

УДК 539.1.074.6

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОСБОРА В ЖИДКОСТНОМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ СЧЕТЧИКЕ ОБЪЕМОМ 1.5 м³ С КВАЗИЗЕРКАЛЬНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ

© 2010 г. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, А. С. Мальгин

Институт ядерных исследований РАН

Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

Поступила в редакцию 13.04.2010 г.

Проведены исследования временного хода светособирания в счетчике объемом 1.5 м³ с зеркальным отражением, который заполнен жидким сцинтиллятором с большой длиной пропускания света. С помощью метода Монте-Карло получено, что при засветке счетчика короткой вспышкой в предположении равенства нулю времени свечения жидкого сцинтиллятора ($\tau_{ж.с.} = 0$) экспоненциальная фаза светосбора характеризуется временем $\tau_{сб} = 15.0 \pm 1.7$ нс, которое практически не зависит от рассеяния света в среде. Измеренная величина $\tau_{\mu} = 37 \pm 3$ нс экспоненциального спада реального светового импульса от мюона зависит от времени светосбора $\tau_{сб} \approx 15$ нс и времени $\tau_{ж.с.} \approx 20$ нс свечения сцинтиллятора в счетчике большого объема.

1. ВВЕДЕНИЕ

Жидкостный сцинтилляционный счетчик (рис. 1) был разработан в Институте ядерных исследований РАН для долговременных крупномасштабных подземных экспериментов по поиску всплесков нейтринного излучения, возникающих при гравитационных коллапсах звездных ядер в конце их эволюции [1]. В настоящее время 840 таких счетчиков используются в эксперименте LVD [2].

Основными элементами светособирающей системы счетчика являются зеркально отражающее рельефное пленочное покрытие (алюминирован-

ная майларовая пленка) и жидкий сцинтиллятор (ж.с.) [3], обладающий высоким пропусканием на длине волны излучаемого ж.с. света $\lambda = 420$ нм. Счетчик оснащен тремя фотоумножителями ФЭУ-49Б с диаметром фотокатода 15 см. Оптические свойства светособирающей системы счетчика подробно описаны в [1, 4].

2. КОМПОНЕНТЫ КОЭФФИЦИЕНТА СВЕТОСБОРА

Как показано в [1], коэффициент светосбора k (отношение числа фотонов, собранных на фото-

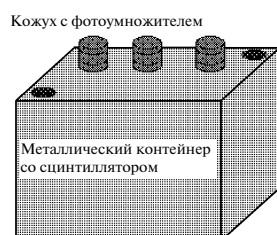
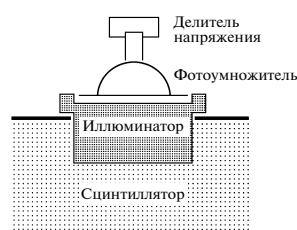


Рис. 1. Сцинтилляционный счетчик объемом 1.5 м³.

катод, к количеству фотонов, излученных сцинтиллятором) для одного из трех фотоумножителей (ф.э.у.) в счетчике с квазизеркальным отражением (зеркальное отражение от рельефных поверхностей) можно выразить суммой трех компонент:

$$k = k^{\text{dir}} + k^{\text{qmir}} + k^{\text{qdiff}}, \quad (1)$$

где k^{dir} – доля света, приходящего на ф.э.у. без отражений (прямой свет), пропорциональная телесному углу $\omega(r)$, под которым виден фотокатод

из места вспышки: $k^{\text{dir}} = \frac{\omega}{4\pi} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{\text{ж.с.}}}\right)$, $\lambda_{\text{ж.с.}}$ –

длина пропускания ж.с.; k^{qmir} – квазизеркальная компонента, зависящая от координат вспышки; k^{qdiff} – квазидиффузная компонента, постоянная практически во всем объеме счетчика, кроме областей вблизи фотокатодов ф.э.у., где доля прямого света, выбывающего из процесса светосбора, сопоставима с долей света, идущего в отражения.

В квазидиффузной фазе каждый элемент поверхности ds зеркально отражает свет, одновременно падающий на него со всех направлений; индикатриса отраженного света при этом значительно отличается от диффузной [1, 4]. Временная зависимость квазидиффузной компоненты описывается экспоненциальным законом $\exp(-t/\tau_{\text{сб}})$, где $\tau_{\text{сб}}$ – время, характеризующее временной ход светосбора в квазидиффузной фазе.

Если зависящие от координат вспышки компоненты k^{dir} и k^{qmir} объединить в одну “геометрическую” составляющую k^{geom} , то

$$k = k^{\text{geom}} + k^{\text{qdiff}}, \quad (2)$$

причем вклады k^{geom} и $k^{\text{qdiff}} = 4.2 \cdot 10^{-3}$ [1] в величину k в среднем примерно одинаковы.

При расположении ф.э.у. на одной грани счетчика процесс светосбора от короткой вспышки ($t_{\text{всп}} < t_{\text{dir}}$, t_{dir} – время достижения ф.э.у. прямым светом) в квазидиффузной фазе можно представить суммой пакетов дважды отраженного света [1, 4], приходящих на фотокатод через интервал времени $\bar{t}_{\text{сб}} = 2\bar{l}/c^*$ ($c^* = 2 \cdot 10^{10}$ см/с – скорость света в ж.с., $\bar{l} = 0.75$ м):

$$k^{\text{qdiff}} = f \sum_{k=1}^m [(\alpha\beta)^2 (1 - 6f)]^k. \quad (3)$$

При бесконечном числе отражений $m \rightarrow \infty$

$$k^{\text{qdiff}} = f \frac{(\alpha\beta)^2 (1 - 6f)}{1 - (\alpha\beta)^2 (1 - 6f)}, \quad (4)$$

где $f = S_{\text{фк}}/S_{\text{tot}}$ ($S_{\text{фк}} = 177$ см² и $S_{\text{tot}} = 8 \cdot 10^4$ см² – площади фотокатода ФЭУ-49Б и отражающей поверхности), $\alpha = 0.89$ – коэффициент отражения покрытия в ж.с. (в воздухе $\alpha = 0.87$ [4]), $\beta = \exp(-\bar{l}/\lambda)$ – коэффициент пропускания ж.с. для усредненного расстояния света \bar{l} между двумя последовательными отражениями фотонов. В

соответствии с теоремой Гаусса о средней хорде в счетчике с диффузным отражением $\bar{l} = 4 \frac{V_{\text{сч}}}{S_{\text{tot}}}$ ($V_{\text{сч}}$ – объем счетчика), что для исследуемого случая дает $\bar{l} = 0.75$ м. Для диффузного отражения компонента k^{qdiff} описывается последовательностью, аналогичной (3), при замене $(\alpha\beta)^2$ на $(\alpha\beta)$ [1, 4], а ее сумма – выражением

$$k^{\text{qdiff}} = f \frac{\alpha\beta(1 - 6f)}{1 - \alpha\beta(1 - 6f)}.$$

Изменение диффузного вида отражения на зеркальное приводит к увеличению \bar{l} до 0.89 м (расчет по методу Монте-Карло (МК) [4]).

Определенной в [1] величине $k^{\text{qdiff}} = 4.2 \cdot 10^{-3}$ согласно (4) соответствует величина $(\alpha\beta)^2 = 0.662$, которая при известных $\alpha = 0.89$ и $\bar{l} = 0.89$ м задает длину пропускания ж.с. $\lambda_{\text{ж.с.}} = 10$ м.

3. РАСЧЕТ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОСБОРА

Временной ход светосбора при нулевом времени высвечивания ж.с. $\tau_{\text{ж.с.}} = 0$ определяется светособирающими характеристиками счетчика, зависящими от формы счетчика и расположения ф.э.у. на нем, вида отражения и коэффициентов α и β .

Фронт и максимум светового импульса на фотокатоде временного (“быстрого”) ф.э.у. от короткой вспышки формируется “геометрической” компонентой светосбора, спад – квазидиффузной. Экспоненциальному “хвосту” импульса соответствует ряд (3). Если первый член ряда считать амплитудой A_0 величины, меняющейся по закону $A(t) = A_0 \exp(-t/\tau)$, то при бесконечном числе отражений

$$\int_0^{\infty} \phi(\alpha\beta)^2 (1 - 6f) e^{-t^*/\tau_{\text{сб}}^*} dt^* = \phi \frac{(\alpha\beta)^2 (1 - 6f)}{1 - (\alpha\beta)^2 (1 - 6f)}, \quad (5)$$

где $\phi = s/S_{\text{tot}}$, s – площадь фотокатода “быстрого” ф.э.у.

Левая и правая части (5) в разном виде представляют компоненту k^{qdiff} . Времена t^* и $\tau_{\text{сб}}^*$ выражены в масштабе длительности $\Delta t \approx 5$ нс светового пакета $A_0 \phi (\alpha\beta)^2 (1 - 6f)$, т.е. $t^* = t/\Delta t$, $\tau_{\text{сб}}^* = \tau_{\text{сб}}/\Delta t$. Величина Δt определяется разностью хода фотонов в ж.с. максимального l''_{max} и минимального l''_{min} пути к ф.э.у. при двукратном отражении: $\Delta t = (l''_{\text{max}} - l''_{\text{min}})/c^* \approx 1 \text{ м}/2 \cdot 10^8 \text{ м/с} = 5 \text{ нс}$.

Выполнив интегрирование в левой части (5), получаем

$$\tau_{\text{сб}}^* = \frac{\tau_{\text{сб}}}{\Delta t} = \frac{1}{1 - (\alpha\beta)^2 (1 - 6f)}. \quad (6)$$

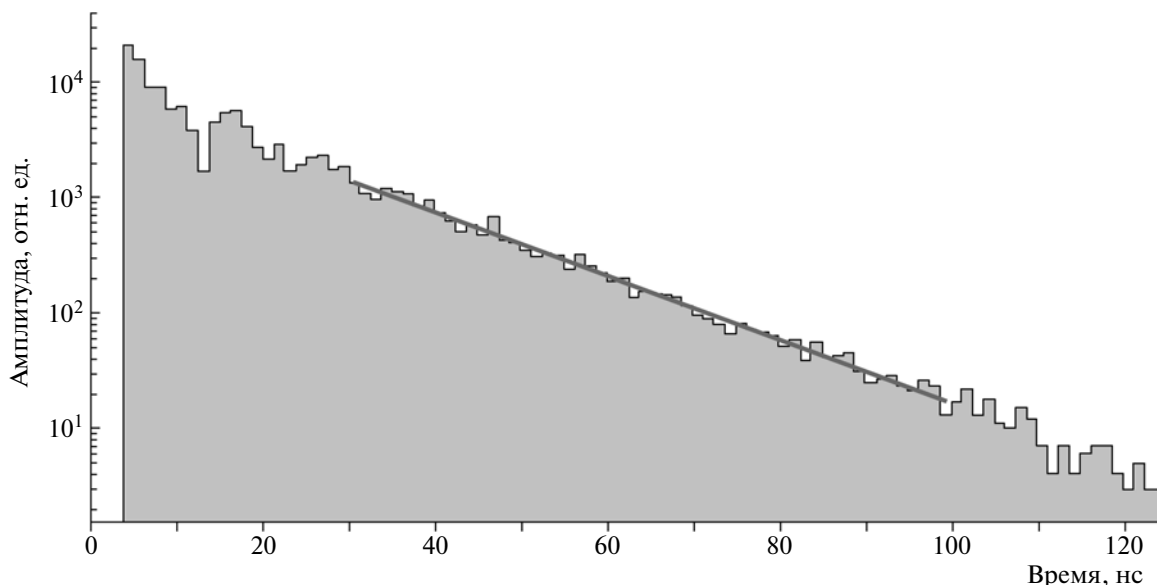


Рис. 2. Временной ход светосбора, полученный в результате МК-расчета для точечной вспышки при $\tau_{ж.с.} = 0$ нс; прямая – фитирование гистограммы экспонентой с $\tau = 15.7$ нс; $t = 0$ нс – момент появления фотона в счетчике.

Используя известную величину $(\alpha\beta)^2 = 0.662$, находим время

$$\tau_{сб} \approx 2.9 \Delta t \approx 15 \text{ нс}, \quad (7)$$

характеризующее экспоненциальный спад амплитуды светового импульса на фотокатоде при $\tau_{ж.с.} = 0$. Его величина слабо зависит от длины пропускания λ : $\tau_{сб} = 14.4$ нс при $\lambda = 10$ м, $\tau_{сб} = 17.5$ нс при $\lambda = 20$ м. Форма светового импульса на фотокатоде центрального ф.э.у. (рис. 2) от точечной вспышки, расположенной примерно под ф.э.у. на высоте 20 см от дна, при $\tau_{ж.с.} = 0$ была рассчитана методом МК (подробнее см. [4]).

От своего начала ($t = 4$ нс) до ~ 25 нс (компонента k^{geom}) импульс имеет четкие “горбы” от прямого, двукратно и четырехкратно отраженного света, последние два разделены интервалом ~ 10 нс. После 30 нс (компонента k^{diff}) общий экспоненциальный спад описывается показателем $\tau_{сб} = 15$ нс, совпадающим с результатом расчета по формуле (6).

Как при МК-расчете, так и при определении величины $\tau_{сб}$ по формуле (6) использовалось предположение о прямолинейном движении фотона между двумя последовательными отражениями. Введение в МК-расчет рассеяния с $\lambda_s = 1$ м не повлияло на величину $\tau_{сб}$. Это объясняется появлением вероятности попадания фотона на фотокатод за счет рассеяния в ж.с. до очередного его отражения, что компенсирует увеличение полного пробега фотонов, достигающих фотокатод в результате отражений.

Варьирование длины пропускания $\lambda_{ж.с.}$ слабо влияет на $\tau_{сб}$ (рис. 3). Величина $\tau_{сб} = 15$ нс зависит от несвязанных между собой параметров $\lambda_{ж.с.}$, $\alpha_{ж.с.}$, Δt

в случае аналитического расчета и параметров $\lambda_{ж.с.}$, $\alpha_{ж.с.}$, $\delta\theta_0$ при расчете методом МК, где параметр $\delta\theta_0$ учитывает рельеф отражающей поверхности [1]. С учетом погрешностей определения этих параметров $\tau_{сб} = 15.0 \pm 1.7$ нс.

Для диффузной модели светосбора показатель экспоненты $\tau_{сб}$ выражается формулой, аналогичной (6), которая при $\lambda_{ж.с.} = 10$ м дает величину

$$\tau_{сб}^{diff} = \frac{\Delta t}{1 - \alpha\beta(1 - 6f)} = 21.6 \text{ нс},$$

где $\Delta t \approx 4$ нс, $\beta = \exp(-\bar{l}/\lambda_{ж.с.}) = 0.928$. В интервале пропускания ж.с. $\lambda_{ж.с.} = 10\text{--}25$ м время $\tau_{сб}^{diff}$ в ~ 1.5 раза больше времени $\tau_{сб}^{qmir}$ (рис. 3).

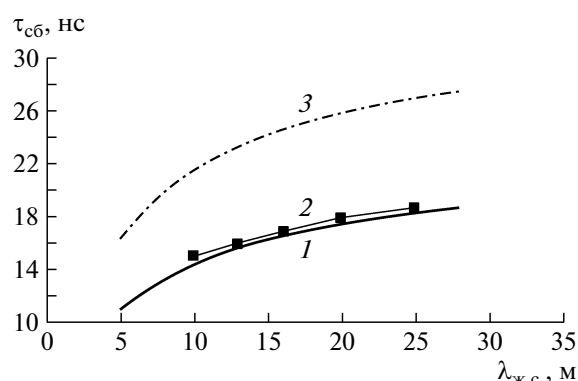


Рис. 3. Время светосбора $\tau_{сб}$ в зависимости от длины пропускания $\lambda_{ж.с.}$. 1 – квазизеркальное отражение ($\tau_{сб}^{qmir}$), 2 – МК-расчет для квазизеркального отражения, 3 – диффузное отражение ($\tau_{сб}^{diff}$).

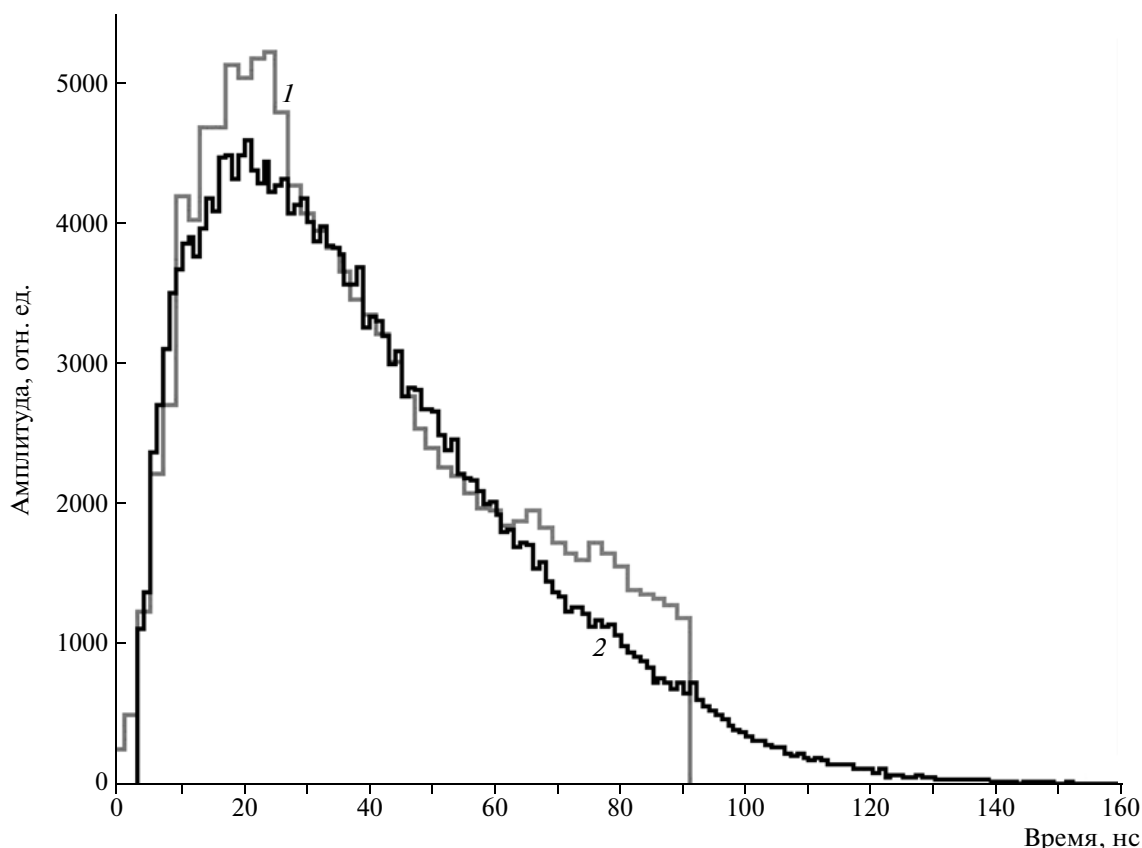


Рис. 4. Гистограмма 1 – регистрируемый сигнал на выходе ф.э.у. 56AVP от вертикального мюона, гистограмма 2 – расчет светового сигнала на фотокатоде от точечной вспышки при $\tau_{ж.с.} = 20$ нс. Выброс на импульсе от мюона объясняется геометрией источника света (трек мюона).

4. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОСБОРА

Временной ход светосбора от вспышки, вызываемой вертикальным мюоном (рис. 4), был исследован с помощью быстрого ф.э.у. 56AVP, установленного на центральном иллиминаторе. Вертикальные мюоны отбирались годоскопом из двух блоков пластических сцинтилляторов, оснащенных ф.э.у. 56AVP и расположенных над счетчиком. Ф.э.у. 56AVP с диаметром фотокатода 42 мм, квантовой эффективностью $q \cong 0.1$ имеют ширину одноэлектронного импульса на полувысоте $t_{1/2} \cong 2.7$ нс [5].

Энерговыделение вертикального мюона в счетчике $\varepsilon_{\mu} \sim 175$ МэВ. Ему соответствует число фотоэлектронов $N_{фэ}$ на фотокатоде ф.э.у. 56AVP:

$$N_{фэ} = N_{\phi} k_{AVP} q = 86, \quad (8)$$

где число фотонов $N_{\phi} = \varepsilon_{\mu} Y_{ж.с.} = 175 \text{ МэВ} \times 6250 \text{ фотонов/МэВ} = 1.1 \cdot 10^6$ фотонов ($Y_{ж.с.} = 6250 \text{ фотонов/МэВ}$ – световой выход ж.с.); $k_{AVP} = k_{S_{AVP}}/S_{49Б} = 7.8 \cdot 10^{-4}$ – светосбор для ф.э.у. 56AVP при $k = 10^{-2}$ ($S_{49Б}$ – площадь фотокатода ФЭУ-49Б) [4].

Характерными особенностями импульса являются экспоненциальный спад с $\tau_{\mu} \approx 37$ нс в интервале 30–60 нс, “выполаживание” в интервале 60–90 нс и обрыв импульса при $t \approx 90$ нс. Отнормировав площадь под кривой на число фотоэлектронов $N_{фэ} = 86$, получаем $N'_{фэ} \approx 15$ фотоэлектронов, содержащихся в пологой части импульса в интервале 60–90 нс.

Оценка этой же величины может быть получена исходя из величины полуширины одноэлектронного импульса ф.э.у. 56AVP $t_{1/2} \approx 2.7$ нс: $N''_{фэ} = (90-60 \text{ нс})/2.7 \text{ нс} \approx 11$.

Примерное равенство $N'_{фэ}$ и $N''_{фэ}$ означает, что количество фотонов, приходящих на фотокатод, в интервале 60–90 нс падает до уровня, при котором ф.э.у. работает в одноэлектронном режиме, чем и объясняется “выполаживание” спада импульса. Импульс обрывается, когда вероятность образования одного фотоэлектрона для числа фотонов, падающих на фотокатод за время $t_{1/2} \approx 2.7$ нс, становится много меньше единицы. Очевидно, что эффект “обрезания” импульса исчезнет при замене быстрого ф.э.у. с небольшим фотокатодом на

медленный (спектрометрический) с большим диаметром фотокатода.

Светосбор фотонов от мюона (рис. 4) характеризуется экспонентой $\tau_{\mu} = 37 \pm 3$ нс, величина которой превышает рассчитанное значение $\tau_{сб} = 15.0 \pm 1.7$ нс в ~ 2.5 раза. Вид отклика быстрого ф.э.у. на вспышку от мюона формируется, помимо $\tau_{сб}$, под действием факторов, растягивающих импульс: а) геометрии источника света (трек длиной ~ 1 м) и времени прохождения мюоном счетчика $\Delta t_{\mu} = 3$ нс; б) времени высвечивания сцинтиллятора $\tau_{ж.с.}$; в) быстродействия ф.э.у. ~ 3 нс; г) длины кабеля 25 м от ф.э.у. до блока электроники. Из перечисленных факторов на форму экспоненциального спада импульса влияет только $\tau_{ж.с.}$. Таким образом, величина τ_{μ} определяется экспонентами $\tau_{ж.с.}$ и $\tau_{сб}$, формирующими временной ход квазидиффузной компоненты.

Время высвечивания $\tau_{ж.с.}$ сцинтиллятора с нужным составом — уайт-спирит, 1 г/л РРО, 0.04 г/л РОРОР — было определено в работе [6] на образце объемом 40 мл с ж.с., пробарботированным аргонном. Длительность быстрой $\tau_{ж.с.}^f$ и медленной $\tau_{ж.с.}^s$ компонент ж.с. данного состава оказались близкими друг другу: $\tau_{ж.с.}^f \approx \tau_{ж.с.}^s \approx 7$ нс. С другой стороны, получаемая МК-расчетом форма импульса согласуется с экспериментальной при $\tau_{ж.с.} = 20$ нс (рис. 4). Спектр люминесценции ж.с. приобретает форму спектра излучения молекулы шифтера (РОРОР) без примеси спектра излучения активатора (РРО) при толщине слоя ж.с. ~ 5 мм [7]. Помимо этого, спектры люминесценции и поглощения РОРОР перекрываются в диапазоне 360–400 нм [7]. Данные факты наряду с величинами $\tau_{ж.с.}$ 7 и 20 нс, характеризующими свечение ж.с. в счетчиках малого и большого объемов, позволяют заключить, что время люминесценции ж.с. большого объема (≥ 0.1 м³) зависит от переизлучения света молекулами РОРОР и составляет $\tau_{ж.с.} = 20.0 \pm 2.7$ нс. Такая возможность (увеличение времени высвечивания ж.с. большого объема в 2–3 раза) была указана в [3]. После нескольких актов переизлучения, происходящих на длине порядка 10 см, спектр люминесценции ж.с. становится более мягким, чем спектр РОРОР, со средним значением $\lambda \approx 440$ нм, что делает ж.с. прозрачным для такого излучения. Этот эффект превращает трек мюона

из светящегося шнура в излучающий цилиндр со средним радиусом около 10 см.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Временной ход светосбора в счетчике с зеркально отражающим покрытием, промоделированный методом МК при $\tau_{ж.с.} = 0$, характеризуется двумя компонентами — k^{geom} и k^{diff} . Компонента k^{geom} включает в себя прямой свет и первые квазизеркальные отражения. Она охватывает интервал до ~ 25 нс после начала импульса и обладает четко выраженной временной структурой. Компонента k^{diff} следует за k^{geom} и описывается экспонентой с показателем $\tau_{сб} = 15$ нс, величина которого практически не зависит от рассеяния фотонов в среде.

Время светосбора в реальном счетчике увеличивается за счет времени высвечивания ж.с. большого объема $\tau_{ж.с.} = 20$ нс. В результате “горбы” компоненты k^{geom} сглаживаются, а экспоненциальный спад светового импульса от мюона приобретает показатель $\tau_{\mu} \approx 35$ нс. Ширина на полувысоте мюонного импульса, приведенного по форме к точечной вспышке, составляет ~ 50 нс.

Авторы выражают признательность Л.Б. Безрукову за полезные обсуждения.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № 02.513.11.3335 “Исследование каналов передачи и трансформации энергии в четырехкомпонентном органическом жидкостном сцинтилляторе высокой прозрачности” от 31 июля 2007 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. // ПТЭ. 2010. № 1. С. 52.
2. Альетта М., Альпат Б., Алия Е.Д. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 127.
3. Воеводский А.В., Дадькин В.Л., Рязская О.Г. // ПТЭ. 1970. № 1. С. 143.
4. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. Препринт ИЯИ РАН-1203/2008. М., 2008.
5. Мейлинг В., Старк Ф. Наносекундная импульсная техника. М.: Атомиздат, 1973. С. 383.
6. Вихров В.В., Гусельников В.С., Косарев А.С. и др. Препринт ЛИЯФ № 281. Л., 1976. С. 13.
7. Васильев В.А., Драневич В.А., Павловский С.Е. // Нейтринная астрофизика. Л.: ФТИ АН СССР, 1990. С. 113.