

P13-2006-20

С. И. Воробьев¹, В. А. Гордеев¹, К. И. Грицай, С. А. Густов,
В. Н. Дугинов, Ю. В. Елкин¹, А. А. Жданов¹, В. А. Жуков,
В. Г. Ивочкин¹, Е. Н. Комаров¹, С. В. Косьяненко¹,
Т. Н. Мамедов, И. В. Мирохин, В. Г. Ольшевский,
Ю. А. Щеглов¹, Г. В. Щербаков¹

**ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК
ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ МЮОНОВ
И РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ**

¹ Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Ленинградская обл.

Воробьев С. И. и др.

P13-2006-20

Плоскопараллельный счетчик для разделения медленных мюонов и релятивистских позитронов

Приводятся результаты исследования плоскопараллельных лавинных счетчиков с зазорами $d = 1,0, 0,4$ и $0,2$ мм. В качестве рабочей смеси использовались двуокись углерода CO_2 или смесь $\text{Ar}(30\%) + \text{CO}_2(70\%)$ при давлении 1 атм. Испытания проводились на пучке «поверхностных» мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ. Показано, что счетчики можно использовать для разделения «поверхностных» мюонов и релятивистских позитронов. Эффективность регистрации мюонов достигает $0,90-0,99$ и имеет плато по напряжению $\sim 100-200$ В до границы искрового прооя. Временное разрешение составляет $\sim 1,0$ нс (FWHM).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ и в Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Vorobyev S. I. et al.

P13-2006-20

The Parallel Plate Avalanche Counter for the Discrimination of the Surface Muons and the Relativistic Positrons

The results of the investigation of the parallel plate avalanche counters with the gas gaps $d = 1.0, 0.4,$ and 0.2 mm are presented. The counters were filled with the carbon dioxide CO_2 or the $\text{Ar}(30\%) + \text{CO}_2(70\%)$ mixture at 1 atm. The tests have been carried out on the surface muon beam of the LNP JINP phasotron. It was shown that these counters can be used to discriminate between the surface muons and the relativistic positrons. The muon registration efficiency reaches the value $\sim 0.90-0.99$ and has the voltage plateau $\sim 100-200$ V up to the spark threshold. The time resolution is ~ 1.0 ns (FWHM).

The investigation has been performed at the Dzhelapov Laboratory of Nuclear Problems, JINR, and B. P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

Цель данной работы — создание плоскопараллельных счетчиков с высокой эффективностью регистрации «поверхностных» мюонов. Систему таких счетчиков планируется использовать в качестве детектора остановок. Эта задача является составной частью проекта эксперимента по поиску безнейтринного распада мюона с испусканием скалярного голдстоуновского бозона ($\mu \rightarrow e\alpha$) [1, 2]. Такой детектор может быть использован и в других экспериментах (μSR -исследования, измерение времени жизни мюона и т.д.).

Детектор должен обеспечить:

- высокую эффективность регистрации медленных мюонов;
- временное разрешение менее 1 нс;
- достаточное амплитудное разрешение, позволяющее дискриминировать релятивистские частицы;
- возможность работать при высокой интенсивности падающего на детектор пучка ($>10^6$ 1/см²·с).

Всем этим требованиям удовлетворяют плоскопараллельные лавинные счетчики, которые были успешно использованы для детектирования продуктов деления ядер, а также α -частиц и релятивистских электронов и пионов [3–9].

В данной работе такие детекторы (с межэлектродными зазорами $d = 1,0, 0,4$ и $0,2$ мм) были испытаны на пучке «поверхностных» мюонов ускорителя ЛЯП ОИЯИ. Измерены временные характеристики и эффективность регистрации (в частности, $\varepsilon_\mu \cong 0,90$ – $0,99$ и $\varepsilon_e \cong 0,60$ вблизи границы искрового пробоя). При этом временное разрешение составляет 1,0 нс (FWHM).

1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И СВОЙСТВА ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО СЧЕТЧИКА

Счетчик представляет собой два плоских электрода, разделенных газовым промежутком ($d \sim 1$ мм), в котором создается электрическое поле E высокой напряженности. Заряженная частица, проходя через счетчик, создает в зазоре n_0 электронов (и n_0 положительных ионов) первичной ионизации. Эти электроны в процессе дрейфа к аноду производят вторичную ионизацию, приводя

к лавине, содержащей n пар ионов: $n \cong n_0 \cdot e^{\alpha d} / (\alpha d)$, где α — первый коэффициент Таунсенда (рис. 1). В результате сигнал на выходе счетчика состоит из двух компонент — быстрой и медленной. Быстрая компонента обусло-

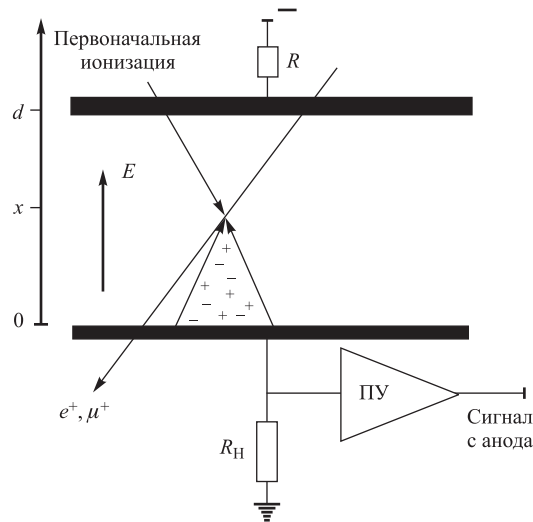


Рис. 1. Принципиальная схема плоскопараллельного счетчика: E — напряженность электрического поля между двумя параллельными электродами; R_{H} — сопротивление нагрузки, с которого снимается сигнал; ПУ — предусилитель выходного сигнала; R — гасящее сопротивление; дополнительно показан $e^+(\mu^+)$ -трек и одиночная лавина, генерированная электроном первичной ионизации, образованным на расстоянии x от анода

влена дрейфом лавины электронов к аноду и имеет время нарастания ≤ 1 нс, а медленная компонента связана с движением положительных ионов к катоду и растет на три порядка медленнее. Для регистрации используются только импульсы электронной компоненты; медленный ионный сигнал подавляется дифференцированием на входе предусилителя ПУ.

Полный коэффициент газового усиления $K \cong e^{\alpha d} / (\alpha d)$ сильно зависит не только от используемого газа, но и от напряженности электрического поля. Его величина не зависит от первичной ионизации до тех пор, пока влияние объемного заряда вблизи анода незначительно. В этом случае число вторичных электронов в лавине и выходной сигнал со счетчика пропорциональны первичной ионизации. Однако с ростом приложенного напряжения увеличивается вероятность образования дополнительных лавин с катода, которые генерируются положительными ионами, а также фотонами излучения возбужденных молекул газа. В принципе, образование этих лавин не нарушает

режим пропорциональной работы счетчика. В этом случае коэффициент газового усиления

$$M \cong \frac{K}{1 - \gamma K} (K > 1)$$

по-прежнему не зависит от первичной ионизации (если, конечно, не рассматривать влияние объемного заряда). Здесь второй коэффициент Таунсенда γ — вероятность того, что вторичный электрон лавины привел к возбуждению атомов, фотоны излучения которых привели к образованию электронов с катода и, как следствие, к образованию дополнительных лавин. Тем не менее при определенном напряжении размер лавины перестает быть связанным с первичной ионизацией и наступает искровой пробой. Это случается, когда полное число пар ионов в лавине превышает некоторое критическое значение. Формально это соответствует условию, при котором $M \rightarrow \infty$, $\gamma K \rightarrow 1$.

Подбор материала катода и применение газов, обладающих свойствами поглощать фотоны и тем самым препятствовать образованию вторичных лавин, дает заметный, но ограниченный эффект. Как результат, приходится мириться с тем, что счетчик ставят в пропорциональный режим вблизи области искрового пробоя. Главным образом это касается регистрации частиц с минимальной ионизацией. Обычно в этом случае коэффициент газового усиления составляет $\sim 10^4$.

Амплитудное разрешение лавинного счетчика не может быть высоким. Это обстоятельство связано с тем, что коэффициент газового усиления для каждой отдельной лавины сильно зависит от координаты x электрона первичной ионизации ($K_x = e^{\alpha x}$). И хотя полный сигнал определяется вкладами всех лавин, основную его долю дают электроны первичной ионизации, расположенные на расстояниях от катода $\sim 1/\alpha$. При газовом усилении $K \sim 10^4$ это расстояние мало по сравнению с величиной зазора d ($1/\alpha \ll d$). Как следствие, в этой области мало число первичных электронов (~ 10 – 20 даже при прохождении α -частиц и фрагментов деления), велики флуктуации ионизации, что и приводит к большому разбросу импульсов на выходе счетчика. Кроме того, заметный вклад в этот разброс вносят процессы, связанные с развитием самой лавины и статистическим распределением электронов первичной ионизации по длине зазора d . Эти факторы играют тем большую роль, чем меньше плотность ионизации: амплитудное разрешение счетчиков для α -частиц и фрагментов деления составляет 20–30 % (FWHM) [3, 5, 8], а для частиц минимальной ионизации ~ 40 –50 % (FWHM) [6, 7].

Для электронов трудно получить эффективность, близкую к величине $\varepsilon \cong 1,0$. Шум электроники определяет уровень дискриминации сигнала; в итоге амплитудные флуктуации приводят к потере части импульсов и снижению величины ε . Этот эффект зависит от применяемой газовой смеси, коэффициента газового усиления и уровня искрового пробоя. В частности,

для детектора с зазором $d = 1$ мм, наполняемого либо чистой двуокисью углерода CO_2 , либо с добавлением бутана C_4H_{10} , удалось получить эффективность ε от 0,50 до 0,85 [6].

В принципе, можно получить эффективность регистрации, близкую к величине $\varepsilon = 1,0$, если использовать многозазорную систему лавинных промежутков.

Характерная особенность плоскопараллельного счетчика — отсутствие флуктуаций интервала времени между прохождением частицы и появлением импульса напряжения $U \sim n_0 \cdot e^{\alpha vt}$ на выходе счетчика (v — скорость дрейфа первичных электронов). Величина $1/\alpha v$ определяет скорость нарастания этого сигнала. Она может составлять ~ 1 нс, что дает принципиальную возможность получить разрешающее время $\sim 0,1$ нс [9].

При фиксированном размере зазора d для уменьшения разрешающего времени нужно иметь:

- большую первичную ионизацию;
- большой коэффициент газового усиления;
- газ с большой скоростью дрейфа заряда.

Чтобы улучшить собственное временное разрешение счетчика, следует уменьшать размер d газового промежутка. Тогда, как следует из условия пробоя $\gamma \cdot e^{\alpha d} = 1$, лавину такого же размера можно получить при более высоких напряженностях электрического поля. При этом время сбора лавины сократится, а фронт нарастания сигнала будет круче. Детальный теоретический расчет [9] и экспериментальные данные [4] подтверждают справедливость этих аргументов.

Ограничения на возможную загрузку счетчика определяются влиянием объемного заряда, создаваемого ионами вблизи анода. В отличие от пропорциональной камеры, где объемный заряд сконцентрирован вблизи анодной проволоки и имеет высокую плотность, в плоскопараллельном счетчике он распределен вдоль поверхности плоских электродов в соответствии с поперечным распределением электронной лавины. В этом случае влияние объемного заряда уменьшается, что позволяет использовать лавинный счетчик при больших нагрузках без потери эффективности.

Дрейф электронной лавины происходит в течение промежутка времени ≤ 10 нс, по истечении которого счетчик готов к приему очередной частицы. Для случайно распределенного потока частиц этот временной интервал соответственно увеличивается, и ограничения на возможную скорость счета становятся более жесткими. Экспериментально показано, что лавинный счетчик может работать в пучке с плотностью потока $\sim 10^6$ $1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ [6].

Анод плоскопараллельного счетчика имеет гораздо большую поверхность, чем у пропорциональной камеры, и эффект старения, обусловленный оседанием продуктов химического разложения газовой смеси при работе счетчика, сильно уменьшен.

Поскольку при регистрации частиц с минимальной ионизацией приходится работать вблизи области пробоя, важно, чтобы счетчик работал устойчиво. При данной начальной ионизации размер критической лавины полностью определяет величину коэффициента Таунсенда α , при котором он достигается:

$$\alpha = A \cdot p \cdot \exp(-B \cdot p/E),$$

здесь A и B — коэффициенты, специфичные для данного газа. Величина α сильно зависит как от напряженности электрического поля E , так и от давления p рабочего газа счетчика. Поскольку в данной работе использовался рабочий газ при атмосферном давлении, важно знать, как ведет себя коэффициент α при давлении вблизи 1 атм. На рис. 2 зависимость α от напряжен-

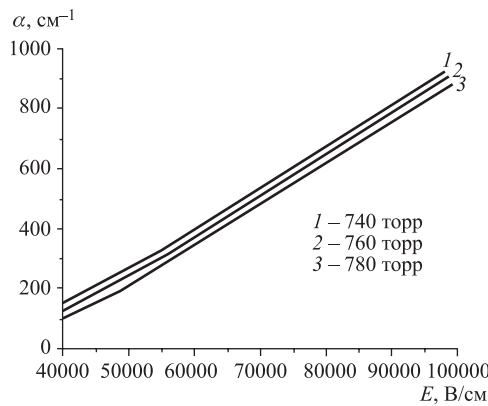


Рис. 2. Расчетная зависимость коэффициента Таунсенда α от напряженности электрического поля (диоксид углерода CO_2)

ности E электрического поля рассчитана при разных давлениях для диоксида углерода CO_2 , которая, в частности, употреблялась для наполнения счетчиков. В вычислениях использовались следующие значения коэффициентов A и B :

$$A = 4,75 \text{ 1/см} \cdot \text{торр} , B = 173 \text{ В/см} \cdot \text{торр},$$

определенные ранее в других экспериментах [10].

На рис. 3 приведена зависимость расчетного числа пар ионов $n(E)$ от напряженности E электрического поля. Результаты приводятся для счетчиков с разными зазорами ($d = 1,0, 0,4$ и $0,2$ мм), которые были исследованы экспериментально. Для каждого из них опытным путем было найдено напряжение, выше которого наступает режим пробоя. Соответствующие напряженности поля и коэффициенты Таунсенда приводятся в табл.1.

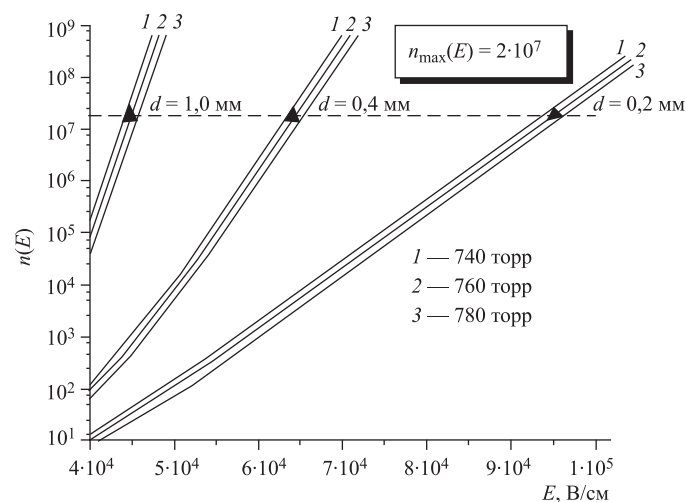


Рис. 3. Расчетная зависимость полного числа n пар ионов в лавине от напряженности E электрического поля при разных давлениях рабочего газа (двуокись углерода CO_2) в счетчиках с зазорами $d = 1,0, 0,4$ и $0,2$ мм; величина n_{\max} указана вблизи области искрового пробоя

Таблица 1. Критические значения коэффициента Таунсенда (двуокись углерода CO_2)

Величина зазора d , мм	Напряженность электрического поля E , В/см	Коэффициент Таунсенда α , 1/см
1,0	45000	163
0,4	64000	410
0,2	95000	835

На рис. 3 для каждой величины зазора d треугольники ложатся на горизонтальную штриховую линию, уровень которой отмечает на оси ординат критическое количество пар ионов $n_{\max}(E) \cong 2 \cdot 10^7$, при котором наступает режим искрового пробоя. Как уже выше отмечалось, он наступает при напряженности поля тем большей, чем меньше размер d газового промежутка. На оси абсцисс треугольникам соответствуют критические напряженности электрического поля (табл. 1), полученные при исследовании счетчиков. Результаты расчетов приводятся при разных давлениях газа вблизи 1 атм. Из них следует практически важный вывод: чем меньше межэлектродный зазор d , тем меньше счетчик реагирует на изменение атмосферного давления и работает более устойчиво. Это утверждение имеет общий характер и не за-

висит от природы используемого газа. Газовое наполнение определяет лишь максимальную напряженность электрического поля для заданного зазора и критическое количество пар ионов в лавине.

2. ДЕТЕКТОР ОСТАНОВОК НА ПУЧКЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МЮОНОВ

Для получения сепарированного пучка «поверхностных» положительных мюонов на фазотроне ЛЯП ОИЯИ использован канал IX [11], по которому выведенный протонный пучок транспортируется до медной мезонообразующей мишени 1 (рис. 4). С помощью широкоугольной магнитной линзы 6 отбираются «поверхностные» мюоны от распада термализованных положительных

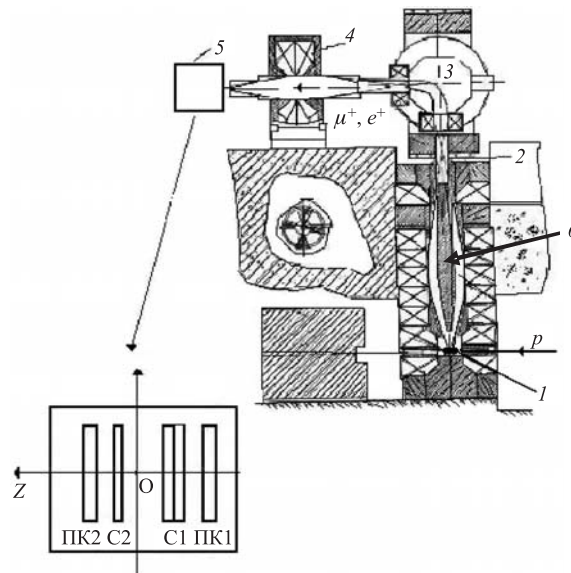


Рис. 4. Расположение детектора остановок на пучке поверхностных мюонов: 1 — мезонообразующая мишень; 2 — воздушный промежуток; 3 — поворотный магнит; 4 — фокусирующая линза; 5 — детектор остановок; 6 — широкоугольная магнитная линза

пионов вблизи поверхности мезонообразующей мишени [12]. Очистка пучка мюонов от примеси позитронов осуществляется за счет разделения подторможенных частиц по импульсу путем отклонения их на угол 90° в однородном

магнитном поле поворотного магнита 3 [13]. Роль тормозящей среды для мюонов и позитронов играют два майларовых окна (каждое толщиной 200 мкм), имеющих в разрыве 2 вакуумного тракта пучка. Воздушный промежуток 2 используется также для того, чтобы в случае необходимости можно было установить фильтр для полного поглощения в нем мюонного пучка. Отношение числа мюонов к числу позитронов в области максимального выхода мюонов равно 1:3 и меняется от 1:2 до 1:40 в рабочем диапазоне изменения тока поворотного магнита. При значении импульса пучка 21 МэВ/с интенсивность потока мюонов составляет $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мкА}^{-1}$, размеры пучка 70 мм (FWHM) по горизонтали и 80 мм (FWHM) по вертикали, примесь позитронов около 70 %.

Сборка детекторов 5 устанавливалась на выходе тракта «поверхностных» мюонов сразу после поворотного магнита 3 и фокусирующего соленоида 4. Детектор отделялся от объема вакуумного тракта окном из майлара толщиной 200 мкм. Детектор представляет собой активную мишень, состоящую из сборки плоскопараллельных счетчиков, в алюминиевых электродах которых мюоны полностью останавливаются. Количество вещества определяется импульсным разбросом пучка $\Delta p/p = 0,06$ (FWHM) и составляет ~ 150 мкм алюминия. Прототип такого детектора (рис. 4, позиция 5) был собран из двух пропорциональных камер ПК1 и ПК2 (с зазорами 3,6 мм) и двух плоскопараллельных счетчиков С1 (с двумя зазорами) и С2 (с одним зазором).

Катоды пропорциональных камер и электроды лавинных счетчиков были изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 10 и 40 мкм соответственно.

Пропорциональная камера ПК1 служит для разделения мюонов и позитронов падающего пучка. Камера ПК2 может режектировать (подавлять) позитроны пучка в режиме антисовпадений. Подробное описание конструкции детекторов можно найти в ранее опубликованной работе [14]. В сборке активной мишени использовались счетчики с межэлектродными зазорами $d = 1,0, 0,4$ и $0,2$ мм в разном сочетании зазоров. Для наполнения сборки счетчиков в качестве рабочей смеси использовалась либо двуокись углерода CO_2 , либо смесь аргона и двуокиси углерода $\text{Ar}(30\%) + \text{CO}_2(70\%)$ при давлении 1 атм.

В материале детектора и окон вакуумного тракта происходит заметное торможение поверхностных мюонов (в отличие от позитронов). Расчеты показывают, что на входе в газовый промежуток счетчика С1 импульс мюона составляет $\sim 18,5$ МэВ/с. Такие медленные мюоны, следуя далее, либо останавливаются в счетчиках С1 и С2, либо оставляют в них значительную часть своей энергии. Оценки показывают, что величины энергии, выделяемой мюонами и позитронами в счетчике С2, различаются в среднем более чем в 20 раз. Газовое усиление существенно деформирует форму амплитудных спектров, особенно для позитронов. Для них первичная ионизация мала — среднее число пар ионов ≤ 10 . Форма амплитудного спектра при большом

газовом усилении близка к экспоненциальной и определяется главным образом вкладом ближайших к катоду пар ионов. Этот эффект приводит к тому, что области событий в амплитудном спектре, соответствующие позитронам и мюонам, разделены, что будет продемонстрировано в дальнейшем.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СЧЕТЧИКОВ

Основная задача исследования — определение эффективности регистрации мюонов и позитронов и разрешающего времени счетчиков. Эффективность счетчика С1 (или одного из его зазоров) определялась как отношение $\varepsilon = n(\text{ПК1} \cdot \text{С2} \cdot \text{С1})/n(\text{ПК1} \cdot \text{С2})$; здесь в числителе и в знаменателе указаны числа событий, зарегистрированных в логике совпадений указанных детекторов.

Для получения информации об эффективности регистрации мюонов ε_μ необходима их идентификация. Для этой цели были использованы амплитудные спектры сигналов от детекторов ПК1, С1 и С2, измеренные в присутствии мюонной компоненты пучка (фильтр из воздушного промежутка 2 удален, см. рис. 4). При этом для подавления вклада позитронов на камере ПК1 было установлено пониженное напряжение. Кроме того, для лучшего выделения мюонов в счетчике С2 использовался сигнал с пропорциональной камеры ПК2 в логике антисовпадений, а режим пучка был подобран таким образом, чтобы заметная их доля останавливалась в этом счетчике (главным образом во втором электроде). Спектры с детекторов ПК1, С1 (первый зазор) и С2 (в логике совпадений ПК1-С2) представлены на рис. 5, а, б, в. В качестве рабочего газа использовалась смесь $\text{Ar}(30\%) + \text{CO}_2(70\%)$ при давлении 1 атм. Спектр на рис. 5, а (камера ПК1) в начале содержит сильно подавленное распределение шумов, затем подавленный вклад позитронов, сгруппированный около 40-го канала, и, наконец, область событий, связанных с медленными мюонами в окрестности ~ 100 -го канала. Спектр на рис. 5, б (счетчик С2) состоит из двух частей: нижняя, резко падающая часть спектра ниже 125 канала (<10 мВ), обусловлена позитронами; широкое распределение выше 125-го канала (10–20 мВ) — спектр замедленных мюонов. Подавить вклад позитронов и выделить мюонные события в этих спектрах можно в логике двойных совпадений этих детекторов, обрезав снизу (на уровне 125 канала) спектр событий счетчика С2 (см. рис. 5, а', б', в'). Таким же образом можно выделить мюонные события в логике тройных совпадений детекторов ПК1, С1 (первый зазор) и С2 (см. рис. 5, а'', б'', в''). Результаты определения эффективности регистрации мюонов ε_μ для счетчика с зазором $d = 0,4$ мм, наполненного смесью $\text{Ar}(30\%) + \text{CO}_2(70\%)$ при давлении 1 атм, приведены на рис. 6; ее величина довольно высока ($\sim 0,90$) в диапазоне ~ 70 В вплоть до границы искрового пробоя. Такой же подход был использован для опре-

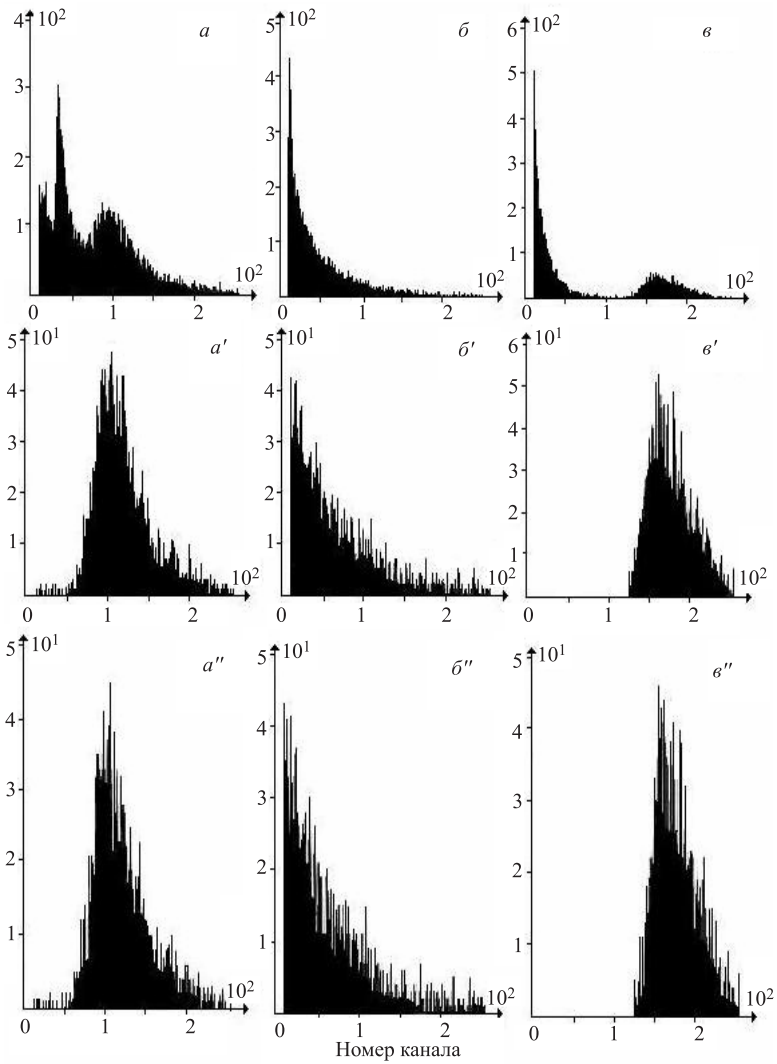


Рис. 5. Амплитудные спектры сигналов с детекторов ПК1(2,31 кВ) — a, a', a'' ; C1($d = 0,4$ мм, 2,46 кВ) — b, b', b'' и C2($d = 1,0$ мм, 4,25 кВ) — v, v', v'' , наполненных смесью Ar(30%) + CO₂(70%) при давлении 1 атм; a, b, v — в логике двойных совпадений ПК1·C2; a', b', v' — в логике двойных совпадений ПК1·C2; события ниже канала 125 в счетчике C2 отброшены; a'', b'', v'' — в логике тройных совпадений ПК1·C1·C2; события ниже канала 125 в счетчике C2 отброшены

деления эффективности ε_μ первого зазора счетчика С1 с межэлектродным расстоянием $d = 1$ мм, наполненного двуокисью углерода CO_2 при давлении 1 атм. Результаты приводятся на рис. 7. Счетчик устойчиво работает вплоть до напряжения пробоя 4,85 кВ, имеет эффективность регистрации мюонов ε_μ , близкую к 1,0, в диапазоне не менее 200 В.

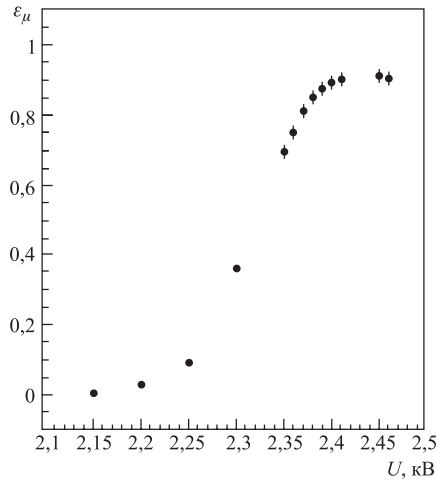


Рис. 6. Эффективность ε_μ регистрации мюонов счетчиком С1 (первый зазор, $d = 0,4$ мм), наполненным смесью $\text{Ar}(30\%) + \text{CO}_2(70\%)$ при давлении 1 атм

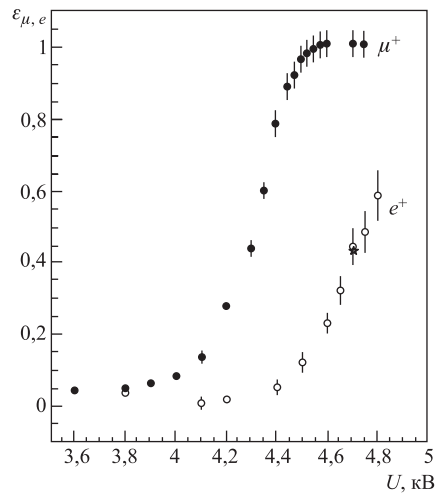


Рис. 7. Эффективность регистрации мюонов ε_μ и позитронов ε_e счетчиком С1 (первый зазор, $d = 1,0$ мм), наполненным двуокисью углерода CO_2 при давлении 1 атм; знаком * отмечен результат, полученный на β -источнике ^{106}Ru

Эффективность регистрации позитронов ε_e определялась в условиях, когда в падающем на сборку детекторов пучке присутствуют только позитроны; для удаления мюонной компоненты в воздушный промежуток 2 вставляется фильтр — пластина из оргстекла или текстолита толщиной 1,5–2,0 мм (см. рис. 4). Амплитудные спектры позитронов, полученные от детекторов ПК1, С1 и С2, были обрезаны снизу, чтобы подавить вклад шумов предусилителей. Результаты определения эффективности ε_e представлены на рис. 7. В частности, при напряжении около 4,7 кВ (для первого зазора счетчика С1) на β -частицах от радиоактивного источника ^{106}Ru получена эффективность, равная $\varepsilon_e \cong 0,43$, а для двух зазоров — 0,64, что согласуется с расчетным значением $\varepsilon_e^{(2)} = 1 - (1 - \varepsilon_e)^2 = 0,67$. При этом источник располагался вблизи выходного окна сборки счетчиков. Следует заметить, что в режиме, когда эффективность регистрации мюонов уже довольно высока и составляет $\varepsilon_\mu \cong 0,9$, эффективность регистрации позитронов не превышает величины $\varepsilon_e \cong 0,1$.

Эффективности регистрации для счетчиков с газовыми промежутками $d = 0,2$ и $0,4$ мм с разным газовым наполнением приводятся в табл. 2.

Таблица 2. Эффективность регистрации для счетчиков с газовыми промежутками $d = 0,4$ и $0,2$ мм

Газовый промежуток d , мм	Рабочая смесь, 1 атм	Напряжение на счетчике, кВ	Эффективность	
			ε_e	ε_μ
0,4	CO ₂	2,53	0,03±0,03	0,72±0,04
0,2	CO ₂	2,34	~ 0	0,46±0,07
0,4	Ar(30%)+CO ₂ (70%)	2,46	0,40±0,07	0,90±0,03
0,2	Ar(30%)+CO ₂ (70%)	2,2	0,33±0,07	0,78±0,04

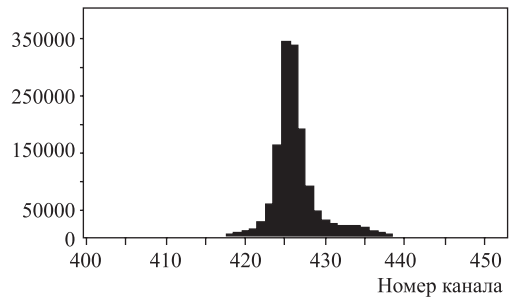


Рис. 8. Временное разрешение системы плоскопараллельных счетчиков С1 (первый зазор, $d = 1,0$ мм) и С2 ($d = 1,0$ мм), полученное на мюонной компоненте пучка; «старт» — счетчик С1 (первый зазор); «стоп» — счетчик С2; 1 канал = 0,625 нс. Счетчики наполнены двуокисью углерода CO₂ при давлении 1 атм

Временное разрешение было измерено с большой статистикой на мюонной компоненте пучка для сборки детекторов, в которой счетчики с газовыми промежутками $d = 1,0$ мм наполнялись двуокисью углерода CO_2 . Для измерений использовался преобразователь время–код типа Le Croy 4204. Стартовый сигнал «старт» поступал со счетчика С1 (первый зазор), а сигнал «стоп» — со счетчика С2. При времени реакции предусилителя ~ 2 нс временное распределение для системы двух счетчиков (рис. 8) имеет ширину $\sim 1,3$ нс (FWHM), так что для одиночного счетчика собственное разрешающее время составляет $\sim 1,0$ нс (FWHM).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены испытания и исследованы характеристики образцов плоско-параллельных счетчиков с газовыми промежутками $d = 0,2, 0,4$ и $1,0$ мм и различным газовым наполнением (двуокисью углерода CO_2 или смесью $\text{Ar}(30\%) + \text{CO}_2(10\%)$ при давлении 1 атм). Впервые показано, что такие счетчики можно использовать для идентификации поверхностных мюонов на фоне релятивистских позитронов. Счетчики с зазорами $d = 0,4$ и $1,0$ мм имеют высокую эффективность регистрации медленных мюонов ($\varepsilon_\mu \cong 0,9-1,0$), область насыщения счетной характеристики не менее ~ 100 В до искрового пробоя и разрешающее время $\sim 1,0$ нс (FWHM).

Параметры счетчиков позволяют использовать их для идентификации медленных тяжелых частиц и во временных измерениях с высоким разрешением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордеев В. А. и др. Препринт-2380. Гатчина, 2000. 37 с.
2. Andreev V. A. et al. Preprint 2405. Gatchina, 2001. 52 p.
3. Hempel G., Hopkins F., Schatz G. // Nucl. Instr. Meth. 1975. V. 131. P. 445; Gunther W. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 163. P. 459.
4. Stelzer H. // Nucl. Instr. Meth. 1976. V. 133. P. 409.
5. Андроненко Л. Н. и др. Препринт ЛИЯФ-558. Гатчина, 1980. 34 с.; Kotov A. A. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1980. V. 178. P. 55.
6. Arefiev A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 348. P. 318; A. 1995. V. 364. P. 133.
7. Bencze G. L. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 386. P. 259.
8. Busser F. W. et al. // Zeitschr. für Phys. 1965. V. 187. P. 243.

9. *Krusche A., Bloess D., Munnich F.* // Nucl. Instr. Meth. 1967. V.51. P.197.
10. *Ретер П.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
11. *Абазов В. М. и др.* Сообщение ОИЯИ 9-90-64. Дубна, 1990.
12. *Абазов В. М. и др.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1990. №2 [4].
13. *Абазов В. М. и др.* Сообщение ОИЯИ 9-93-81. Дубна, 1993.
14. *Ивочкин В. Г., Воробьев С. И., Косьяненко С. В.* Препринт-2507. Гатчина, 2003. 13 с.

Получено 16 мая 2006 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 26.06.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,45. Тираж 325 экз. Заказ № 55382.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/