

УДК 539.1.074.6

СВЕТОСБОР В 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, Проспект 60-летия Октября, 7аПоступила в редакцию 19.01.2009 г.
После доработки 08.05.2009 г.

Исследован процесс светосбора в счетчике с зеркальным отражением от рельефных (не плоских) поверхностей и с высокой прозрачностью жидкого сцинтиллятора. По результатам измерений и моделирования светосбора методом Монте-Карло получена зависимость коэффициента светосбора K от степени рельефности отражающих поверхностей и прозрачности сцинтиллятора. Коэффициент светосбора $\bar{K} = (30.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$, разрешение функции распределения величины K в объеме счетчика $\eta \approx 12\%$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Жидкостный сцинтилляционный счетчик объемом 1.5 м³ (рис. 1) был создан в 1979 г. в Институте ядерных исследований АН СССР для долговременных крупномасштабных экспериментов по поиску всплесков нейтринного излучения от коллапсирующих звездных ядер. Из 72 таких счетчиков был сконструирован детектор LSD (Liquid Scintillation Detector), работавший под Монбланом (Северная Италия) с 1984 по 1998 г. [1]. Установка LVD (Large Volume Detector), находящаяся в подземном зале в горном массиве Гран Сассо (Центральная Италия), содержит 840 счетчиков [2].

Форма счетчика, его размеры (100 × 150 × 100 см) и расположение фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.) продиктованы условиями планировавшихся экспериментов. Контейнер счетчика сварен из листов нержавеющей стали толщиной 4 мм. Полная масса контейнера в сборе 290 кг (без ф.э.у. и кожухов). Все материалы счетчика химически инертны по отношению к веществу жидкого сцинтиллятора (ж.с.), что препятствует падению его прозрачности. Масса сцинтиллятора счетчика 1170 ± 20 кг.

Слой алюминия имеет толщину от 20 до 60 нм. Этим объясняется разброс коэффициента отражения образцов пленки α от 0.81 до 0.91 в воздухе при нормальном падении света, излучаемого ж.с., с длиной волны $\nu = 420$ нм, при этом $\bar{\alpha} = 0.86$. В пустом счетчике свет падает на пленку в основном под углами 15–50°, что увеличивает $\bar{\alpha}$ до $\bar{\alpha}_n = 0.87$. В счетчике с ж.с. отражение происходит на границе алюминий – ж.с., и $\bar{\alpha}$ возрастает до значений $\bar{\alpha}_{ж.с.} \approx 0.89$.

Объем счетчика просматривается тремя ФЭУ-49Б с диаметром фотокатода $d_{фк} = 150$ мм. Фотокатоды сопрягаются с ж.с. посредством иллюминаторов, изготовленных из плексигласа, Ø192 и толщиной 80 мм. Ф.э.у. притираются к иллюминаторам с использованием вазелинового масла. Коэффициенты преломления ж.с. и веществ всех элементов сопряжения “ж.с. – фотокатод” имеют практически одинаковые значения ~1.5 для света, излучаемого ж.с. Основой ж.с. [3] является очищенный уайт-спирит [4] с прозрачностью около 20 м, на этой длине интенсивность света падает в e раз. Удельный световыход ж.с. – 1 фотон на 160 эВ или 6.25 фотон/кэВ.

2. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
СВЕТОСОБИРАЮЩЕЙ
СИСТЕМЫ СЧЕТЧИКА

Счетчик изнутри покрыт майларом – зеркально отражающей алюминированной пленкой, которая крепится к стенкам контейнера механически.

3. КОМПОНЕНТЫ КОЭФФИЦИЕНТА
СВЕТОСБОРА

Коэффициент светосбора k для одного ф.э.у. (отношение числа фотонов, собирающихся на фотокатоде, к количеству, излученному ж.с.) можно выразить суммой двух компонент:

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

* Работа выполнена в рамках государственного контракта № 02.513.11.3335 от 31 июля 2007 г.

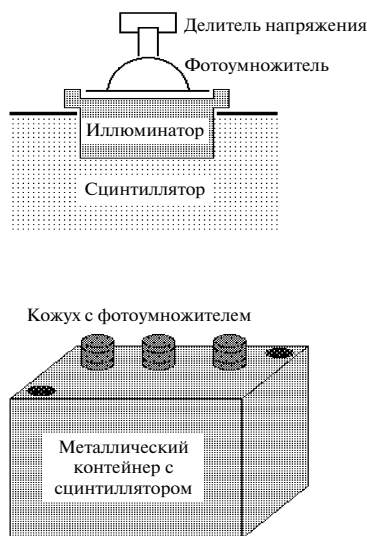


Рис. 1. Сцинтиляционный счетчик объемом 1.5 м³.

где $k^{\text{dir}} = \frac{\omega}{4\pi} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)$ – доля прямого света, пропорциональная телесному углу $\omega(r)$ для системы “фотокатод – вспышка”; r – расстояние от вспышки до фотокатода; λ – длина пропускания ж.с.; k^{refl} – доля света, приходящего на фотокатод после зеркальных отражений.

Компонента k^{dir} при известной λ рассчитывается геометрически, как и k^{refl} в предположении плоских зеркальных поверхностей. В реальном же счетчике майлар имеет морщины, поэтому первые отражения света приобретают квазизеркальный характер, затем свет становится квазидиффузным. В квазидиффузной фазе элемент поверхности ds зеркально отражает свет, одновременно падающий на него со всех направлений. Таким образом, компоненту k^{refl} можно разделить на квазизеркальную составляющую и квазидиффузную:

$$k = k^{\text{dir}} + k^{\text{qmir}} + k^{\text{qdiff}}. \quad (2)$$

Величина $k^{\text{qdiff}} \approx \text{const}$ практически во всем счетчике, кроме областей вблизи иллюминаторов, а k^{dir} и k^{qmir} сильно зависят от координат вспышки. Следовательно, форма распределения $P(k)$ в объеме счетчика определяется компонентами k^{dir} и k^{qmir} . Для вычисления k^{qdiff} в качестве первого приближения можно использовать выражение для светосбора в счетчиках с диффузным отражением [5]:

$$k^{\text{qdiff}} = f \alpha \beta / (1 - \alpha \beta), \quad (3)$$

где $f = S_{\text{фк}} / S_{\text{tot}} = 2.25 \cdot 10^{-3}$ ($S_{\text{фк}}$ и S_{tot} – площади фотокатода и отражающей поверхности); $\beta = \exp(-\bar{l} / \lambda)$ – коэффициент пропускания ж.с. для усредненного пробега света \bar{l} между двумя по-

следовательными отражениями. В счетчике с диффузным отражением $\bar{l} = 4V_{\text{сч}} / S_{\text{tot}}$ ($V_{\text{сч}}$ – объем счетчика) [5], для исследуемого счетчика $\bar{l} = 0.75$ м. Формула (3) применима в области $r > d_{\text{фк}}$ в предположении многократных отражений и попадания света на фотокатод после каждого отражения. Процесс светосбора от быстрой вспышки можно представить суммой последовательности пакетов отраженного света, приходящих на фотокатод через интервал времени, равный \bar{l} / c^* (c^* – скорость света в ж.с.):

$$k^{\text{qdiff}} = f(\alpha\beta) + f(\alpha\beta)^2 + \dots + f(\alpha\beta)^m = f \sum_{i=1}^m (\alpha\beta)^i = f \frac{\alpha\beta [1 - (\alpha\beta)^m]}{1 - \alpha\beta}, \quad (4)$$

откуда при $m \rightarrow \infty$ получаем формулу (3). Выражение (3) должно учитывать поглощение света тремя отверстиями для ф.э.у. При $S_{\text{отв}} = 3S_{\text{фк}}$ коэффициент α в (3) имеет эффективную величину $\alpha^* = \alpha(1 - 6f)$. Так как $k^{\text{qdiff}} = \text{const}$ в большей части объема счетчика, то для трех ф.э.у. $K^{\text{qdiff}} = 3k^{\text{qdiff}}$. В соответствии с (2) среднюю по счетчику величину коэффициента светосбора можно выразить в виде $\bar{K} = (K^{\text{dir}} + K^{\text{qmir}}) + K^{\text{qdiff}}$.

Если объединить K^{dir} и K^{qmir} в геометрическую компоненту светосбора $K^{\text{geom}} = (K^{\text{dir}} + K^{\text{qmir}})$, то

$$\bar{K} = K^{\text{geom}} + K^{\text{qdiff}}. \quad (5)$$

4. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СВЕТОСБОРА

Измерения в пустом счетчике позволяют установить величину параметра $\delta\theta_0$, зависящего от рельефа майлара и влияющего на \bar{K} , а также получить форму распределения $P(K)$. В пустом счетчике \bar{K}_n зависит только от $\delta\theta_0$, и по измеренному \bar{K}_n параметр $\delta\theta_0$ можно рассчитать методом Монте-Карло (МК). Точная форма распределения $P(K)$ определяется в пустом счетчике, так как в заполненном устанавливать источник света в большом числе точек технически сложно. Измерения в счетчике с ж.с. проведены в нескольких точках для определения поправки сигнала ф.э.у. при переходе от пустого счетчика к полному. В пустом счетчике измерения проводились без иллюминаторов, играющих роль светособирающей линзы и увеличивающих светосбор в 2 раза по сравнению с заполненным. На стекле ф.э.у. возникает френелевское отражение, приводящее к уменьшению K . В счетчике с ж.с. имеются потери света в иллюминаторах. Кроме того, часть света выходит в технологический зазор ~ 1.5 см между ж.с. и майларом крышки. Перечисленные эффекты учитывались в МК-расчете.

Распределение $P(K)$ было получено при засветке счетчика изотропным точечным источником света (и.т.и.) 4π -геометрии с известной полной светимостью. На тонкой нити-подвесе и.т.и. помещался в 350 точек, равномерно заполнявших объем счетчика. Подробно методика измерений описана в [6].

По результатам измерений с и.т.и. в пустом и заполненном счетчике были определены: распределение $P(K)$, его характеристики \bar{K}_n и разрешение $\eta = \Delta K/K^{\text{вер}}$ ($K^{\text{вер}}$ – наиболее вероятное значение коэффициента светосбора), величина K^{qdiff} . На рис. 2 приведены измеренное распределение $P(K_n)$ величины светосбора в пустом счетчике для суммы трех ф.э.у. и расчетное распределение $P(\aleph)$, где \aleph – коэффициент светосбора в пустом счетчике без поправки на френелевское отражение от стекла фотокатодов. Величина коэффициента $k_{\text{фр}} = 1.144$, учитывающего френелевское отражение, получена МК-расчетом. Среднее $\bar{\aleph}$ по распределению $P(\aleph)$ составляет $40 \cdot 10^{-3}$. В эту величину входит $\aleph^{\text{qdiff}} = 3k^{\text{qdiff}}k_{\text{фр}} = 3 \cdot 112 \times 1.144/19900 = 19.3 \cdot 10^{-3}$. В соответствии с (5) получаем: $\bar{\aleph}^{\text{geom}} = \bar{\aleph} - \aleph^{\text{qdiff}} = 40.3 \cdot 10^{-3} - 19.3 \times 10^{-3} = 20.7 \cdot 10^{-3}$.

Среднее значение коэффициента светосбора \bar{K} слабо связано с α и β . Напротив, не зависящая от координат вспышки K^{qdiff} сильно зависит от α и β : в заполненном счетчике $K_{\text{ж.с.}}^{\text{qdiff}} = 3 \cdot 82/(19900 k_w) =$

$= 12.7 \cdot 10^{-3}$, где коэффициент $k_w = 0.975$ учитывает поглощение света в иллюминаторах. Следовательно,

$$\bar{K}_{\text{ж.с.}} = \bar{K}_{\text{ж.с.}}^{\text{geom}} + K_{\text{ж.с.}}^{\text{qdiff}} = \left(\frac{\alpha_{\text{ж.с.}} \beta}{\alpha_n} \right) \bar{\aleph}^{\text{geom}} + K_{\text{ж.с.}}^{\text{qdiff}} =$$

$$= 0.88 \cdot 20.7 \cdot 10^{-3} + 12.7 \cdot 10^{-3} = 30.9 \cdot 10^{-3}$$

при $\beta = \exp(-1.5 \text{ м}/10 \text{ м}) = 0.86$. Разрешение η при переходе от пустого счетчика к заполненному увеличивается от 0.13 до 0.15 за счет уменьшения величины $K^{\text{вер}}$.

Ошибка величины $K_{\text{ж.с.}}^{\text{qdiff}}$ зависит главным образом от неопределенности светимости и.т.и. $\pm 1.3\%$; $K_{\text{ж.с.}}^{\text{qdiff}} = (12.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$. В ошибку величины $\bar{K}_{\text{ж.с.}}$ входит также ошибка β , вносимая неопределенностью пробега для фотона при вычислении K^{geom} , поэтому $\bar{K}_{\text{ж.с.}} = (30.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$ (рис. 2б).

Измеренная величина $k_n^{\text{qdiff}} = 6.4 \cdot 10^{-3}$, в то же время k_n^{qdiff} , найденная по (3) при $f = 2.25 \cdot 10^{-3}$, $\alpha = 0.87$ и $\beta = 1$, составляет $13.6 \cdot 10^{-3}$. Расчет для k_n^{qdiff} согласуется с измерениями при подстановке в (3) α^2 вместо α . Это возможно, если квазидиффузный свет достигает ф.э.у. после двух (в среднем) отражений. Поскольку все ф.э.у. находятся на одной грани счетчика, выбывание света через отверстия ф.э.у. происходит один раз в цикле светосбора, содержащем два отражения. В соответствии с этим выражения (4) и (3) принимают следующий вид:

$$k^{\text{qdiff}} = f(\alpha\beta)^2(1-6f) + f[(\alpha\beta)^2(1-6f)]^2 + \dots + f[(\alpha\beta)^2(1-6f)]^m, \quad (6)$$

$$k^{\text{qdiff}} = f \frac{(\alpha\beta)^2(1-6f)}{1 - (\alpha\beta)^2(1-6f)}. \quad (7)$$

В пустом счетчике ($\alpha = 0.87$, $\beta = 1$) выражение (7) дает величину $k_n^{\text{qdiff}} = 6.6 \cdot 10^{-3}$, согласующуюся с измеренной. В заполненном счетчике $k_{\text{ж.с.}}^{\text{qdiff}} = 4.2 \cdot 10^{-3}$, что с помощью (7) при $\alpha_{\text{ж.с.}} = 0.89$ позволяет определить $\beta = 0.914$.

5. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА СВЕТОСБОРА В ПУСТОМ И ЗАПОЛНЕННОМ СЧЕТЧИКЕ

Светосбор в пустом счетчике. Светосбор был промоделирован методом МК для пустого и для заполненного счетчика. Расчет светосбора для пустого счетчика был вспомогательным, его результаты сравнивались с данными измерений с целью определения параметра $\delta\theta_0$, а также установления применимости формулы (7) для вычисления величины K^{qdiff} .

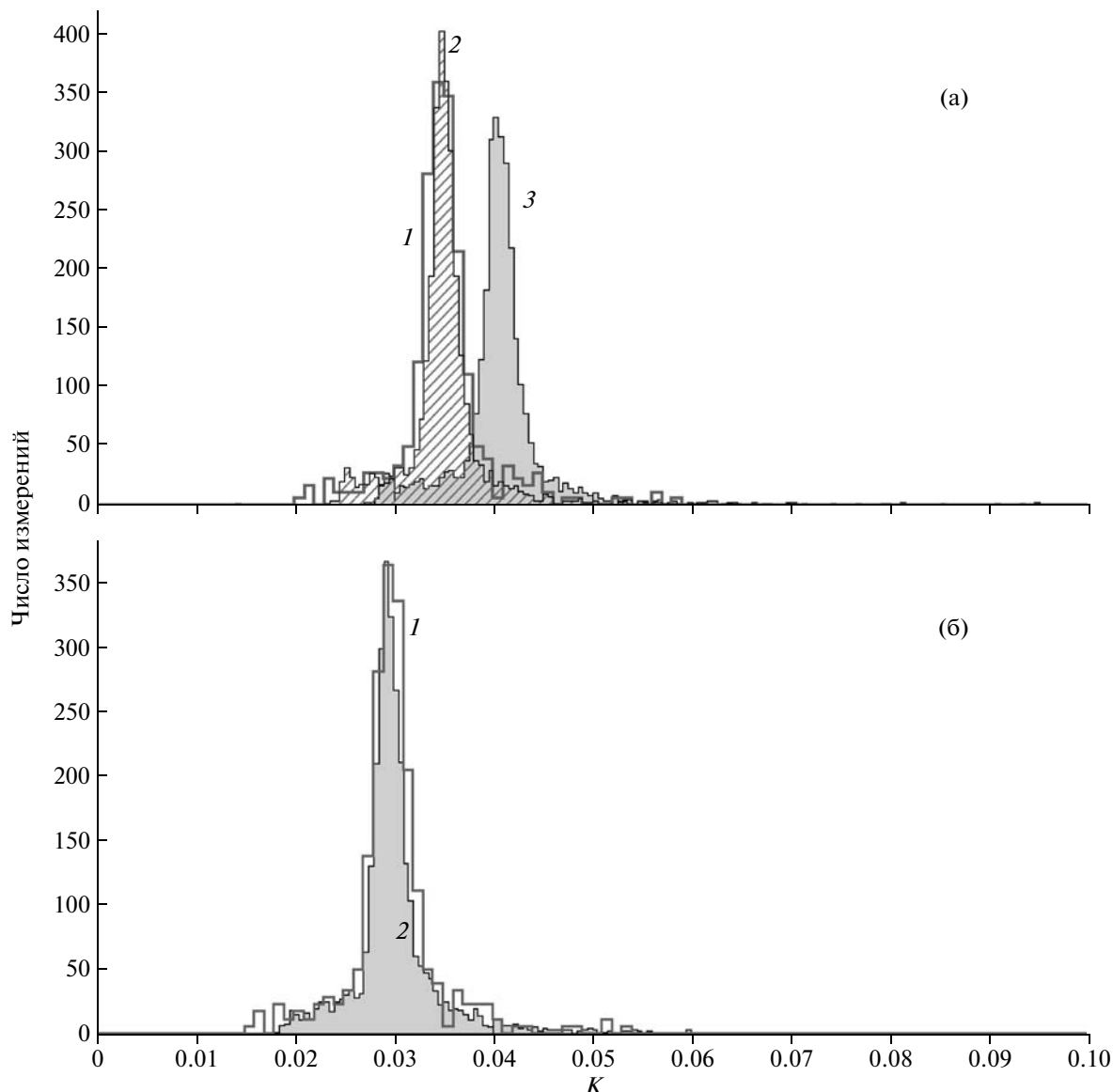


Рис. 2. Распределения: **а** – в пустом счетчике $P(K_\pi)$ – экспериментальное (1) и расчетное (2); 3 – $P(\lambda)$; **б** – в заполненном счетчике $P(K_{ж.с.})$ – экспериментальное (1) и расчетное (2). Распределения нормированы на полное число измерений.

Предполагается, что светосбор в пустом счетчике зависит от параметра $\delta\theta_0$, характеризующего квазизеркальность поверхности, коэффициента отражения майлара α_π и френелевского отражения света стеклом фотокатода. Параметр $\delta\theta_0$ определяется в соответствии с измеренной величиной $\bar{K}_\pi = 35 \cdot 10^{-3}$ при известных значениях двух остальных.

Параметр $\delta\theta_0$ служит мерой отклонения закона зеркального отражения от идеально плоской поверхности $\theta_{отр}^{mir} = \theta_{пад}$: в случае реальной поверхности имеет место равенство $\theta_{отр}^{real} = \theta_{отр}^{mir} + \delta\theta_0$. При

моделировании угол $\theta_{отр}^{real}$ равновероятно выбирался из диапазона $(\theta_{отр}^{mir} - \delta\theta_0, \theta_{отр}^{mir} + \delta\theta_0)$ в каждом отражении. Увеличение $\delta\theta_0$ должно уменьшать K за счет “перекачки” света из компоненты K^{geom} в K^{diff} и падения K^{diff} вследствие дополнительного рассеяния отраженного света. При расчете использовалась величина $\bar{\alpha}_\pi = 0.87$.

Целями моделирования светосбора в счетчике с ж.с. являлись установление величины λ и зависимости $K(\lambda)$, определение разрешения η распределения $P(K)$.

При моделировании предполагается, что светосбор в заполненном счетчике зависит от пара-

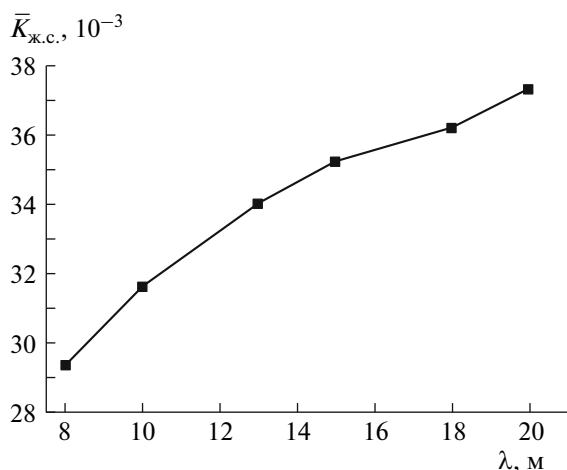


Рис. 3. Зависимость $\bar{K}_{ж.с.}(\lambda)$.

метра $\delta\theta_0^{ж.с.}$, коэффициента $\bar{\alpha}_{ж.с.}$, прозрачности илюминаторов $k_w = 0.975$, недолива счетчика 1.5 см и эффективной прозрачности сцинтиллятора λ . Величина λ может быть определена в соответствии со значением $\bar{K}_{ж.с.}$, полученным по данным измерений при известных остальных параметрах.

Параметр $\delta\theta_0$ в заполненном счетчике по сравнению с пустым не изменяется: $\delta\theta_0^{ж.с.} = \delta\theta_0^п$, величина же $\bar{\alpha}_{ж.с.}$ увеличивается на $\sim 2\%$ относительно $\bar{\alpha}_п$: $\bar{\alpha}_{ж.с.} = 0.89$.

Таким образом, искомая величина λ должна соответствовать измеренному светосбору $\bar{K}_{ж.с.} = 30.9 \cdot 10^{-3}$ при вводимых в расчет остальных фиксированных факторах.

Расчет был выполнен для вспышек с числом изотропно излучаемых фотонов 25 тыс. во вспышке. Прослеживалась судьба каждого фотона. Поглощение в ж.с. считалось экспоненциальным на прямолинейном участке траектории фотона. В случае отражения фотона предполагалось, что фотон “забывает” свою предысторию, так как он поглощается (исчезает) и переизлучается (появляется вновь) электронами металла. Поэтому вероятность достижения им стенки в очередной раз рассчитывалась заново в соответствии с величиной λ . Расчет проводился до последнего фотона.

Результатами расчета являлись распределения $P(K)$ и $P(k)$, величины \bar{K} и \bar{k} для каждого ф.э.у., распределения длин пробегов фотонов от вспышки до поглощения фотокатодом, числа отражений, углов падения на фотокатод.

Установлены особенности светосбора в пустом счетчике при исключении френелевского отра-

жения на фотокатод, т.е. сохраняющиеся и в заполненном:

1) рельеф майлара ухудшает светосбор за счет поверхностного рассеяния как геометрической, так и квазидиффузной компоненты света;

2) рост $\delta\theta_0$ уменьшает среднюю длину пробега фотонов до поглощения фотокатодом, что связано с подавлением больших пробегов;

3) средний пробег фотона слабо зависит от $\delta\theta_0$, α и λ ;

4) с увеличением $\delta\theta_0$ в распределении углов падения фотонов на фотокатод начинают доминировать углы, близкие к нормали: приходящий на ф.э.у. свет при общем своем уменьшении “нормализуется”, переходя из области больших углов падения в область малых;

5) увеличение $\delta\theta_0$ приводит к улучшению η ($\eta \approx 14\%$ при $\delta\theta_0 = 0^\circ$ и $\eta \approx 9\%$ при $\delta\theta_0 = 10^\circ$), что объясняется увеличением веса компоненты K^{qdiff} в полном светосборе;

6) формула (7) применима для определения k^{qdiff} в счетчике данной геометрии с квазизеркальным отражением.

Светосбор в заполненном счетчике. Рассчитанная величина $\bar{K}_{ж.с.}$ согласуется с измеренным значением $30.8 \cdot 10^{-3}$ при $\lambda = 10$ м ($\delta\theta_0 = 4.5^\circ$, $\alpha_{ж.с.} = 0.89$); компоненты $K_{ж.с.}^{qdiff}$ и $K_{ж.с.}^{geom}$ составляют соответственно $12.7 \cdot 10^{-3}$ и $18.2 \cdot 10^{-3}$. Рассчитанное и измеренное распределения $P(K_{ж.с.})$ согласуются друг с другом (рис. 2б). Поскольку величина λ входит в выражение для K^{qdiff} и \bar{K}^{geom} в экспоненте $\beta = \exp(-l/\lambda)$, зависимость $\bar{K}_{ж.с.}$ от λ довольно слабая: при повышении λ на 10% $\bar{K}_{ж.с.}$ увеличивается на $\sim 1.5\%$ (рис. 3). В то же время соответствующее изменение величины α приводит к возрастанию $\bar{K}_{ж.с.}$ на $\sim 40\%$.

6. ВЫВОДЫ

1. Светосбор в счетчике с квазизеркальным отражением зависит от рельефа майлара, пробега фотонов, приходящих на фотокатод, и недолива счетчика.

2. Рельефность майлара уменьшает величину \bar{K} за счет поверхностного рассеяния при отражении: $\bar{K} = (30.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$ для $\delta\theta_0 = 4.5^\circ$, $\bar{K} = 33.2 \cdot 10^{-3}$ для $\delta\theta_0 = 0^\circ$; амплитудное разрешение счетчика при этом улучшается: $\eta \approx 12\%$ для $\delta\theta_0 = 4.5^\circ$, $\eta \approx 14\%$ для $\delta\theta_0 = 0^\circ$.

3. Технологический недолив счетчика ~ 1.5 см увеличивает светосбор на $\sim 10\%$.

4. Среднее значение коэффициента светосбора \bar{K} слабо зависит от прозрачности λ и практически не зависит от рассеяния фотонов в ж.с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Badino G., Bologna G.F., Castagnoli C. et al.* // Nuovo Cimento. 1984. V. C7. P. 573.
2. *Альетта М., Альпат Б., Алия Е.Д. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 127.
3. *Леонтьева С.А.* // Журн. аналит. химии. 1977. Т. 32. Вып. 8. С. 1638.
4. *Цирлин Ю.А.* Светособирание в сцинтилляционных счетчиках. М.: Атомиздат, 1975.
5. *Воеводский А.В., Дадыкин В.Л., Ряжская О.Г.* // ПТЭ. 1970. № 1. С. 143.
6. *Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С.* Препринт ИЯИ РАН-1203/2008. М., 2008.