

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА**

УДК 539.1.074.4

**ПОДАВЛЕНИЕ ФОНА ОТ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
И δ -ЭЛЕКТРОНОВ В АЭРОГЕЛЕВЫХ СЧЕТЧИКАХ С ПОМОЩЬЮ
ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ КООРДИНАТНЫХ КАМЕР**

© 1996 г. В. И. Юрченко

Государственный научный центр РФ
“Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН”
630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11
Поступила в редакцию 23.11.95 г.

Показана возможность улучшения качества разделения π -, K -мезонов с помощью аэрогелевых черенковских счетчиков благодаря подавлению частиц, испытавших ядерное взаимодействие, распад или образующих вторичные δ -электроны в веществе счетчиков. Для этой цели используются координатные камеры, расположенные после черенковских счетчиков. При этом существенно улучшаются параметры счетчиков при отборе K -мезонов. Для π -мезонов это имеет место в двухслойной схеме при включении счетчиков на совпадение для отбраковки K -мезонов, образовавших δ -электрон.

В последнее время в связи с проектированием В-фабрик интенсивно обсуждались вопросы разделения π - и K -мезонов в аэрогелевых черенковских счетчиках. Эти счетчики предполагается использовать в BELLE-детекторе [1, 2], и в торцевой части ВаВаг-детектора в Слаке [3, 4]. Возможность увеличения степени разделения частиц за счет повышения светосбора в подобных счетчиках ограничена процессами ядерного взаимодействия, распадов частиц и образования δ -электронов в веществе счетчиков. Достаточно большая протяженность (~10 см) аэрогелевых счетчиков вдоль направления движения частиц и их расположение в магнитном поле приводит к тому, что значительная часть частиц проходит через боковые стенки корпусов счетчиков, что усиливает действие вышеуказанных факторов и ухудшает разделение.

Целью настоящей работы является изучение возможностей получения предельных характеристик аэрогелевых черенковских счетчиков с помощью установленных за ними координатных камер. Последние позволяют отделить частицы, испытавшие ядерное взаимодействие и распад, и частично отделить δ -электроны. Были смоделированы процессы в одном из вариантов торцевой системы ВаВаг-детектора и проведено сравнение результатов, полученных с координатными камерами и без них.

Система аэрогелевых черенковских счетчиков состоит из двух слоев по направлению движения частицы и разбита по азимутальному углу ϕ на 48 сегментов. За счетчиками установлены координатные камеры. В пределах сегмента располагаются два счетчика (рис. 1). Характеристики обоих

счетчиков приведены в табл. 1. Стенки каждого счетчика выполнены из алюминия толщиной 0.5 мм и покрыты краской КОДАК толщиной 1.5 мм. Пороговые значения γ_{th} ($\gamma = E/m$) равны 3.015 и 5.075 для первого и второго слоев соответственно. Торцевая система предназначена для разделения частиц с импульсами от 0.5 до 2.5 ГэВ/с.

Моделирование осуществлялось для процесса распада $\Upsilon(4s)$ -мезона

$$\Upsilon(4s) \rightarrow B_0 + \bar{B}_0 \rightarrow (K + \dots) + (K + \dots).$$

Событие с рождением $\Upsilon(4s)$ -мезона с энергией 12.1 ГэВ в лабораторной системе координат генерировалось с помощью программы LUND.

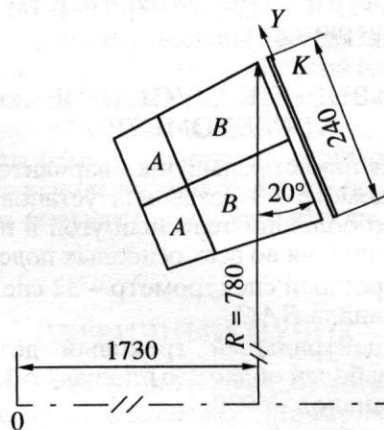


Рис. 1. Схема торцевой системы черенковских счетчиков. А, В – соответственно счетчики 1-го и 2-го слоев, К – координатные камеры. 0 – точка вылета частиц.

Таблица 1

Номер слоя	Толщина аэрогеля D , см	Показатель преломления n	Пороговые значения импульса, ГэВ/с		
			μ -мезона P_μ	π -мезона P_π	K -мезона P_K
1	6	1.06	0.301	0.397	1.404
2	14.2	1.02	0.526	0.694	2.456

Магнитное поле детектора предполагалось равным 14 кГс. Для моделирования события в детекторе использовался пакет программ GEANT.

Исходные частицы доводились до границ объема дрейфовой камеры с включенным моделированием распадов. В расчетах предполагалось, что импульсы всех частиц, выходящих из дрейфовой камеры, восстановлены и все частицы, кроме π -, K -мезонов, идентифицированы. От границ дрейфовой камеры частицы проводились через всю систему регистрации без учета их взаимодействия с веществом. Определялись номера пройденных частицей счетчиков, камер и т.п., т.е. всех необходимых для последующей обработки величин, которые можно получить при таких геометрических расчетах. Затем те же частицы проводились через ту же систему регистрации с включенными процессами взаимодействия и моделированием работы счетчиков и координатных камер, т.е. моделированием величин, измеряемых в реальном эксперименте.

Амплитуды в счетчиках рассчитывались в числе фотоэлектронов (ф.э.) ф.э.у. Среднее число фотоэлектронов N в расчете на 1 см пути частицы в аэрогеле определялось по формуле ($\gamma > \gamma_{th}$)

$$\frac{dN}{ds} = \eta \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{-1},$$

где η – значение $\frac{dN}{ds}$ при $\beta = 1$. В конце события по суммарному числу фотоэлектронов разыгрывалось окончательное значение амплитуд по Пуассону. В камерах для координат заряженной частицы X, Y определялись их целочисленные представления I_x, I_y в соответствии с шагами по координатам h_x, h_y .

Частицы, прошедшие, согласно геометрическим расчетам, через аэрогель 1-го и 2-го слоев и через координатные камеры за счетчиками, считались рабочими, если суммарные длины путей частиц в аэрогеле счетчиков первого и второго слоев s_1 и s_2 составляли: $s_1 > 3.5$ см и $s_2 > 10$ см для частиц с импульсами $P < 1.4$ ГэВ/с и $P > 1.4$ ГэВ/с соответственно. Предполагалось также, что че-

рез эти же счетчики не проходят первичные частицы с $\gamma > \gamma_{th}$ и фотоны, а амплитуда сигнала в каждом из трех соседних счетчиков слоя не превышает некоторого порогового значения регистрации A_0 при отсутствии пролета через них частиц спутников с $\gamma > \gamma_{th}$. Число таких частиц принималось за 100%.

Условия отбора по амплитудам показаны на рис. 2 для пионов и в табл. 2 для K -мезонов, где A_1 – сумма амплитуд в счетчиках, пройденных частицей в 1-м слое, A_2 – во 2-м, A_{1m}, A_{2m} – их наиболее вероятные значения, R – параметр отбора. Числовые значения амплитуд даны везде в числе фотоэлектронов. Совокупность описанных отборов обозначена через K_0 .

В отборах с координатной камерой требуется одинаковое число треков в камере как в геометрических расчетах, так и в расчетах с взаимодействием и моделированием детекторов. Отклонение геометрически рассчитанного трека частицы от ближайшего к нему в моделировании характеризуется величинами $\Delta I_x, \Delta I_y$. Необходимая точность подтверждения трека определяется

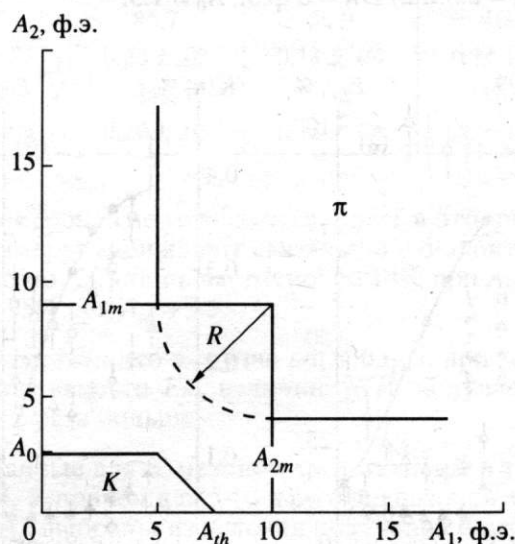


Рис. 2. Области разделения π -, K -мезонов в переменных A_1, A_2 . Для K -мезонов показана область для 5-го диапазона по импульсам.

Таблица 2. K_0 -критерий отбора K -мезонов по числу фотоэлектронов A_1, A_2 в первом и втором черенковских счетчиках соответственно при двух значениях полного числа фотоэлектронов $N_t = D\eta$

Интервал импульсов		Критерий отбора			$N_t = D\eta$			
					6		12	
i	$P, \text{ГэВ/с}$	A_1	A_2	$A_1 + A_2$	A_0	A_{th}	A_0	A_{th}
1-4	0.50-1.40	-	-	$<A_0$	1.5	-	2.5	-
5	1.40-1.85	-	$<A_0$	$<A_{th}$	»	1.5	»	8.5
6	1.85-2.45	$>A_0$	$<A_0$	$<A_{th}$	»	2.5	»	10.5

Таблица 3. Критерий отбора частиц, прошедших оба черенковских счетчика без "взаимодействия"

Детектор	$P, \text{ГэВ/с}$	Шаг, см		Тип отбора		
		h_x	h_y	K_1	K_2	K_3
Калориметр (K_1)	-	4.1	4.1	$ \Delta_x + \Delta_y \leq 1$	$ \Delta_x \leq 1$	
Одномерная координатная камера (K_2)	<1.4	4.1	0.3		$ \Delta_y \leq 2$	
	≥ 1.4				$ \Delta_y \leq 1$	
Двухмерная координатная камера (K_3)	<1.4	0.3	0.3			$ \Delta_x , \Delta_y \leq 2$
	≥ 1.4					$ \Delta_x , \Delta_y \leq 1$

многократным рассеянием. Например, для частиц с $P > 1.4 \text{ ГэВ/с}$ соответствующий разброс в значении координаты составляет $\sim 0.1 \text{ см}$. Отборы с подтверждением трека обозначены далее через K_i и приведены в табл. 3.

Отметим, что без отбора по амплитудам отбор K_0 отсеивает 19% частиц, испытавших ядерное взаимодействие или распад в черенковской системе, K_1 - 60% таких частиц, K_2 - 80% и K_3 - 87%.

Рассматривались два случая по полному, одинаковому в обоих слоях светосбору: 1) $D\eta = 12 \text{ ф.э.}$ при $A_0 = 2.5$ и 2) $D\eta = 6 \text{ ф.э.}$, $A_0 = 1.5$.

Результаты для π -мезонов показаны на рис. 3. Здесь и далее E_f - эффективность регистрации, $K/\pi = W_{K\pi}/E_{f,\pi}$, $\pi/K = W_{\pi K}/E_{f,K}$, $W_{K\pi}(W_{\pi K})$ - вероятность регистрации $K(\pi)$ -мезона, как $\pi(K)$ -мезона.

Для 1-го диапазона по импульсам (рис. 3а) отбор идет фактически по одной переменной A_1 , δ -электроны имеют малую энергию (см. табл. 4), и их влияние невелико. Включение камер, устраняя K -мезоны, испытавшие ядерное взаимодействие и распад, снижает значение K/π в ~ 10 раз. Для случая, представленного на рис. 3б, вероятность одновременного образования δ -электронов

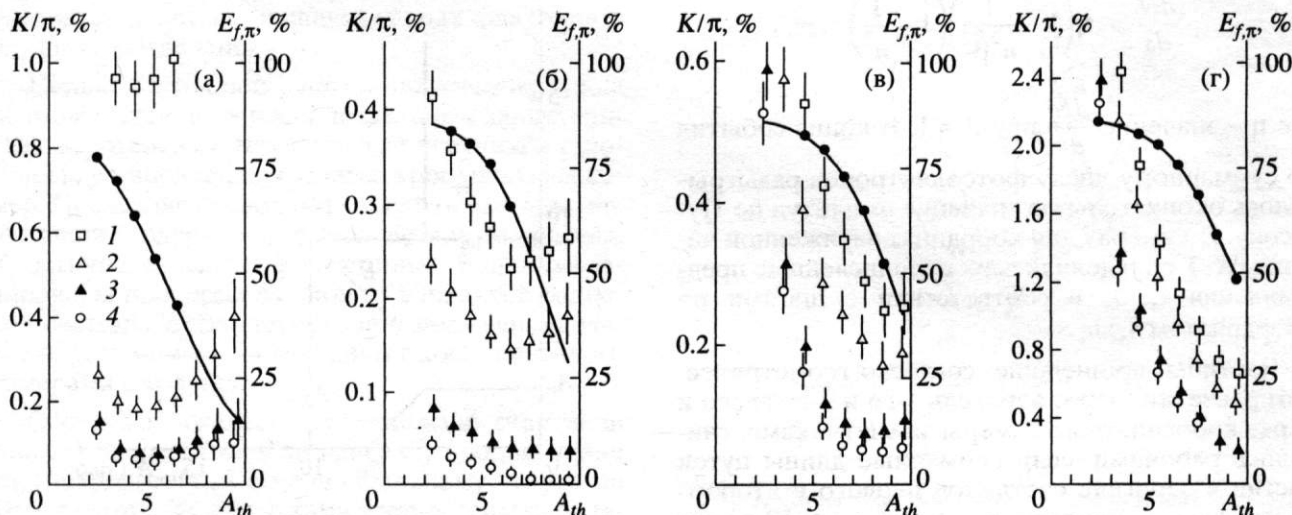


Рис. 3. Отбор π -мезонов. $D\eta = 12 \text{ ф.э.}$ $A_{th} = A_{1m} - R$. Диапазоны по импульсам: а - 1, б - 4, в - 5, г - 6. Отборы: 1 - K_0 , 2 - K_1 , 3 - K_2 , 4 - K_3 . Сплошная линия - $E_{f,\pi}$ с отбором K_2 .

Таблица 4. Отбор K -мезонов ($D\eta = 12$ ф.э., $A_0 = 2.5$. $A_{th} = 8.5$ для 5-го диапазона и 10.5 – для 6-го)

Отборы		Диапазон импульсов, ГэВ/с					
		1	2	3	4	5	6
		0.5–0.75	0.75–0.9	0.9–1.1	1.1–1.4	1.4–1.85	1.85–2.45
K_0	E_f	91.5	91.9	92.5	91.2	91.3	76.1
	π/K	6.4 ± 0.2	1.1 ± 0.1	$0.95 \pm .06$	$0.79 \pm .05$	1.6 ± 0.1	1.3 ± 0.1
K_1	E_f	81.9	85.6	86.3	87.4	88.2	74.2
	π/K	5.5 ± 0.2	$0.28 \pm .06$	$0.15 \pm .03$	$0.13 \pm .02$	$0.32 \pm .05$	$0.38 \pm .04$
K_2	E_f	77.1	82.8	84.1	85.3	85.8	72.6
	π/K	5.4 ± 0.2	$0.21 \pm .06$	$0.08 \pm .02$	$0.07 \pm .02$	$0.13 \pm .03$	$0.13 \pm .02$
K_3	E_f	75.3	81.8	83.6	84.7	85.1	72.1
	π/K	5.6 ± 0.2	$0.15 \pm .05$	$0.05 \pm .02$	$0.05 \pm .01$	$0.08 \pm .02$	$0.07 \pm .02$
T_{kin} , МэВ		2.4	3.4	5.0	8.2	14.2	25.9
K_n , %		12.2	9.6	8.8	7.7	7.0	6.2
π_n , %		9.0	9.0	8.0	7.6	7.2	6.9
N_{π}/N_K		3.0	2.1	1.8	1.4	1.2	1.1

Примечание. T_{kin} – максимальная кинетическая энергия δ -электронов; K_n – доля K -мезонов, испытавших ядерное взаимодействие или распад в черенковской системе; π_n – то же для π -мезонов; N_{π}/N_K – отношение среднего на событие числа π -мезонов N_{π} к среднему на событие числу K -мезонов N_K , попавших в черенковскую систему.

Таблица 5. Отбор K -мезонов ($D\eta = 6$ ф.э., $A_0 = 1.5$. $A_{th} = 1.5$ для 5-го диапазона и 2.5 – для 6-го)

Отборы		Диапазон импульсов, ГэВ/с					
		1	2	3	4	5	6
		0.5–0.75	0.75–0.9	0.9–1.1	1.1–1.4	1.4–1.85	1.85–2.45
K_0	E_f	91.8	92.3	93.1	91.7	59.7	17.3
	π/K	17.4 ± 0.3	2.9 ± 0.2	1.6 ± 0.1	$1.09 \pm .05$	1.3 ± 0.1	1.4 ± 0.1
K_1	E_f	82.1	85.8	86.7	87.8	57.5	16.9
	π/K	16.9 ± 0.3	1.9 ± 0.2	$0.61 \pm .05$	$0.30 \pm .03$	$0.28 \pm .05$	$0.40 \pm .08$
K_2	E_f	77.2	82.9	84.5	85.7	56.0	16.5
	π/K	17.2 ± 0.3	1.8 ± 0.2	$0.54 \pm .05$	$0.23 \pm .03$	$0.14 \pm .04$	$0.24 \pm .06$
K_3	E_f	75.3	81.9	83.9	84.6	54.5	16.6
	π/K	17.3 ± 0.3	1.7 ± 0.2	$0.47 \pm .05$	$0.20 \pm .03$	$0.13 \pm .04$	$0.16 \pm .05$

в первом и во втором слоях мала (вероятности излучения электронов в обоих слоях практически независимы и равны $\sim 10^{-2}$, так что полная вероятность равна $\sim 10^{-4}$). Поэтому при отборе по двум переменным, как это показано на рис. 2, вклад δ -электронов мал, и включение камер приводит к снижению K/π в 10 раз за счет устранения ядерного взаимодействия. Рис. 3в показывает успешное применение камер при небольшом превышении порога по импульсу K -мезона для первого слоя. В случае же, представленном на рис. 3г, высокий уровень величины K/π сохраняется и с учетом использования камер, поскольку хотя K -мезоны, испытавшие ядерное взаимодействие, и отбрасываются, однако вклад образованных ими

δ -электронов не устраняется. Здесь в отборах K_2 , K_3 камеры уменьшают связанную с δ -электронами долю K/π лишь частично: на 14% при $A_{th} = 2.5$ и на 35% при $A_{th} = 9.5$.

Отметим, что в случае $D\eta = 6$ ф.э. при той же эффективности $E_{f,\pi}$ величина K/π получается в 1.5 – 2 раза больше.

Данные для K -мезонов представлены в таблицах 4, 5, причем для 5-го и 6-го диапазонов значения A_{th} выбраны из условия получения близких к 4-му диапазону результатов по величине π/K . Из этих данных видно, что, пока амплитуды π -мезонов малы, включение камер приводит к небольшому относительному эффекту, как это и

должно быть. Для импульсов 4-го диапазона значение π/K с использованием камер уменьшается в ~ 10 раз. Для 5-го и 6-го диапазонов можно получить близкие к 4-му диапазону результаты при меньшей эффективности регистрации (существенно меньшей для данных табл. 3).

Результаты для K -мезонов имеют большее значение, так как ядерное взаимодействие и распады π -мезонов – единственная, кроме низкой величины светосбора, причина, по которой $\pi/K \neq 0$. Остальные факторы – образование δ -электронов, излучение в краске, сцинтилляции – лишь уменьшают эту величину. Предельное значение π/K определяется в основном малыми амплитудами из-за ядерного взаимодействия π -мезонов в веществе перед аэрогелем счетчиков. В рассматриваемом случае может быть получено значение $\pi/K \sim 5 \cdot 10^{-2}\%$.

Проведенные расчеты носят оценочный характер и тем не менее наглядно показывают, что в тех случаях, когда ядерное взаимодействие является определяющим, использование коорди-

натных камер существенно улучшает качество системы разделения. В заключение уместно также отметить, что эффект применения камер тем выше, чем лучше проведен предварительный отбор (в нашем случае отбор K_0) и чем больше величина светосбора в счетчиках.

Автор благодарен В.И. Воробьеву и В.Р. Грошеву за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The BELLE Collaboration. "Letter of Intent for the Study of CP Violation in B Meson Decays". KEK Report 94-2. Tsukuba, 1994.
2. BELLE Collaboration "Technical Design Report". KEK Report 95-2. Tsukuba, 1994.
3. The BaBar Collaboration. "Letter of Intent for the Study of CP Violation and Heavy Flavor Physics at PEP-II". SLAC-443. Stanford, 1994.
4. The BaBar Collaboration. "Technical Design Report for BaBar Detector". SLAC-457. Stanford, 1995.