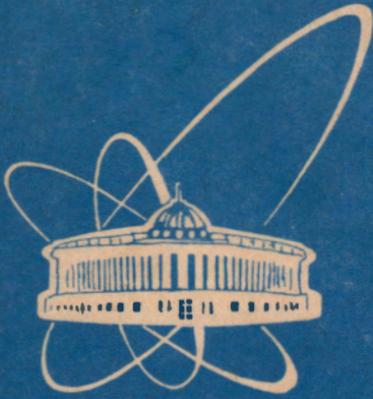


95-261



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13-95-261

В.А.Баранов, В.В.Жук, А.Д.Конин, В.В.Фильченков

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ  
С ДИФFUЗНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

Направлено в журнал «Nuclear Instruments and Methods A»

1995

Сцинтилляционные детекторы с диффузным отражателем широко применяются в физических экспериментах. В связи с этим возникает необходимость изучения их параметров, таких как эффективность светосбора и распределение света по времени как функции геометрии детектора и его отражающих свойств. Это особенно важно для нейтронных детекторов большого размера. В таких детекторах обычно используется специальный быстрый сцинтиллятор, специфические свойства которого позволяют реализовать эффективное нейтрон-гамма разделение по форме светового импульса. Для этого необходимо получить максимум световых выходов и малое время его собирания.

Метод Монте-Карло — наиболее надежный способ вычисления детальных характеристик светосбора в сцинтилляционных детекторах. Очень желательно, с другой стороны, иметь возможность делать простые оценки, особенно на стадии проектирования детектора. Как нам известно, не существует систематических исследований этой задачи. Мы имеем в виду как расчеты по Монте-Карло, так и их сравнение с моделями и результатами измерений. В некоторых работах (например, [1], [2], [3]) такие вычисления применялись для изучения влияния различных отражателей, включая диффузные, на эффективность светосбора в пластических и ВГО-детекторах.

В данной работе метод Монте-Карло применяется для исследования процесса светосбора на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) в сцинтилляционных детекторах с диффузным отражателем. Нашей целью было получение не только эффективности светосбора, но и временных характеристик детектора. Мы особенно интересовались характеристиками светосбора для спектрометра полного нейтронного поглощения на основе NE-213 [4], [5] объемом  $V = 24$  л, созданного в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) и интенсивно применяющегося для исследования мюонного катализа. Результаты расчетов сравниваются с измерениями и некоторыми модельными оценками.

## 1 Приближенные оценки для определения характеристик светосбора

Фотоны, родившиеся внутри сцинтиллятора в результате его облучения, распространяются в нем, испытывая отражения от отражателей,

окружающих поверхность сцинтиллятора. Во время процесса, состоящего из ряда циклов отражения, они могут поглотиться или на отражателе, или в самом сцинтилляторе. Вероятность для фотона продолжить существование (уцелеть) при каждом отражении определим как коэффициент отражения  $r$ , потери света из-за поглощения в сцинтилляторе характеризуются длиной поглощения  $\lambda$ . Часть фотонов, доходящих до ФЭУ, определяется как эффективность светосбора  $\epsilon$ .

В соответствии с моделью Кларка [6] поглощаемая в каждом цикле  $k$  часть света описывается фактором

$$f_k = r \cdot \exp(-\bar{l}/\lambda), \quad (1)$$

и общая часть света, попадающего на фотокатод, определяется суммой конечных геометрических серий из факторов  $(f_k)^k$ . Величина  $\bar{l}$  - средний путь фотона в цикле. Как следует из рассмотрения Кларка, распределение числа циклов  $k$  и времени светосбора имеет геометрический характер. Их средние величины  $\bar{k}$  и  $\bar{t}$  (время спада) легко получаются с помощью величины  $f_k$  из выражения (1).

В настоящей работе мы исследовали "улучшенную" модель, в которой предлагаем рассматривать непрерывную длину пути фотона в отличие от дискретной в модели Кларка. Для этой цели мы использовали аналогию (с математической точки зрения) между процессами светосбора и многократного мюонного катализа, кинетика которого описана достаточно хорошо (см., например, [7]). В нашем рассмотрении дифференциальное распределение времени светосбора имеет форму

$$dW(t)/dt = (\epsilon v/\bar{l}) \cdot \exp[-(\beta v + (\epsilon + \omega - \epsilon\omega)v/\bar{l}) \cdot t]. \quad (2)$$

В этой формуле используются переменные:

$\beta = 1/\lambda$  - коэффициент поглощения света,  $\omega = 1 - r$ ,

$v$  - скорость распространения света в сцинтилляторе,

$\epsilon$  - относительный телесный угол, под которым виден ФЭУ ("геометрическая эффективность" детектирования фотонов).

Соотношения  $\epsilon = S_{PM}/\Sigma$  и  $\bar{l} = 4V/\Sigma$  могут применяться как простое приближение для величин  $\epsilon$  и  $\bar{l}$  соответственно [6], [8]. Здесь  $\Sigma$  - полная поверхность сцинтиллятора,  $V$  - его объем и  $S_{PM}$  - полная поверхность фотокатода. Среднее число циклов отражения определится выражением:

$$\bar{k} = 1/(\beta\bar{l} + \epsilon + \omega - \epsilon\omega). \quad (3)$$

Из нашего рассмотрения следует, что нет существенного различия между нашим приближением и моделью Кларка. Для большого диапазона величин  $r$  и  $\lambda$  их результаты по полному световыходу и по временному спаду света совпадают с точностью 10 – 20%. Поэтому мы в дальнейшем не различаем их и оба приближения просто называем моделью.

Некоторые результаты, полученные с моделью, представлены в табл. 1-3. Эффективность светосбора, время спада и среднее число циклов отражения получены на основе формул (2),(3). С помощью модели можно оценить, как свойства сцинтиллятора, количество ФЭУ и диаметр фотокатода влияют на характеристики светосбора. Так, из формул (1),(2) следует, что большое значение  $\epsilon = 13\%$ , полученное нами в [4], позволяет достигнуть не только хорошего энергетического разрешения, но также и короткого выходного сигнала в нейтронном спектрометре большого размера.

Основное предположение, используемое в модели: эффективность регистрации фотона  $\epsilon$  не зависит от номера цикла и геометрии сцинтиллятора. Поэтому можно ожидать удовлетворительного описания моделью процессов светосбора только тех детекторов, у которых продольные размеры примерно равны поперечным. Очевидно, что модель не может объяснить детали временного распределения света, особенно для его начальной (быстрой) части. Сделать это и объяснить обоснованность самой модели можно, используя метод Монте Карло.

## 2 Моделирование методом Монте-Карло процесса светосбора. Сравнение результатов расчетов и измерений

В данной статье мы используем программу моделирования "PHOTON" [9], созданную для определения характеристик сцинтилляционных счетчиков с отражающими поверхностями различных типов. Эта программа ранее применялась в методических работах при проведении экспериментов по поиску редких распадов (АРЕС и  $\pi/\beta$  проекты). В настоящей работе расчеты для сцинтилляционных детекторов с диффузными отражателями производились на базе программы "PHOTON", а также программы "LIGHT", специально разработанной нами для расчетов параметров детекторов с диффузными отражателями.

Схема расчетов Монте-Карло состоит из генерации первоначальных координат и направления вылета фотона, получения координат пересечения фотона с поверхностью сцинтиллятора или фотокатода ФЭУ. Предполагается, что свет генерируется в "идеальном" сцинтилляторе, т.е. время световой вспышки много меньше, чем время светосбора. Фотоны генерировались либо в некоторой фиксированной точке сцинтиллятора, либо равномерно в сцинтилляторе. Расчеты описывают распространение каждого фотона до пересечения им фотокатода. Учитывалось его поглощение на отражателях и в самом сцинтилляторе. Предполагалось, что угловое распределение отраженного света описывается законом Ламберта (т.е. пропорционально косинусу угла между ним и перпендикуляром к диффузной поверхности). В программе рассматриваются варианты учета изотропного распределения и распределения Френеля.

В процессе движения фотона контролируется его время жизни. Время определяется как отношение длины пути к скорости света в сцинтилляторе. В программе накапливались и анализировались временные распределения для фотонов, собираемых на ФЭУ.

Программные пакеты "PHOTON" и "LIGHT" применялись при расчетах характеристик светосбора для детекторов с разными геометриями и размерами, главным образом для детекторов на основе жидкого сцинтиллятора NE-213 и тефлонового отражателя, используемых в ОИЯИ при изучении мюонного катализа. Из наших измерений [10] следует, что длина поглощения света и коэффициент отражения для тефлона равны  $\lambda \approx 5$  м и  $r = 0.96$ .

Основные результаты расчетов представлены на рис. 1-4 и в табл. 1-3. Числа отсчетов для временных спектров даны в произвольных единицах. Полная статистика для каждого распределения содержит не менее 40 000 событий. Значения величины средней длины пробега фотона между отражениями  $\bar{l}$  и среднего числа циклов отражения  $\bar{k}$  получены усреднением для тех событий, в которых фотоны достигают фотоумножителя. Время спада определяется как временной интервал, при котором интенсивность во временном спектре уменьшается в  $e$  раз по отношению к максимуму.

Рис. 1, 2 и табл. 1 относятся к детектору полного нейтронного поглощения [4]. Его тефлоновая кювета имеет форму цилиндра диаметром 31 см и высотой ( $h_0$ ) 16 см. Свет со сцинтиллятора собирается четьрьмя ФЭУ ХР-2040, имеющими фотокатод диаметром 11 см. ФЭУ

непосредственно контактируют с жидким сцинтиллятором NE-213 без каких-либо промежуточных материалов.

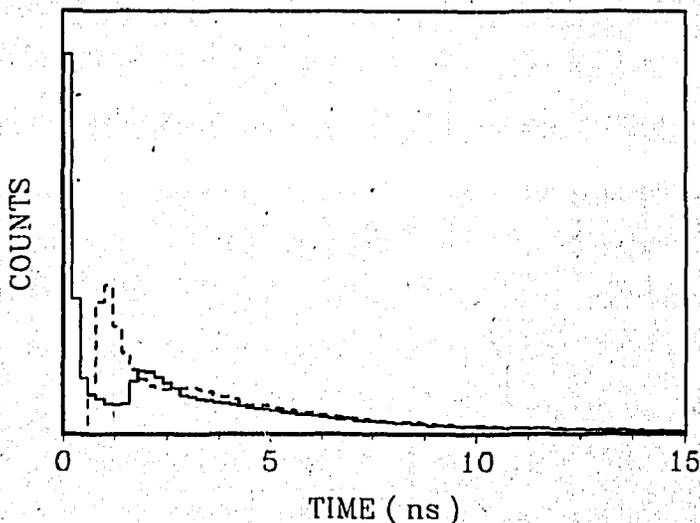


Рис. 1. Временное распределение света, регистрируемого ФЭУ. Спектр рассчитывался методом Монте-Карло для спектрометра полного нейтронного поглощения [9] на основе сцинтиллятора NE-213  $\phi 31 \times 16$  см<sup>2</sup>. Область излучения представляла собой диск, размещаемый на расстояниях  $h_0 = 1.6$  см (сплошная линия) и  $h_0 = 14.4$  см (пунктирная линия) от ФЭУ. В расчетах полагались значения длины поглощения света  $\lambda = 5$  м и коэффициента отражения  $\tau = 0.96$

Временной спектр на рис.1 рассчитывался для источников света, расположенных вблизи ФЭУ и вдали от него. Из рисунка видно, что эти спектры существенно отличаются в своей начальной области, определяемой влиянием первичного света, который доходит до ФЭУ прямо без отражений или после 1-2 циклов отражения. Область "устойчивого состояния" начинается через 3-4 нс после вспышки, когда свет распределится по всему сцинтиллятору. Хотя временной спектр имеет различный характер, эффективность светосбора примерно одинакова в обоих случаях и варьируется от 65 до 69 %.

Результаты, представленные на рис.2 и в табл. 1, соответствуют равномерному облучению спектрометра. Были рассмотрены два варианта с разными коэффициентами отражения:  $\tau = 0.96$  и  $\tau = 0.60$ . В этом случае начальная часть спектра не представлена так отчетливо, как на рис.1, и оба распределения по характеру поведения близки к

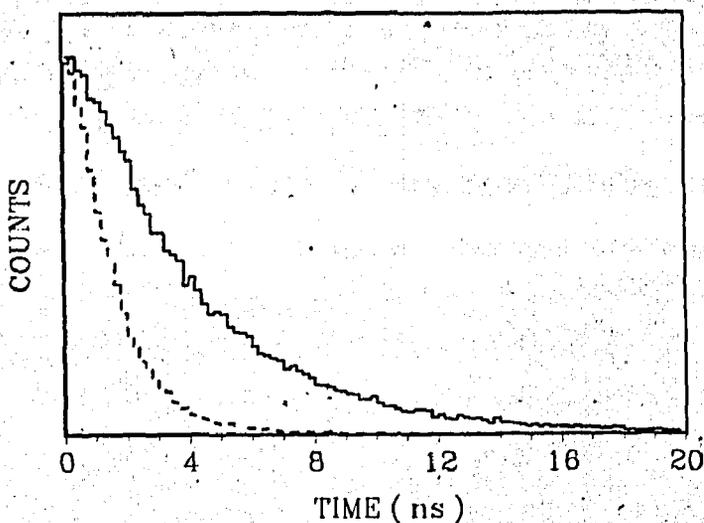


Рис. 2. То же, что и на рис.1, но источник равномерно распределен по спектрометру. Сплошная линия соответствует  $\gamma = 0.96$  и пунктирная -  $\gamma = 0.60$

Таблица 1. Характеристики светосбора для нейтронного спектрометра на основе сцинтиллятора NE-213  $\phi 31 \times 16 \text{ см}^2$  [4], полученные методом Монте-Карло и с использованием модел. Результаты представлены для случая равномерного распределения источника и длины поглощения света  $\lambda = 5 \text{ м}$

Величина	Значение			
	Монте-Карло		Модел	
	$\gamma=0.96$	$\gamma=0.60$	$\gamma=0.96$	$\gamma=0.60$
Средняя длина пути фотона (см)	14.0	14.0	15.0	15.0
Время спада (нс)	5	2	3.8	1.4
Среднее число циклов	5.4	2.0	5.0	2.0
Эффективность светосбора (%)	66.8	25.5	67.3	27.9

экспоненциальному с постоянной затухания, равной 5 и 2 нс соответственно. Полученные при моделировании распределения числа циклов отражения имеют аналогичное поведение.

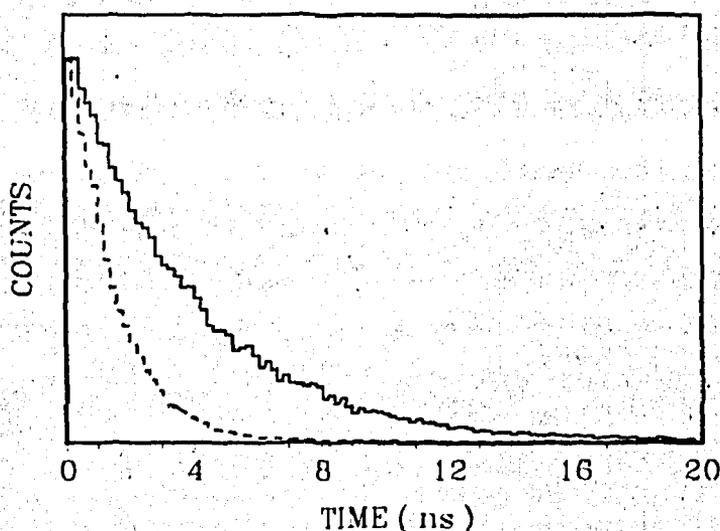


Рис. 3. Временные распределения света, рассчитанные для жидкого сцинтиллятора NE-213  $\phi 10 \times 9.5 \text{ см}^2$  с ФЭУ XR-2020 (сплошная линия) и XR-2040 (пунктирная линия). При расчетах предполагалось равномерное распределение источника и  $\lambda = 5 \text{ м}$ ,  $r = 0.96$

На рис.3 представлены временные распределения для цилиндрического детектора диаметром 10.0 см и высотой 9.5 см (объем  $V=0.7$  л). Одно из них соответствует ФЭУ типа XR-2040 с фотокатодом диаметром 11 см, а другое — ФЭУ типа XR-2020 с фотокатодом диаметром 4.4 см. Для этих вариантов параметры светосбора даны в табл. 2. Из них можно заключить, что при использовании ФЭУ, различающихся в 6 раз по площади фотокатода, эффективность светосбора изменяется в 2 раза, а время светосбора — в три раза.

В ряде случаев требуется знать характеристики процессов светосбора в длинном сцинтилляторе, облучаемом равномерно или на различных расстояниях от ФЭУ. На рис.4 представлены временные распределения светосбора, рассчитанные для цилиндрического детектора  $\phi 10 \times 50 \text{ см}^2$ . Как видно из этого рисунка, временные спектры, полученные для светимости в области, близкой к ФЭУ и дальней от него, существенно отличаются один от другого. Основные параметры све-

Таблица 2. Сравнение параметров процесса светосбора, рассчитанных по методу Монте-Карло и оцененных по модели для детекторов цилиндрической геометрии в кювете объемом  $V=0.7$  л. В расчетах полагались значения  $\lambda = 5$  м и  $r = 0,96$  и однородное распределение источника по сцинтиллятору

Величина	Значение			
	Монте-Карло		Модель	
	XP-2040	XP-2020	XP-2040	XP-2020
Средняя длина пути фотона (см)	6.2	6.5	6.7	6.7
Время спада (нс)	2.0	5.0	1.5	3.9
Среднее число циклов	4.6	11.8	4.7	11.5
Эффективность светосбора (%)	80.0	39.4	80	38

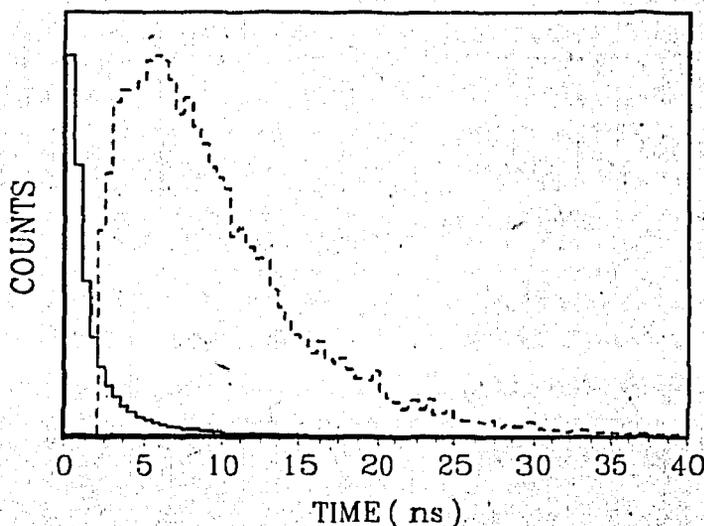


Рис. 4. То же, что и на рис.1, но для сцинтиллятора  $\phi 10 \times 50$  см<sup>2</sup>. Сплошная линия соответствует положению источника излучения на расстоянии  $h_0 = 5$  см, пунктирная  $h_0 = 45$  см

Таблица 3. Характеристики процессов светосбора, полученные на основе метода Монте-Карло и с использованием модели для цилиндрического детектора  $\phi 10 \times 50 \text{ см}^2$ . Величина  $h_0$  означает расстояние между источником света и ФЭУ. В расчетах использовались значения  $\lambda = 5 \text{ м}$  и  $\tau = 0,96$

Величина	Значение			
	Монте-Карло		Модель	
	$h_0 = 5 \text{ см}$	$h_0 = 45 \text{ см}$	Равномерная светимость	
Средняя длина пути фотона (см)	8.0	9.6	9.1	9.1
Среднее число циклов	5.0	19.2	10.3	10.0
Эффективность светосбора (%)	68	16	34	43

тосбора для этих случаев представлены в табл. 3.

Сравнение результатов расчетов по методу Монте-Карло с предсказаниями модели можно сделать на основе данных, представленных в табл. 1-3. Из табл. 1,2 видно, что модель хорошо описывает процессы светосбора для цилиндрических детекторов, у которых высота и диаметр одного порядка. Наилучшее согласие между расчетами по методу Монте-Карло и моделью имеет место для изотропного излучения сцинтиллятора, наиболее часто встречаемого в эксперименте.

Однако модель объясняет только "устойчивое состояние" процесса светосбора и не описывает его начальную стадию, что наиболее ясно проявляется для детекторов с длинными сцинтилляторами (см. рис.1,2, 4). Заметим, что знание начальной стадии выходного сигнала детектора важно для времяпролетных (TOF) измерений и что детекторы с диффузным отражателем наиболее подходят при проведении таких исследований с нейтронами относительно низких энергий ( $\sim \text{МэВ}$ ) [11].

### 3 Анализ формы сигнала сцинтилляционного детектора

Мы сравнили результаты расчетов по Монте-Карло с результатами измерений формы выходного сигнала ФЭУ, проведенных на нейтронном спектрометре  $\phi 31 \times 16 \text{ см}^2$  и на цилиндрическом детекторе  $\phi 10 \times$

9.5 см<sup>2</sup>. Для контроля были проведены измерения с пластическим сцинтиллятором малых размеров. Измерения осуществлялись с  $\gamma$ -источником <sup>137</sup>Cs, располагаемым на противоположной к ФЭУ части детектора. Сигналы наблюдались на осциллографе (350 МГц) и оцифровывались для дальнейшего анализа. Результаты измерений представлены на рис.5 точками, соединенными линиями.

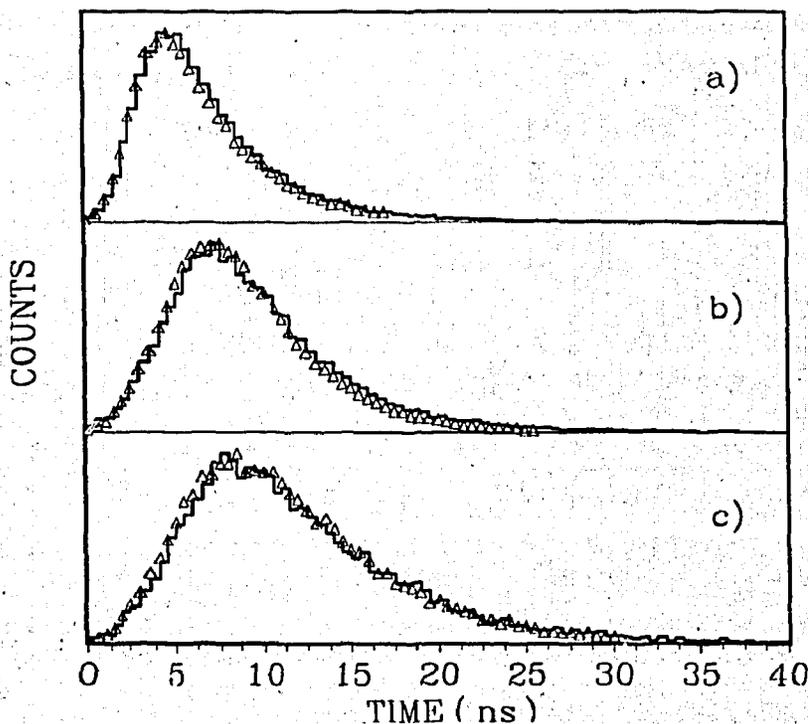


Рис. 5. Форма импульса детектора для вариантов: пластический сцинтиллятор  $2 \times 2 \times 0.5$  см и ФЭУ ХР-2020 (а); сцинтиллятор NE-213  $\phi 10 \times 9.5$  см<sup>2</sup> с ФЭУ ХР-2040 (б); нейтронный спектрометр [4]  $\phi 31 \times 16$  см<sup>2</sup> (с). Результаты измерений представлены точками, соединенными линиями, а расчеты по Монте-Карло — гистограммами

На этом же рисунке представлены соответствующие временные распределения, рассчитанные по методу Монте-Карло. К ранее рассмотренным предположениям были добавлены следующие, более полно отражающие реальность, факторы:

1. Мы учитывали взаимодействие  $\gamma$ -кванта с веществом сцинтиллятора, используя соответствующее сечение взаимодействия для

корректного получения области генерации фотонов в сцинтиляторе. Положение  $\gamma$ -источника при моделировании было аналогично используемому при измерениях.

2. Были приняты во внимание конечное время высвечивания сцинтиллятора  $\tau_{sc}$  и аппаратный временной джиттер  $\delta_t$ . В параметр  $\delta_t$  входят временной разброс ФЭУ и неопределенность во временных осциллографических измерениях. Мы учитывали их при расчетах заменой  $t \rightarrow t + \Delta t$ , где величина  $\Delta t$  разыгрывалась по Гауссу с нулевым средним значением и стандартным отклонением  $\delta_t$ . Параметры  $\tau_{sc}$  и  $\delta_t$  оптимизировались для получения наилучшего согласия между рассчитанными распределениями и измерениями. Полученные параметры находятся в соответствии с ожидаемыми величинами.

Из графика видно хорошее согласие между формой измеренного сигнала и соответствующим моделированным распределением света. Из нашего рассмотрения следует, что для всех показанных на рис. 5 случаев начальная область временного сигнала определяется временем сбора света, а следующая область — постоянной высвечивания сцинтиллятора. Основной вывод состоит в том, что даже для спектрометра большого размера (объем  $V = 12$  л) наблюдаемое время сцинтилляционного светосбора достаточно мало. Поэтому спектрометр [4] сочетает высокую эффективность регистрации нейтронов и замечательные спектрометрические характеристики с достаточно высоким быстродействием. Это обстоятельство важно для эксперимента по исследованию реакции синтеза с помощью многократного мюонного катализа  $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ , в которой один мюон может вызывать более 100 реакций за время своей жизни (2 мкс).

#### 4 Новый анализ данных по прозрачности сцинтиллятора NE-213 на основе Монте-Карло программ

На основе указанных выше Монте Карло программ мы провели новый анализ результатов наших исследований по измерению прозрачности NE-213 и коэффициенту отражения тефлона [10] для исключе-

ния возможных систематических неопределенностей в них. Результаты [10] были получены при анализе величины светосбора при облучении длинного сцинтилляционного детектора коллимированным  $\gamma$ -источником  $^{137}\text{Cs}$  при различных его положениях относительно ФЭУ. Критерием количества света, собранного ФЭУ, была граница комптоновского спектра. Для устранения корреляции между прозрачностью и коэффициентами отражения  $\beta$  и  $r$  авторы [10] использовали два геометрически подобных детектора, существенно (в 3.3 раза) различающихся размерами: "большой" имел размеры  $49.0 \times 34.0 \text{ см}^2$  и "маленький"  $12.7 \times 10.2 \text{ см}^2$ . Тефлоновая кювета для каждого детектора, толщиной 5 мм, была обернута снаружи алюминированным майларом.

Авторы [10] применили простой и эффективный (быстрый расчет) метод, используя "матричный" алгоритм, в котором распределение света по высоте сцинтиллятора определялось после каждого цикла отражения. Цилиндрическая поверхность сцинтиллятора делилась на десять равных интервалов, две другие части были: ФЭУ на одном из торцов сцинтиллятора и отражающая поверхность на другом конце. Вероятность для фотона достигнуть какой-то части поверхности вычислялась с использованием числовой функции для телесного угла "из диска в диск" или "из точки в диск". Для учета потерь света из-за поглощения в сцинтилляторе использовались усредненные значения длины пути между частями поверхности. Деление поверхности сцинтиллятора на дискретные интервалы и усреднение длины пути между ними могли быть одними из источников некоторой неопределенности в результатах [10]. Для исключения этого в настоящей работе мы проводим подробные расчеты процессов светосбора для длинных сцинтилляционных счетчиков на основе Монте-Карло программ "LIGHT" и "PHOTON".

Другой источник неопределенности в [10] может быть связан с методом определения величины потери света в зависимости от положения источника излучения. Предполагалось, что форма комптоновского спектра не зависит от этого положения, и полувысота спада спектра для всех случаев рассматривалась как его граница.

Однако соотношение амплитуда-энергия зависит от величины энергетического разрешения и модифицируется при изменении световых хода. Кроме того, форма амплитудного спектра и, следовательно, отклик амплитуда-энергия варьируются с размерами сцинтиллятора, т.к. изменяется эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов, рассеиваемых в са-

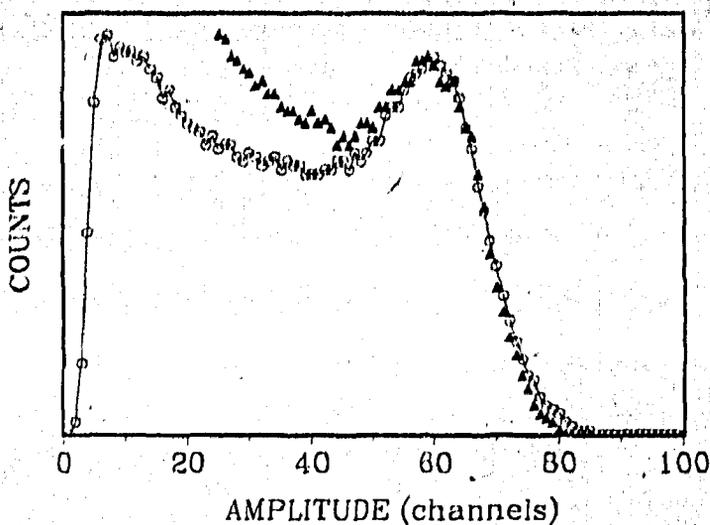


Рис. 6. Экспериментальный комптоновский спектр для сцинтилляционного детектора  $\phi 27 \times 102$  мм<sup>2</sup> и  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  (звездочки). Кружочки - Монте-Карло зависимость, полученная с оптимальными величинами амплитудного разрешения масштабного фактора

мом сцинтилляторе [5]. Как следует из [12], этот отклик различается до 25% для стильбенового сцинтиллятора диаметром 3.8 см и толщиной 1.3 см и для сцинтиллятора из пластика NE102A диаметром 5.0 см и толщиной 7.6 см.

В данной работе учитывались все эти факты. Наше улучшение анализа работы [10] состояло в использовании масштабного фактора рассчитанного комптоновского спектра  $^{137}\text{Cs}$  как критерия световыхода. Этот фактор был найден фитированием экспериментального амплитудного распределения и его расчета на основе специально созданной нами Монте-Карло программы "GAMSP". Экспериментальные условия измерений [10]: геометрия детектора и его размеры, положения места облучения учитывались в расчетах. Амплитудное разрешение и масштабный фактор варьировались для получения наилучшего фита. Учитывалось также рассеяние  $\gamma$ -квантов на передней стенке тефлоновой кюветы.

На рис.6 представлен пример экспериментального амплитудного распределения и его аппроксимация зависимостью Монте-Карло для ма-

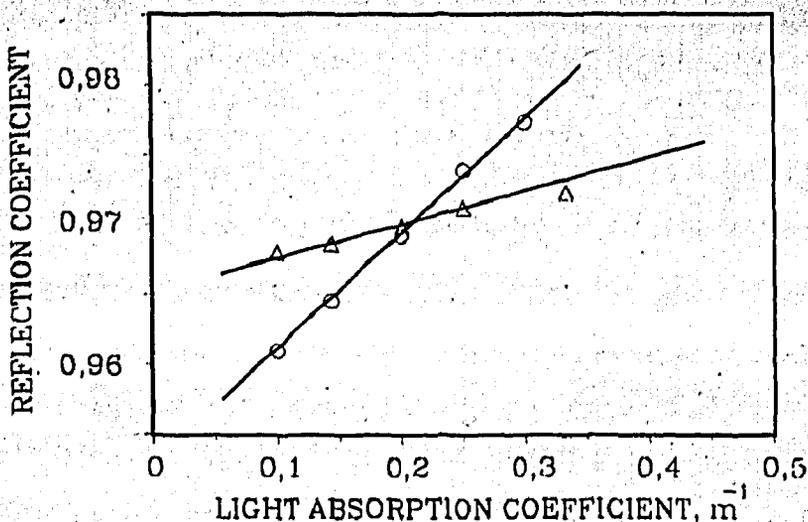


Рис. 7. Зависимости  $r_{opt}$  от  $\beta_{opt}$  для большого (кружочки) и маленького (треугольнички) детекторов. Прямые представляют результаты совместного фита для экспериментальных распределений, полученных с двумя детекторами

лого детектора. Можно видеть, что имеется хорошее соответствие между экспериментальным и рассчитанным распределениями для их граничной области. Некоторое расхождение экспериментальных точек по сравнению с рассчитанной зависимостью в области малых энергий объясняется эффектами  $\gamma$ -рассеяния на коллиматоре и противоположной стенке кюветы, что не учитывалось при расчетах. Этот эффект меньше проявляется для "большого" детектора и не влияет на положение границы спектра Комптона для обоих детекторов.

Оптимальные величины для "эффективного" коэффициента отражения  $r$  как функции коэффициента поглощения света  $\beta$  представлены на рис. 7. Они нанесены для "большого" и "малого" детекторов. Точка пересечения этих двух линий определяет искомые параметры. Оптимальные величины для  $\beta$  и  $r$  получены при совместном фитировании этих двух зависимостей. Они оказались равными:

$$\beta = 0.213 \pm 0.003 \text{ м}^{-1}, \quad (4)$$

$$r = 0.970 \pm 0.002$$

(статистические ошибки в обоих случаях).

Из (4) следует, что длина поглощения для NE-213

$$\lambda = 4.69 \pm 0.07 \text{ м.}$$

Этот результат подтверждает заключение работы [10] о высокой прозрачности сцинтиллятора NE-213 и противоречит величине  $\lambda \approx 1.5 \text{ м.}$  намеченной в ранних экспериментах [13]. Возможные причины такого несоответствия обсуждались в работе [10].

Авторы благодарны Ю.К. Акимову, В.Г. Зинову, Е.С. Кузьмину и И.Е. Чирикову-Зорину за плодотворные дискуссии.

## Литература

- [1] Falk F. and Sparrman P., Nucl.Instr. and Meth., 85 (1970) 349.
- [2] Schollermann H. and Klein H., Nucl.Instr. and Meth., 169 (1980) 25.
- [3] Carrier C. and Lecomte R., Nucl.Instr. and Meth., A294 (1990) 355.
- [4] Dzhelepov V.P. et al., Nucl.Instr. and Meth., A269 (1988) 634.
- [5] Filchenkov V.V., Konin A.D., Rudenko A.I., Nucl.Instr. and Meth., A294 (1990) 504.
- [6] Clark G.W., IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-7 (1960) 164.
- [7] Zinov V.G., Somov L.N., Filchenkov V.V., Nucl.Instr. and Meth., A228 (1984) 54.
- [8] Fan C.Y., Rev. Sci.Instr., 35 (1964) 158.
- [9] Баранов В.А., Жук В.В., Козулин Е.В., Покровский И.В., ОИЯИ, P13-95-13, Дубна, 1995.
- [10] Zinov V.G., Konin A.D., Filchenkov V.V., Nucl.Instr. and Meth., A245 (1985) 490.
- [11] Annand J.R.M., R.W.Finlay R.W., Polster M.A., Nucl.Instr. and Meth., A234 (1985) 483.
- [12] Cherubini R., Moschini G., Policroniades R., Varela A., Nucl.Instr. and Meth., A281 (1989) 349.
- [13] Kuijper P., Tiesinga C.J., Jonker C.C., Nucl.Instr. and Meth., 42 (1966) 56.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 июня 1995 года.