



Государственный научный центр Российской Федерации –
Институт физики высоких энергий
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

ИФВЭ 2014–17
ОЭФ

В.Н. Горячев, С.П. Денисов, А.В. Козелов, А.А. Щукин

**Исследование амплитудных и временных
характеристик сцинтилляционного счётчика
при регистрации нерелятивистских протонов**

Протвино 2014

Аннотация

Горячев В.Н. и др. Исследование амплитудных и временных характеристик сцинтилляционного счётчика при регистрации нерелятивистских протонов: Препринт ИФВЭ 2014–17. – Протвино, 2014. – 15 с., 11 рис., 3 табл., библиогр.: 5.

В работе приводятся результаты измерений энергетического и временного разрешений сцинтилляционного счётчика, облучённого пучками протонов с энергиями от 25 до 206 МэВ. В счётчике использовался сцинтиллятор ВС-404 размером 40х6 см² и толщиной 12.5 мм, который просматривался с двух сторон ф.э.у. R1828-01. Оказалось, что амплитудное разрешение σ/A , где A - сумма амплитуд сигналов с ф.э.у., в области энергий $E > 40$ МэВ следует зависимости $0.036E^{0.57}$, что позволяет оценить энергию протона по величине ионизационных потерь с точностью σ/E от 3.0% ($E=40$ МэВ) до 12.5% ($E=206$ МэВ). Временное разрешение $\sigma(t)$ счётчика меняется от 53 до 78 пс с ростом энергии протонов от 50 до 206 МэВ. В этом же интервале энергий координатное разрешение $\sigma(x)$, где x - координата вдоль сцинтиллятора, увеличивается с 7 до 11 мм. Приведённые характеристики слабо зависят от места прохождения частицы через сцинтиллятор в области ± 10 см от центра. Данная работа выполнена в рамках подготовки эксперимента по упругому рассеянию адронов на ускорителе У-70.

Abstract

Goryachev V.N. et al. The study of scintillation counter amplitude and time characteristics in nonrelativistic proton beam: ИФВЭ Preprint 2014–17. – Protvino, 2014. – p. 15, figs. 11, tables 3, refs.: 5.

Time and energy resolutions of a scintillation counter were studied using 25-206 MeV proton beam. BC-404 scintillator bar was 40 cm long and had a cross-section of 1.25x6 cm². It was viewed from both sides by R1828-01 PMT's. Amplitude resolution σ/A , where A is a sum of signal amplitudes from both PMT's, follows $0.036E^{0.57}$ dependence in $E > 40$ MeV range. This gives a possibility to estimate the proton momentum using ionization energy losses with precision σ/E from 3.0% ($E=40$ MeV) to 12.5% ($E=206$ MeV). The counter time resolution $\sigma(t)$ changes from 53 to 78 ps with energy increasing from 50 to 206 MeV. In the same energy range the resolution of coordinate along the counter $\sigma(x)$ increases from 7 to 11 mm. These characteristics weakly depend on the particle coordinate in the middle of the counter (± 10 cm from the center). This research was performed in the frame of preparation elastic hadron scattering experiment at the U-70 accelerator.

Введение

В Институте физики высоких энергий ведется подготовка к циклу экспериментов по прецизионному исследованию упругого рассеяния адронов, первоочередной задачей которого является детальное изучение структуры дифракционного конуса упругого прр-рассеяния в области значений модуля квадрата переданного 4-импульса $|t|$ от 0.1 до 1 $(\text{ГэВ}/c)^2$ /1/. Для этого создается специальная экспериментальная установка /2/, ключевым элементом которой является система TOF, предназначенная для регистрации протонов отдачи из газовой водородной мишени и состоящая из 128 2-метровых сцинтилляционных счётчиков, окружающих мишень. В счётчиках используется сцинтиллятор BC-404 или BC-408 с размерами $200 \times 6 \times 1.25 \text{ см}^3$, просматриваемый с двух сторон "быстрыми" ф.э.у. R1828-01 фирмы HAMAMATSU.

Сцинтиллятор BC-404 предполагается также использовать в мониторных сцинтилляционных счётчиках S1-S3 /2/, регистрирующих пучковые частицы. Размер сцинтиллятора мониторного счётчика - $40 \times 6 \times 1.25 \text{ см}^3$. Как и в счётчиках TOF он просматривается с двух сторон ф.э.у. R1828-01. Помимо мониторинга пучка частиц, счётчики S1-S3 будут использоваться для точного определения времени попадания частиц в мишень.

Поскольку возможные структуры в дифференциальном конусе упругого рассеяния могут иметь размер $|t| < 0.1 (\text{ГэВ}/c)^2$ /3/, то для их поиска и изучения установка должна обладать высоким (не хуже нескольких процентов) разрешением по t /1/. Величина t может быть, в частности, определена по кинетической энергии E протона отдачи согласно формуле:

$$t = -2M_p E, \quad (1)$$

где M_p - масса протона. Энергия E , в свою очередь, может быть найдена путем измерений скорости протона по времени пролета и/или величины его ионизационных потерь энергии.

Ионизационные потери энергии протонов отдачи

Из формулы (1) следует, что в области дифракционного конуса энергия E будет изменяться от ~ 50 до ~ 500 МэВ. В этом интервале ионизационные потери энергии протонов, величина которых определяет амплитуду сигнала ф.э.у. сцинтилляционного счётчика, имеют следующие особенности:

Плотность ионизационных потерь энергии быстро увеличивается с уменьшением E , следуя известной формуле Бете-Блоха:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right], \quad (2)$$

где $K = 0.307$ МэВ/(г/см²), β и γ - скорость и лоренц-фактор протона отдачи, m_e - масса электрона. Для сцинтиллятора типа ВС-404 среднее отношение заряда к атомному весу $Z/A = 0.541$ и средний ионизационный потенциал $I = 64.7$ эВ /4/.

Флуктуации ионизационных потерь энергии перестают следовать распределению Ландау и приближаются к распределению Гаусса со среднеквадратичным отклонением

$$\sigma = e\gamma \sqrt{4\pi n_e}, \quad (3)$$

где e - заряд электрона и n_e - число электронов на см².

Формула (3) справедлива, если средние ионизационные потери энергии много меньше энергии частицы. В нерелятивистском пределе ($\gamma=1$) σ перестаёт зависеть от энергии, и для сцинтиллятора толщиной 1.25 см $\sigma=0.34$ МэВ.

Потери энергии $\Delta E = E - E_f$ частицы с энергией E в веществе толщиной x_0 определяются уравнением:

$$x_0 = \int_{E_f}^E \frac{dx}{-dE/dx}. \quad (4)$$

В частном случае $E_f=0$ формула (4) определяет пробег частицы. Решая (4) относительно E при $E_f=0$ и толщине сцинтиллятора $x_0=1.25$ см для средней энергии протона, останавливающегося в счётчике, получим значение 37.2 МэВ.

Следует иметь ввиду, что при больших плотностях ионизации из-за эффектов рекомбинации и тушения сцинтилляций интенсивность световой вспышки зависит от величины dE_{vis}/dx , которая связана с плотностью ионизационных потерь формулой Биркса/5/:

$$\frac{dE_{vis}}{dx} = \frac{(dE/dx)}{(1+k_B \cdot dE/dx)}, \quad (5)$$

где k_B – константа Биркса, зависящая от типа сцинтиллятора. То есть при малых энергиях частиц амплитуда сигналов ф.э.у. не будет пропорциональна величине ионизационных потерь энергии.

В Таблице 1 представлены результаты расчётов по программе GEANT4 энергии E_{dep} , потерянной протоном на ионизацию и возбуждение атомов сцинтиллятора, энергии E_{vis} , связанной с образованием сцинтилляций (см. (5)), и среднеквадратичных отклонений распределений E_{dep} и E_{vis} при энергиях протонов, регистрируемых счётчиком в эксперименте. Ядерные взаимодействия в расчётах не учитывались. При расчётах E_{vis} константа Биркса была выбрана равной 0.0055 см/МэВ. В Таблице 1 также приведены величины ΔE , полученные решением уравнения (4). Они хорошо согласуются с E_{dep} . Значения среднеквадратичного отклонения $\sigma(E_{dep})$ и $\sigma(E_{vis})$ в области энергий $E>50$ МэВ близки друг к другу и к результату расчётов по формуле (3).

Таблица 1. Зависимость E_{dep} , E_{vis} , ΔE и среднеквадратичных отклонений распределений E_{dep} и E_{vis} от энергии протонов E . Все энергии выражены в МэВ.

E	ΔE	E_{dep}	$\sigma(E_{dep})$	E_{vis}	$\sigma(E_{vis})$
25.0	25.0	24.9	0.03	19.1	0.14
36.1	36.1	35.9	0.03	29.1	0.14
46.7	21.0	21.2	0.38	19.0	0.38
57.0	16.6	16.7	0.34	15.2	0.33
72.3	13.1	13.2	0.33	12.1	0.32
88.0	11.0	11.1	0.33	10.3	0.32
103	9.7	9.8	0.33	9.1	0.32
118	8.7	8.8	0.33	8.2	0.33
148	7.4	7.5	0.33	7.0	0.33
176	6.6	6.6	0.34	6.1	0.33
206	5.9	6.0	0.34	5.6	0.34

Постановка эксперимента

Амплитудные и временные свойства сцинтилляционного счётчика при регистрации нерелятивистских протонов с энергиями E от 25 до 206 МэВ были измерены на протонном ускорителе Физико-технического центра ФИАН в Протвино. Профиль пучка протонов в вертикальной и горизонтальной плоскостях на выходе из ускорителя имел форму кривой Гаусса с $\sigma = 4$ мм. На пути до счётчика пучок проходил через ряд тонких фольг, суммарно эквивалентных полиэтилену толщиной 0.23 г/см^2 . Как показали расчёты по формуле (3) и программе GEANT4, это приводило к разбросу энергии протонов $\sigma = 0.152 \pm 0.002$ МэВ независимо от E .

Сцинтиллятор BC-404 счётчика имел размеры $40 \times 6 \text{ см}^2$ и толщину 1.25 см. Он просматривался с двух сторон ф.э.у. R1828-01. За исследуемым счётчиком располагался триггерный счетчик с ф.э.у. XR2020 и сцинтиллятором BC-404 шириной 0.7 см и высотой 2 см., который использовался при энергиях выше 40 МэВ. При меньших энергиях значительная часть протонов останавливалась в исследуемом счётчике. Сигналы со всех ф.э.у. подавались по кабелю РК-50-11 длиной 30 м на блок электроники V1742B (32+2 channel 12 bit 5 GS/s Switched Capacitor Digitizer) фирмы CAEN для оцифровки сигналов с последующей записью в PC. Напряжения на ф.э.у. счётчика составляли 1.45 и 1.40 кВ при энергиях протонов выше 40 МэВ и на 50 В ниже при меньших энергиях. При этих напряжениях амплитуды сигналов находились в линейной области усиления ф.э.у. и в рабочем диапазоне электроники. Примеры регистрируемых сигналов показаны на Рис. 1. При каждой энергии набиралось от 30 до 50 тыс. событий.

Амплитудные спектры сцинтилляционного счётчика

Для определения амплитуды сигнала находился квант оцифровки I_{\max} с максимальным значением сигнала и амплитуды семи квантов от $I_{\max}-3$ до $I_{\max}+3$ фитировались квадратичной функцией. Разность между максимумом этой функции и пьедесталом принималась за амплитуду сигнала. Амплитудные спектры аппроксимировались функцией Гаусса с целью определения средней амплитуды $\langle A \rangle$ и среднеквадратичного отклонения σ при данной энергии (см. Рис. 2). На Рис. 2 видно, что при максимальной

энергии 206 МэВ в амплитудном спектре ещё имеется остаток «хвоста» при больших амплитудах, характерный для распределения Ландау, в то время как при меньших энергиях спектры хорошо описываются кривой Гаусса (см. раздел «Ионизационные потери энергии протонов отдачи»).

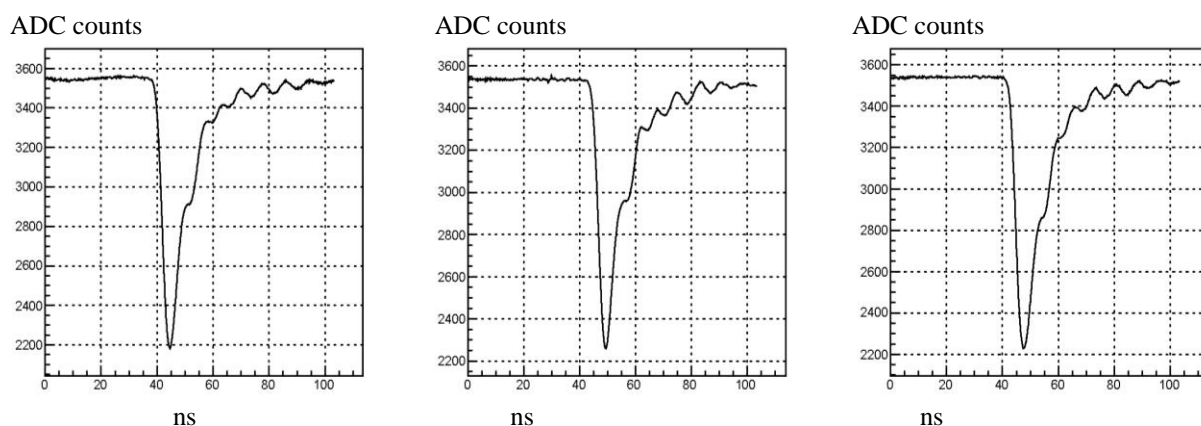


Рис. 1. Форма сигналов с ф.э.у. исследуемого счётчика.

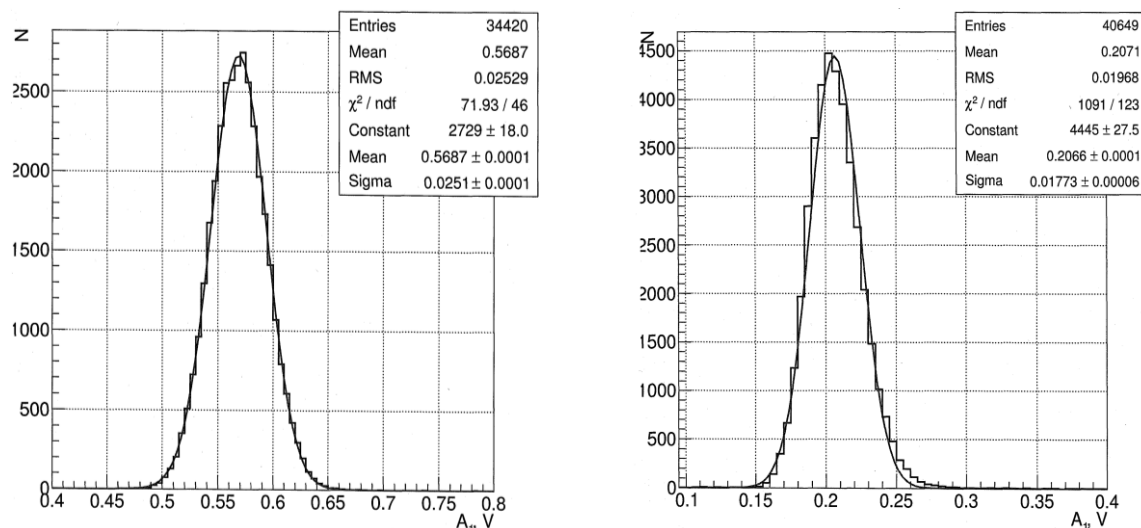


Рис. 2 Спектры сигналов ф.э.у. при энергиях 57 МэВ (слева) и 206 МэВ (справа).

В Таблице 2 приведены результаты фитирования амплитудных спектров сигналов со счётчика распределением Гаусса. Видно, что параметры для разных ф.э.у. близки друг к другу. Значения средних амплитуд и среднеквадратичных отклонений, полученные непосредственно из экспериментальных данных и в результате фитирования, хорошо согласуются (см., например, Рис.2). Благодаря большому числу событий, набранных при каждой энергии, статистические ошибки параметров в Таблице 2 весьма малы. Они составляют $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ В в области $E > 50$ МэВ и $(4-6) \cdot 10^{-4}$ В при меньших энергиях как для средних амплитуд, так и для среднеквадратичных отклонений. В последнем столбце Таблицы 2 приведены отношения E_{vis} из Таблицы 1 к $\langle A_1 \rangle$. Важно, что при $E > 30$ МэВ это отношение с точностью $\sim 1\%$ является константой. Таким образом, для определения ионизационных потерь энергии достаточно прокалибровать детектор только при одной энергии.

Таблица 2. Параметры аппроксимации амплитудных спектров ф.э.у. счётчика распределением Гаусса. Амплитуды сигналов выражены в В, энергии – в МэВ.

E	$\langle A_1 \rangle$	$\sigma(A_1)$	$\langle A_2 \rangle$	$\sigma(A_2)$	E_{vis}/A_1
25.0	0.688	0.0404	0.671	0.0402	26.94
36.1	1.095	0.0357	1.067	0.0346	25.76
46.7	0.710	0.0288	0.698	0.0275	25.80
57.0	0.569	0.0250	0.564	0.0245	25.77
72.3	0.456	0.0229	0.458	0.0228	25.72
88.0	0.388	0.0216	0.385	0.0212	25.61
103	0.341	0.0208	0.353	0.0211	25.71
118	0.307	0.0198	0.309	0.0201	25.64
148	0.261	0.0190	0.266	0.0193	25.65
176	0.231	0.0184	0.238	0.0186	25.54
206	0.207	0.0178	0.221	0.0190	26.03

Распределения суммы, разности и отношения амплитуд сигналов с ф.э.у. также хорошо фитируются функцией Гаусса. Полученные значения параметров фитов приведены в Таблице 3. Статистические ошибки для суммы, разности и отношения амплитуд составляют $(2-4) \cdot 10^{-4}$ В ($E > 50$ МэВ) и $\sim 10^{-3}$ В при меньших энергиях. Для среднеквадратичных отклонений они находятся в диапазоне $(1-3) \cdot 10^{-4}$ В для $E > 50$ МэВ и примерно в три раза больше при меньших энергиях.

Таблица 3. Значения параметров, полученные при фитировании функцией Гаусса распределений суммы, разности и отношения амплитуд сигналов с ф.э.у. Амплитуды сигналов выражены в В, энергии – в МэВ.

E	$\langle A_1+A_2 \rangle$	$\sigma(A_1+A_2)$	$\langle A_1-A_2 \rangle$	$\sigma(A_1-A_2)$	$\langle A_1/A_2 \rangle$	$\sigma(A_1/A_2)$
25.0	1.353	0.079	0.015	0.033	1.023	0.051
36.1	2.159	0.059	0.028	0.041	1.027	0.040
46.7	1.407	0.046	0.012	0.032	1.018	0.047
57.0	1.133	0.040	0.005	0.029	1.010	0.052
72.3	0.914	0.037	-0.002	0.026	0.996	0.057
88.0	0.773	0.035	0.004	0.024	1.012	0.062
103	0.694	0.035	-0.011	0.023	0.970	0.064
118	0.617	0.034	-0.002	0.022	0.995	0.069
148	0.527	0.032	-0.005	0.020	0.984	0.074
176	0.469	0.032	-0.007	0.019	0.974	0.078
206	0.427	0.032	-0.014	0.018	0.939	0.078

На Рис. 3 показана зависимость средней амплитуды сигналов от места прохождения пучка через счётчик. Видно, что в области ± 10 см от центра сцинтиллятора, в которой сцинтилляционный свет собирается на ф.э.у. в основном за счёт полного внутреннего отражения, изменение A не превышает $\sim 10\%$, и влияние разброса частиц в пучке на флуктуации амплитуды сигнала ф.э.у. не превышает 0.2% . Быстрое возрастание амплитуды сигнала при приближении пучка к фотокатоду ф.э.у. связано с увеличением доли света, попадающего на фотокатод без отражений.

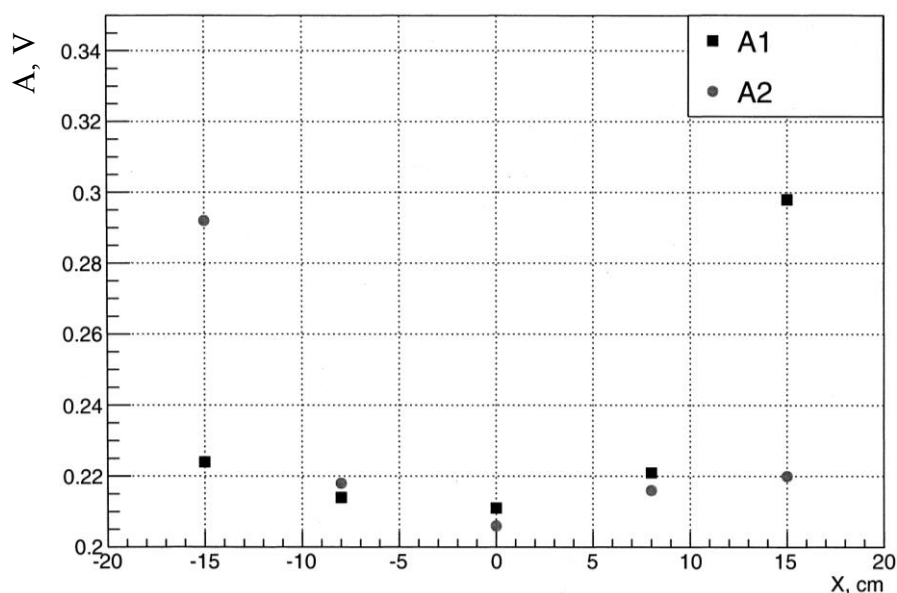


Рис. 3. Зависимость средней амплитуды сигнала от положения пучка вдоль сцинтиллятора.

Представляет интерес оценить среднее количество $\langle N_{phe} \rangle$ фотоэлектронов, выбиваемых из фотокатодов ф.э.у. Если предположить, что флуктуации амплитуд сигналов с ф.э.у. определяются независимыми гауссовыми флуктуациями числа фотоэлектронов и ионизационных потерь энергии с дисперсией $\sigma^2(E_{vis})$ (см.Табл.1), то оказывается, что в области $E > 40$ МэВ среднее число фотоэлектронов на 1 МэВ ионизационных потерь слабо зависит от энергии и составляет около 47. Более статистически последовательный подход заключается в использовании двумерных гауссовых распределении амплитуд A_1 и A_2 с ковариационной матрицей

$$\text{COV} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 + \sigma_0^2 & \sigma_0^2 \\ \sigma_0^2 & \sigma_2^2 + \sigma_0^2 \end{pmatrix},$$

где $\sigma_1 = \langle A_1 \rangle / \sqrt{\langle N_{phe1} \rangle}$, $\sigma_2 = \langle A_2 \rangle / \sqrt{\langle N_{phe2} \rangle}$ и σ_0 - дисперсия амплитудных распределений, связанная с флуктуациями E_{vis} и коррелированной частью статистики сцинтилляционных фотонов. Полученные таким методом результаты показаны на Рис.4. Фитирование данных за исключением крайних точек константой даёт близкие значения $\langle N_{phe1} \rangle = 46.7 \pm 0.3$ и $\langle N_{phe2} \rangle = 45.8 \pm 0.3$ на 1 МэВ E_{vis} . В действительности, в эти величины дают вклад ещё флуктуации числа фотонов, попадающих на фотокатоды. Поэтому их следует рассматривать, как нижние оценки.

Что касается величины σ_0 , то в диапазоне $E > 40$ МэВ она варьируется в пределах 3.4-3.6 МэВ, в среднем на 10% превышая $\sigma(E_{vis})$ (см. Таблицу 1). Это превышение, по-видимому, связано со статистикой сцинтилляционных фотонов.

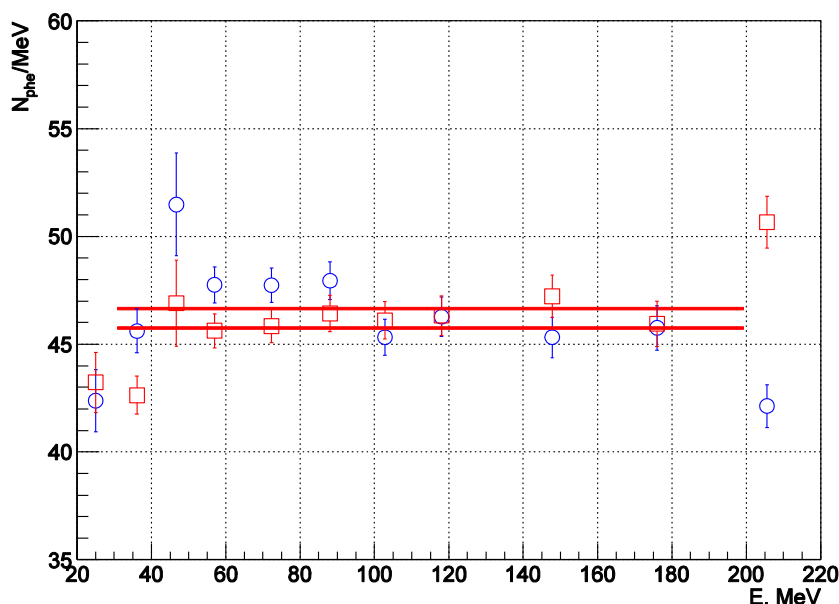


Рис. 4. Зависимость среднего числа фотоэлектронов на 1 МэВ E_{vis} от энергии протона. Горизонтальные прямые представляют собой фит экспериментальных точек (за исключением крайних) константой.

Амплитудное и энергетическое разрешения счётчика

На Рис. 5 показаны результаты аппроксимации энергетической зависимости амплитуд $\langle A_1 \rangle$, $\langle A_2 \rangle$ и $\langle A_1 + A_2 \rangle$ степенной функцией:

$$\langle A \rangle = 43.3 \cdot E^{-1.12} + 0.104, \quad (6)$$

$$\langle A_1 + A_2 \rangle = 87.2 \cdot E^{-1.12} + 0.210,$$

где E - энергия в МэВ. Видно, что в области энергий >40 МэВ эти функции хорошо описывают экспериментальные данные. Постоянный член в формуле для $\langle A \rangle$ близок к величине амплитуды, ожидаемой для минимальной ионизирующей частицы.

Величины относительных среднеквадратичных отклонений распределений амплитуд с каждого ф.э.у. счётчика и их суммы показаны на Рис.6. Их зависимости от энергии протона описываются степенными функциями $\sigma(A)/A = 0.054E^{0.52}$ и $\sigma(A_1 + A_2)/(A_1 + A_2) = 0.036E^{0.57}$. Поскольку флуктуации A_1 и A_2 частично коррелированы (флуктуации ионизационных потерь вносят в них одинаковый вклад, а флуктуации процессов, связанных с образованием фотоэлектронов и их размножением, независимы для каждого ф.э.у.), нельзя ожидать, что $\sigma(A_1 + A_2)/(A_1 + A_2)$ будет в $\sqrt{2}$ меньше $\sigma(A)/A$. Действительно, улучшение амплитудного разрешения для суммы сигналов составляет 18.5% при 46.7 МэВ и 13.3% при 176 МэВ.

Измерение амплитуд сигналов со счётчика можно использовать для определения энергии протона. Энергетические разрешения, рассчитанные по формуле

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{dE}{dA} \cdot \frac{\sigma(A)}{E} \quad (7)$$

с использованием соотношений (6) и данных Таблиц 2, 3, приведены на Рис. 7. Их энергетическая зависимость аппроксимируется функциями:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 4.25 \cdot 10^{-4} \cdot E^{1.07} + 1.56 \cdot 10^{-2} \text{ - для одного ф.э.у.} \quad (8)$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 2.31 \cdot 10^{-4} \cdot E^{1.16} + 1.29 \cdot 10^{-2} \text{ - для двух ф.э.у.} \quad (9)$$

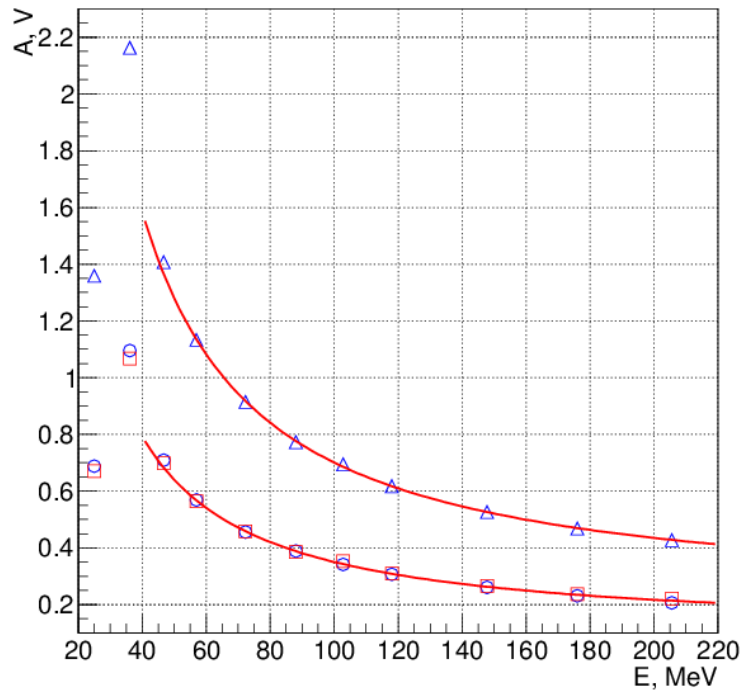


Рис. 5. Зависимость амплитуд $\langle A_1 \rangle$ (O), $\langle A_2 \rangle$ (\square) и $\langle A_1 + A_2 \rangle$ (Δ) от энергии протонов. Кривые представляют формулы (6).

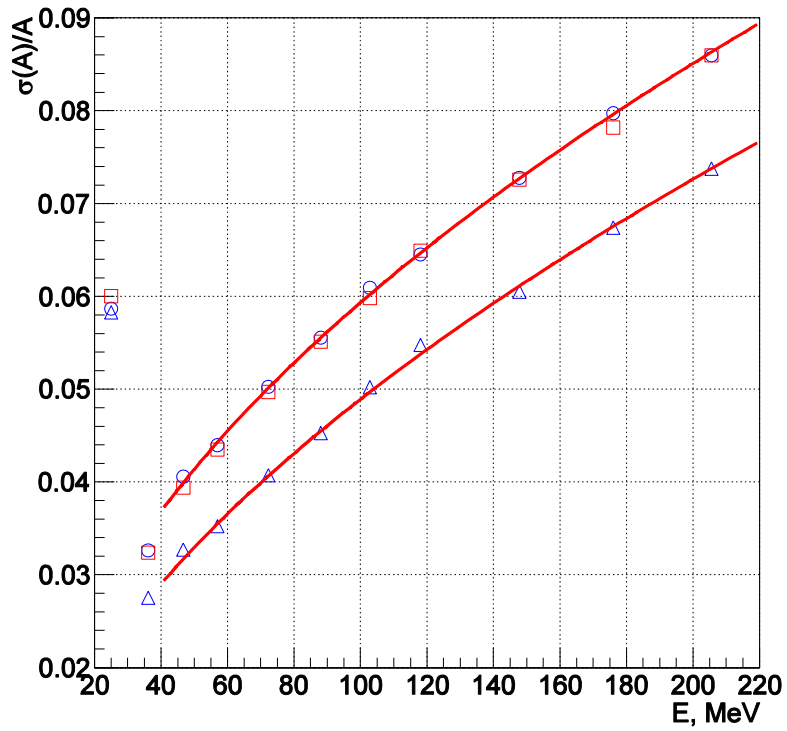


Рис. 6. Зависимость $\sigma(A_1)/A_1$ (O), $\sigma(A_2)/A_2$ (\square) и $\sigma(A_1 + A_2)/(A_1 + A_2)$ (Δ) от энергии протона. Верхняя кривая представляет зависимость $0.054E^{0.52}$, нижняя - $0.036E^{0.57}$.

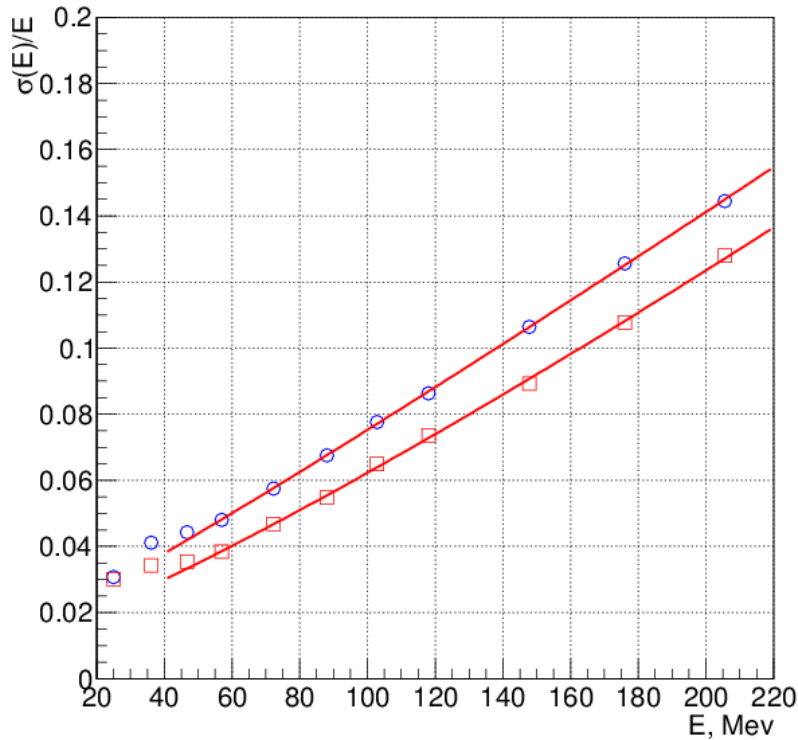


Рис. 7. Энергетическое разрешение счётчика для одного (O) и двух (□) ф.э.у.. Кривые – результат фитирования экспериментальных данных зависимостями (8) и (9).

Поскольку квадрат 4-мерного переданного импульса t пропорционален кинетической энергии протона отдачи (см. формулу (1)), то разрешение $\sigma(t)/t$ также описывается формулами (8) и (9). Из Рис.7 следует, что в области $E < 80$ МэВ энергетическое разрешение счётчика становится лучше 5%.

Временное разрешение сцинтилляционного счётчика

Как известно, для достижения наилучшего временного разрешения сцинтилляционного счётчика уровень A_{thr} сигнала ф.э.у., при котором происходит измерение времени, должен быть пропорционален его максимальной амплитуде A , так как при выполнении условия $A_{thr}/A = \text{constant}$ в значительной степени компенсируется влияние амплитудного разброса сигналов на точность определения их временного положения. На этом принципе работают дискриминаторы постоянной части сигнала (CFD), используемые при временных измерениях со сцинтилляционными счётчиками.

Для определения оптимального значения A_{thr}/A , обеспечивающего наилучшее временное разрешение, передний фронт сигналов ф.э.у. аппроксимировался полинома-

ми 2-ой и 3-ей степени в интервале от $0.03A$ до $0.7A$. Затем для каждого значения A_{thr}/A от 0.03 до 0.19 с шагом 0.01 строилось распределение разности t_1-t_2 измеренных времён, которое фитировалось функцией Гаусса (Рис.8) с целью определения среднеквадратичного отклонения $\sigma(t_1-t_2)$. Зависимость $\sigma(t_1-t_2)$ от A_{thr}/A , полученная для энергии протонов 88 МэВ, показана на Рис.9. Из рисунка следует, что наилучшее временное разрешение обеспечивается "привязкой" к уровню сигнала вблизи $0.06A$. Оптимальные значения A_{thr}/A , найденные при других энергиях, также близки к 0.06. Оказалось также, что вариации границ фитирования переднего фронта полиномами 2-й и 3-й степени не меняют оптимальную величину A_{thr}/A .

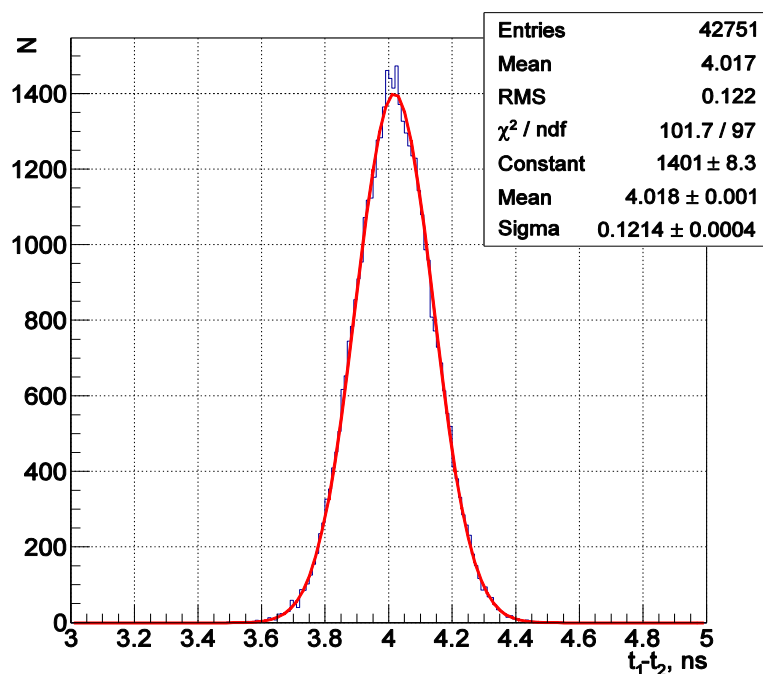


Рис. 8. Одно из распределений разности времён прихода сигналов с ф.э.у. счётчика, измеренное при энергии 88 МэВ с $A_{thr}/A=0.06$ и фитированное функцией Гаусса.

Зависимость $\sigma(t_1-t_2)$ от энергии протона показана на Рис.10. Увеличение $\sigma(t_1-t_2)$ при 25 и 36.1 МэВ связано с большими флуктуациями энергии и многократным рассеянием регистрируемых протонов (триггерный счётчик при этих энергиях не использовался). Отметим, что флуктуации t_1 и t_2 не являются независимыми. Они частично антикоррелированы за счёт разброса $\sigma(x_b)$ частиц в пучке, который приводит к временным флуктуациям $\sigma(t_b) = \sigma(x_b) / v_x$, где v_x - средняя скорость распространения света вдоль сцинтиллятора. Значение v_x было измерено и оказалось равным 13.52 ± 0.07 см/нс (Рис. 11).

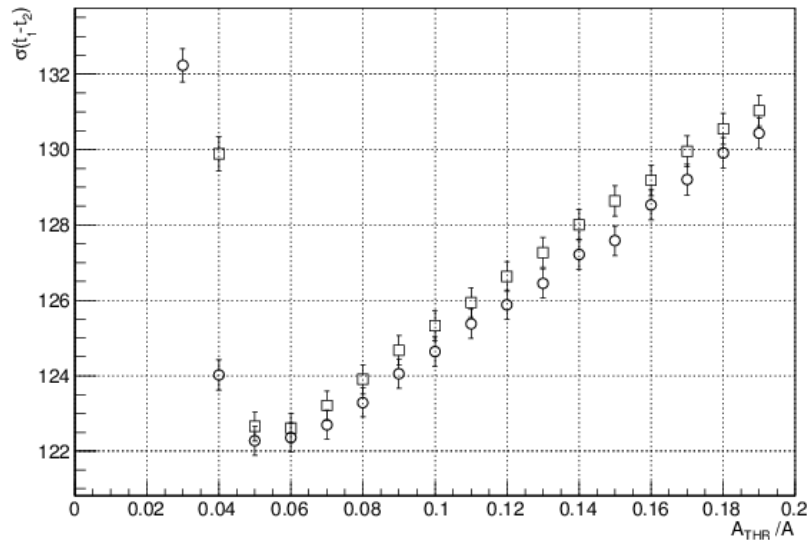


Рис. 9. Зависимость $\sigma(t_1-t_2)$ от уровня сигнала A_{thr}/A при фитировании переднего фронта сигнала ф.э.у. полиномами второй (\square) и третьей (\circ) степени. Данные получены при $E=88$ МэВ.

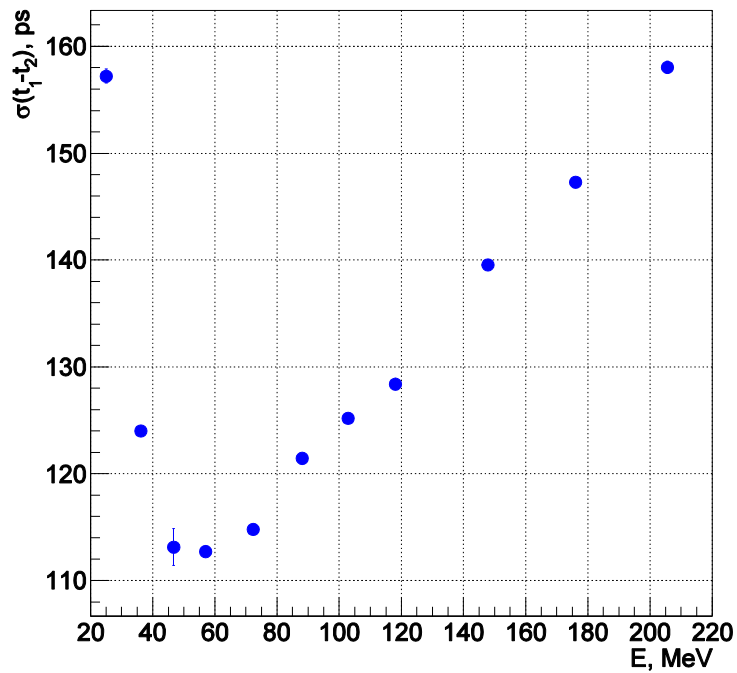


Рис. 10 Зависимость среднеквадратичного отклонения $\sigma(t_1-t_2)$ от энергии протона.

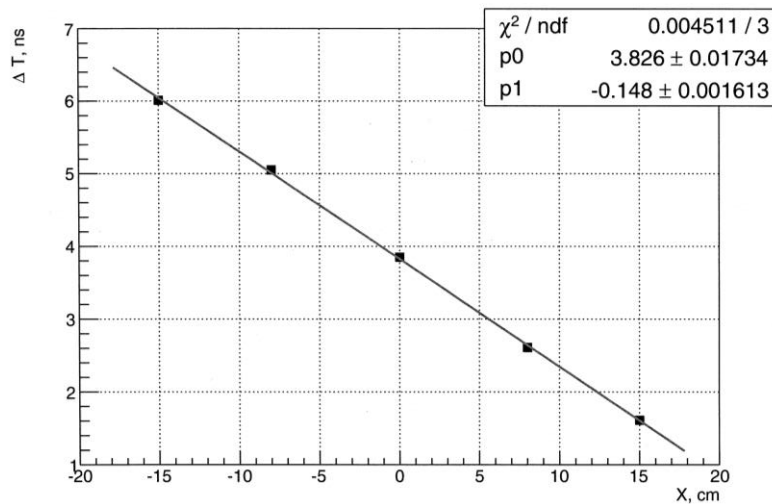


Рис. 11. Зависимость разности средних времён регистрации сигналов ф.э.у. счётчика от координаты пучка протонов.

Если положить $\sigma(t_1) = \sigma(t_2)$ и ввести поправки на размер пучка, определяемый шириной триггерного счётчика, то можно получить, что временное разрешение $\sigma(t)$ исследуемого счётчика с использованием информации с обоих ф.э.у. увеличивается от 53 до 78 пс с ростом энергии протонов от 50 до 206 МэВ. В этом же интервале энергий координатное разрешение $\sigma(x) = v_x \cdot \sigma(t)$ меняется от 7 до 11 мм. Поскольку амплитуда сигналов ф.э.у., а следовательно, и временное разрешение слабо зависят от положения пучка (Рис.3), то можно ожидать, что приведённые выше величины разрешений справедливы по крайней мере в области $x < |10|$ см.

Заключение

В работе исследованы временные и амплитудные характеристики сцинтилляционного счётчика, облученного пучками протонов с энергиями от 25 до 206 МэВ. В счётчике использовался сцинтиллятор BC-404 размером 400x60x12.5 мм³, который просматривался с двух сторон ф.э.у. R1828-01 фирмы HAMAMATSU. Амплитудное разрешение счётчика $\sigma(A)/A$, где A – сумма амплитуд сигналов ф.э.у., в области $E > 40$ МэВ следует зависимости $0.036E^{0.57}$, что позволяет определить энергию протона по величине ионизационных потерь с точностью $\sigma(E)/E = (0.0231E^{1.16} + 1.29)\%$. Временное разрешение $\sigma(t)$ счётчика увеличивается с 53 до 78 пс с ростом энергии протонов от 50

до 206 МэВ. В этом же интервале энергий координатное разрешение $\sigma(x)$ вдоль сцинтиллятора меняется от 7 до 11 мм. Приведённые характеристики слабо зависят от координаты x прохождения частицы через сцинтиллятор в области ± 10 см от центра. Они соответствуют требованиям к сцинтилляционным счётчикам в планируемом в ИФВЭ эксперименте по прецизионному измерению дифференциальных сечений упругого рассеяния адронов.

Авторы выражают благодарность В.Е. Балакину за предоставленную возможность работы на ускорителе Физико-технического центра ФИАН в Протвино, Т.С. Щепанюку, обеспечившему стабильную работу ускорителя в требуемых режимах, И.Н. Белякову и О.Н. Ромашову за помощь в подготовке аппаратуры. Мы признательны Т.З. Гуровой и Д.А. Стояновой за помощь в подготовке данной публикации.

Настоящая работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ № 13-02-00537 и № 14-02-00303.

Список литературы

- [1] С.П. Денисов, А.В. Козелов, В.А. Петров. Послано в ЯФ.
- [2] С.П. Денисов, А.В. Козелов. Труды 7-х Черенковских чтений. «Краткие сообщения по физике», ФИ РАН. В печати.
- [3] Yu.M. Antipov, V.A. Bezzubov, Yu.P. Gorin et al. Czech.J. of Phys. **B26**, 382 (1976); Препринт ИФВЭ ПЭФ 76-95, Серпухов, 1976.
- [4] http://pdg.lbl.gov/2011/AtomicNuclearProperties/HTML_PAGES/216.html
- [5] J.B. Birks. Proc. Phys. Soc. **A64**, 874 (1951).
J.B. Birks. Scintillation Counters. London, 1953.
Русский перевод: Дж. Биркс. Сцинтилляционные счётчики, ИЛЛ, Москва, 1955.

Рукопись поступила 27 ноября 2014 г.

В.Н. Горячев и др.

Исследование амплитудных и временных характеристик сцинтилляционного счётчика при регистрации нерелятивистских протонов

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 05.12.2014. Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1, 2. Уч.–изд.л. 1,63. Тираж 80. Заказ 23. Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт»
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2014-17,
ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт», 2014
