

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 344.1 не  
А-91

19/8-74

13 - 7964

Р.Г.Аствацатуров, В.И.Иванов, Е.Кнапик,  
В.А.Крамаренко, Б.А.Кулаков, А.И.Малахов,  
Г.Л.Мелкумов, М.Н.Хачатурян

3214/2-74

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СЧЕТЧИК ДЛИНОЙ 100 СМ  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ  
РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

**1974**

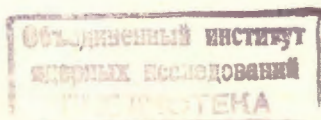
**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

13 - 7964

Р.Г.Аствацатуров, В.И.Иванов, Е.Кнапик,\*  
В.А.Крамаренко, Б.А.Кулаков, А.И.Малахов,  
Г.Л.Мелкумов, М.Н.Хачатурян

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СЧЕТЧИК ДЛИНОЙ 100 СМ  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

*Направлено в ПТЭ*



---

\* Институт физики Лодзинского университета, ПНР

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов генерации электрон-позитронных пар, образующихся при взаимодействии адронов, имеет фундаментальное значение для физики высоких энергий. Среди проблем, представляющих первостепенный интерес, можно отметить вопрос существования тяжелых векторных мезонов, имеющих массы, превышающие массу  $\phi$ -мезона, поиски гипотетического промежуточного бозона / $W$ -бозона/, ответственного за слабые взаимодействия, выяснение механизма рождения и распада векторных мезонов и др.

Как правило, все перечисленные процессы характеризуются крайне низкими сечениями /порядка  $10^{-33}$  см<sup>2</sup> и меньше/, что делает их исследование сложной экспериментальной задачей<sup>/1-3/</sup>.

Одним из основных фоновых процессов, имитирующих рождение электрон-позитронных пар, является процесс образования малорасходящихся ( $\Delta\theta_{e^+e^-} \sim \frac{m_e c^2}{E_\gamma}$ ) пар от конверсии  $\gamma$ -квантов в мишени и в веществе между мишенью и черенковскими спектрометрами<sup>/3/</sup>. При устранении конверсионного фона возникают значительные трудности, связанные с необходимостью создания малорасходящегося и узкого пучка налетающих частиц, жидководородной мишени с малым количеством вещества в стенках и т.д. С целью преодоления указанных трудностей для разделения конверсионных пар от одиночных заряженных частиц предлагается использовать сцинтилляционный счетчик длиной 100 см, работающий в спектрометрическом режиме, т.е. режиме измерения ионизационных потерь.<sup>/4/</sup>

## 2. Описание счетчика

Пластмассовый радиатор сцинтилляционного счетчика склеен из двух кусков  $50 \times 13,5 \times 1,0 \text{ см}^3$  / и имеет общие размеры  $100 \times 13,5 \times 1,0 \text{ см}^3$ . К торцам сцинтиллятора клеятся световоды из органического стекла длиной 20 см. Площадь световодов в месте склейки с фотоумножителями равна  $3,5 \times 4,0 \text{ см}^2$ . Для склейки сцинтилляторов друг с другом и со световодами используется клей марки МКБ-1 с коэффициентом преломления, равным  $n = 1,484$ . Оптический контакт фотоумножителей со световодами осуществляется с помощью кремнийорганического вазелина KB-3 /  $n = 1,418$  /.

Для улучшения условий светосбора и светоизоляции счетчика сцинтиллятор и световоды последовательно оборачиваются алюминиевой фольгой, черной бумагой и черной полихлорвиниловой липкой лентой. Фотоумножители вместе с делителями напряжения помещаются в двух цилиндрических кожухах из мягкой стали.

В счетчике используются два временных фотоумножителя типа ФЭУ-30 с квантовой чувствительностью фотокатода, соответственно, 85 и 95 мкА/лм, позволяющие получить амплитудное разрешение 5% с источником на основе иодистого натрия и радиоизотопа  $^{241}\text{Am}$  с энергией  $\alpha$ -частиц  $5,5 \text{ МэВ}^{5/}$ . Использование временных фотоумножителей в счетчике связано с необходимостью формирования импульсов с минимальной длительностью для запуска схем совпадения с разрешающим временем 10 нсек.

## 3. Описание эксперимента

Сцинтилляционный счетчик длиной 100 см был исследован на пучке отрицательных пионов с импульсом  $4,0 \text{ ГэВ/с}$  протонного синхротрона ЛВЭ ОИЯИ.

Схема эксперимента приводится на рис. 1. Пучок отрицательных частиц /пионы - 99%, электроны - 1%/ монитрится с помощью сцинтилляционных счетчиков  $S_1, S_2, S_3$  /  $7 \times 7 \text{ см}^2$  / и  $S_4$  /  $4 \times 4 \text{ см}^2$  /.  $S_5$  - исследуемый счетчик. Импульсы с двух фотоумножителей

счетчика  $S_5$  суммируются линейным сумматором и подаются на вход линейных ворот с разрешающим временем 50 нсек. Линейные ворота управляются совпадениями  $S_1, S_2, S_4$ . Амплитуды импульсов анализируются с помощью многоканального анализатора типа NTA-512.

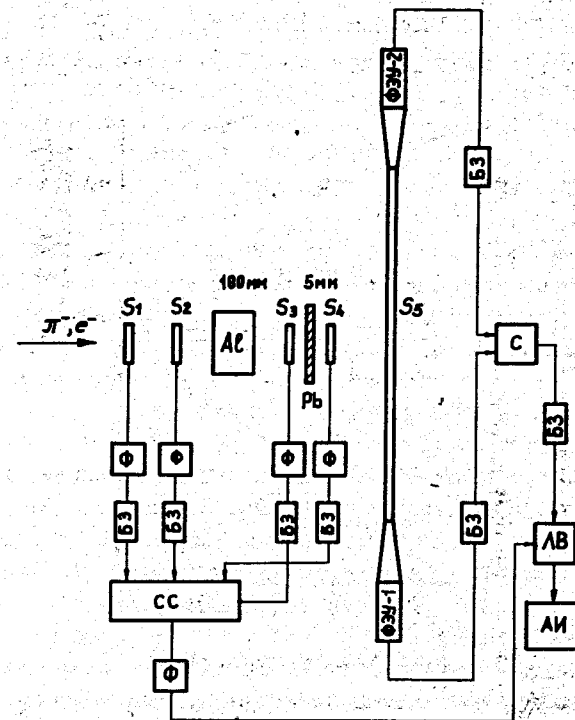


Рис. 1. Схема эксперимента.  $S_1, S_2, S_3$  - сцинтилляционные счетчики  $7 \times 7 \times 0,5 \text{ см}^3$ ,  $S_4$  - сцинтилляционный счетчик  $4 \times 4 \times 0,5 \text{ см}^3$ ,  $S_5$  - сцинтилляционный счетчик длиной 100 см, Ф - формирователь, БЗ - блок задержки, СС - схема совпадений, ЛВ - линейные ворота, АИ - анализатор импульсов.

## 4. Результаты эксперимента

В указанной выше схеме была изучена зависимость величины амплитуды импульса и амплитудного разрешения счетчика от места попадания частиц в счетчик, когда:

а/ на сумматор подается один из двух сигналов счетчика и б/ суммируются импульсы с двух фотоумножителей. Эти результаты представлены на рис. 2. Из рис. 2в

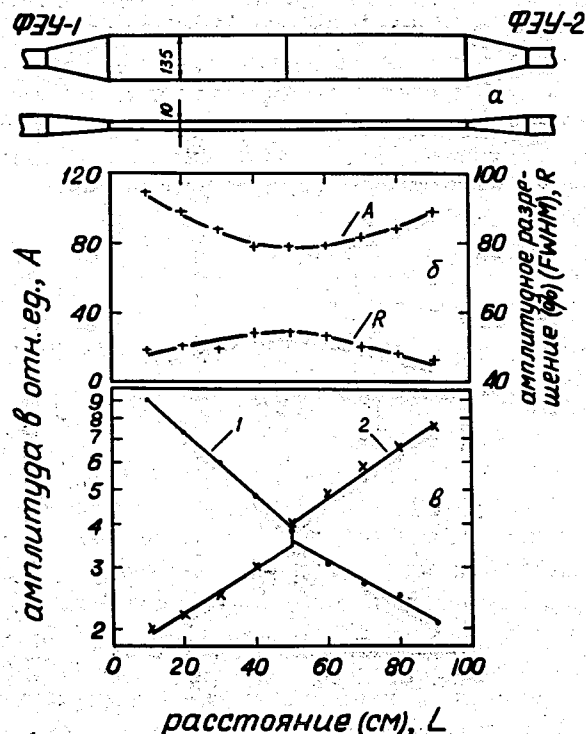


Рис. 2. Амплитуда и амплитудное разрешение сцинтилляционного счетчика  $S_5$  в зависимости от места прохождения в сцинтилляторе заряженной частицы; б/ кривые получены суммированием сигналов с двух фотоумножителей; в/ кривые 1 и 2 получены в условиях, когда анализируются импульсы с одного фотоумножителя.

видно, что когда на сумматор подается импульс с одного фотоумножителя /кривые 1 и 2/ амплитуды сигналов для двух крайних положений в сцинтилляторе изменяются в четыре раза. Скачок амплитуды в середине сцинтиллятора обусловлен потерями света из-за отличия коэффициентов преломления клея /1,484/ и сцинтиллятора /1,58/. Значительная разница /в 4 раза/ амплитуд сигналов для

двух крайних положений в сцинтилляторе, в основном, обусловлена тремя причинами:

- а/ поглощением света в сцинтилляторе,
- б/ качеством полировки поверхностей сцинтиллятора,
- в/ конфигурацией световодов.

При суммировании сигналов с двух фотоумножителей /рис. 2б/ коэффициент неоднородности амплитуды, соответствующей максимуму амплитудного спектра, равен  $\pm 17\%$ . Коэффициент неоднородности амплитуды  $A$ , соответствующей максимуму амплитудного спектра, определен следующим образом:

$$\Delta A = \pm \frac{A_{\text{макс.}} - A_{\text{мин.}}}{A_{\text{макс.}} + A_{\text{мин.}}},$$

где  $A_{\text{макс.}}$  и  $A_{\text{мин.}}$  - наибольшее и наименьшее значения амплитуды  $A$ .

### 5. Анализ результатов

Зависимость амплитудного разрешения от места попадания частиц в сцинтиллятор показывает, что амплитудное разрешение для одного фотоумножителя /кривые 1 и 2/ в двух крайних положениях сцинтиллятора меняются от 53% /позиция, ближайшая к ФЭУ/ до 83% /позиция, наиболее удаленная от ФЭУ/. При суммировании сигналов с двух фотоумножителей зависимость амплитудного разрешения /рис. 2б/ от места попадания частиц в сцинтиллятор существенно уменьшается и составляет примерно  $50 \pm 4\%$  /полная ширина на полувысоте/.

Рис. 3 иллюстрирует спектры амплитуд, полученные в сцинтилляционном счетчике / $L = 50$  см/ при суммировании сигналов с двух ФЭУ. Левый спектр /кривая 1/ получен в условиях, когда сцинтиллятор пересекают заряженные релятивистские частицы / $\pi^-$ -мезоны/. Из рисунка видно, что распределение имеет несимметричный характер. Левая полуширина на полувысоте составляет 20%, правая - 32%. Несимметрия обусловлена, в основном, флуктуациями ионизационных потерь. Второе распределение /кривая 2/ получено в геометрии, когда угол

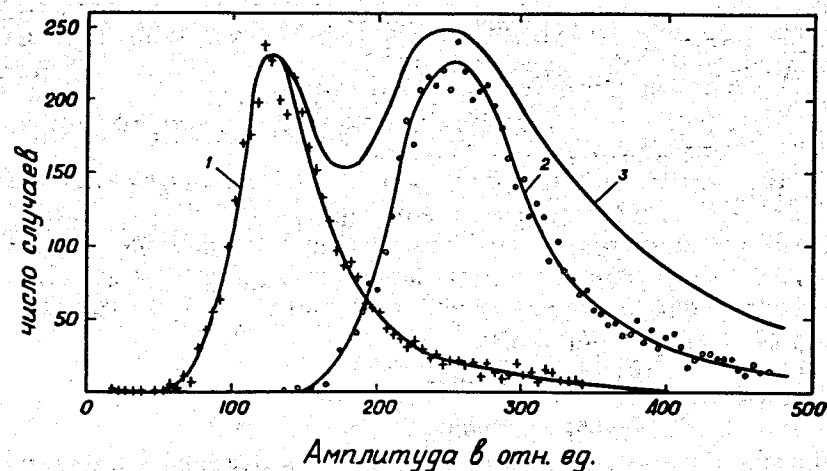


Рис. 3. Спектр амплитуд сцинтилляционного счетчика  $S_5$  в условиях, когда суммируются сигналы с двух фотоумножителей, для одной /кривая 1/ и двух /кривая 2/ заряженных частиц, пересекающих счетчик. Распределение 3 получено при одновременной регистрации  $\pi^-$ -мезонов и конверсионных пар от  $\gamma$ -квантов.

между осью пучка и сцинтиллятором составляет  $30^\circ$ . В этом случае частица в сцинтиляторе проходит в два раза больший путь. При этом в сцинтиляторе выделяется количество света, эквивалентное свету от двух релятивистских частиц при нормальном падении на поверхность сцинтиллятора. Максимум амплитудного спектра для второго распределения, как и следовало ожидать, в два раза превышает максимум первого распределения, а амплитудное разрешение составляет 42%. Небольшая разница амплитудных разрешений /соответственно, 52 и 42%/ объясняется, главным образом, большим вкладом в ширину флуктуаций ионизационных потерь  $/R \sim 30\%/$ . Амплитудные спектры заряженных частиц в сцинтиляторе были получены также другим методом. В этом эксперименте /рис. 1/ между счетчиками  $S_2$  и  $S_3$  была помещена алюминиевая мишень длиной 10 см, которая являлась генератором  $\gamma$ -квантов. После прохождения через счетчик  $S_3$ , работающий в режиме антисовпадений,

$\gamma$ -кванты образуют конверсионные электрон-позитронные пары в свинцовом конверторе толщиной 0,5 см. Свинцовый конвертор располагается между счетчиками  $S_3$  и  $S_4$  на расстоянии 20 см от счетчика  $S_5$ . Амплитудные спектры для  $\pi^-$ -мезонов и конверсионных электрон-позитронных пар представлены на рис. 3 /кривая 3/. Спектр  $\pi^-$ -мезонов /левый максимум кривой 3/ появляется за счет неэффективности счетчика антисовпадений  $S_3$ . Величину неэффективности можно варьировать напряжением на фотоумножителе  $S_3$ . Второй максимум в амплитудном спектре обусловлен прохождением через сцинтилятор двух заряженных частиц /электрон-позитронной пары/.

Анализ данных, представленных на рис. 3, показывает, что сумма распределений 1 и 2 практически совпадает с распределением 3. Отличие распределений при значении амплитуды, превышающей 300, связано с наличием в распределении 3 амплитуд импульсов от трех и более заряженных частиц, пересекающих одновременно / $\tau$  ворот  $\approx 50$  нсек/ счетчик  $S_5$ .

Теперь воспользуемся полученными результатами для того, чтобы количественно оценить возможности разрешения амплитуд импульсов, возникающих при прохождении через сцинтилятор одной, двух и более частиц. Результаты этого анализа представлены на рис. 4. Кривые а и б на рис. 4 иллюстрируют возможность разделения по амплитуде одной и двух заряженных частиц, соответственно, для счетчиков с амплитудным разрешением, равным 50 и 30%. В расчетах зависимость амплитуды импульса от места прохождения частицы в сцинтиляторе не учитывалась.

Результаты настоящей работы показывают, что амплитудное разрешение счетчика, в основном, определяется флуктуациями числа фотоэлектронов /около 40%/ . Флуктуации ионизационных потерь дают меньший вклад в амплитудное разрешение /кривая Ландау/ и не превышают 30%. Эти выводы подтверждают также результаты, полученные с помощью светодиодов.

Авторы выражают благодарность проф. А.М.Балдину и доктору физико-математических наук И.А.Савину за

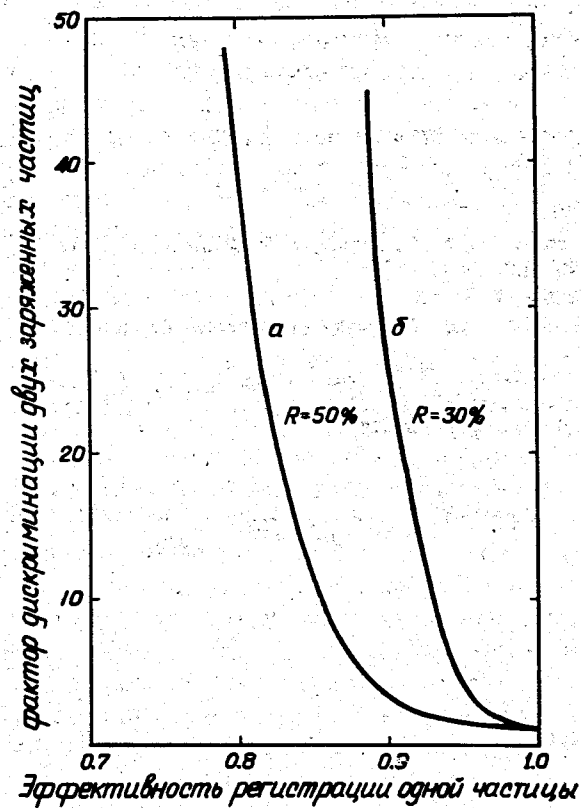


Рис. 4. Фактор дискриминации конверсионных пар сцинтилляционным счетчиком ( $S_5$ ) в зависимости от эффективности регистрации заряженной частицы. Кривые соответствуют счетчикам с амплитудным разрешением 50% /кривая а/ и 30% /кривая б/.

содействие и интерес к работе, С.Н.Пляшкевичу, Б.М.Старченко и К.Гурач за помощь при подготовке и проведении измерений.

#### Литература

1. R.G.Astvatsurov, M.A.Azimov, I.V.Chuvilo et al. Phys.Lett., 27B, 45 (1968).
2. M.Grilli, E.Iarocci, P.Spillantini et al. Nuovo Cim., 13A, No 3, 593 (1973).
3. M.N.Khachaturian, M.A.Azimov, A.M.Baldin et al. Phys.Lett., 24B, 349 (1968).
4. J.S.Beale, F.W.Büsser, L.Camilleri et al. 1973 Intern. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati, Italy, p. 415 (1973).
5. Нго Куок Бьу, В.А.Крамаренко, А.И.Малахов, М.Н.Хачатурян, М.С.Хвастунов. Сообщение ОИЯИ, 13-7673, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 мая 1974 года.