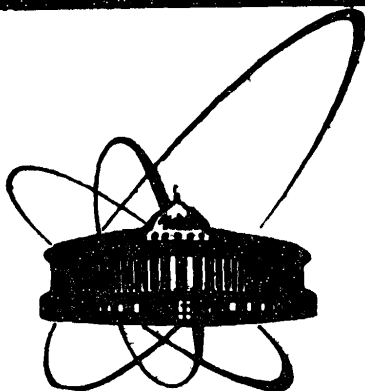


87-476



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Д 405

13-87-476

**В.П.Джелепов, В.Г.Зинов, А.Д.Конин, А.И.Руденко,
Г.М.Соловьева, В.В.Фильченков**

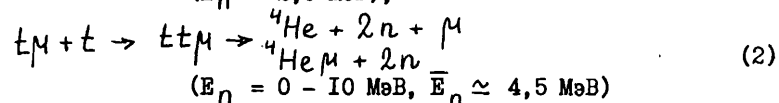
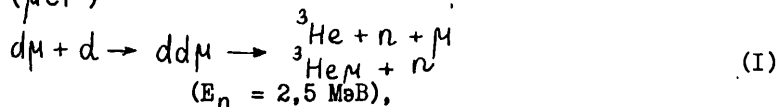
**СЦИНТИЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР
НЕЙТРОНОВ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ**

Направлено в журнал "NIM"

1987

В практике физического эксперимента нашли широкое применение детекторы нейтронов с жидким сцинтиллятором NE-213. К достоинствам этих детекторов относятся высокая эффективность регистрации и возможность реализации надежного $n-\gamma$ разделения по форме светового импульса. В обычно используемых детекторах объем сцинтиллятора не превышает нескольких литров, а их полная эффективность составляет $\epsilon \lesssim 0,1$.

Нашей целью явилось создание высокоэффективного детектора нейтронов с телесным углом $\Omega \approx 4 \pi$ и полной эффективностью $\epsilon \sim 1$, предназначенного для исследования процессов мюонного катализа ядерного синтеза (μCF)



и ядерного мю-захвата протоном



Как можно видеть из (1)-(3), диапазон энергий регистрируемых нейтронов в интересующих нас процессах составляет 2 - 10 МэВ.

Увеличение эффективности их регистрации до $\epsilon \sim 1$ позволяет:

- 1) резко повысить скорость счета исследуемых событий;
- 2) эффективно использовать явление множественности процессов μCF с целью надежного определения их параметров $1/I$;
- 3) значительно уменьшить неопределенность в расчетном или экспериментально найденном значении ϵ .

1. Амплитудные распределения и эффективность регистрации больших нейтронных детекторов

В детекторе с водородсодержащим сцинтиллятором регистрация нейтронов осуществляется по протонам отдачи. При облучении такого детектора плоскопараллельным пучком моноэнергетических нейтронов с энергией E_n его эффективность регистрации равна

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot h(B) \approx (1 - \dots) h(B),$$

где σ_n - сечение взаимодействия нейтронов с водородом, n_n - плотность ядер водорода в сцинтилляторе, d - толщина сцинтиллятора и $h(B)$ - фактор, учитывающий уменьшение эффективности из-за аппаратного порога с соответствующей пороговой энергией $E^{пор} = B$. Для сцинтиллятора с относительно небольшими размерами, т.е. при $n_n \sigma_n d \ll 1$ (т.н. "серые" детекторы) имеют место практически лишь однократные $n-p$ взаимодействия с равномерным (при $E_n \leq 15 \text{ МэВ}$) энергетическим распределением протонов отдачи. В этом случае $h(B) = 1 - B/E_n$ и эффективность регистрации $\epsilon(E_n) \approx n_n \sigma_n d (1 - B/E_n)$. Из-за того, что зависимость световых выхода (L) сцинтиллятора от энергии протонов носит нелинейный характер, аппаратное распределение детектора трансформируется в соответствии с выражением $f^{(k)}(L) = \varphi^{(k)}(E_p)(dE_p/dL)$, где $\varphi^{(k)}(E_p) = 1/E_n$ ($E_p = 0 - E_n$) - энергетический спектр для однократных $n-p$ взаимодействий. Обычно принято выражать $L(E_p)$ через эквивалентную по величине световых выхода энергию электрона (E_{ee}). Согласно [2], $E_{ee} = 0,16 E_p^{1,5}$ для $E_p = 0 - 6 \text{ МэВ}$ и $E_{ee} = 0,23 E_p^{1,3}$ при $E_p = 6 - 17 \text{ МэВ}$ (с точностью 5%). Очевидно, для таких степенных зависимостей $dE_p/dE_{ee} \sim E_p/E_{ee}$. В частности, для $E_p = 0 - 16 \text{ МэВ}$ $E_p = (E_{ee}/0,16)^{2/3}$ и $f^{(k)}(E) \sim E_{ee}^{-1/3}$.

При увеличении размеров сцинтиллятора, когда $n_n \sigma_n d \gg 1$ ("черные" детекторы), основной вклад в эффективность регистрации обусловлен многократными $n-p$ взаимодействиями. Для нейтронов с энергиями $E_n = 2 - 6 \text{ МэВ}$ указанное условие выполняется при $d \gtrsim 10 - 15 \text{ см}$. Многократные взаимодействия приводят к тому, что большая часть событий в энергетическом спектре группируется в области энергий протонов, близких к $E_p^{макс} = E_n$ (пик полного поглощения). Из-за нелинейности световых выхода в амплитудном спектре этот пик уширяется и смещается в область меньших амплитуд.

Амплитудные распределения для $n-p$ взаимодействий множественности "к" могут быть получены с помощью выражения

$$f^{(k)}(L, E_n) \sim \int_{x=0}^{x=E_p(L)} \varphi^{(1)}(x) \cdot [f^{(k-1)}(L; E_n - x)]^m(x) dx, \quad (4)$$

где $m(x) \sim [L(E_n) - L(x)]^{-1}$.

Амплитудные спектры протонов отдачи для $K = 1 - 3$ приведены на рис 1 ж). Из этого рисунка можно видеть, что уже для $K = 2$ заметно резкое уменьшение доли событий с малыми амплитудами. Это означает, что для "черных" детекторов увеличение их эффективности регистрации

ж) Спектры вычислены с помощью (4) для $E_n = 3 \text{ МэВ}$ без учета амплитудного разрешения. Очевидно, для других энергий в диапазоне 0 - 6 МэВ (где остается неизменным вид зависимости $L(E_p)$) спектры будут подобны.

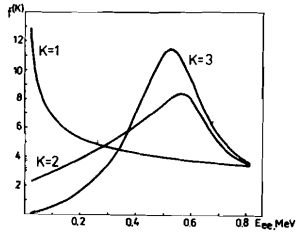


Рис. 1. Амплитудные распределения (в относительных единицах) протонов отдачи в водородсодержащем сцинтилляторе для однократных ($K=1$), двукратных ($K=2$) и трехкратных взаимодействий; $E_n = 3$ МэВ.

обусловлено не только возрастанием вероятности n - p взаимодействия с длиной пробега нейтрона, но также и уменьшением порогового фактора $h(B)$.

Для того, чтобы получить суммарный (по всем K) амплитудный спектр $F(L; E_n) = \sum_K f^{(K)}(L; E_n) \cdot P(K)$, нужно знать распределение по множественности n - p взаимодействий в сцинтилляторе. В качестве грубой оценки можно воспользоваться распределением Пуассона $P(K) = e^{-\lambda} \lambda^K / K!$ ($\lambda = n_n \sigma_n d$). Тогда эффективность регистрации

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - \Delta \mathcal{E}, \quad \mathcal{E}_0 = 1 - P(0) = 1 - e^{-n_n \sigma_n d}, \quad \Delta \mathcal{E} = P(1) \cdot B / E_n = n_n \sigma_n d \cdot B / E_n^2,$$

где $\Delta \mathcal{E}$ — уменьшение эффективности, связанное с порогом $E_n^{\text{пор}} = B$. При использовании приближения (5) не учитывается изменение длины пробега нейтрона и его сечения взаимодействия в результате соударений. Кроме того, в предыдущем рассмотрении не принималось во внимание взаимодействие нейтрона с ядрами углерода и некоторые другие эффекты. Поэтому для корректного определения параметров нейтронных детекторов используются расчеты методом Монте-Карло, в частности, для больших детекторов они выполнены в работах ^{/4,5/}. Оказывается, однако, что для надежных оценок могут использоваться и простые выражения вида (5), как это и было сделано нами при выборе размеров нейтронного детектора.

2. Выбор размеров и конструктивные особенности спектрометра

В экспериментах по изучению процессов (I)–(3) планируется применение цилиндрических мишеней с линейными размерами порядка нескольких сантиметров. Естественно поэтому использовать цилиндрический ($\Omega \approx 4\pi$) детектор с $\mathcal{H} = R$ (\mathcal{H} — высота, R — радиус кюветы сцинтиллятора). Поскольку в реакциях (I)–(3) $E_n = 0 - 10$ МэВ, для обеспечения условия

*) В работе ^{/3/} был использован другой способ оценки потери в эффективности за счет порога, связанный с модификацией функции $h(B)$ при учете многократных взаимодействий.

$n_n \sigma_n d > 1$ следует выбрать $\mathcal{H}, R > 10$ см. Вместе с тем указанные размеры не должны быть чрезмерно большими, т.к. их увеличение приводит к возрастанию фоновой загрузки детектора. Из опыта создания больших детекторов ^{/6-9/} следует, что при увеличении их размеров ухудшаются амплитудное разрешение и параметры n - γ разделения. Прекрасный пример выбора оптимальных параметров детектора полного поглощения продемонстрирован в работе ^{/4/}, однако он потребовал обширных расчетов методом Монте-Карло.

При выборе размеров детектора мы воспользовались оценками (5) с заменой $d \rightarrow \bar{d} = (\mathcal{H}/2) \ln(1 + \mathcal{H}^2/R^2) + R \operatorname{arctg} \mathcal{H}/R$, т.е. усреднение по экспоненте заменили усреднением ее показателя. При этом мы исходили из того, что пробеги нейтрона в цилиндрическом сцинтилляторе с $\mathcal{H} = R$ не сильно (максимум в $\sqrt{2}$ раз) отличаются друг от друга, поэтому замена $1 - e^{-\lambda} \rightarrow 1 - e^{-\bar{\lambda}}$ при $\lambda \geq 1$ приводит к относительной погрешности в величине \mathcal{E} не более 2%. Что касается величины $\Delta \mathcal{E}$ (уменьшение \mathcal{E} за счет порога), то оценка (5) должна быть неплохим приближением при малых пороговых амплитудах, для которых вклад от многократных взаимодействий мал, а вероятность взаимодействия незначительно изменяется за счет изменений σ_n и d в результате соударений. Мы сравнили вычисления \mathcal{E}_0 и \mathcal{E} согласно (5) с расчетами ^{/5/} методом Монте-Карло для следующих случаев:

1) плоскопараллельный пучок нейтронов с $E_n = 2$ и 4 МэВ, $E_{ee}^{\text{пор}} = 0,12$ МэВ, $d = 3,8$ см (эксперимент ^{/11/}) и с $E_n = 5$ МэВ, $E_{ee}^{\text{пор}} = 1$ МэВ, $d = 5,7$ см (измерения ^{/3/});

2) несимметричное расположение мишени (источника нейтронов) внутри цилиндрического детектора с $R = 26$ см и $\mathcal{H}_1 = 29$ см, $\mathcal{H}_2 = 14$ см, нейтроны из реакций (I)–(3), пороги $E_{ee}^{\text{пор}} = 0,1$ и 0,2 МэВ. В каждом случае было получено согласие с расчетами ^{/5/} с точностью несколько процентов.

На рис. 2 приведены вычисленные нами значения эффективности регистрации нейтронов из реакций (I)–(3) для различных размеров цилиндрического детектора: $\mathcal{H} = R = 5 - 25$ см (объем $V = 1 - 100$ л). Для

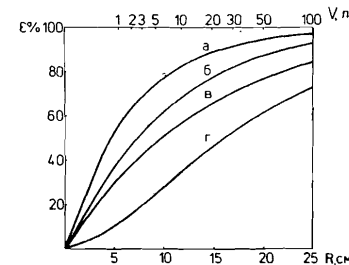


Рис. 2. Оценка эффективности регистрации нейтронов: а) — хотя бы одного из реакции (2), б) — из реакции (1), в) — от процесса (3) и г) — двух нейтронов из реакции (2) в цилиндрическом сцинтилляторе с $\mathcal{H} = R$ в зависимости от его размера. Порог регистрации $E_{ee}^{\text{пор}} = 0,16$ МэВ.

реакции (2) непрерывный спектр нейтронов заменялся на состоящий из двух групп: $E_{n1} = E_{n2} = 4,5 \text{ МэВ}$ (60%) и $E_{n1} = 2 \text{ МэВ}$, $E_{n2} = 6 \text{ МэВ}$ (40%); эффективность регистрации хотя бы одного нейтрона бралась как $\xi(\geq 1) = 1 - (1 - \xi_1)(1 - \xi_2)$ и двух нейтронов - $\xi(2) = \xi(1)\xi(2)$. Из рисунка можно видеть, что для рассматриваемого диапазона энергий нейтронов эффективность их регистрации быстро возрастает до $H = R = 10 - 15 \text{ см}$ и затем изменяется относительно медленно. Исходя из характера зависимостей $\xi(R)$ нами были выбраны размеры $H = R = 15 \text{ см}$, при которых условие $\xi \approx 1$ достигается для достаточно компактного детектора ($V = 24 \text{ л}$). Нам представляется, что спектрометры нейтронов полного поглощения наиболее целесообразно использовать именно с такими размерами ($V = 20 - 40 \text{ л}$) и для энергий $E_n \leq 10 \text{ МэВ}$. При больших энергиях размеры детектора, а с ними и проблемы светосбора и большой фоновой загрузки значительно возрастают, а форма линии ухудшается за счет неупругих $n - C$ взаимодействий в сцинтилляторе.

Конструкция спектрометра схематически показана на рис. 3. Было решено изготовить его разъемным и состоящим из двух одинаковых детекторов ("половин") с объемом сцинтиллятора $NE - 213$ *) в каждой части. $V_1 = V_2 = 12 \text{ л}$. Кроме несомненных методических преимуществ при работе с располагаемой в центре детектора мишенью с ее коммуникациями, такое решение целесообразно и с физической точки зрения, т.к. позволяет исследовать $n - n$ корреляции в реакциях (2) и некоторых других процессах (например, $\pi^- d \rightarrow n n$ в смеси $H_2 + D_2$ /10/).

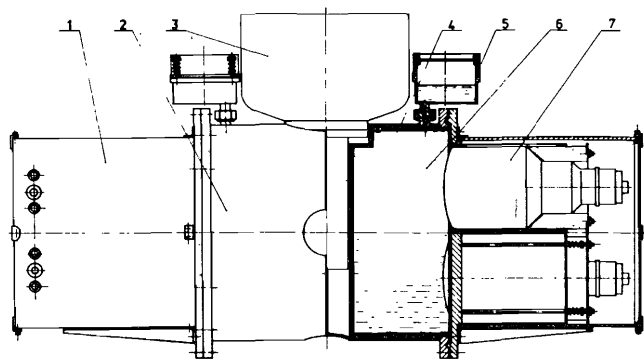


Рис. 3. Конструкция детектора. 1 - корпус блока ФЭУ, 2 - кювета, 3 - жидкотриетивая мишень, 4 - отражатель из тефлона, 5 - расширительное устройство, 6 - жидкий сцинтиллятор, 7 - ФЭУ.

*) Производство компании "Нуклеар Экспрайз", Эдинбург, Шотландия.

Кюветы сцинтиллятора (2) изготовлены из нержавеющей стали, толщина их стенок в цилиндрической части составляет 2 мм и в торцевой - 1 мм. В торцах кювет профилированы цилиндрические углубления для мезонного пучка и в перпендикулярном направлении - для мишени. Каждая кювета сообщается с расширительным устройством (5), которое в аварийной ситуации служит и как предохранительный клапан.

Ввиду того, что спектрометр предназначен для регистрации нейтронов с малыми энергиями ($E_n \geq 2 \text{ МэВ}$, или $E_{\alpha} \geq 0,5 \text{ МэВ}$) и при этом с обязательным условием надежного $n - \gamma$ разделения, большое внимание было уделено проблеме светосбора сцинтилляционного излучения на ФЭУ. Исходя из опыта нашей работы /12,13/ со сцинтиллятором $NE - 213$ нами в качестве отражающего материала был использован тефлон как химическое инертное вещество с высокими отражающими свойствами. Толщина его была выбрана равной 4 мм, что в сочетании с полированной поверхностью нержавеющей стали обеспечивает коэффициент отражения света не менее 90%. Ввиду высокой прозрачности $NE - 213$ /13/ потери света за счет его поглощения в кювете используемого размера незначительны.

При разработке конструкции спектрометра мы стремились обеспечить максимально возможное соотношение площадей фотокатодов ФЭУ ко всей площади внутренней поверхности кюветы. Как можно видеть из рисунка 3, каждая кювета просматривается четырьмя ФЭУ (XP 2040) с диаметром фотокатода $\phi 110 \text{ мм}$. При этом удалось обеспечить указанное отношение площадей равным 12%. Для сравнения укажем, что в детекторе /8/ с аналогичными размерами это отношение составляет $\approx 2\%$. Фотокатоды ФЭУ непосредственно граничат со сцинтиллятором (монтаж типа "рыбий глаз") без переходных световодов. Для каждой части детектора ФЭУ размещены на отдельном съемном фланце, что позволяет, в принципе, использовать весь блок ФЭУ без переделок и с кюветами больших размеров. Для обеспечения магнитной защиты ФЭУ использовались экраны из пермаллоя с толщиной стенок 0,4 мм, надеваемые на каждый ФЭУ. Кроме того, магнитным экраном служил и общий для всего блока ФЭУ кожух, изготовленный из электротехнической стали. Дополнительный магнитный экран из этой же стали надевался непосредственно на кювету.

Для обеспечения хороших временных свойств ФЭУ и линейности их выходной характеристики в большом диапазоне делителя питания ФЭУ были собраны по схеме /9/, в которой сохраняются постоянными напряжения на первых (до 3-го диода) и последних (начиная с II-го диода) электродах, а коэффициент усиления варьировался путем измерения напряжения на среднем (4 - 10 диоды) промежутке.

3. Характеристики детектора

Основные параметры детектора были определены в измерениях с радиоактивными источниками нейтронов и γ -квантов. На рис. 4 приводятся амплитудные распределения комптоновских электронов, полученные при изотропном облучении спектрометра γ -квантами от ^{137}Cs ($E_\gamma = 0,661$ МэВ) и ^{60}Co (1,17 и 1,33 МэВ). Относительно высокая эффективность регистрации γ -квантов ($\xi_\gamma \approx 0,5$) проявляется в заметном вкладе: а) многократных γ -взаимодействий в сцинтилляторе (пик "полного поглощения") и б) событий одновременной регистрации двух γ -квантов из одного и того же ядерного каскада (для ^{60}Co). В этом аспекте "черные" детекторы отличаются от "серых", для которых аппаратные спектры повторяют

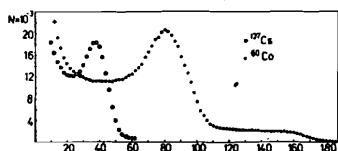


Рис. 4. Спектры комптоновских электронов от γ -источников ^{137}Cs и ^{60}Co , измеренные с помощью детектора полного поглощения. По оси ординат - число событий, по оси абсцисс - номер канала амплитудного анализатора.

(с учетом разрешения) спектры электронов от однократных γ -взаимодействий. В связи с этим возникает проблема энергетической калибровки нейтронного спектрометра больших размеров. Для "серого" детектора граница спектра комптоновских электронов соответствует каналу аппаратного распределения, в котором число событий составляет $\approx 0,7$ от максимального числа событий в канале. В "черном" детекторе указанное соотношение выполняется для больших энергий, каких именно - можно ответить лишь после специального изучения.

Высокие параметры светосбора в детекторе позволили получить надежное $n - \gamma$ разделение по форме светового импульса. Указанное разделение осуществлялось с помощью аппаратуры, разработанной и использованной нами в работах [12], и контролировалось в измерениях с $^{238}\text{Pu} - \text{Be}$ -нейтронным источником. Пример двумерного распределения "медленная компонента" - "быстрая компонента", приводится на рис. 5. Из наших измерений следует, что степень разделения (доля событий от γ -квантов в области нейтронных событий) составляет $\leq 10^{-3}$ для диапазона энергий $E_{ee} = 0,05 - 4,5$ МэВ, т.е. не хуже параметров, достигнутых нами с детектором малых размеров [12] ($V \approx 1$ л).

Временное разрешение детектора определялось в измерениях с двумя "половинами" детектора в режиме $\gamma - \gamma$ совпадений от источника ^{60}Co и оказалось равным $\Delta t \leq 5$ нс, что вполне достаточно для исследования интересных нас процессов (1)-(3).

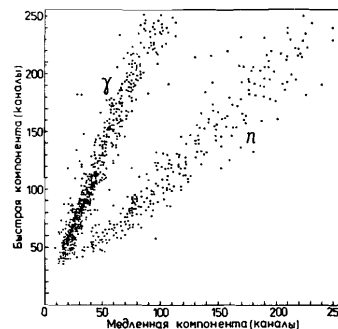


Рис. 5. Двумерное распределение, характеризующее качество $n - \gamma$ -разделения. По оси абсцисс и ординат амплитуды импульсов, пропорциональные площади соответственно медленной и быстрой компонент светового импульса. Измерено с источником $^{238}\text{Pu} - \text{Be}$, энергетический диапазон $E_{ee} = 0,05 - 0,8$ МэВ.

Аппаратурная форма линии от (квази-)моноэнергетических нейтронов была измерена с источником $^{238}\text{Pu} - \text{Be}$. Отбор нейтронов нужной энергии осуществлялся по времени пролета L/v . Запускающим датчиком являлся детектор небольшого размера ($V = 0,9$ л), размещенный вблизи источника, спектрометр (одна его половина) располагался на расстоянии $L = 2$ м от источника. Примеры амплитудных спектров для $E_n = 2$ и 3 МэВ приведены на рис. 6. Характер их согласуется с ожидаемым для указанного диапазона энергий. Главной отличительной особенностью спектров является малое число событий в области малых амплитуд. Отметим, что амплитудный порог в указанных измерениях составлял $E_{ee} = 0,12 - 0,13$ МэВ.

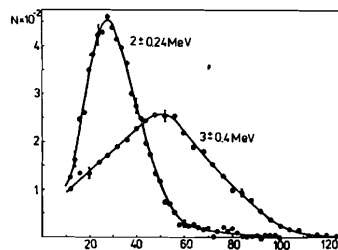


Рис. 6. Амплитудные распределения для (квази-)моноэнергетических нейтронов с $E_n = 2$ и 3 МэВ, измеренные с источником $^{238}\text{Pu} - \text{Be}$; отбор нейтронов нужной энергии осуществляется по времени их пролета от источника до детектора ($L = 2$ м).

Основным результатом настоящей работы является создание высокоэффективного сцинтилляционного детектора нейтронов с близкой к 100% эффективной регистрацией в области $E_n = 2 - 6$ МэВ, обладающего хорошими временными ($\Delta t \leq 5$ нс) и спектрометрическими свойствами и позволяющего осуществить надежное $n - \gamma$ разделение, начиная с пороговых энергий $E_{ee} = 0,050$ МэВ.

Литература

1. Зинов В.Г., Сомов Л.Н., Фильченков В.В. Препринт ОИЯИ PI5-82-478, Дубна, 1982; P4-84-85, 1984; АЭ, 1985, т.58, с.190.
2. R. Batchelor et al. Nucl.Instr.and Meth., 1961, 13, p. 70.
Verbinski V.V. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1968, 65, p. 8.
Pieroni N., Rusch D. Nucl.Instr.and Meth., 1974, 115, p. 317.
3. Drogg M. Nucl.Instr.and Meth., 1972, 105, p. 573.
4. Poenitz W.H. Nucl.Instr.and Meth., 1973, 109, p. 413.
5. Bystritsky V.M., Wozniak J., Zinov V.G., Nucl.Instr.and Meth., 1985, A241, p.532.
6. Bertin A., Vitale A. Nucl.Instr.and Meth. 1969, v.68, p. 24.
Evers D. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1975, 124, p.23.
7. Carlson J.D., Finlay R.W., Bainum D.E. Nucl.Instr.and Meth., 1977, 147, p. 353.
8. Ammand J.R.M., Finlay R.W., Polster M.A. Nucl.Instr.and Meth., 1985, A234, p.483.
9. Randers-rehrson G., Finlay R.W., Carter D.E. Nucl.Instr. and Meth., 1983, 215, p. 433.
10. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, с.542.
11. Thornton S.T., Smith J.R. Nucl.Instr.and Meth., 1971, 96, p.551.
12. Bystritsky V.M. et al. Phys.Lett., 1980, 94B, p. 476.
Зинов В.Г. и др. ПТЭ, 1982, 2, с. 26.
13. Filchenkov V.V., Konin A.D., Zinov. V.G., Nucl.Instr.and Meth., 1986, A245, p. 490.
14. Веретенников А.И., Аверченков В.Я. ПТЭ, 1958, 3, с. 48.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июня 1987 года.

Джелепов В.П. и др.

13-87-476

Сцинтилляционный спектрометр нейтронов полного поглощения

Создан и используется в исследованиях процесса мюонного катализа сцинтилляционный спектрометр нейтронов полного поглощения /объем сцинтиллятора $V = 24$ л/. Применение его позволяет: а/ резко повысить скорость набора событий; б / эффективно использовать явление множественности мюонного катализа с целью более полного и надежного определения его параметров; в/ значительно уменьшить неопределенность в расчетном или экспериментально найденном значении эффективности регистрации нейтронов. В приборе сочетаются хорошие спектрометрические свойства для энергий нейтронов $E_n = 1-6$ МэВ с надежным $n - \gamma$ разделением /степень разделения для Pu - Be источника $\leq 10^{-3}$, начиная с энергий электронов 50 кэВ/.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ:

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Dzelepov V.P. et al.

13-87-476

Full-Absorption Scintillation Spectrometer for Neutrons

A full-absorption scintillation spectrometer for neutrons (volume of scintillator = 24 l) has been developed and employed in investigations of muon catalysed processes. Its application allows: a) considerably increasing the rate of accumulation of events; b) efficiently using muon catalysis multiplicity for fuller and more reliable determination of its parameters; c) significantly reducing uncertainty in the calculated and experimentally found values of neutron detection efficiency. The device combines good spectrometric properties for neutron energies $E_n = 1-6$ MeV and reliable $n - \gamma$ separation (the degree of separation for a Pu-Be source $\leq 10^{-3}$ starting from the electron energy 50 keV).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.