

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-87-51

Б.Словинский, Э.Мулас, В.Н.Жмыров

**ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПО МАССАМ
БЫСТРЫХ ОДНОЗАРЯДНЫХ ФРАГМЕНТОВ,
РЕГИСТРИРУЕМЫХ
МАГНИТНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ
С ПРОВОЛОЧНЫМИ КАМЕРАМИ**

1987

1. ВВЕДЕНИЕ

Современный этап исследований в области релятивистской ядерной физики предъявляет к экспериментальной методике повышенные требования. Это относится в особенности к интервалу энергий по порядку величины в несколько ГэВ/нуклон, в котором субдронные и релятивистские эффекты, изучаемые путем наблюдения тяжелых вторичных адронов, не играют существенной роли /например, ^{1,2}/ . Поэтому, наряду с достаточно точным измерением импульсов и энергий вторичных частиц, необходимо анализировать корреляции между ними, а также надежно разделять эти частицы по массе. Последнее условие приобретает исключительно важное значение при исследовании интересного процесса испускания более тяжелых ядерных фрагментов, эффективное сечение которого /в зависимости от условий наблюдения/ мало. Оказывается, что некоторые из действующих в настоящее время спектрометров релятивистских частиц в состоянии удовлетворить этому требованию при условии, что к обработке экспериментального материала будут привлечены достаточно эффективные методы статистического анализа.

В настоящей работе предложены и проанализированы алгоритмы разделения по массе однозарядных быстрых фрагментов /p, d, t/, регистрируемых магнитным спектрометром с проволочными камерами ЛВТА ³. Эффективность действия этих алгоритмов иллюстрируется на примере экспериментальных данных, касающихся взаимодействий α -частиц с легкими ядрами /протоны, дейтроны, ядра ¹²C/ при импульсе 4,5 ГэВ/с/нуклон, когда вторичные частицы регистрируются под углом ~ 140 мрад.

2. ОТБОР СОБЫТИЙ

Необходимым условием надежного разделения по массам быстрых частиц является тщательное выделение событий, т.е. отбор таких запусков установки, когда на заданном уровне значимости можно считать, что через регистрирующую часть установки прошла только одна частица, образованная в исследуемых взаимодействиях. Ранее ^{4,5} аналогичная задача решалась путем применения двух следующих независимых критериев отбора:

1/ прямая линия, аппроксимирующая траекторию частицы, должна проходить через выделенную область, определяющую размеры мишени, с учетом многократного кулоновского рассеяния;

2/ расстояние Δ между участками траектории частицы во входном и выходном сегментах спектрометра, определяемое в вертикаль-

ной плоскости, проходящей через середину анализирующего магнита, не должно превышать некоторого критического значения.

Целесообразно рассмотреть другой подход, состоящий в применении единого критерия геометрического отбора событий.

С этой целью обозначим через x_1 и x_2 координаты точек пересечения траектории частицы с плоскостью мишени, перпендикулярной к оси пучка первичных частиц /ПМ/, а x_3 и x_4 - проекции отрезка Δ . Оказывается, что все экспериментально полученные распределения $P(x_i)$ координат $x_i / i = 1, \dots, 4 /$ случайного вектора x можно описать функцией одного вида:

$$\frac{P(x_i)}{a_i} = \Psi(z_i) = \frac{1}{1 + z_i}, \quad /1/$$

где

$$z_i = \begin{cases} \left(\frac{x_i - b_i}{c_{1i}}\right)^{\alpha_{1i}}, & \text{при } x_i \geq b_i, \\ \left(\frac{b_i - x_i}{c_{2i}}\right)^{\alpha_{2i}}, & \text{при } x_i < b_i. \end{cases} \quad /1'/$$

Параметры $b_i, c_{1i}, c_{2i}, \alpha_{1i}$ и α_{2i} определяются при фитировании исходных экспериментальных данных. Нормирующий множитель a_i зависит от численности выборки, по которой проводилось статистическое оценивание. Следует отметить, что значения этих параметров зависят от соотношения между эффективными сечениями образования детектируемых частиц и их импульсов, а также от радиационной длины среды. В табл.1 приведены, в качестве иллюстрации, численные значения обсуждаемых параметров, полученные для выборки экспериментальных данных, относящихся к интервалу импульсов вторичных частиц /3,8:8,2/ ГэВ/с /выборка II/.

Соотношения /1/ можно рассматривать как стандартизацию координат вектора x , в результате которой получается случайный вектор z , обладающий свойством изотропии и имеющий плотность вероятности $\prod_{i=1}^4 (1 + z_i)^{-1}$. Этот вектор, аналогично x , однозначно

отражает пространственную конфигурацию траектории частицы. Поэтому естественно определить тестовую статистику для геометрического отбора событий следующим образом:

* Геометрическая реконструкция событий описана в /4/.

Таблица 1
Численные значения параметров x_i -распределений /1/ для выборки экспериментальных данных, касающихся вторичных частиц с импульсом /3,8:8,2/ ГэВ/с, испускаемых в столкновениях α -частиц с легкими ядрами при 4,5 ГэВ/с/N. Численность выборки - 15 тыс.

i	b_i	c_{1i}	c_{2i}	α_{1i}	α_{2i}
1	3,0±0,02	0,19±0,02	0,29±0,02	2,1±0,1	3,4±0,2
2	-0,74±0,02	0,26±0,02	0,20±0,02	3,5±0,2	2,3±0,1
3	-1,6±0,2	2,0±0,2	1,9±0,2	3,1±0,2	3,3±0,2
4	3,1±0,1	2,2±0,2	1,8±0,2	3,4±0,2	2,9±0,2

$$Q(z) = - \ln \prod_{i=1}^4 (1 + z_i)^{-1} = \sum_{i=1}^4 \ln(1 + z_i). \quad /2/$$

На рис.1 показано, в качестве примера, распределение статистики Q , полученное для выборки II. Можно заметить, что интервал критических значений Q_0 , представляющих практический интерес, довольно широк, $Q_0 = 5 \div 19$. Поэтому конкретное значение Q_0 целесообразно выбрать как можно большим, но таким, чтобы, например, распределение координат точек пересечения траекторий с ПМ было нормальным. Именно такое распределение получается при численном моделировании траекторий частиц с учетом многократного кулоновского рас-

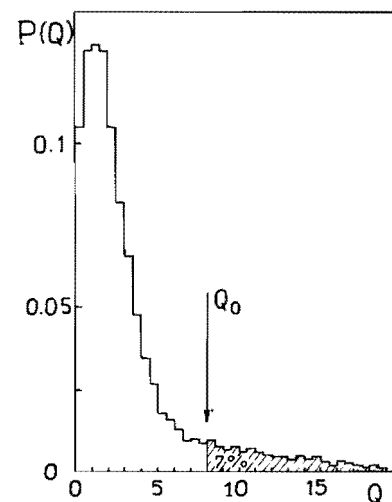


Рис.1. Распределение тестовой статистики Q , определенной соотношением /2/ и вычисленной для выборки II. Стрелкой указано критическое значение $Q_0 = 8$.

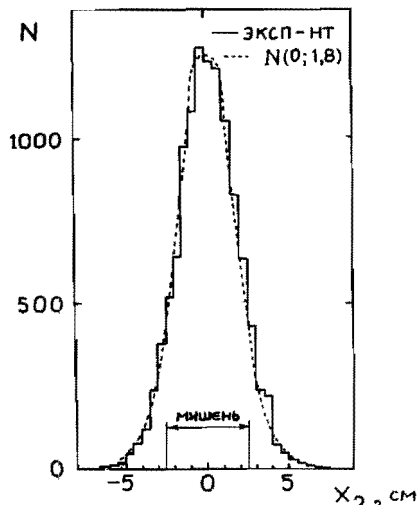


Рис.2. Распределение координат x_2 точек пересечения траекторий однозарядных частиц с плоскостью мишени для событий, удовлетворяющих критерию $Q < 8$. Пунктирной линией нарисовано нормальное распределение $N(0; 1,8)$, аппроксимирующее экспериментальные данные. Посредине указаны размеры мишени. Данные относятся к выборке II.

сеяния*. В случае выборки II критическое значение Q_0 для событий, удовлетворяющих названному условию, равно 8. На рис.2 изображено распределение координат x_2 точек пересечения треков однозарядных частиц** с ПМ, полученное при условии $Q < 8$ и соответствующее выборке II. На уровне значимости 0,3 оно не отличается от нормального, которое там же нанесено пунктирной линией. В табл.2 приведены численные значения уровня значимости тестовой статистики Q для $Q < 8$ и трех выборок экспериментальных данных, относящихся к различным интервалам импульсов вторичных частиц.

Таблица 2

Уровни значимости α тестовой статистики Q при пороге дискриминации $Q < 8$ для трех выборок экспериментальных данных, относящихся к различным интервалам значений импульсов p регистрируемых частиц

Выборка	I	II	III
p (ГэВ/с)	2,8-5,7	3,8-8,2	5,8-12,2
α (%)	4	7	15

* Аналогичный результат был также получен ранее /4,5/.

** Методика разделения по электрическому заряду быстрых тяжелых частиц описана в /6,7/.

3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ ПО МАССАМ

В ряде спектрометрических установок предусмотрена система двойного независимого измерения времени пролета регистрируемых частиц /например, /3,8-11//. Благодаря этому существует возможность получить две независимые оценки / m_1 и m_2 / массы каждой частицы. На рис.3 приведены спектры масс однозарядных фрагментов / p , d , t / с импульсами /3,8±8,2/ ГэВ/с, испускаемых в столкновениях α -частиц с ядрами углерода при 4,5 ГэВ/с/N /выборка II/. Эти распределения вычислены по показаниям первой (m_1) и второй (m_2) пары счетчиков. Нетрудно также заметить, что, используя только одномерные спектры масс частиц /рис.3/, нельзя достаточно убедительно выделить ядра трития, в то время как разделение протонов и дейтронов для некоторого класса интересных физических задач может оказаться недостаточным, даже с учетом поправок на флуктуации амплитуд от ФЭУ.

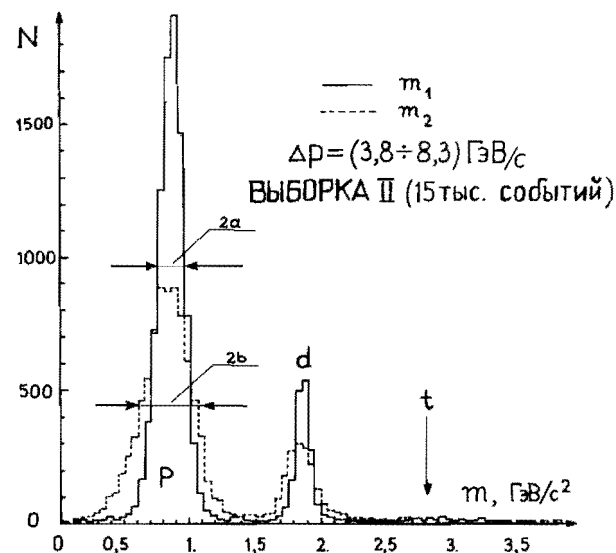


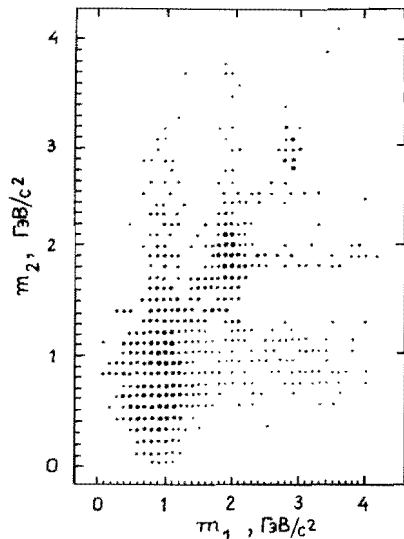
Рис.3. Спектр масс однозарядных частиц для выборки II. m_1 и m_2 - массы частиц, определенные по двум парам счетчиков независимо.

3.1. Критерий (m_1, m_2)

Информацию о двух значениях массы (m_1 и m_2), определяемых независимо в каждом конкретном событии, можно использовать для построения двумерного критерия, обладающего повышенной эффективностью выделения частиц определенного сорта /т.е. имеющих массу m_0 /. В аналогичных условиях критерий такого рода обычно представляют в виде следующего квадратичного выражения

$$\frac{(m_1 - m_0)^2}{a^2} + \frac{(m_2 - m_0)^2}{b^2} \leq k^2, \quad /3/$$

где в качестве меры удаленности экспериментально определяемых значений m_i / $i = 1, 2$ / от m_0 использованы значения /а и b/ половины ширины на половине высоты максимумов соответствующих спектров масс /рис.3/. Параметр k играет роль квантиля двумерного распределения и подбирается с учетом требуемого уровня значимости для конкретной решаемой физической задачи. Так, например, если предположить, что спектры масс частиц удовлетворительно описываются нормальным распределением, что практически близко к истине, то при $k = 3$ внутри эллипсов /3/ содержится ~99,8% частиц данного сорта (m_0). В табл.3 приведены, для трех выборок проанализированных экспериментальных данных, численные значения параметров а и b, а также соответствующие им уровни значимости α_i и вероятности β_{ij} ошибки второго рода, состоящей в том, что в качестве частицы i-го сорта принимается частица j-го сорта /i и j обозначают, соответственно, протоны, дейтроны и ядра трития/. Эти результаты получены в предположении, что $k = 3$. При меньших значениях k возрастают значения α_i и уменьшаются вероятности β_{ij} . Наоборот, большим значениям k соответствуют меньшие α_i и большие β_{ij} . Как уже упоминалось, конкретное значение k подбирается с учетом специфики решаемой задачи, а также условия конкретного облучения. Так, например, рост β с увеличением импульса регистрируемых частиц связан, в частности, со значительным повышением загрузки аппаратуры, когда используется максимальная интенсивность пучка первичных α -частиц.



На рис.4 в качестве иллюстрации приведена диаграмма рассеяния событий в переменных m_1 и m_2 для выборки II. Из этой диаграммы вытекает также, что спектр масс протонов простирается вплоть до ~4 ГэВ/с² по каждой переменной m_1 и m_2 , причем соответствующие полосы спектров в интервале ~1,5 ÷ ±4 ГэВ/с² не скоррелированы. Аналогичная ситуация имеет место в случае дейтронов и ядер трития. Эти большие флуктуации, не учитываемые критерием /3/, определяют минимальное значение уровня значимости обсуждаемого критерия.

Рис.4. Диаграмма рассеяния однозарядных частиц в переменных m_1 и m_2 для выборки II.

Таблица 3

Численные значения параметров а и b критерия /3/ при $k = 3$ для трех выборок проанализированных данных* и соответствующие им значения уровня значимости α_i и вероятности β_{ij} /принять частицу j-го сорта в качестве частицы i-го сорта; i и j обозначают протоны, дейтроны и ядра трития/, p - импульс однозарядной частицы. $N_{i\ell}$ - численность подвыборки частиц i-го сорта в ℓ -й выборке. α_i и β_{ij} даны в %

Выборка	I	II	III
p (МэВ/с)	2,8-5,7	3,8-8,2	5,8-12,2
a (МэВ)	68	100	155
b (МэВ)	127	201	257
Протоны	$N_{PI} = 13836$	$N_{PII} = 9236$	$N_{PIII} = 537$
α_p	2,6	5,8	16,0
β_{pd}	0,01	0,23	1,8
β_{pt}	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	0,1
Дейтроны	$N_{dI} = 279$	$N_{dII} = 1710$	$N_{dIII} = 6956$
α_d	2,6	5,8	16,0
β_{dp}	0,02	0,12	0,5
β_{dt}	$< 10^{-8}$	0,05	0,1
Ядра трития	$N_{tI} = 4$	$N_{tII} = 21$	$N_{tIII} = 216$
α_t	2,6	5,8	16,0
β_{tp}	0,2	1,0	0,3
β_{td}	2,0	4,5	20,0

* Двухзарядные частицы исключены /6,7/.

3.2. Критерий (m_c, ω_2^2)

Представляет интерес другой двумерный критерий, в котором наряду с информацией о массе частицы используются свойства порядковой статистики ω^2 /например, ω_{12}^2 /. Итак, в качестве одной составляющей m_c этого критерия (m_c, ω_2^2) берется среднее взвешенное значение масс m_1 и m_2 регистрируемой частицы:

$$m_c = \frac{a^2 m_2 + b^2 m_1}{a^2 + b^2}, \quad /4/$$

где множители a и b те же, что и ранее /рис.3, табл.3/. Вторая компонента, аналогично ω_{12}^2 , определяется следующим образом:

$$\omega_\ell^2 = \frac{1}{12\ell^2} + \frac{1}{\ell} \sum_{n=1}^{\ell} \left[F(m_n) - \frac{2n-1}{2\ell} \right]^2. \quad /5/$$

Здесь $F(m_n)$ - усредненная функция накопленной вероятности:

$$F(m_n) = \frac{1}{\ell} \int_0^{m_n} \sum_{n=1}^{\ell} P_n(m) \cdot dm. \quad /6/$$

Поскольку экспериментально измеряют два независимых значения масс, m_1 и m_2 , то $\ell = 2$. Соответствующие распределения $P_1(m)$ и $P_2(m)$ можно взять непосредственно из эксперимента. Следует отметить, что в отличие от компонент критерия (m_1, m_2) переменные m_c и ω_2^2 не являются независимыми. На рис.5 изображена диаграмма (m_c, ω_2^2) для выборки II. Там же указаны критические значения переменной ω_2^2 для детектируемых частиц. Численные результаты

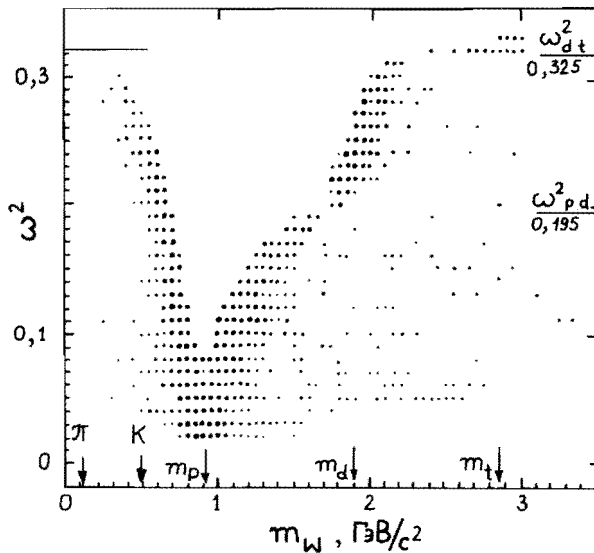


Рис.5. (m_c, ω_2^2) -распределение однозарядных частиц для выборки II. Указаны критические значения ω_2^2 , разделяющие интервалы для протонов и дейтронов, ω_{pd}^2 , а также дейтронов и ядер трития, ω_{dt}^2 , и уровни значимости, соответствующие этим критическим значениям.

Таблица 4

То же, что в табл.3, но для статистики (m_c, ω_2^2) , определенной формулами /4/ и /5/. ω_{pd}^2 и ω_{dt}^2 - критические значения, разделяющие интервалы для протонов и дейтронов, а также дейтронов и ядер трития, соответственно. Критические интервалы для m_c описаны в табл.5

Выборка	I	II	III
p (ГэВ/с)	2,8-5,7	3,8-8,2	5,8-12,2
ω_{pd}^2	0,311	0,195	0,270
ω_{dt}^2	0,332	0,325	0,280
Протоны	$N_{pI} = 14165$	$N_{pII} = 9714$	$N_{pIII} = 498$
α_p	0,003	0,20	21,4
β_{pd}	0,010	0,07	0,8
β_{pt}	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	$< 10^{-8}$
Дейтроны	$N_{dI} = 294$	$N_{dII} = 1798$	$N_{dIII} = 7867$
α_d	0,410	0,50	0,45
β_{dp}	0,150	1,10	1,30
β_{dt}	0,014	0,01	0,26
Ядра трития	$N_{tI} = 5$	$N_{tII} = 23$	$N_{tIII} = 191$
α_t	0,85	0,95	13,70
β_{tp}	0,28	0,40	0,03
β_{td}	0,06	10,00	12,00

Поскольку статистика ω_ℓ^2 /5/ имеет вид квадратичной формы, из-за чего возникает двузначность /рис.5: одно и то же значение ω_2^2 может соответствовать двум разным значениям масс m_c /, то определение критических интервалов по переменной m_c является более сложным. Вообще говоря, целесообразно определять не одномерные интервалы по каждой переменной отдельно, а двумерные критические области. Задача дополнительно осложняется вследствие того, что с ростом импульса p детектируемых частиц диаграмма (m_c, ω_2^2) пре-

терпевает существенные изменения. Таким образом, как и следовало ожидать, структура критических областей, или, что то же самое, двумерные критерии (m_c, ω_2^2) отбора однозарядных частиц зависят от условий эксперимента. Эта структура определяется экспериментатором исходя из характера и цели решаемой задачи.

В данной работе применялась несколько упрощенная процедура выбора критических областей, так как ставилась цель лишь проиллюстрировать действие данного критерия. Эта процедура заключается в следующем. На основании формул /6/ и /5/, по спектру масс /например, рис.3/ разыгрывались на ЭВМ методом Монте-Карло, для каждой выборки, двумерные распределения (m_c, ω_2^2) изучаемых частиц /р, d, t/ по отдельности. При этом остальные частицы, кроме рассматриваемой, исключались по критерию (m_1, m_2) . Для получаемых таким образом двумерных функций вероятностей $W_i(m_c, \omega_2^2)$ находились интервалы значений усредненных масс так, чтобы объем выборки внутри критической области соответствовал, при ранее установленном критическом значении ω_{ij}^2 , заданному уровню значимости α_i /индексы i, j сохраняют прежний смысл/. Подобранные таким образом интервалы $\langle m_c \rangle$ для /р, d, t/ приведены в табл.5.

Следует, однако, иметь в виду, что в случае многомерных критериев и, тем более, дополнительно, неоднозначной рассматриваемой тестовой статистики теряется однозначное соответствие между уровнем значимости и конфигурацией критической области в данном пространстве случайных переменных. Отсюда вытекает, что в каждом конкретном случае решаемой задачи возникает необходимость подбирать конкретный вид области критических значений тестовой

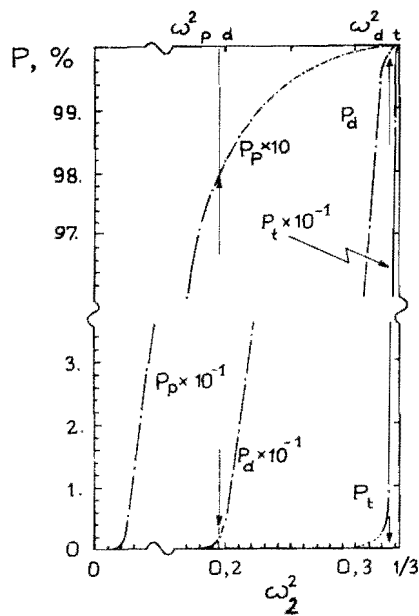
статистики, с учетом требуемого уровня значимости α_i и допустимой величины вероятности ошибки второго рода β_{ij} .

На рис.6 показано распределение накопленной вероятности

$$P_i(\omega_2^2) = \int_{m_0=m_i} W_i(m_c, \omega_2^2) | dm_c \quad /7/$$

статистики ω_2^2 /5/ для всех трех частиц i-го сорта /р, d, t/ и трех анализируемых выборок исходных

Рис.6. Распределения накопленных вероятностей P_i /7/ статистики ω_2^2 /5/, промоделированные для протонов, дейтронов и ядер трития /выборка II/. Указаны критические значения, соответствующие уровням значимости, приведенным в табл.4.



Интервалы $\langle m_c \rangle$ значений усредненных масс m_c для протонов, дейтронов и ядер трития из трех выборок экспериментальных данных. Соответствующие критические значения ω_{ij}^2 и уровни значимости α_i даны в табл.4

Выборка	I	II	III
Частица			
Протоны	$(m_c < m_d \omega_2^2 < \omega_{pd}^2)$		$(m_c < m_d \omega_2^2 > \omega_{pd}^2)$
	$(m_c \leq m_p \omega_2^2 > \omega_{pd}^2)^*$		$(m_c \leq m_p \omega_2^2 < \omega_{pd}^2)$
Дейтроны		$(m_p < m_c < m_t \omega_{pd}^2 < \omega_2^2 < \omega_{dt}^2)$	$(m_p < m_c < m_d \omega_2^2 < \omega_{pd}^2)$
			$(m_d < m_c < m_t \omega_2^2 < \omega_{dt}^2)$
Ядра трития		$(m_c > m_d \omega_2^2 > \omega_{dt}^2)$	

* Т.е. $m_c < m_d$ при условии, что $\omega_2^2 < \omega_{pd}^2$ или $m_c \leq m_p$ при условии, что $\omega_2^2 > \omega_{pd}^2$.

экспериментальных данных. Интервалы интегрирования указаны в табл.5. На этом же рисунке нанесены критические значения статистики ω_2^2 , соответствующие уровням значимости, содержащимся в табл.4.

Одномерные распределения $P_i(\omega_2^2)$ могут оказаться полезными при оценке значений вероятностей β_{ij} или, другими словами, допустимой величины примеси фоновых частиц. Это исключительно важно при исследовании частиц определенного сорта, сечение образования которых по сравнению с другими частицами ничтожно мало /например, ядра трития, рис.3/.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Наиболее наглядной и убедительной проверкой эффективности действия обсуждаемых в данной работе критериев разделения быстрых однозарядных частиц является спектр масс этих частиц. Для выборки II он показан, как уже упоминалось ранее, на рис.3,

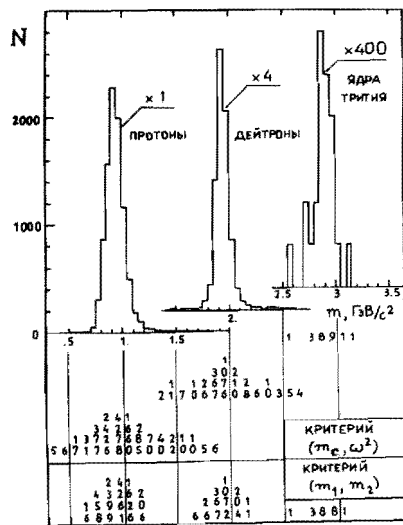


Рис.7. То же, что на рис.3, но после применения критериев (m_c, ω_2^2) и (m_1, m_2) соответственно. Указаны численные значения N событий, попавших в отдельные интервалы $\Delta m = 100 \text{ МэВ}/\text{с}^2$ для обоих критериев.

где гистограммы изображают распределения зарегистрированных спектрометром событий, к которым не применялись никакие другие критерии отбора, кроме геометрического. Это распределение, но после анализа событий по критериям (m_1, m_2) и (m_c, ω_2^2) , приведено на рис.7. Там же указаны числа N событий, попавших в соответствующие интервалы $\Delta m = 100 \text{ МэВ}/\text{с}^2$ для критерия

(m_1, m_2) и (m_c, ω_2^2) по отдельности. Из сопоставления рис.3 и 7 вытекает прежде всего, что в интервале значений масс $2,3 \div 3,5 \text{ ГэВ}/\text{с}^2$, в котором сигнал от ядер трития был на уровне фона до анализа событий /рис.3/, после применения критериев выделяется четкий единственный максимум, положение которого хорошо согласуется со значением массы m_t ядра трития. Следует при этом подчеркнуть, что в случае критерия (m_c, ω_2^2) не требуется точно знать значение m_t . Можно также заметить, что спектры масс, полученные при помощи обоих критериев, удовлетворительно согласуются друг с другом. Некоторая разница внутри интервалов значений, удаленных от максимумов, вызвана, как уже упоминалось, тем, что эллипсы /3/ критерия (m_1, m_2) не охватывают длинных полос диаграммы рассеяния /рис.4/, вызванных большими флуктуациями измеряемых времен пролета частиц.

5. ВЫВОДЫ

На основании выполненного в настоящей работе анализа можно сделать следующие выводы:

1. Разработан единый критерий /2/ геометрического отбора событий, регистрируемых магнитным спектрометром с проволочными камерами /3/. Этот критерий позволяет существенно уменьшить потери истинных событий, сводя их к значению $\sim 15\%$ в наиболее критическом интервале импульсов регистрируемых частиц /выборка III, табл.2/.

2. Предложены и проанализированы два двумерных критерия (m_1, m_2) и (m_c, ω_2^2) отбора событий по массам частиц. При помо-

щи этих тестов удалось четко и однозначно выделить ядра трития, сигнал от которых был на уровне фона. Эти критерии сравнимы по мощности и могут применяться как альтернативно, так и совместно.

Большой практический интерес представляет вопрос о границах применимости разработанных тестов, другими словами, насколько мало может быть отношение сечений σ_j / σ_i образования частиц j -го сорта по отношению к любой другой частице i -го сорта, чтобы их можно было обнаружить на фоне остальных. Этот вопрос качественно решается при помощи неравенства

$$\sum_{i \neq j} a_i \beta_{ji} \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_j} \right) \leq 1.$$

В наиболее критическом рассмотренном нами случае ядер трития это отношение может составлять $\sim 10^{-4} \div 10^{-6}$ /численные значения для a_i и β_{ji} даны в табл.3 и 4/.

Авторы благодарны директору ЛВТА, члену-корреспонденту АН СССР М.Г.Мещерякову за постоянное стимулирование данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мещеряков М.Г. - В сб.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.260.
2. Балдин А.М., Ставинский В.С. - В кн.: Научное сотрудничество социалистических стран в ядерной физике. М.: Энергоатомиздат, 1986, с.138.
3. Ажгирей Л.С. и др. - В сб.: Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.83-91.
4. Ажгирей Л.С. и др. ОИЯИ, Р1-12655, Дубна, 1979.
5. Ажгирей Л.С. и др. ОИЯИ, 1-81-661, Дубна, 1981.
6. Словинский Б., Мулас Э., Жмыров В.Н. ОИЯИ, Р10-86-831, Дубна, 1986.
7. Словинский Б., Мулас Э., Жмыров В.Н. ОИЯИ, Р10-86-832, Дубна, 1986.
8. Аверичева Т.В. и др. ОИЯИ, 1-11-317, Дубна, 1978.
9. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-83-433, Дубна, 1983.
10. Шаров В.И. ОИЯИ, 1-84-218, Дубна, 1984.
11. Ажгирей Л.С. и др. ОИЯИ, Р1-85-749, Дубна, 1985.
12. Крамер Г. Математические методы статистики. М.: Наука, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 января 1987 года.

Словинский Б., Мулас Э., Жмыров В.Н.
Идентификация по массам быстрых однозарядных фрагментов,
регистрируемых магнитным спектрометром с проволочными
камерами

P1-87-51

Предложены и проанализированы три критерия отбора быстрых однозарядных фрагментов, регистрируемых при помощи магнитного спектрометра с проволочными камерами:

- 1/ единичный критерий геометрического отбора событий;
- 2/ два двумерных критерия разделения по массам протонов, дейтронов и ядер трития. Геометрический критерий снижает потерю истинных событий в наиболее критическом интервале импульсов изучаемых частиц до ~ 15%. Критерии разделения по массам основаны на двукратном, независимом определении масс частиц. Они позволяют выделить частицы, сечение образования которых составляет $10^{-4} \pm 10^{-6}$ сечения образования остальных частиц.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Słowiński B., Mulas E., Zhmyrov V.N.
Identification by Masses of Relativistic One-Charged
Nuclear Fragments Registered in the Magnetic Spectrometer
with Wire Spark Chambers

P1-87-51

There are proposed and analysed three criteria of effective selection of relativistic one-charged nuclear fragments registered by means of the magnetic spectrometer with wire spark chambers: 1) unified criterion of geometrical selection of events; 2) two two-dimensional criteria of selection by masses of protons, deuterons and tritons. Geometrical criterion reduce the loss of true events within the most critical interval of particle momenta up to about 15%. Criteria of selection by masses are based on double independent measurement of particle masses. They give the possibility to select particles produced at the cross-section of about $10^{-4} \pm 10^{-6}$ lower than all the other particles.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987