ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ
Институт теоретической и экспериментальной физики

ITEP-26-96

ITEP-26-96

В.Н. КОРНОУХОВ

СОЗДАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ИСКУССТВЕННОГО ИСТОЧНИКА АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ИЗОТОПА ^{147}Pm

Fermilab Library
0 1160 0040673 0

FERMILAB
AUG 27 1996
LIBRARY

Москва 1996

УДК 539.165 М-16
СОЗДАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ИСКУССТВЕННОГО ИСТОЧНИКА АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ИЗОТОПА ^{147}Pm: Препринт ИТЭФ 26-96/
В.Н.Корноухов - М., 1996 - 24с.

В работе показана возможность создания искусственного источника антинейтрино на основе долгоживущего осколочного изотопа ^{147}Pm активностью ~ 5 МКи. Этот источник можно использовать для проведения экспериментов по изучению свойств (анти)нейтрино. В качестве детектора предлагается использовать низкофоновые низкопороговые детекторы, размещаемые в подземных лабораториях. При этом можно измерить сечение упругого рассеяния антинейтрино на электронах с высокой точностью ($\lesssim$ 1 %) и поставить предел на существование магнитного момента нейтрино на уровне ~ $5\cdot10^{-12}$ μ_B.

Рис. - 5, список лит. - 18 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 1996

Эксперименты по исследованию упругого рассеяния (анти)нейтрино на электронах, в котором участвуют только лептоны (причем один из них - нейтральный) позволяют наблюдать как эффекты слабого взаимодействия (модельно-независимое измерение эффекта интерференции нейтральных и заряженных токов, измерение величины $\sin^2\theta_W$, осцилляции нейтрино, указание на существование новых бозонов), так и электромагнитные свойства нейтрино (существование магнитного момента и обнаружение эффектов наличия внутренней структуры "неэлементарного" нейтрино). Например, обнаружение у нейтрино магнитного момента большой величины ($\mu_\nu = 10^{-11} - 10^{-10}\ \mu_B$, где $\mu_B = e/2m_ec^2$ - магнетон Бора) позволило бы обьяснить не только дефицит солнечных нейтрино [1], но и свидетельствовало бы о новой физике нейтрино, выходящей за рамки Стандартной модели электрослабых взаимодействий [1,2].

В настоящей работе предлагается исследование электромагнитных и слабых свойств (анти)нейтрино в процессе их упругого рассеяния на электронах мишени, используя в качестве источника антинейтрино изотоп ^{147}Pm сверхвысокой активности [3].

1. Процесс упругого ν,e-рассеяния.

Дифференциальное сечение упругого ν,e-рассеяния на свободных электронах в рассматриваемом ниже случае является суммой двух компонент [4]:

$$d\sigma/dT = d\sigma_{EM}/dT + d\sigma_W/dT \qquad (1)$$

где:

$$d\sigma_{EM}/dT = \pi\cdot\mu_\nu^2\cdot r^2\cdot(1/T - 1/E_\nu) \qquad (2)$$

$$d\sigma_W/dT = (G_F\cdot m_ec^2/2\pi)\cdot[(g_V + g_A)^2 + (1 - T/E_\nu)^2\cdot(g_V-g_A)^2 + + m_ec^2\cdot(T/E^2)(g_A^2-g_V^2)] \qquad (3)$$

где G_F - константа Ферми ($1.166 \cdot 10^{-5}$ ГэВ$^{-2}$), константы g_V и g_A для электронного антинейтрино равны $(1/2 + 2\sin^2\theta_W)$ и $(-1/2)$ соответственно, θ_W - угол Вайнберга, устанавливающий связь между электромагнитной и слабой константами ($\sin^2\theta_W = 0.2319$ в Стандартной модели), r_0^2 - классический радиус электрона ($2.8 \cdot 10^{-13}$ см), w_0 - порог регистрации рассеяных электронов, T - кинетическая энергия рассеяных электронов.

На рис.1 приведен спектр антинейтрино от источника ^{147}Pm, а на рис.2 - дифференциальное сечение антинейтрино от слабого и электромагнитного взаимодействия на свободных электронах. Видно, что спектры электронов отдачи для электромагнитного и слабого взаимодействия сильно отличаются в области малых энергий электронов отдачи T, т.к. величина дифференциального сечения для электромагнитной компоненты растет как $1/T$, а для слабой - остается практически постоянной.

Проинтегрировав выражения (2) и (3) от порога регистрации w_0 до максимального значения энергии электрона отдачи, определяемого кинематическим ограничением $T = E_\nu/(1+m_ec^2/2E_\nu)$, мы получим:

$$\sigma_{EM} = \mu^2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot [\ln(E_\nu/w_0 \cdot (1+m_ec_2/2E_\nu)) - 1/(1+m_ec^2/2E_\nu) + (w_0/E_\nu)] \ , \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sigma_W = G_F^2 \cdot m_ec^2/2\pi\{&(g_V + g_A)^2[E_\nu/(1+(m_ec^2/2E_\nu) - w_0] \\ &+ (1/3) \cdot (g_V - g_A)^2 \cdot [(1-w_0/E_\nu)^3 - (1 - 1/(1+(m_ec^2/2E_\nu))^3] \cdot E_\nu \\ &+ (g_V^2 - g_A^2) m_ec^2/2E_\nu \cdot [w_0 - (E_\nu/(1+m_ec^2/2E_\nu))^2]\} \end{aligned} \quad (5)$$

Полное сечение для электромагнитного взаимодействия (4) резко увеличивается при $w_0 \to 0$ (т.е. при малых передачах энергии электронам). Это сечение также увеличивается и с ростом энергии нейтрино E_ν по закону, близкому к $\sim \ln(E_\nu/w_0)$ и может достигать больших величин при увеличении отношения (E_ν/w_0). Полное же сечение для слабого взаимодействия (5) растет только как разница $(E_\nu - w_0)$ - см. рис.3.

Важным обстоятельством является тот факт, что благодаря такому поведению полных сечений, относительный вклад, обусловленный электромагнитной компонентой в полное сечение упругого рассеяния возрастает с уменьшением порога регистрации w_0 в значительно большей степени, чем вклад от слабой компоненты (рис.4). Причем этот эффект значительно усиливается при

уменьшении энергии (анти)нейтрино E_ν, а также при замене нейтрино на антинейтрино.

Следовательно, при постановке экспериментов по рассеянию нейтрино для изучения его электромагнитных свойств желательно использовать источники нейтрино с энергией от ~ 100 кэВ до нескольких сот кэВ, а порог регистрации детектора не должен превышать нескольких кэВ.

Интенсивными источниками (анти)нейтрино низкой энергии являются мощные ядерные реакторы и искусственные источники (анти)нейтрино (ИИН) на основе Е-захватных или β-распадных радионуклидов с соответствующей энергией. Однако из-за ряда неопределенностей в расчетах формы энергетического спектра антинейтрино от ядерных реакторов (определяемой исходя из данных о выходе и характеристиках осколков деления) и в знании абсолютной величины плотности их потока низкопороговые эксперименты на ядерных реакторах в плане повышения их чувствительности имеют принципиальные ограничения. Это также связано с невозможностью понижения порога детекторов до приемлемой величины в условиях высокого фона от космического излучения (в т.ч. из-за наведенной активности в веществе детектора) в местах их размещения у реакторов атомных станций.

Поэтому перспективным путем для постановки экспериментов по изучению упругого рассеяния (анти)нейтрино на электронах при низких энергиях является использование ИИН и низкофоновых детекторов с низким порогом в условиях подземной лаборатории глубокого заложения [5].

Общую схему создания ИИН на основе К- или β- распадного изотопа можно представить согласно следующей схеме:

- получение изотопа -(анти)нейтринного излучателя сверхвысокой активности;
- создание собственно ИИН (включая пассивную защиту, систему теплоотвода и транспортный контейнер);
- измерение абсолютной активности изотопа с высокой точностью (~ 1 %);
- проведение эксперимента.

Ниже мы более подробно рассмотрим все этапы на примере изотопа ^{147}Pm.

2.Выбор рабочего изотопа ИИН.

В работе [3] впервые предложено использовать в качестве рабочего радионуклида ИИН продукт деления топлива ядерных реакторов - долгоживущий

изотоп ^{147}Pm (относительный выход среди других осколочных элементов ~ 2.25%). ^{147}Pm испытывает β-распад с периодом полураспада 2.62 года, граничная энергия β-спектра равна 224 кэВ, средняя энергия β-электронов - 62 кэВ [7]. Спектр относится к однократно запрещенному переходу. Средняя энергия, выделяющаяся при распаде ^{147}Pm равна 370 Вт при активности $3.7 \cdot 10^{16}$ Бк (1 МКи).

В таблице 1 приведены полные электромагнитные и слабые сечения упругого рассеяния антинейтрино от ^{147}Pm в зависимости от порога детектора w_o (1, 5 и 10 кэВ) для слабого взаимодействия и электромагнитного (для $\mu_\nu = 10^{-11}\ \mu_B$ и $\mu_\nu = 5 \cdot 10^{-12}\ \mu_B$).

Предполагая идеальную 4π-геометрию эксперимента (в центре экспериментальной сборки находится ИИН в виде шара радиуса Rs, окруженный детектором толщиной (R-Rs)) легко оценить скорость счета событий по формуле:

$$dN/dt = \sigma \cdot A \cdot n_e \cdot (R-R_s) \qquad (6)$$

где σ - сечение взаимодействия (анти)нейтрино, A - активность ИИН и n_e - количество ядер (электронов) в единице обьема детектора. Эта величина линейно растет с увеличением активности источника, концентрации электронов в единице обьема детектора и его эффективной толщины $(R-R_s)$. Оптимальным путем увеличения эффективных размеров детектора $(R-R_s)$ является уменьшение размеров источника вместе с пассивной защитой R_s при сохранении (или даже уменьшении) наружных размеров детектора R. Это обьясняется тем, что внешний фон детектора растет квадратично с ростом наружных R и внутренних R_s размеров, а внутренний фон растет пропорционально его обьему как $(R^3 - R_s) \sim R^3$. Это означает чрезвычайно высокие требования к чистоте вещества как ИИН так и самого детектора в отношении примесей элементов, содержащих изотопы - γ-излучатели.

Учитывая величины сечения (анти)нейтрино низкой энергии и фоновых реакций (~ 10^{-46} см^2 и ~ 10^{-23} см^2 соответственно), требуемую скорость счета полезных событий (> 10 сут$^{-1}$) и разумную эффективную толщину детектора (~10 - 15 см), к ИИН предьявляются следующие требования.

Активность ИИН должна быть не менее ~ $3.7 \cdot 10^{16}$ Бк (~ 1 МКи) - в зависимости от концентрации электронов в единице обьема детектора и ожидаемого в эксперименте соотношения сигнал/фон.

Одной из основных характеристик ИИН является уровень сопутствующего гамма-излучения (особенно высокоэнергетического), существенно ограничивающего возможности проведения эксперимента (т.к. величина удельной γ- активности вещества ИИН определяет наружный размер источника вместе с пассивной защитой R_s, см. формулу (6)).

Источником γ-излучения β^-- распадного изотопа в первую очередь являются тормозное излучение и переходы на высоколежащие возбужденные уровни дочерного ядра в процессе его распада.

Для ИИН, использующего в качестве рабочего изотоп, полученный в процессе переработки отработанного ядерного топлива, основными каналами γ-фона являются наличие других долгоживущих γ-излучающих радиоактивных изотопов - продуктов деления этого же химического элемента, от которых невозможно избавиться в процессе химической очистки, и примесей других химических элементов, содержащих долгоживущие радионуклиды - β^- и γ-излучатели.

Наконец, еще одно важное ограничение при выборе изотопов-продуктов деления - выход других стабильных или долгоживущих изотопов данного химического элемента, изотоп которого используется в качестве рабочего. Может оказаться, что масса ИИН (и его размеры R_s) будет определятся другими долгоживущими или стабильными изотопами данного химического элемента и во много раз превосходить массу рабочего изотопа [3].

Ниже будет показано, что при выполнении ряда условий изотоп ^{147}Pm, в качестве рабочего, удовлетворяет вышеперечисленным требованиям.

3. Создание ИИН на основе изотопа ^{147}Pm.

Прометиевый источник можно создать в процессе химической переработки отработанного топлива АЭС (~1 кг изотопа на $3.7 \cdot 10^{16}$ Бк его активности). Учитывая выход изотопа ^{147}Pm в продуктах деления ($2.7 \cdot 10^{15}$ Бк·т$^{-1}$ для топливной композиции реактора ВВЭР-440 после 3-х летней выдержки [7])) для получения источника активностью ~ 5 МКи потребуется переработать около 70 тонн металлического топлива (штатная загрузка реактора ВВЭР-440 ураном составляет 42 тонны. Изотопный состав осколочного прометия после 3-х летней выдержки приведен в таблице 2. Исходя из данных таблицы, можно сделать вывод, что относительно "свежее " топливо (выдержка - 3 года) имеет высокое содержание короткоживущих изотопов $^{148,148m}Pm$ ($t_{1/2}$ = 5.73 дня и 41.3 дня соответственно),

испускающих жесткое γ-излучение с высоким выходом - 1.08 МэВ (20.2%), 1.47 МэВ (22.2%) и т.д. Поэтому для переработки следует брать топливо с выдержкой ~ 3.5-4 года, в γ-активность прометия которого определяющий вклад вносит только долгоживущий изотоп ^{146}Pm (E_γ= 0.747 МэВ и E_γ= 0.736 МэВ с суммарным выходом ~ 56%) при высоком содержании рабочего изотопа ^{147}Pm[1] .

После выполнения этого требования радиационная "чистота" источника будет в дальнейшем определяться качеством проведения химического выделения прометия из продуктов деления, главным образом рядом расположенных редкоземельных элементов - церия и европия. В табл. 3 приведена характеристика самых опасных осколочных изотопов РЗЭ - ^{144}Ce(^{144}Pr), $^{152,154}Eu$ и $^{158,160}Tb$. Отметим высокий выход изотопов ^{144}Ce ($3.64 \cdot 10^{15}$ Бк·т$^{-1}$) и ^{154}Eu ($2.5 \cdot 10^{14}$ Бк·т$^{-1}$), сопоставимый с выходом рабочего изотопа - ^{147}Pm ($2.7 \cdot 10^{15}$ Бк·т$^{-1}$).

Т.к. активность самого опасного γ-излучающего изотопа прометия - ^{146}Pm, лимитирующего размер пассивной защиты, составляет несколько мКи на 1 МКи активности рабочего изотопа ^{147}Pm, то чтобы не превысить уровень γ-излучения за счет вклада от других опасных изотопов РЗЭ, необходимо очистить прометий до уровня не хуже ~ 10^{-7}% вес. (в первую очередь от изотопов ^{144}Ce и ^{154}Eu). При этом из-за наличия у изотопа ^{154}Eu жесткой γ- линии 1.275 МэВ (выход ~ 34%), очистка по европию должна составить величину не хуже 10^{-8} %. Такой уровень содержания примесей можно обеспечить методами ионообменной хроматографии [8].

Учитывая масштаб химико-технологических операций (около 70 тонн облученного урана) и ограниченное время (~ 6 - 8 месяцев), отводимое на создание источника, эту работу в Российской Федерации можно выполнить только на специализированном комбинате по переработке отработанного топлива АЭС. Этот комбинат обладает уникальными технологиями и оборудованием, в состав которого входит и высокопроизводительная хроматографическая установка для глубокой очистки осколочного прометия от других редкоземельных элементов - примесей.

Исходя из вышесказанного, схему выделения и глубокой очистки прометия можно представить следующим образом. Первичная переработка топлива осуществляется в операциях осаждения и экстракции органическими

[1] Отметим, что есть указания на значительно более высокое содержание (в 500 - 1000 раз больше) долгоживущего изотопа ^{146}Pm, что потребует значительного увеличения толщины пассивной защиты.

растворителями на стандартном оборудовании радиохимического завода [8,9]. При этом в первую очередь удаляются плутоний, нептуний, уран, цезий, а также газообразные продукты деления - Xe, Kr и I_2. После этого оставшийся раствор упаривается. Затем в ряде последующих операций происходит отделение Nb, Zr, Ru и продуктов коррозии (Fe, Cr, Ni, ...) от смеси РЗЭ, Am, Cm и Sr.

После отделения стронция химический состав смеси РЗЭ, который обычно используется при переработке в процессе создания прометиевых источников следующий: La - 12%, Ce - 25%, Pr- 10%, Nd - 40%, Sm - 6%, Y - 6% и Pm - 1% [8]. Однако в связи с недостаточной производительностью хроматографической установки (напомним, что источник требуется создать в течении нескольких месяцев) концентрацию прометия необходимо увеличить в несколько раз. Поэтому этот раствор (содержащий также америций и кюрий) поступает в экстракционную установку, в которой удаляется фракция легких РЗЭ (La, Ce, Pr и частично Nd) и таким образом концентрация прометия повышается до ~ 5%.

Наконец, выделение чистого прометия (с содержанием опасных в радиационном отношении изотопов РЗЭ на уровне < 10^{-7}%) осуществляется на хроматографической установке большой производительности в течение нескольких месяцев.

Следующим шагом в создании ИИН является получение химически и механически стойких соединений прометия - оксида Pm_2O_3 (t_m=2320 °C) или керамики (например Pm_2O_3-TiO_2 ~~с температурой плавления t_m=~~ >C) [10]. С точки зрения получения источника с максимальной удельной активностью лучше всего ипользовать оксид прометия Pm_2O_3. В таблице 4 приведены химические и теплофизические свойства этих соединений [11].

4.Измерение абсолютной активности ИИН.

Т.к. получение чистого прометия на хроматографической колонне осуществляется порциями (вес каждой порции будет составлять не менее 300 грамм готового продукта), то определение активности источника можно выполнить в процессе его изготовления, измеряя или по отдельности эти порции или же весь источник целиком. Отметим, что активность указанной порции будет превышать 230 килокюри при тепловыделении > 80 Вт).

Исходя из вышеизложенного, измерение абсолютной активности источника с высокой точностью (~ 1 %) можно выполнить двумя способами: методом

калориметрии [12] или путем прямого взвешивания с помощью прецизионных весов.

Калориметрический метод является абсолютным методом и не требует каких-либо эталонов, что является его главным преимуществом. Он основан на определении теплового эффекта, обусловленного поглощением β- и γ- излучения радиоактивного источника; при этом его тепловая мощность W прямо пропорциональна скорости распада N_o:

$$W = \varepsilon \cdot N_o \cdot p \quad , \qquad (6)$$

где ε - энергия, приходящаяся в среднем на один акт распада, p - коэффициент, учитывающий степень поглощения излучения в калориметре. Следовательно, калориметрические измерения позволяют определить абсолютную активность любого радиоактивного источника, для которого известны спектроскопические характеристики его излучений (средняя энергия β- частиц, энергии и интенсивности всех γ-квантов), позволяющие вычислять энергию, выделившуюся в одном акте распада.

Для ИИН, имеющих большие наружные размеры и сверхвысокую активность, калориметрический метод является практически единственным методом, позволяющим произвести прямые измерения его активности с высокой точностью. Кроме того, для таких измерений не требуется разрушения или специального приготовления источника, практически приемлема любая форма и конфигурация источника. Калориметрию источника можно выполнять многократно, даже после завершения эксперимента, как на предприятии-изготовителе, так и подземной лаборатории.

Этот метод хорошо зарекомендовал себя при измерении активности источника нейтрино на основе ^{51}Cr (активностью ~ 0.5 МКи) при калибровке галлий-германиевого нейтринного телескопа коллаборации SAGE, для которой была разработана и изготовлена калориметрическая установка, позволяющая проводить измерения тепловыделения в широких пределах - от милливата до киловата [13].

Отдельно подчеркнем, что необходимо выполнить прецизионные измерения схемы распада ^{147}Pm и определить вклад в тепловыделение всех радиоактивных примесей (см. табл. 2 и 3).

5.Пассивная защита ИИН и теплоотвод.

Принимая во внимание исключительно важную роль для проведения эксперимента размеров ИИН (которые определяются толщиной пассивной защиты), выбор материала для изготовления пассивной защиты, а также ее конструкция имеют принципиальное значение.

Единственным реальным кандидатом для использования в качестве материала пассивной защиты таких источников можно считать тяжелый сплав вольфрама (с малыми добавками Ni и Cu для придания пластичности). Этот материал обладает высокой плотностью (85 - 95 % от плотности металлического вольфрама), большим атомным номером и при этом его можно подвергать механической обработке для придания требуемой формы и нужных размеров.

Чтобы обеспечить вклад от γ-излучающих примесей на уровне < 10% от эффекта, толщина вольфрамовой защиты должна составить 25 - 30 см при весе ~ 1.5 - 2 тонны (для оценки были использованы данные таб.1 и 2 из настоящей работы, а также таб. 4.32 из работы [14]).

Отметим, что сплав вольфрама был использован при изготовлении источника нейтрино на основе ^{51}Cr коллаборации SAGE [13].

Проблема теплоотвода ~ 1.8 кВт может быть легко решена путем циркуляции воды (при использовании ИИН с детекторами, работающими при комнатной температуре)[2] или парами жидкого азота (для детекторов с глубоким охлаждением).

6. Проведение экспериментов с ИИН.

Для оценки возможностей проведения экспериментов с ИИН на основе ^{147}Pm, рассмотрим идеальную геометрию, описаную в гл.1. Примем активность источника равной 5 МКи, суммарную толщину пассивной защиты - 30 см. Такая геометрия обеспечивает плотность потока антинейтрино на поверхности источника ~ $1.2 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$·сек$^{-1}$. В качестве детектора можно использовать сборки низкофоновых детекторов на основе Ge (или Si) или низкопороговые сцинтилляционные детекторы NaI(Tl). Не вдаваясь в рассмотрение конкретного типа детектора, примем концентрацию электронов в нем $n_e \sim 10^{24}$ см$^{-3}$ (считая их все свободными), а эффективную толщину детектора выберем равной 10 см.

---

[2] При этом необходимо помнить (замечание А.В.Давыдова) о возможности рождения нейтронов жесткими γ-квантами ($E_\gamma > 2.23$ МэВ) на примеси тяжелой воды в реакции D(γ,n)H.

Для этих условий количество взаимодействий в сутки в зависимости от предполагаемой величины магнитного момента антинейтрино представлено в таблице 5. Очевидно, что при пороге регистрации, равном 1 кэВ и за время измерения ~1 года можно обнаружить магнитный момент на уровне $5 \cdot 10^{-12}$ μ_B. При этом точность измерения можно повысить за счет снижения верхнего порога регистрации рассеяных электронов до величины 20 - 40 кэВ, т.к. в этом случае относительный вклад электромагнитной компоненты будет существенно выше (см. рис. 4).

Одновременно результаты эксперимента можно использовать для обнаружения эффекта осцилляций антинейтрино (т.к. сечение рассеяния на электроне мюонного нейтрино, появляющегося в результате осцилляций, существенно ниже). При этом предельная чувствительность эксперимента к значению Δm^2 будет определяться отличием отношения $\sigma_{эксп}/\sigma_{рас}$ от 1 за счет погрешности эксперимента и расчета. Результаты ограничений на параметры осцилляций приведены на рис. 5.

Необходимо указать на эффект взаимодействия антинейтрино со связанными электронами атомов детектора [15,16]. По оценке авторов работы [16] это приведет к снижению ожидаемого эффекта на ~ 10 %.

Отметим, что требуемый уровень фона детекторов, используемых с предлагаемым ИИН должен быть ~ 0.01 соб./кэВ·кг·сут, что на один - два порядка превосходит уровень фона лучших современных низкофоновых детекторов в этой области.

Выводы.

В работе показана возможность создания ИИН на основе долгоживущего осколочного изотопа ^{147}Pm активностью ~ 5 МКи. Этот источник можно использовать для проведения экспериментов по изучению свойств (анти)нейтрино. В качестве детектора предлагается использовать низкофоновые низкопороговые детекторы, размещаемые в подземных лабораториях. При этом можно измерить сечение упругого рассеяния антинейтрино на электронах с высокой точностью ($\lesssim$ 1 %) и поставить предел на существование магнитного момента нейтрино на уровне ~ $5 \cdot 10^{-12}$ μ_B.

В заключение отметим, что с точки зрения требований к рабочему изотопу (см. раздел 2), степени подавления сопутствующего γ-излучения от ИИН (до 10^{14} раз)

и жесткости требований к их размерам источники для постановки экспериментов по рассеянию (анти)нейтрино на электронах являются источниками следующего поколения (по сравнению с ИИН для калибровки радиохимических детекторов солнечных нейтрино [17,18]).

Автор выражает благодарность В.Л.Моргунову и И.О.Пилюгину за выполненные расчеты и обсуждение эффектов взаимодействия нейтрино со свободными и связанными электронами.

Автор также признателен И.Р.Барабанову за обсуждение возможностей проведения нейтриных экспериментов с ИИН на основе ^{147}Pm, а также Г.В.Корпусову и В.М.Гелису за многочисленные консультации по радиохимии прометия и осколочных элементов.

Таблица 1.

Величина сечения упругого рассеяния антинейтрино от ^{147}Pm на свободных электронах в зависимости от порога регистрации, 10^{-46} см^2.

Порог регистрации, w_o	Сечение слабого взаимодействия, 10^{-46} см^2	Сечение электромагнитного взаимодействия $\mu_{\nu e} = 10^{-11}\ \mu_B$, 10^{-46} см^2	Сечение электромагнитного взаимодействия $\mu_{\nu e} = 5 \cdot 10^{-12}\ \mu_B$, 10^{-46} см^2
1 кэВ	3.33	0.82	0.21
5 кэВ	2.96	0.51	0.13
10 кэВ	2.54	0.36	0.09

Таблица 2.
Изотопы прометия, выделяемые из облученного топлива
(Выдержка топлива ректора ВВЭР - 440 - 3 года)

Изотоп ($T_{1/2}$)	Удельная активность (Ки/г)	Выход изотопа на 1 тонну облучен. топлива (Бк)	Активн. изотопа на 1 МКи ^{147}Pm	Энергия γ-излучния (выход, %)	Толщина защиты из вольфрама
^{146}Pm (5.53 г)	443 Ки/г	$1.32 \cdot 10^7$	5 мКи	0.747 МэВ (33.9%) 0.736 МэВ (22.9%) ..... 0.454 МэВ (65.1%)	~ 22 см ---
^{147}Pm (2.62 г)	927 Ки/г	$2.69 \cdot 10^{15}$	1 МКи	0.197 МэВ ($3.4 \cdot 10^{-7}$%) Тормозное: 0-225 kэВ	---
^{148m}Pm (41.3 дн)	$2.14 \cdot 10^4$ Ки/г	$1.2 \cdot 10^7$	4.4 мКи	..... 1.083 МэВ (20.2 %) 0.915 МэВ (17.1 %) 0.726 МэВ (32.7 %) 0.63 МэВ (88.6 %) ..... 0.55 МэВ (94.4 %)	~ 28 см
^{148}Pm (5.37 дн)	$1.64 \cdot 10^5$	$6.35 \cdot 10^5$	0.24 мКи	2.28 МэВ (0.0444 %) 1.73 МэВ (0.0386 %) 1.47 МэВ (22.2 %) ..... 0.915 МэВ (11.46 %)	~ 26 cm

Таблица 3.
Долгоживущие изотопы РЗЭ - продукты деления облученного топлива, выдержка - 3 года
(примеси других РЗЭ в материале источника - не более 10^{-7} %).

Изотоп (период полураспада)	Активность на 1 тонну топлива, Бк (удельная активность, Ки/г)	γ - излучение, энергия, (выход, %)	Примечание (активность изотопа на 1 МКи ^{147}Pm)
^{144}Ce-(^{144}Pr) (284.3 дня)	$2.64 \cdot 10^{15}$ ($3.18 \cdot 10^{3}$ Ки/г)	0.133 МэВ (19.2%)	Выход церия на тонну облученного топлива: m(Ce)=2 кг/т $^{144}Ce/Ce \sim 10^{-2}$
^{144}Pr (17.28 мин)	$2.64 \cdot 10^{15}$ ($7.5 \cdot 10^{7}$ Ки/г)	2.65 МэВ (0.00019 %) 2.186 МэВ (0.70 %) 1.56 МэВ (0.00023 %) 1.489 МэВ (0.272 %) ..... 0.696 МэВ (1.34 %)	(0.03 мКи)
^{152}Eu (12.4 года)	$2.3 \cdot 10^{11}$ (176.4 Ки/г)	... 1.8 МэВ (0.087%) ... 1.408 МэВ (20.8 %) ... 0.964 МэВ (14.5 %) ...	Выход Eu на тонну облученного топлива: ^{153}Eu=100 г/т $^{152}Eu/^{153}Eu = 4 \cdot 10^{-4}$ (0.07 мКи)

Продолжение таблицы 3.

^{154}Eu (8.5 года)	$2.51 \cdot 10^{14}$ (264 Ки/г)	1.9 МэВ (0.0015 %) ... 1.59 МэВ (1.86 %) ... 1.275 МэВ (35.5 %) ...	^{154}Eu/^{153}Eu = 0.25 (7 мКи)
^{158}Tb (150 года)	$6.98 \cdot 10^{6}$ (15 Ки/г)	1.19 МэВ (1.71 %) 1.11 МэВ (2.06 %) 0.962МэВ (19.8 %) 0.944 МэВ (43 %)	(15 мкКи)
^{160}Tb (72.3 d)	$5.53 \cdot 10^{8}$ ($1.1 \cdot 10^{4}$ Ки/г)	1.31 МэВ (2.92 %) 1.27 МэВ (7.49 %) ..	^{160}Tb/^{158}Tb ~ ~ 0.1 (1 мКи)

Таблица 4.
Свойства соединений прометия [11].

Свойства материала	Pm - металл	Pm_2O_3
Плотность, г/см^3	7.31	---
С- тип	---	6,84
В- тип	---	7.43
А- тип	---	7.62
Удельная активность, Ки/г	882.4	758.5
Точка плавления, °С	~ 1160 °С	2320 °С
Теплопроводность, ккал/(м·ч·град)	---	2.15
Коэфф. теплового расширения (70 - 1000 °С), град$^{-1}$	---	$9.4 \cdot 10^{-6}$
Удельное тепловыделение:		
Вт/г	0.32	0.27
Вт/см^3	2.31	1.99
Растворимость:		
в морской воде		$4 \cdot 10^{-8}$
в дистиллате		$4 \cdot 10^{-6}$

Таблица 5.

Темп счета детектора (R = 10 см), в зависимости от величин порога регистрации и магнитного момента нейтрино, (соб./сутки).

Порог регистрации	Электромагнитное ЭМ, ($10^{-11}\mu_B$)	Электромагнитное ЭМ, ($5\cdot10^{-12}\mu_B$)	Слабое	Отношение ЭМ($5\cdot10^{-12}\mu_B$) к слабому
1 кэВ	13	3.3	53	0.06
5 кэВ	8	2	47	0.042
10 кэВ	6	1.5	41	0.036

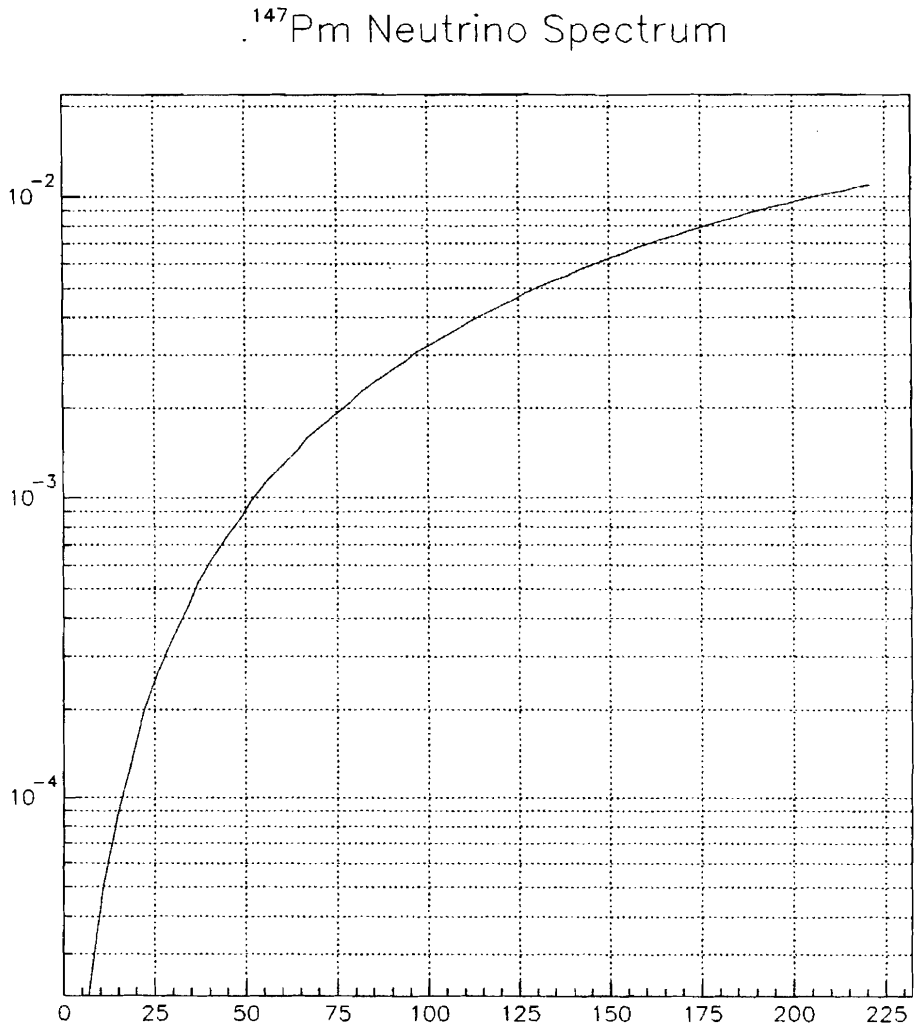

Рис.1. Спектр антинейтрино от изотопа ^{147}Pm [6].

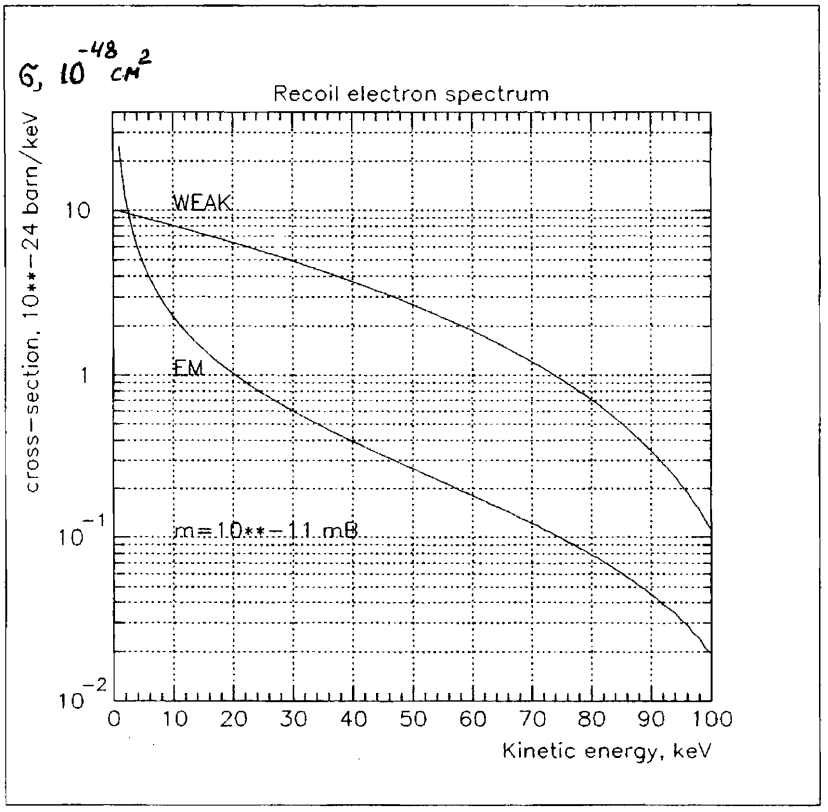

Рис.2. Дифференциальные спектры рассеяных электронов от электромагнитного ($\mu_\nu = 10^{-11}\mu_B$) и слабого взаимодействия антинейтрино от ^{147}Pm на свободном электроне.

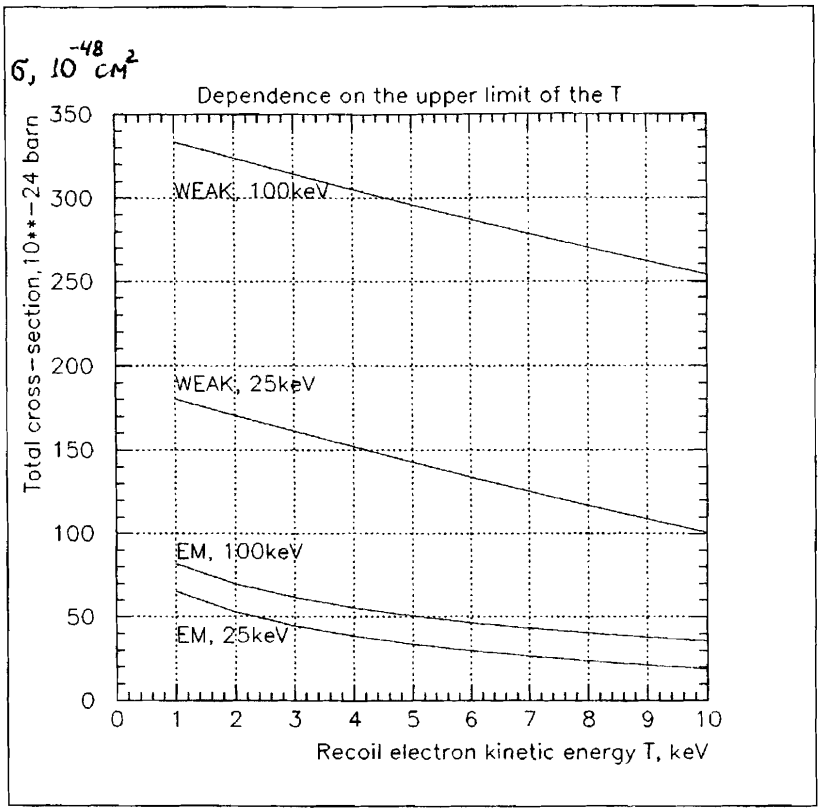

Рис.3. Зависимость величины полного сечения рассеяния антинейтрино от ^{147}Pm на свободном электроне для электромагнитного ($\mu_\nu = 10^{-11}\mu_B$) и слабого взаимодействия от величины нижнего порога регистрации (ось абсцис) и верхнего (25 кэВ и 100 кэВ).

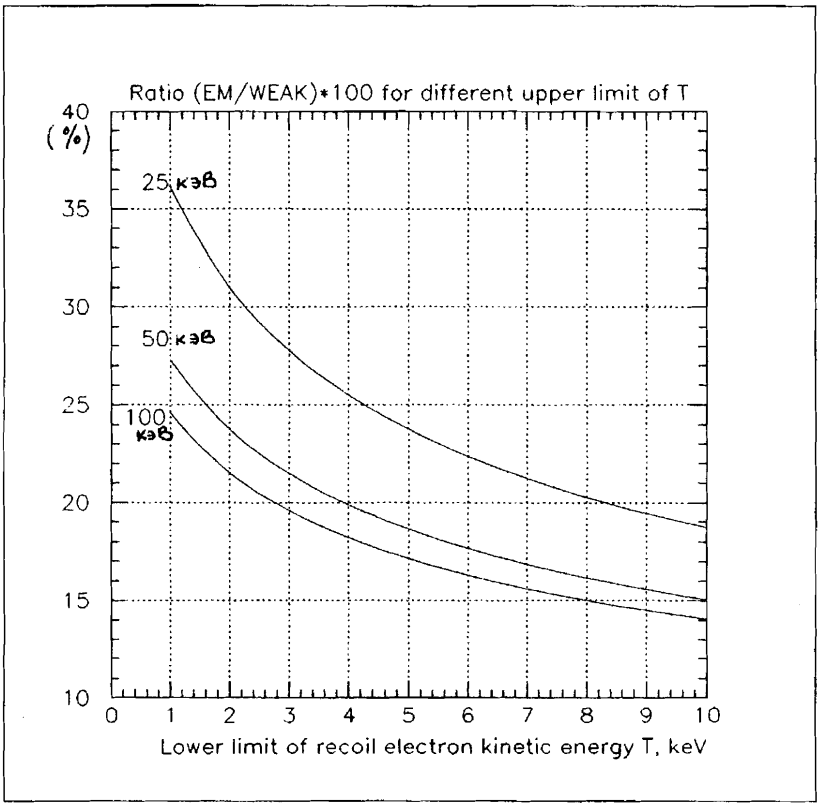

Рис.4. Отношение полного электромагнитного сечения рассеяния ($\mu_\nu = 10^{-11}\mu_B$) к слабому взаимодействию (в %) в зависимости от величины нижнего порога регистрации (ось абсцис) и верхнего порога (25 кэВ, 50 кэВ и 100 кэВ).

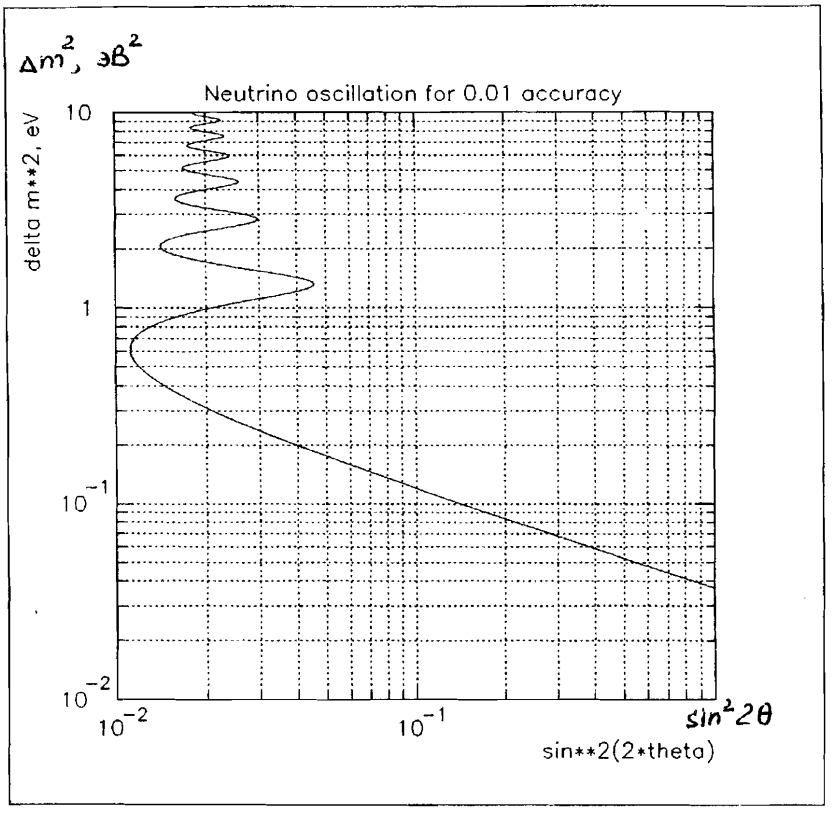

Рис.5. Ограничения на параметры осцилляций при точности измерения сечения рассеяния - 1 % (^{147}Pm, L = 0.35 м, разрешенная область - слева от кривой).

Литература

1.J.N.Bahcall// Neutrino Astrophysics. Cambridge: Cambridge U.P., 1989.

2.M.B.Voloshin, M.I.Vysotsky, M., Preprint ITEP, 1986, N1.
M.B.Voloshin, M.I.Vysotsky, and L.B.Okun// Zh.Eksp.Teore.Fiz., 1986,V.91, P.754; [Sov.Phys.JETP,1986, V.64, P.446].

3.В.Н.Корноухов, М.: Препринт ИТЭФ, 1994, N 90-94.

4.Г.В.Домогацкий, Д.К.Надежин// ЯФ, 1970, Т. 12, Вып.6, С.1233.
A.V.Kyuldjiev// Nucl.Phys., 1984, V. B243, P.387.

5.В.Н.Гаврин, Г.Т.Зацепин, В.Н.Корноухов. М.: Препринт ИЯИ АН СССР, 1991, П-690.

6.Бета- и антинейтринное излучение радиоактивных ядер: Справочник. В.Г.Алексахин, С.В.Родичев, П.М.Рубцов и др./ Под ред. П.М.Рубцова. М.: Энергоатомиздат, 1989.

7.Радиационные характеристики облученного топлива. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1972.

8.Химия долгоживущих осколочных элементов/ Под ред. акад.А.В.Николаева. Атомиздат, 1970.

9.В.И.Левин Получение радиоактивных изотопов. М.: Атомиздат, 1972.

10.Н.И.Богданов, Л.А.Муратов, М.В.Кульбашная //В сборнике "Производство изотопов" М.: Атомиздат 1983, С.411.

11.Радиоизотопные источники электрической энергии. В.М.Кодюков, А.И.Рагозинский, А.А.Пустовалов и др.;/ Под ред. докт. техн. наук Г.М.Фрадкина. М.: Атомиздат, 1978.

12.Л.П.Тимофеева, Е.А.Хольнова Калориметрическая установка для измерений препаратов радия //В сб.: Исследования в области измерения ионизирующих излучений. Вып. 5 (115). М.-Л.:Государственное издательство стандартов, 1961, С. 5 - 34.

13.В.Н.Гаврин, Е.П.Веретенкин, А.В.Звонарев, В.П.Евдокимов, В.Н.Корноухов и др., М.: Препринт ИЯИ РАН, 1993, N 807/93.

14.Л.Р.Кимель, В.П.Машкович Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Атомиздат, 1972.

15.S.A.Fayans, V.Yu.Dobretsov and A.B.Dobrotsvetov //Phys.Lett. 1992, V.B291, P.1.

16. V.L.Morgunov, I.O.Pilugin. Low Energy Neutrino Weak and Electromagnetic Scattering on Bounded Atomic Electrons. M.: Preprint ITEP, 1996, N28.
17. V.N.Gavrin and SAGE Collaboration. The Russian-American Gallium Solar Neutrino Experiment. Proc. of the IV Int. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Osaka, Japan, 12 - 16 June 1995. Ed. by H.Ejiri, T.Kishimoto &T.Sato, P.242-246.
18. GALLEX collaboration, P.Anselman et. al. //Phys.Lett., 1995, V. B342, P.440.

Подписано к печати 30.05.96 Формат 60x90 I/I6 Офсетн.печ.
Усл.-печ.л.I,5. Уч.-изд.л.I,I. Тираж 93 экз. Заказ 26.
Индекс 3649

Отпечатано в ИТЭФ, II7259, Москва, Б.Черемушкинская, 25