией до 10 МэВ, но их доля незначительна, $\Delta N_{\bar{\nu}} < 10^{-4}$.

- при взаимодействии нейтронов с материалами конструкции реактора (сталь, цирконий) образуются изотопы ^{94}Zr , ^{94}Nb , ^{95}Nb , распад которых дает $\Delta N_{\bar{\nu}} \approx 0,01$.

Таким образом, учет вышеперечисленных реакций приводит к повышению количества антинейтрино на акт деления в реакторах типа ВВЭР в $\sim 1,25$. Но, как видно из рис. 3, спектр антинейтрино и полный спектр становятся неразличимы для энергий $> 1,3$ МэВ. Следовательно, современные измерения антинейтрино от реактора не могут подтвердить или опровергнуть предположения, высказанные в [17, 18].

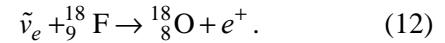
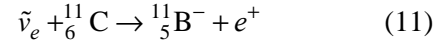
В качестве материала для регистрации антинейтрино по каналу (8) желательно выбрать изотоп с большим временем полураспада (годы), но исследование $^{22}_{11}\text{Na}$ (период полураспада 2,6027 лет) показал, что для статистически значимых результатов необходим детектор с массой несколько сотен кг. Следовательно, задача регистрации антинейтрино низких энергий усложняется.

Рассмотрим в качестве детектора реакторных антинейтрино газообразные материалы.

Из таблицы 1 видно, что существуют, по крайней мере, два элемента со значимым периодом полураспада – F^{18} (период полураспада 6806 с) и C^{11} (период полураспада 1226 с). Отметим также, что сечение взаимодействия по каналу (8) при взаимодействии F^{18} с антинейтрино, имеющие энергии близкие к нулевым, составляет $2,63 \cdot 10^{-44}$ см², а при взаимодействии с C^{11} составляет $4,66 \cdot 10^{-44}$ см², что в $\sim 10^4$ раз превышает сечение взаимодействия по этому же каналу для $^{22}_{11}\text{Na}$.

Рассмотрим в качестве мишени для реакции (8) изотопы $^{18}_9\text{F}$ и $^{11}_6\text{C}$.

Реакции, индуцированные антинейтрино в $^{18}_9\text{F}$ и $^{11}_6\text{C}$, идут по каналам:



Сечение реакций (11) и (12) в зависимости от энергии налетающего антинейтрино приведены на рисунке 4.

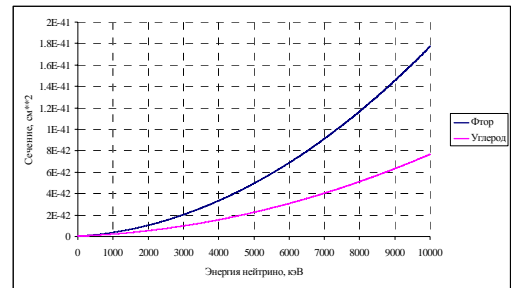


Рис. 4. Зависимость сечения реакций (11) и (12) от энергии антинейтрино

Рассмотрим количество реакций (12) в детекторе с $^{18}_9\text{F}$, индуцированных антинейтрино от реактора типа ВВЭР (PWR).

Полный поток антинейтрино от реактора при условии, что в акте деления рождается 6 антинейтрино, равен [18]:

$$\Phi = 1,9 \cdot 10^{17} \text{ W}, \quad (13)$$

где W – тепловая мощность реактора в МВт.

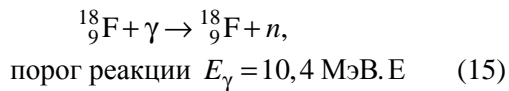
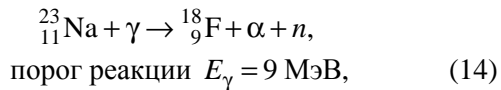
На расстоянии 2 м от активной зоны плотность потока антинейтрино для реактора мощностью 1000 МВт составит $4,75 \cdot 10^{14}$ см⁻²с⁻².

Следовательно, в одном моле $^{18}_9\text{F}$ за сутки получим: при деленческом спектре реактора – 10,3 реакций (12), из них 2,7 от антинейтрино с $E < 1,8$ МэВ; при полном спектре реактора – 11,4 реакций (12), из них 3,8 от антинейтрино с $E < 1,8$ МэВ.

Отметим, что спектр антинейтрино от реактора в процессе работы реактора изменяется. Меняется и энергетическое распределение антинейтрино, и их количество на акт деления. Это связано с изменением изотопного состава топливных элементов реактора в процессе его работы. Подробно вопросы изменения спектра антинейтрино от реактора рассмотрены в [19].

Проблемой является тот факт, что $^{18}_9\text{F}$ имеет период полураспада менее 2 часов. Поэтому необходимо постоянно обновлять содержимое резервуара-детектора.

$^{18}_9\text{F}$ получают, например, в реакциях [20, 21]:



Для поддержания постоянной массы $^{18}_9\text{F}$ в детекторе необходимо набирать $\sim 10^{20}$ атомов/с, что является трудновыполнимой задачей на данном этапе развития ускорительной техники. Также следует иметь в виду, что фтор химически активен и потребует дополнительных мер безопасности при работе с ним.

4. О возможности регистрации реликтовых нейтрино

По различным оценкам плотность реликтовых нейтрино в среднем по Вселенной составляет $53\text{--}56\text{ см}^{-3}$ [3] на каждый аромат. Реликтовые нейтрино родились через ~ 1 с после Большого Взрыва, средняя кинетическая энергия в настоящее время – $5 \cdot 10^{-4}$ эВ.

Если взять плотность реликтовых нейтрино 53 см^{-3} и учесть факт гравитационного накопления нейтрино массой $\sim 0,1$ эВ вокруг массивных тел во Вселенной (галактик), то число реакций (7) в тритиевом шаре радиусом 1 м от реликтовых нейтрино составит 333,4 реак./год. В то же время при условии, что эти реакции распределены равномерно по шару и энергия электрона, родившегося в реакции (7) равна 18,69 кэВ, за пределы газового шара выйдет только 1,69 е/год.

Позитроны, образовавшиеся в реакциях (11) и (12) от реакции с реликтивными нейтрино, имеют энергию $E_{e^+} = 442,3$ кэВ и $E_{e^+} = 122,6$ кэВ, соответственно, газовый шар объемом 22,4 л будет практически прозрачным, но число реакций в одном моле $^{18}_9\text{F}$ будет 3 реак./год, а в одном моле $^{11}_6\text{C}$ – 5,2 реак./год.

Заключение

Использование индуцированной реакции β - на тритии позволит по спектроскопии электронов с энергией $E_e > 18,5912$ кэВ определить потоки нейтрино от различных реакций на Солнце за исключением hep и F^{17} , реакция N^{13} в совокупности с реакцией O^{15} также может быть зарегистрирована.

Использование реакции $\tilde{\nu}_e + ^{18}_9\text{F} \rightarrow ^{18}_8\text{O} + e^+$ для регистрации потока антинейтрино от реактора также позволит получить данные о количестве антинейтрино с энергиями как больше 1,8 МэВ, так и меньше. Но в данном случае в связи с малым периодом полураспада $^{18}_9\text{F}$ необходима непрерывная наработка этого изотопа в масштабах ~ 1020 1/с, что в настоящее время не представляется возможным.

Количество реакций от реликтовых нейтрино в тритии массой 1130 г составляет 333,4 реак./год (при условии, что плотность реликтовых нейтрино во Вселенной 53 см^{-3} и масса нейтрино $\sim 0,1$ эВ), но число электронов от реакции реликтивными нейтрино и ^3H , согласно расчётам < 2 реак./год.

В одном моле $^{18}_9\text{F}$ число реакций от реликтовых нейтрино – 3 реак./год, а в одном моле $^{11}_6\text{C}$ – 5,2 реак./год.

Список литературы

1. Wienberg S. Universal Neutrino Degeneracy// Physical Review, 1962, v. 128, N. 3.
2. Formaggio J. A., Zeller G. P. From eV to EeV: Neutrino cross section across energy scale// Review of Modern Physics, v.84, 2012, p. 1304–1341.
3. Cocco A. G., Mangano G., Messina M. Probing low energy neutrino backgrounds with neutrino capture on beta decaying nuclei// Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2007, 06, 1–17.
4. Bahcall J. N. Neutrino Astrophysics. Cambridge, 1989.
5. Asplund M., Grevesse N., Sauval A.J., Scott P. The Chemical Composition on the Sun// Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2009, v. 47, 481–522.
6. Serenelly A. M., Haxton W. C., Pena-Garay C. Solar Model with Accretion: I. Application to the Solar Abundance Problem. 2011, arXiv: 1104.1639v1.

7. Козлов Ю. В., Мартемьянов В. П., Мухин К. Н. Проблема массы нейтрино в современной нейтринной физике// УФН, 1997, т.167, № 8, с. 849–885.

8. Pena-Garay C., Serenelly A. M. Solar neutrinos and solar composition problem. 2008, arXiv: 0811.2424v1.

9. Pursel J. E., Kelley J. H., Kwan E., Sheu C. G., Weller H. R. Energy Levels of Light Nuclei $A=3$ // Nuclear Physics, 2010, A848, №1, p. 1–106.

10. Дзепелов Б. С., Зырянова Л. Н. Влияние электрического поля атома на бета-распад. М., Л., 1956. – 312 с.

11. Кочаров Г. Е., Ковальцов Г. А., Усокин И. Г. Солнечные термоядерные и вспышечные нейтрино. Нейтринная астрофизика. – Л., 1990, с. 5–44.

12. Боровой А. А. Нейтринные эксперименты на реакторах// ЭЧАЯ, 1980, т.11, в. 1, с. 92–131.

13. Физические величины. Справочник. Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. Энергоатомиздат, 1991. С.1232.

14. Бояркин О. М. Введение в физику элементарных частиц. М., - URSS, 2010, 260 с.

15. Донской Е. Н. Методика и программа ЭЛИЗА. Решение методом Монте-Карло задач со-

вместного переноса γ -излучения e^- и e^+ . ВАНТ, серия математического моделирования физических процессов, вып. 1, 1993, с.3-6.

16. Бакаляров А. М., Копейкин В. И., Микаэлян Л. А. Поиск магнитного момента реакторных антинейтрино// Ядерная физика, 1996, т. 59, №7, с. С. 1225–1228.

17. Kopeikin V. I., Mikaelyan L. A., Sinev V. V. Search for the neutrino magnetic moment in the non-equilibrium reactor-antineutrino energy spectrum// Ядерная физика, 1996, т. 63, №6, с. 1087–1090.

18. Боровой А. А., Хакимов С. Х. Нейтринные эксперименты на ядерных реакторах. М., Энергоатомиздат, 1990. С. 150.

19. Belyshev S. S., Djilavyan L. Z., Ermakov A. N. and al. ^{18}F production in the $^{19}\text{F}(\gamma, n)$ reaction. LXXII International Conference “NUCLEUS 2012”, June 25-30, 2012, Voronezh, Book of Abstracts, p. 246.

20. Джилаван Л. З., Карев А. И., Раевский В. Г. Возможности наработки с помощью фотоядерных реакций радиоизотопов для задач ядерной медицины// Ядерная физика, 2011, т.74, № 12, с. 1728–1734.