



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P13-93-362

А.Ф.Камбурян, М.Н.Капишин, В.Д.Кекелидзе,
Ю.К.Потребенников, Е.А.Чудаков¹

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ
ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЭКСЧАРМ

¹НИИЯФ Московского государственного университета
им. М.В.Ломоносова

1 Введение

В экспериментах по физике высоких энергий для идентификации заряженных частиц широко применяются газовые пороговые черенковские счетчики, которые позволяют с некоторой вероятностью выделять частицы требуемого типа. Эта вероятность определяется как условиями конкретного эксперимента, так и техническими характеристиками используемых счетчиков. Все это, как правило, учитывается в соответствующих алгоритмах идентификации при анализе накопленной в эксперименте информации.

Поскольку выделение частиц нужного типа носит вероятностный характер, при их идентификации некоторое количество событий исследуемой конфигурации теряется. Поэтому при физическом анализе экспериментальных данных важное значение имеет правильная оценка таких потерь, т.е. определение эффективности выделения частиц при их идентификации (эффективности идентификации).

В данной работе предлагается методика подобных оценок, основанная на моделировании экспериментальных условий идентификации заряженных адронов с помощью черенковского счетчика в установке ЭКСЧАРМ.

2 Система идентификации ЭКСЧАРМ

Предлагаемая методика предназначена, в первую очередь, для выделения определенного класса реакций в эксперименте, проводимом с помощью спектрометра ЭКСЧАРМ. Спектрометр расположен в нейтральном канале 5Н серпуховского ускорителя и предназначен для исследования странных и очарованных частиц, а также узких резонансов, образованных при взаимодействии нейтронов пучка с ядерными мишенями. Для идентификации заряженных адронов, образованных в исследуемых реакциях, в состав спектрометра входит МПГЧС – многоканальный пороговый газовый черенковский счет-

чик, наполненный фреоном-12 при атмосферном давлении¹. Описание этого счетчика и его основные характеристики приведены в работе [1].

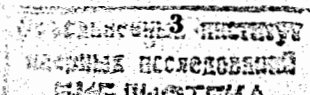
На первом этапе анализа зарегистрированная спектрометром информация обрабатывалась по программе геометрической реконструкции BISON [2]. По срабатываниям отдельных проволок в пропорциональных камерах восстанавливались траектории заряженных частиц – продуктов реакции, прошедших через установку. Параметры этих траекторий, а также номера сработавших каналов черенковского счетчика, записывались на т.н. ленты суммарных результатов (Data Summary Tape – DST).

Следующий этап анализа осуществлялся с помощью программы статистического анализа BISMXC [3]. По данным с DST восстанавливались импульсы заряженных частиц и осуществлялась их идентификация. При идентификации сопоставлялись значения импульсов, геометрические параметры траектории частиц, а также сработавшие каналы МПГЧС. Для каждой из частиц рассматривалось три гипотезы о ее природе ($\pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$), а для каждой из гипотез рассчитывались конфигурации сработавших каналов счетчика. На основе этой информации, данных об априорных вероятностях рождения заряженных адронов конкретного типа и эффективностях работы отдельных каналов МПГЧС определялись вероятности частицы соответствовать каждому из трех типов адронов ($\pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$). Подробное описание процедуры вычисления вероятностей различных гипотез о типах заряженных частиц приведено в приложении к работе [1].

3 Эффективность идентификации

В процессе физического анализа при выделении конечных состояний с определенным набором заряженных адронов ($\pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$) рассматриваются только те из заряженных частиц, которые имеют определенную (W_π, W_K, W_p) вероятность быть π^\pm, K^\pm , или p/\bar{p} . Эти вероятности (W_i), рассчитываемые в соответствии с описанным в работе [1] алгоритмом, были нормированы таким образом, чтобы

¹ В проекте ЭКСЧАРМ предусмотрено два многоканальных газовых пороговых черенковских счетчика, второй из которых наполнен воздухом, но данная работа основана на части статистики, зарегистрированной при минимальной конфигурации спектрометра, включающей только один счетчик.



$\sum_{i=\pi, K, p} W_i = 3$. Так, например, если частица имеет вероятности $W_\pi = W_K = W_p = 1$, то это соответствует событиям, в которых она по каким-либо причинам не могла быть идентифицирована и все три гипотезы о ее природе равновероятны.

При выделении событий, содержащих частицу i -го типа в конечном состоянии, требуется, чтобы одна из заряженных частиц имела вероятность (W_i) выше некоторого значения $W_i^{\text{мин}}$. При увеличении $W_i^{\text{мин}}$ возрастает вероятность того, что в событии действительно есть частица i -го типа. В результате такого отбора, как правило, число событий, содержащих частицу i -го типа (N_i), уменьшается, поскольку не для всех из них выполняется условие $W_i \geq W_i^{\text{мин}}$. Это может быть обусловлено, прежде всего, порогом свечения частицы i -го типа в среде черенковского счетчика, ограниченной эффективностью счетчика, попаданием света от разных частиц в событие в один и тот же канал МПГЧС, а также фоновыми срабатываниями счетчиков.

Для оценки таких потерь и их учета методом Монте-Карло моделировались условия эксперимента и процедуры идентификации заряженных частиц.

В случае моделированных событий не только импульс, но и тип каждой из частиц в событии заранее известны. Поэтому можно однозначно рассчитать, в какие каналы МПГЧС должны попасть фотоны черенковского излучения, испущенные заряженными частицами при прохождении через среду счетчика.

Моделирование осуществлялось с помощью системы программ GEANT [4], в которых прослеживалось прохождение через установку всех заряженных частиц, образованных при разыгрыше исследуемой реакции (подробно процедура моделирования событий, регистрируемых спектрометром ЭКСЧАРМ, описана в работе [5]). События, где все частицы – продукты изучаемой реакции, прошли через установку, записывались в стандартном виде на ленты DST с дополнительным массивом информации о типе каждой из частиц в событии ($\pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$).

На следующем этапе анализа с помощью программы BISMXC прослеживалось прохождение частиц вдоль восстановленных траекторий через черенковский счетчик, и в каждом из каналов в соответствии с описанной выше процедурой разыгрывалось число попавших в него фотонов. Для каждой заряженной частицы из трех воз-

можных вариантов распределения фотонов между каналами МПГЧС оставался только тот вариант, который соответствовал истинному типу частицы. Таким образом для каждого канала определялось число фотонов, которое должно было в них попасть от различных частиц в событие. В соответствии с этим распределением и эффективностью срабатывания каждого канала разыгрывалась вероятность его срабатывания в событии. Для тех каналов, в которые не попали фотоны ни от одной из частиц, и для каналов, которые не сработали в соответствии со значениями их эффективностей срабатывания, разыгрывалась вероятность фонового срабатывания. В результате такой процедуры были определены "сработавшие" каналы МПГЧС. Конфигурации сработавших в каждом из событий каналов МПГЧС записывались в соответствующий массив данных DST.

Сформированная таким образом DST была обработана по программе BISMXC в соответствии с процедурой обработки экспериментальной информации, и на основании полученной конфигурации сигналов в счетчиках вычислены вероятности гипотез $\pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$ для каждой заряженной частицы в событии.

Для моделированных событий была измерена зависимость числа выделяемых событий при идентификации i -й частицы от величины выбранного ограничения на вероятность идентификации – $N_i(W_i^{\text{мин}})$, где $i = \pi, K, p$, т.е. определены эффективности идентификации заряженных частиц:

$$\epsilon_i(W_i^{\text{мин}}) = \frac{N_i(W_i^{\text{мин}})}{N_i^0}, \quad (1)$$

где N_i^0 – исходное число моделированных событий, содержащих частицу типа i .

Рассчитанные таким образом эффективности позволили в каждом конкретном случае выделения событий, характеризующихся определенным набором заряженных адронов в конечном состоянии, оценить потери событий, связанные с идентификацией заряженных адронов.

4 Проверка методики

Предлагаемая методика применялась для оценки эффективности выделения антигиперонов $\bar{\Lambda}^0$ по зарегистрированным спектрометром ЭКСЧАРМ распадам

$$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+, \quad (2)$$

в которых идентифицировались антипротоны. С одной стороны, сечение рождения $\bar{\Lambda}^0$ достаточно велико, чтобы можно было зарегистрировать необходимое количество распадов (2). С другой стороны, при выделении этого распада идентификация антипротонов является решающей, поскольку их число среди всех отрицательных частиц, зарегистрированных спектрометром, относительно мало (не более 2 процентов при рассматриваемых энергиях).

На рис.1 приведены спектры инвариантных масс системы $(\bar{p}\pi^+)$, которые восстановлены для пар разноименно заряженных частиц в событиях, зарегистрированных в эксперименте и отобранных по геометрическим признакам. По оси абсцисс отложена разность между инвариантной массой этой системы и табличным значением массы $\bar{\Lambda}^0$. На рис.1а приведен спектр, полученный для всех отобранных событий без использования системы идентификации; спектр на рис.1б, получен при дополнительном условии $W_p^{\text{мин}} \geq 0,6$, а на рис.1в – при условии $W_p^{\text{мин}} \geq 1,5$. Все спектры аппроксимированы совокупностью двух функций: нормального распределения для области сигнала и линейной функцией – для фона. Полученные значения параметров нормального распределения (центральное значение и ширина) позволяют однозначно идентифицировать наблюдаемые сигналы с зарегистрированными распадами (2).

Полученные оценки числа наблюдаемых распадов $\bar{\Lambda}^0$ в каждом из рассмотренных случаев приведены в таблице 1.

Таблица 1

Условие идентификации $W_p^{\text{мин}}$	Кол-во распадов $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$
0,0	585±73
0,6	475±41
1,5	116±19

Для воспроизведения экспериментальных условий при моделировании разыгрывалось рождение как $\bar{\Lambda}^0$ -гиперона, так и сопровождающих адронов. События, в которых обе траектории от распада $\bar{\Lambda}^0$ -гиперона прошли всю установку, записывались на DST в соответствии с принятым форматом записи.

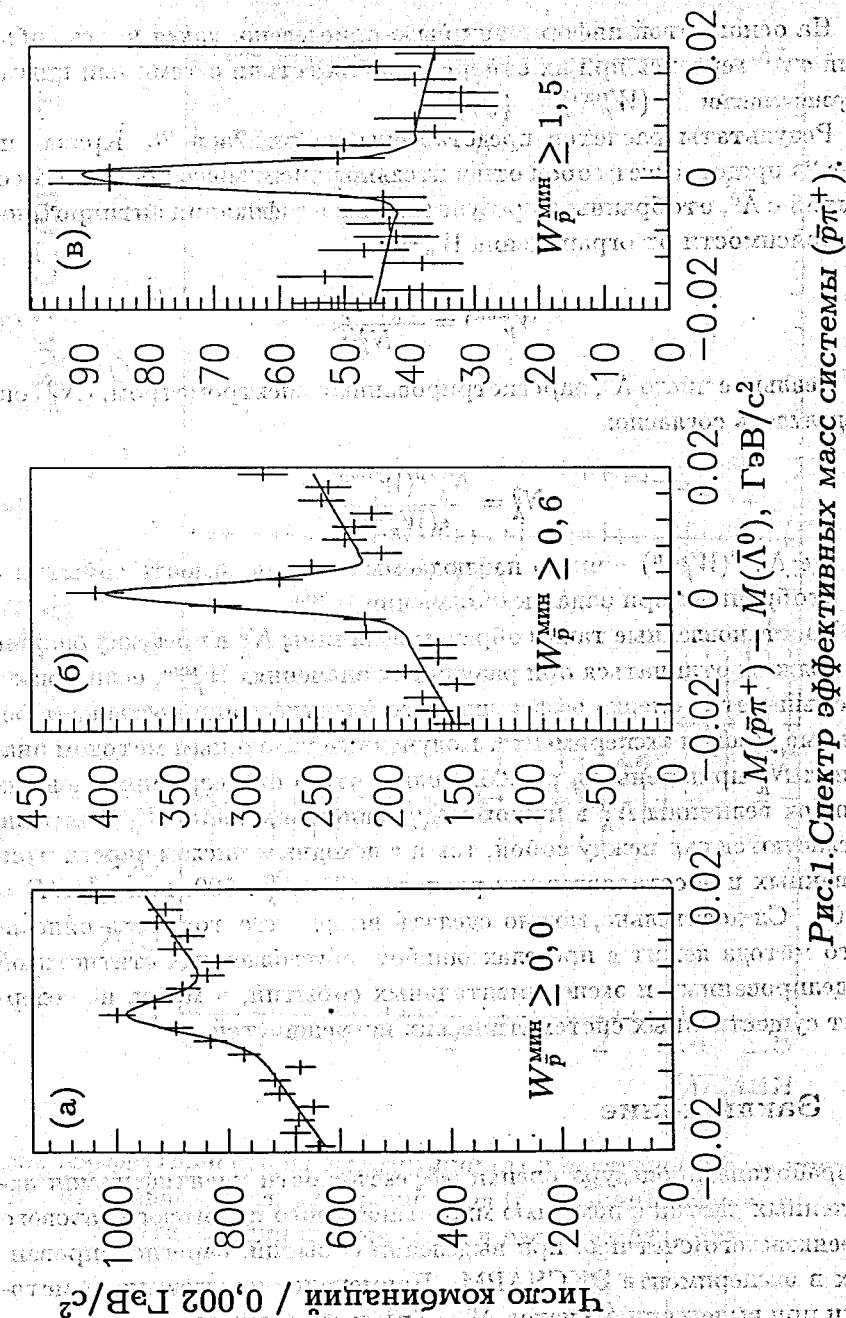


Рис.1. Спектр эффективных масс системы $(\bar{p}\pi^+)$.

На основе этой информации было определено, какая часть событий с $\bar{\Lambda}^0$ теряется при их отборе в соответствии с теми или иными ограничениями ($W_p^{\text{мин}}$).

Результаты расчетов представлены на рис.2а и 2б. Кривая на рис.2а представляет собой относительное число моделированных событий с $\bar{\Lambda}^0$, отобранных в результате идентификации антипротона, в зависимости от ограничения $W_p^{\text{мин}}$

$$\epsilon(W_p^{\text{мин}}) = \frac{N_{\bar{\Lambda}}(W_p^{\text{мин}})}{N_{\bar{\Lambda}}^{\text{MC}}} \quad (3)$$

Реальное число $\bar{\Lambda}^0$, зарегистрированных спектрометром, ($N_{\bar{\Lambda}}^0$) определялось согласно:

$$N_{\bar{\Lambda}}^0 = \frac{N_{\bar{\Lambda}}^{\text{exp}}(W_p^{\text{мин}})}{\epsilon(W_p^{\text{мин}})}, \quad (4)$$

где $N_{\bar{\Lambda}}^{\text{exp}}(W_p^{\text{мин}})$ – число наблюдаемых в эксперименте событий с $\bar{\Lambda}$, отобранных при заданном значении $W_p^{\text{мин}}$.

Восстановленные таким образом величины $N_{\bar{\Lambda}}^0$ в пределах ошибок не должны отличаться при различных значениях $W_p^{\text{мин}}$, если применяемый метод оценки эффективности идентификации отражает реальные условия эксперимента. Полученные указанным методом значения $N_{\bar{\Lambda}}^0$ приведены на рис.2б. Видно, что в пределах приведенных ошибок величины $N_{\bar{\Lambda}}^0$ в широком диапазоне значений $W_p^{\text{мин}}$ хорошо согласуются как между собой, так и с исходным числом зарегистрированных и восстановленных распадов (2) ($N_{\bar{\Lambda}}^0 \approx 590$, при $\chi^2/DF = 0,56$). Следовательно, можно сделать вывод, что точность описанного метода лежит в пределах ошибок, обусловленных статистикой моделированных и экспериментальных событий, а метод не содержит существенных систематических погрешностей.

5 Заключение

Разработана процедура оценки эффективности идентификации заряженных частиц с помощью многоканального порогового газового черенковского счетчика при выделении событий, зарегистрированных в эксперименте ЭКСЧАРМ. Применение предложенной методики при выделении распадов $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$, в которых идентифицирова-

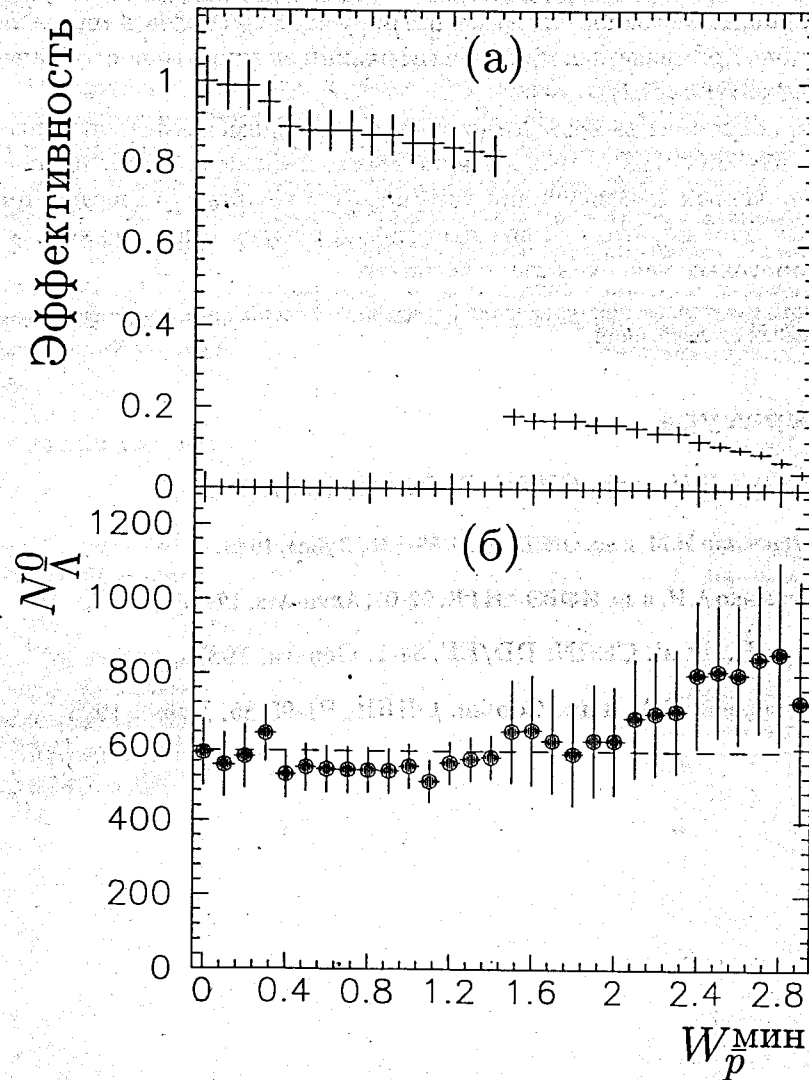


Рис.2. Эффективность идентификации (а) и восстановленное число $\bar{\Lambda}^0$ (б) в зависимости от ограничения $W_p^{\text{мин}}$, применяемого при идентификации антипротона в распадах $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$

лась одна частица (антипротон), позволило с хорошей точностью восстановить исходное число регистрируемых распадов в широком диапазоне применяемых при идентификации антипротона ограниченный ($0,0 \leq W_p^{\text{мин}} \leq 2,3$).

Разработанная методика может успешно применяться как в эксперименте ЭКСЧАРМ, так и в подобных экспериментах при анализе разнообразных конфигураций конечных состояний, при выделении которых заряженные адроны идентифицируются с помощью газовых пороговых черенковских счетчиков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

- [1] Гуськов Б.Н. и др. ОИЯИ, P1-86-248, Дубна 1986 .
- [2] Иванченко И.М. и др. ОИЯИ, P10-89-436, Дубна, 1989.
- [3] Зинченко А.И. и др. ИФВЭ АН РК, 92-01, Алма-Ата, 1992.
- [4] Brun R., et al. CERN: DD/EE/84-1, Geneva, 1987.
- [5] Аралбаева Г.А. и др. Сообщ. ОИЯИ, P1-93-85, Дубна, 1993 .