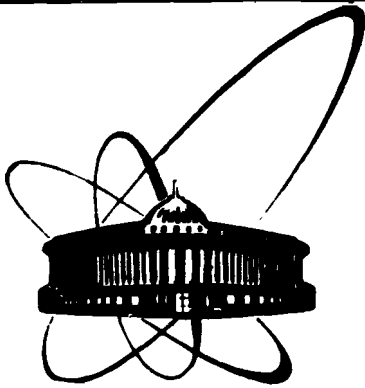


89-739



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P10-89-739

3 025

П. В. Зрелов, В. В. Иванов

МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ  
НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ СОГЛАСИЯ  $\omega_n^3$

Направлено в журнал "Nuclear Instruments  
and Methods in Physics Research"

1989

## ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей экспериментальной физики высоких энергий является идентификация регистрируемых частиц по их массе и электрическому заряду. Для ее решения широко применяются методы, использующие измерения ионизационных потерь в тонкослойных детекторах: сцинтилляционных счетчиках, полупроводниковых детекторах, пропорциональных и дрейфовых камерах <sup>1</sup>. В основе этих методов лежит зависимость ионизационных потерь от квадрата заряда частицы, позволяющая оценить его величину <sup>2</sup>, а также зависимость от скорости частицы, что в сочетании с измерением импульса дает возможность идентифицировать частицы с разной массой <sup>3</sup>. Однако для определения массы частицы с импульсом до нескольких ГэВ/с/нуклон более эффективны одновременные измерения ее импульса /или энергии/ и скорости с применением времяпролетной методики /см., например, <sup>4</sup>/.

В общем случае распределение ионизационных потерь в веществе асимметрично по отношению к средней потере энергии, а наиболее вероятная потеря энергии не совпадает со средней. Мерой отличия наиболее вероятной потери энергии от средней потери служит величина  $\chi = \xi / E_{\max}^{1/2}$ , где  $E_{\max}$  - максимальная энергия, передаваемая электрону в одном столкновении, а  $\xi$  определяется выражением

$$\xi = \frac{2\pi Z_{\text{эф.}}^2 e^4}{mv^2} \frac{NZ}{A} X, \quad /1/$$

где  $v = \beta c$  - скорость регистрируемой частицы,  $Z_{\text{эф.}}$  - ее эффективный заряд;  $m$ ,  $e$  - масса и заряд электрона;  $N$  - число Авогадро;  $Z$ ,  $A$  - порядковый номер и атомный вес вещества детектора,  $X$  - толщина детектора (в г/см<sup>2</sup>);  $c$  - скорость света.

Если  $\chi < 1$ , то распределение ионизационных потерь оказывается сильно асимметричным, с длинным "хвостом", спадающим с увеличением потери энергии  $\Delta E$  <sup>5</sup>. Такое распределение описывается кривой Ландау <sup>6</sup>. С ростом величины  $\chi$  распределение становится все более симметричным и при  $\chi > 10$  приобретает вид кривой Гаусса <sup>4</sup>. В области  $1 < \chi < 10$  имеет место распределение Вавилова <sup>7</sup>.

Эффективность методов определения сорта регистрируемой частицы по измерениям ионизации зависит от полной ширины на половине высоты /FWHM/ распределения ионизационных потерь. Большая величина FWHM часто не позволяет надежно идентифицировать частицу по информации от одного детектора /см., например, /4/. Для повышения разрешения экспериментальных установок ионизационные потери регистрируют многослойными детекторами, при обработке информации с которых применяют методы анализа, учитывающие одновременные измерения с нескольких слоев детектора /8/.

Среди математических методов, используемых в задачах идентификации частиц, можно выделить методы, основанные на непараметрической статистике  $\omega_n^2$  /9/. В частности, в /10/ на базе критерия согласия  $\omega_n^2$  разработан метод выделения редких событий, позволивший провести детальный анализ спектров масс вторичных частиц /данные /11/. В работе /12/ указанная статистика использовалась для разделения быстрых частиц по электрическому заряду. Кроме того, статистика  $\omega_n^2$  эффективно применялась для решения ряда других задач статистического анализа экспериментальных данных в физике частиц высоких энергий /13/.

В работе /14/ рассмотрена новая непараметрическая статистика  $\omega_n^3$ , а в /15/ на ее базе построены одно- и двусторонние критерии согласия. Проведенное в /15/ сравнение мощностей критериев  $\omega_n^2$  и  $\omega_n^3$  выявило преимущество нового критерия в случае альтернативных гипотез одностороннего типа, а также составных двусторонних альтернативных гипотез, когда применение критерия  $\omega_n^2$  может оказаться неэффективным.

В настоящей работе предложен метод идентификации заряженных частиц по одновременным измерениям ионизации или времен пролета несколькими детекторами экспериментальной установки на основе критерия согласия  $\omega_n^3$ , проведено его сравнение с методом, использующим критерий  $\omega_n^3$ , а также с некоторыми известными статистическими методами идентификации заряженных частиц.

## 1. МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ $\omega_n^3$

Рассмотрим наиболее типичный случай, когда к измеренному в эксперименте распределению ионизационных потерь  $f(X, \Delta E)$ , где  $X$  - толщина детектора (в г/см<sup>2</sup>), а  $\Delta E$  - потеря энергии, применимо приближение Ландау.

В /16/ показано, что  $f(X, \Delta E)$  может быть представлена в виде

$$f(X, \Delta E) = \frac{\phi(\lambda)}{\xi}, \quad /2/$$

где  $\xi$  определяется формулой /1/, и для эмпирического распределения  $\xi = \frac{1}{4,02} FWHM$ ,  $\phi(\lambda)$  - плотность распределения Ландау с  $\lambda$ , равным

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{mp}}{\xi} - 0,225, \quad /3/$$

где  $\Delta E_{mp}$  - наиболее вероятное значение  $\Delta E$ . Тогда с учетом /3/ выражение /2/ преобразуется к виду

$$f(X, \Delta E) \cdot \xi = \phi\left(\frac{\Delta E - \Delta E'_{mp}}{\xi}\right), \quad /4/$$

где  $\Delta E'_{mp} = \Delta E_{mp} + 0,225 \xi$  - приведенное значение наиболее вероятной потери энергии.

Используя /4/, можно построить на основе критерия согласия  $\omega_n^3$  метод идентификации заряженных частиц по измерениям ионизационных потерь одновременно в нескольких детекторах. Суть метода состоит в следующем:

а/ для каждого детектора в спектре ионизационных потерь, представляющем собой сумму вкладов от различных частиц, выделяется распределение, отвечающее частицам выбранного сорта, с известными параметрами  $\Delta E_{mp}^i$  и  $\xi_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$  /  $n$  - количество детекторов/;

б/ указанные спектры подвергаются преобразованию /4/, что позволяет аппроксимировать распределения от выбранного сорта частиц одной и той же функцией - функцией плотности Ландау  $\phi(\lambda)$ ;

в/ каждая выборка, образованная из величин  $\lambda_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$ , одновременно принадлежащих преобразованному спектру, проверяется при помощи критерия согласия  $\omega_n^{3*}$  на соответствие функции распределения  $\Phi(\lambda)$ , отвечающей плотности  $\phi(\lambda)$ ; при этом события /под событием понимается указанная выборка величин  $\lambda_i$ /, согласующиеся с гипотезой  $\Phi(\lambda)$ , т.е. вызванные частицами выбранного сорта, выделяются в допустимой области, а принадлежащие распределениям от частиц других сортов - в критической области критерия  $\omega_n^3$ .

Аналитический вид функций плотности  $\phi(\lambda)$  и распределения  $\Phi(\lambda)$  Ландау дан в работе /22/.

\* Выбор одно- либо двустороннего критерия согласия  $\omega_n^3$  определяется характером альтернативных гипотез для рассматриваемого типа задач.

## 2. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ СПЕКТРОМЕТРОМ "МАСПИК"

Описанная в разделе 1 методика обрабатывалась при идентификации вторичных заряженных частиц, регистрируемых спектрометром МАСПИК<sup>17</sup> под углом 140 мрад к оси первичного пучка при бомбардировке ядрами <sup>4</sup>He с импульсом 4,5 ГэВ/с/нуклон мишеней из CD<sub>2</sub>, CH<sub>2</sub> и C. Анализировался импульсный спектр вторичных частиц в интервале от 5,0 до 15,0 ГэВ/с; основной вклад в спектр в этой области дают однозарядные частицы /протоны, дейтроны, тритий/, примесь двузарядных частиц /ядер <sup>3</sup>He и <sup>4</sup>He/ не превышает 0,1%.

Для идентификации вторичных частиц по массе и заряду измерялись их импульсы, времена пролета и амплитуды выходных сигналов с фотоумножителей /ФЭУ/, просматривающих сцинтилляторы счетчиков. Импульсы частиц вычислялись по углам их отклонения в поле анализирующего магнита<sup>18</sup>. Процедура измерения времен пролета частиц, а также алгоритм определения масс частиц одинакового заряда описаны в<sup>19</sup>.

Распределения ионизационных потерь регистрируемых частиц в сцинтилляционных счетчиках установки МАСПИК имеют вид распределения Ландау. Поскольку наиболее вероятная потеря энергии  $\Delta E_{mp}$  пропорциональна квадрату заряда налетающей частицы, а амплитуда сигнала на выходе ФЭУ пропорциональна потере энергии частицы в сцинтилляторе<sup>20</sup>, то для каждого из счетчиков имеет место соотношение

$$A_{mp} \sim \Delta E_{mp} \sim z^2,$$

где  $A_{mp}$  - наиболее вероятная амплитуда выходного импульса с ФЭУ, а  $z$  - заряд регистрируемой частицы.

На рис.1 приведено распределение амплитуд выходных импульсов для одного из пяти сцинтилляционных счетчиков основного плеча спектрометра<sup>17</sup>. Подобную форму имеют распределения выходных импульсов и с остальных счетчиков. Эти распределения имеют наиболее вероятную амплитуду  $A_{mp}$  и вы-

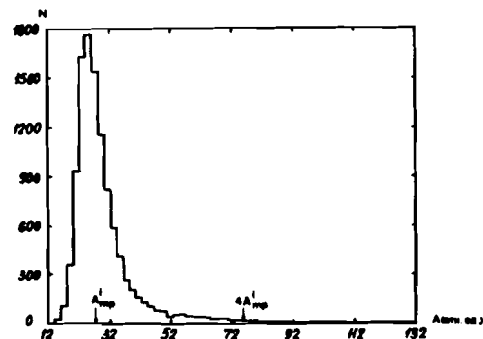


Рис.1. Распределение амплитуд выходных импульсов для одного из сцинтилляционных счетчиков основного плеча спектрометра МАСПИК.

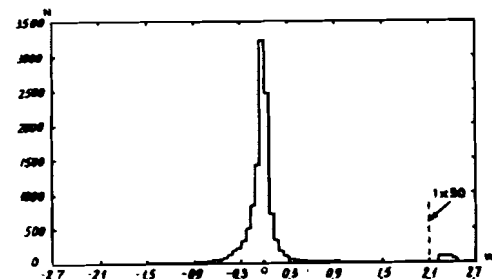


Рис.2. Распределение случайных величин  $\omega_n^3$ , полученное в результате обработки амплитуд выходных импульсов от пяти сцинтилляционных счетчиков основного плеча спектрометра МАСПИК.

званы, в основном, регистрацией однозарядных частиц. С другой стороны, в области амплитуд  $\sim 4A_{mp}$  можно ожидать проявления единичных событий, вызванных регистрацией двузарядных частиц. С целью поиска таких событий значения амплитуд с пяти рассматриваемых счетчиков подвергались обработке в соответствии с процедурой, описанной в разделе 1. В качестве исходного распределения, преобразуемого к нулевой гипотезе, было взято распределение ионизационных потерь однозарядных частиц. На рис.2 приведено полученное в результате обработки экспериментальных данных распределение случайных величин  $\omega_n^3$ , вычислявшихся по формуле<sup>14</sup>

$$\omega_n^3 = \frac{\sqrt{n}}{8} \sum_{i=1}^n \left[ 2\Phi(\lambda_i) - \frac{2i-1}{n} \right] \left\{ \left[ 2\Phi(\lambda_i) - \frac{2i-1}{n} \right]^2 + \frac{1}{n^2} \right\}; \quad /5/$$

здесь  $n = 5$  - объем выборки,  $\Phi(\lambda)$  - функция распределения Ландау,  $\lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_n$  - упорядоченная выборка величин

$$\lambda_i = \frac{A_i - A_{mp}^i}{\xi_i}, \quad i = 1, 2, \dots, 5,$$

где  $A_i$  - амплитуда выходного импульса с ФЭУ  $i$ -го сцинтилляционного счетчика,  $A_{mp}^i$  - приведенное значение наиболее вероятной амплитуды импульса в случае регистрации однозарядной частицы,  $\xi_i = \frac{1}{4}$  FWHM для распределения амплитуд импульсов однозарядных частиц в  $i$ -м счетчике.

В области значений  $\omega_n^3$ , больших выбранной критической границы  $Z_{KP1} \equiv \omega_n^3 = 2,22$ , наблюдается группировка событий /всего 7/. Для используемого здесь одностороннего критерия согласия  $\omega_n^3$  и выборки объема  $n = 5$  значению  $Z_{KP1}$  отвечает уровень значимости  $\alpha < 10^{-5}$ , что с учетом общего числа обработанных

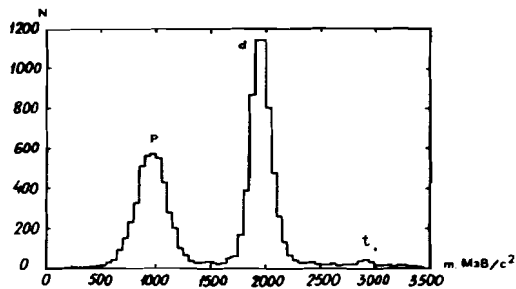


Рис.3. Спектр масс однозарядных частиц, зарегистрированных основным плечом спектрометра МАСПИК.

событий /11094/ означает практическую невозможность попадания в критическую область ни одного события, вызванного однозарядными частицами. Таким образом,

события, выделенные в критической области, вызваны регистрацией двузарядных частиц. Последующий анализ этих 7 событий показал, что для каждого счетчика выполняется соотношение

$$\frac{1}{7} \sum_{j=1}^7 A_j^i \approx 4A_{mp}^i, \quad i=1, 2, \dots, 5,$$

что подтверждает предположение о выделении именно двузарядных частиц.

Ограниченное количество таких частиц не позволяет однозначно идентифицировать частицу, вызвавшую конкретное событие. Из анализа спектра масс можно только с определенной вероятностью предположить, что пять событий обусловлены регистрацией ядер  $^3\text{He}$ , а два -  $^4\text{He}$ .

В области значений  $\omega_n^3$ , меньших критической границы  $Z_{KP1}$ , сосредоточены события, отвечающие однозарядным частицам - протонам, дейтронам и тритию. На рис.3 представлен спектр масс однозарядных частиц, выделенных в области  $\omega_n^3 < Z_{KP1}$ .

Для идентификации однозарядных частиц по массе использовались измеряемые двумя парами сцинтилляционных счетчиков /для каждой регистрируемой частицы/ времена пролета  $t_1$  и  $t_2$ , которые при помощи соотношения /19/

$$m_i = \frac{p}{c} \sqrt{\left(\frac{t_i}{t_{0i}}\right)^2 - 1}, \quad i=1, 2,$$

где  $p$  - импульс частицы,  $t_i$  - время ее пролета на базе длиной  $l_i$ ,  $t_{0i} = l_i/c$ ,  $c$  - скорость света,  $m_i$  - масса частицы, преобразовывались в значения масс  $m_1$  и  $m_2$ . Полученные таким образом спектры масс преобразовывались при помощи описанной в /10/ процедуры так, чтобы распределения, обусловленные вкладом дейтронов, можно было аппроксимировать одинаковой

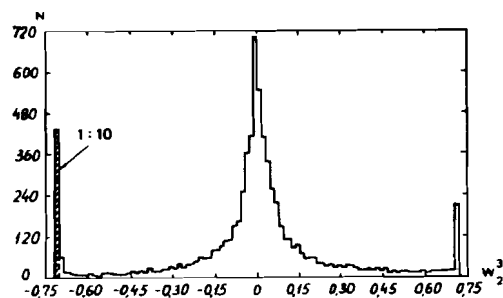


Рис.4. Распределение случайных величин  $\omega_n^3$ , полученное в результате обработки спектров масс однозарядных частиц, измеряемых с помощью двух пар времяпролетных сцинтилляционных счетчиков в основном плече спектрометра МАСПИК.

функцией плотности  $N/0,1/$ . В результате этого каждую пару преобразованных величин  $m_1$  и  $m_2$  стало возможным рассматривать как выборку объема  $n=2$  и проверять ее на соответствие нулевой гипотезе  $N/0,1/$  при помощи двустороннего критерия согласия  $\omega_n^3$ .

На рис.4 приведено распределение случайных величин  $\omega_n^3$ , полученное в результате обработки экспериментальных данных. Выбранной критической границе  $Z_{KP2} = |\omega_n^3| = 0,66$  отвечает уровень

значимости  $\alpha = 6 \cdot 10^{-4}$ , что с учетом общего числа проанализированных событий, обусловленных однозарядными частицами, позволяет сделать вывод о том, что в критическую область может попасть не более 6 событий, вызванных дейтронами. Поэтому пики слева и справа от центральной части распределения  $\omega_n^3$  вызваны в основном регистрацией протонов и трития: пик в области  $\omega_n^3 <$

$< -0,66$  обусловлен преимущественно протонами, а пик в области  $\omega_n^3 > 0,66$  - преимущественно тритием.

На рис.5 пунктирной кривой показано распределение масс для событий, выделенных в области  $\omega_n^3 > 0,66$ .

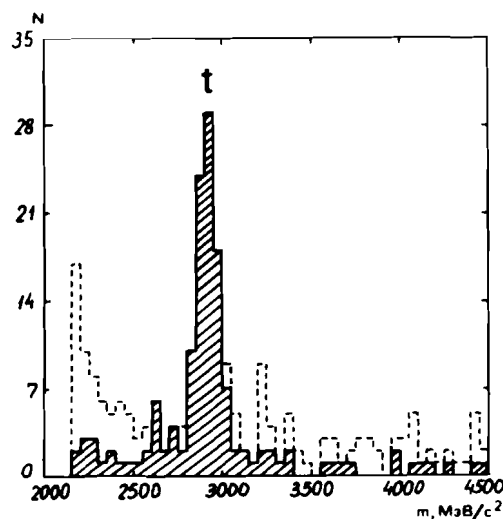


Рис.5. Спектр масс однозарядных частиц, отвечающий событиям с  $\omega_n^3 > 0,66$ , - пунктирная гистограмма; сплошной гистограммой представлен результат повторной обработки указанных событий с помощью критерия  $\omega_n^3$ .

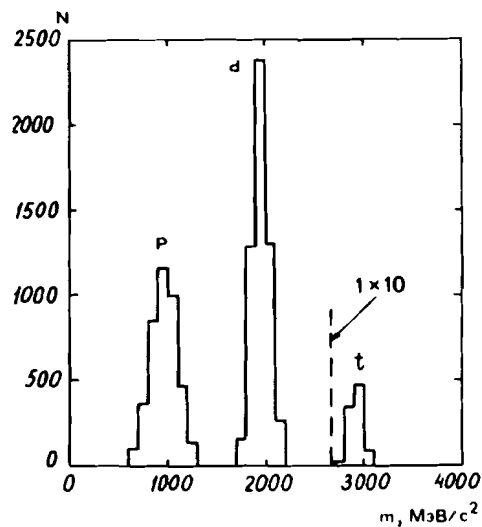


Рис.6. Суммарный спектр масс однозарядных частиц, в котором для иллюстративности отброшены "хвосты" составляющих его распределений  $p$ ,  $d$  и  $t$ .

Для исключения фона из числа этих событий применялась процедура, аналогичная описанной в /10/. При этом величины масс  $m_1$  и  $m_2$  преобразовывались таким образом, чтобы части спектров, обусловленные вкладом частиц трития, описывались плотностью  $N/0,1/$ , после чего подвергались обра-

ботке при помощи двустороннего критерия  $\omega_n^3$  с уровнем значимости  $\alpha = 0,02$ . События, попавшие в критическую область, считались фоновыми и отбрасывались. На рис.5 сплошной кривой изображен окончательный спектр масс частиц трития. Отношение вклада трития в максимуме распределения к уровню фона составляет  $\sim 15$ .

Такая же процедура использовалась для исключения фона из числа событий, вызванных регистрацией протонов.

На рис.6 представлен суммарный спектр масс однозарядных частиц, в котором для большей иллюстративности отброшены "хвосты" составляющих его распределений  $p$ ,  $d$  и  $t$ .

Таким образом, в отличие от предложенного в /21/ двумерного критерия идентификации частиц одного заряда по массе, рассматриваемая задача эффективно решается с помощью одномерного двустороннего критерия  $\omega_n^3$ . Очевидно также, что вследствие устойчивости критерия  $\omega_n^3 / 15/$  результаты анализа экспериментальных данных не зависят от условий проведения эксперимента, как это имело место в /21/.

### 3. СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ

Для сравнения предлагаемого метода с другими известными статистическими методами идентификации заряженных частиц была создана программа моделирования потерь энергии на ионизацию частицами разных сортов одновременно в нескольких детекторах. В качестве примера рассматривалась приведенная в /8/ задача

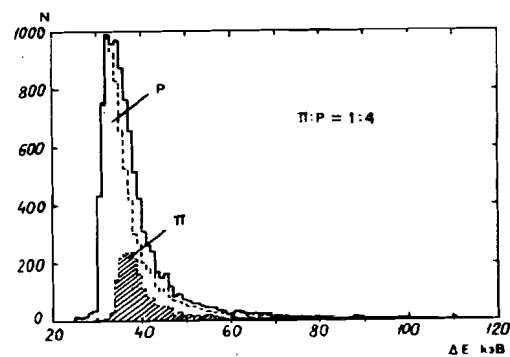


Рис.7. Суммарное распределение ионизационных потерь для 100 ГэВ-ных протонов и пионов в отдельном детекторе /сплошная гистограмма/: вклад от протонов - пунктирная гистограмма, вклад от пионов - заштрихованная гистограмма.

по разделению протонов и заряженных пионов с энергией 100 ГэВ в потоках космических лучей.

Моделирование событий, каждое из которых представляло собой набор случайных величин - ионизационных потерь энергии, испытываемых пионами или протонами одновременно в нескольких детекторах экспериментальной установки, проводилось следующим образом. Вначале для каждого события разыгрывался сорт регистрируемой частицы, при этом отношение вкладов пионов и протонов полагалось равным  $\pi^+ : p = 1 : 4$  /8/. Затем генерировались  $n$  случайных величин  $\Delta E_i$ ,  $i = 1, \dots, n$  /  $n$  - количество детекторов в установке/ в соответствии с законом распределения ионизационных потерь для выбранного сорта частиц. На рис.7 сплошной кривой представлен результат такого моделирования для отдельного детектора, а пунктирными кривыми изображены вклады протонов и пионов.

Разделение событий, вызванных разными частицами, проводилось как традиционными методами статистического анализа измерений с многослойных детекторов, такими, как метод отбора по минимальной амплитуде, метод усреднения импульсов со всех детекторов с предварительным отбросом больших амплитуд, метод подсчета числа детекторов, импульсы с которых не превышают заранее выбранной величины, метод отношения правдоподобия /8/, так и методами, основанными на критерии согласия  $\omega_n^2 / 10/$  и одностороннем критерии  $\omega_n^3$  /см. разд.1/. Всего разыгрывалось и подвергалось обработке 10000 событий. Расчеты проводились для разного числа детекторов  $n$ ; в качестве характерного примера здесь рассмотрен случай с шестью детекторами /  $n = 6/$ .

### 3.1. СРАВНЕНИЕ МЕТОДА НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ $\omega_n^3$ С ТРАДИЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ И МЕТОДОМ НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ $\omega_n^2$

При использовании методов на основе критериев  $\omega_n^2$  и  $\omega_n^3$ , в качестве нулевой гипотезы выбиралась функция распределения Ландау  $\Phi(\lambda)$ . Элементами эмпирической выборки служили величины  $\lambda$

$$\lambda_i = \frac{\Delta E_i - \Delta E_{mp}^i}{\xi_i}, \quad i=1,2,\dots,n,$$

где  $\Delta E_i$  - величина потери энергии в  $i$ -м счетчике,  $\Delta E_{mp}^i$  - приведенное значение наиболее вероятной потери энергии /см.разд.2/,  $\xi_i \approx \frac{1}{4}$  FWHM для распределения ионизационных потерь протона в отдельном счетчике.

Далее для каждого события вычислялись величины  $\omega_n^3$  /см. формулу /5// и  $\omega_n^2$  /10/:

$$\omega_n^2 = \frac{1}{12n^2} + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[ \Phi(\lambda_i) - \frac{2i-1}{n} \right]^2.$$

при  $n = 6$ . Для установленного уровня значимости  $\alpha$  / $\alpha$  последовательно выбиралось равным 0,01; 0,025; 0,05 и 0,1/ определялась критическая граница, разделяющая допустимую и критическую области. В критической области выделялись события, обусловленные преимущественно регистрацией пионов, а в допустимой области - протонов.

На рис.8а,б приведены распределения случайных величин  $\omega_n^2$  и  $\omega_n^3$ , полученные в результате обработки разыгранных событий. Пунктирными кривыми представлены распределения  $\omega_n^2$  и  $\omega_n^3$ , отвечающие вкладам протонов и пионов /распределения, относящиеся к пионам, заштрихованы/. Отмеченные на рисунках границы соответствуют уровню значимости  $\alpha = 0,1$ .

Сравнение указанных методов проводилось по сопоставлению вкладов пионных и протонных событий в каждой из областей. Результаты расчетов приведены в табл.1. Из таблицы видно, что использование одностороннего критерия  $\omega_n^3$  предпочтительнее.

Для обработки разыгранных событий, кроме того, использовались традиционные методы статистического анализа распределений ионизационных потерь /см. начало раздела/, причем процедура их применения совпадала с описанной в работе /8/. Результаты сопоставления традиционных методов с критерием  $\omega_n^3$  показали,

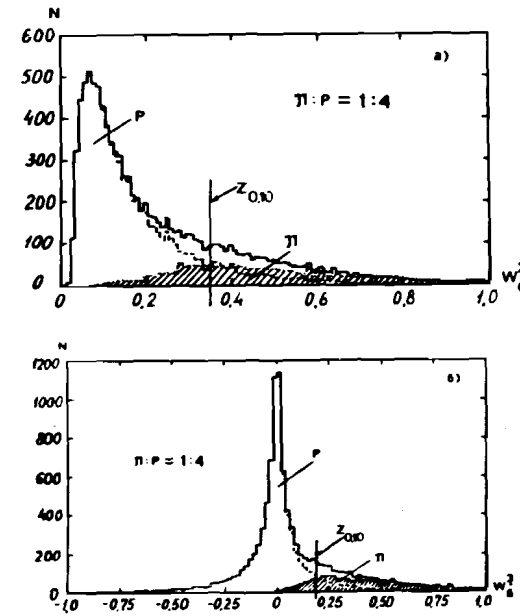


Рис.8. Распределения случайных величин  $\omega_n^2/a$  и  $\omega_n^3/b$ , полученные в результате обработки смоделированных спектров ионизационных потерь / $n = 6$ /: 1 - суммарное распределение - сплошная гистограмма; 2 - вклад протонных событий - пунктирная гистограмма; 3 - вклад пионных событий - заштрихованная гистограмма.

что последний по эффективности разделения частиц превосходит большинство из них, за исключением наиболее мощного в случае простых гипотез метода

отношения правдоподобия /ОП/, результаты детального сравнения с которым приведены ниже.

Таблица 1

Разделение событий, вызванных протонами и пионами, с помощью методов, основанных на критериях согласия  $\omega_n^2$  и  $\omega_n^3$  / $n = 6$ /

Уровень значимости, %	1	2,5	5	10	Критерий согласия
Доля пионов, выделенных в критической области, от общего их числа, %	10,7	26,8	45,5	67,4	$\omega_n^2$
	23,7	46,5	67,9	88,1	$\omega_n^3$
Примесь протонов среди частиц, выделенных в критической области, %	27,3	27,2	30,1	37,3	$\omega_n^2$
	14,5	17,7	22,8	31,2	$\omega_n^3$

### 3.2. СРАВНЕНИЕ МЕТОДА НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ $\omega_n^3$ И МЕТОДА ОТНОШЕНИЯ ПРАВДОПОДОБИЯ

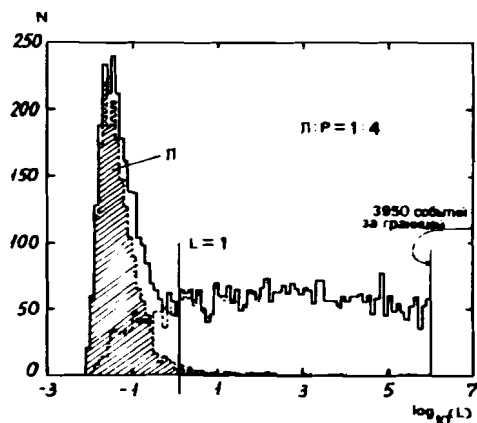
В применении к рассматриваемой задаче в методе отношения правдоподобия для каждого события вычисляется величина<sup>18/</sup>

$$L = \frac{\prod_{i=1}^n y_i^p}{\prod_{i=1}^n y_i^\pi},$$

где  $y_i^p$  - значение функции плотности Ландау при потере протоном энергии  $\Delta E$  в  $i$ -м счетчике,  $y_i^\pi$  - аналогичная величина для пиона. Если  $L \gg 1$ , то событие вызвано регистрацией протона, а если  $L \ll 1$  - пиона. В области  $L \approx 1$  идентифицировать регистрируемую частицу не удастся.

На рис.9 сплошной кривой изображено суммарное распределение случайных величин  $L$  для всех разыгранных событий, пунктирными кривыми представлены распределения, отвечающие отдельно протонным и пионным событиям. В качестве границы, разделяющей события, относящиеся к частицам разного сорта, было взято значение  $L_{кр} = 1$ . По аналогии с критерием  $\omega_n^3$  область, определяемая соотношением  $L > 1$ , считалась допустимой, а  $L < 1$  - критической. По вкладам пионов и протонов в этих областях количественно оценена эффективность метода ОП.

Критическая граница для критерия  $\omega_n^3$  выбиралась таким образом, чтобы ошибки первого и второго рода были примерно одинаковы. Расчет показывает, что такого результата удастся добиться при  $Z_{кр3} \equiv \omega_n^3 = 0,16$ . Результаты сравнения метода, основанного на критерии согласия  $\omega_n^3$ , с методом отношения правдоподобия приведены в табл.2.



Анализ табл.2 показывает, что критерий  $\omega_n^3$  незначительно уступает по мощности методу ОП. Вместе с тем метод,

Рис.9. Распределения случайных величин  $L$ : 1 - сплошная гистограмма - для всех разыгранных событий; 2 - пунктирная гистограмма - вклад протонных событий; 3 - заштрихованная гистограмма - вклад пионных событий.

Таблица 2

Разделение событий, вызванных протонами и пионами, с помощью критерия согласия  $\omega_n^3$  /  $n = 6$  / и метода ОП

Метод	$\omega_n^3$	ОП
Доля протонов от общего их числа в допустимой области, %	91,0	91,7
Доля пионов от общего их числа в критической области, %	88,1	94,5

основанный на критерии  $\omega_n^3$ , обладает следующими преимуществами:

1. Результаты обработки событий, полученные при помощи метода ОП, носят качественный характер; выводы же, сделанные с помощью критерия  $\omega_n^3$ , обоснованы количественно, что является следствием устойчивости этого критерия. Следует отметить, что все рассмотренные в разд.3 традиционные методы также дают лишь качественный результат.

2. В случае, когда анализируемый спектр образован из двух распределений, для разделения событий, принадлежащих разным гипотезам, при помощи критерия  $\omega_n^3$  достаточно знать функцию распределения одной из них; для применения метода ОП необходимы функции плотности обоих распределений /по этой причине метод ОП нельзя использовать в задаче идентификации двузарядных частиц, рассмотренной в разд.2, поскольку невозможно определить параметры распределений ионизационных потерь для этих частиц/.

3. Новый метод позволяет разделять вклады любого числа парциальных распределений путем последовательного их выделения из результирующего спектра, в то время как метод ОП применим лишь для частного случая двух распределений; поэтому метод ОП неприменим к задаче идентификации однозарядных частиц /см. разд.2/, так как анализируемые спектры образованы распределениями  $p$ ,  $d$  и  $t$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен статистический метод идентификации релятивистских заряженных частиц по измерениям ионизационных потерь или времен пролета одновременно в нескольких регистри-



рующих устройствах физической установки на основе критерия согласия  $\omega_n^3$ . Описанная методика разделения частиц разных сортов использовалась при идентификации вторичных заряженных частиц от фрагментации  $\alpha$ -частиц высокой энергии на ядрах мишени, что позволило надежно разделить события, в том числе и редкие, связанные с образованием различных одно- и двузарядных частиц. Путем численного эксперимента проведено сравнение метода на основе критерия  $\omega_n^3$  с традиционными методами идентификации заряженных частиц  $^{187}$ , а также с методом, основанным на критерии согласия  $\omega_n^2$ . Новый метод превосходит по эффективности идентификации частиц как большинство традиционных методов, так и метод, использующий критерий  $\omega_n^2$ , но уступает, хотя и незначительно, наиболее мощному в случае простых гипотез методу отношения правдоподобия, обладая, однако, по сравнению с последним рядом преимуществ.

Авторы считают приятным долгом поблагодарить профессора Е.П.Жидкова за постоянный интерес к данным исследованиям, а также Г.А.Ососкова за критические замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fabian S.W., Fischer H.G. CERN - EP/80, Geneva, 1980.
2. Мякенькая Г.С., Часников И.Я. - Идентификация заряженных частиц по ионизации в плотных средах. Алма-Ата: Наука, 1983.
3. Nagata K. - Nucl. Instr. and Meth., 1970, 77, p.218.
4. Braunschweig W., Konigs E., Sturm W. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1976, 134, p.261.
5. Григоров Н.Л., Кондратьева М.А. Рапопорт И.Д. - Космические лучи. Практикум по ядерной физике, вып.2. М.: ГИФМЛ, 1962.
6. Landau L. - J.Phys., 1944, vol.8, No.4, p.201.
7. Вавилов П.В. - ЖЭТФ, 1957, 32, с.920.
8. Ramana Murty P.V., Demeester G.D. - Nucl. Instr. and Meth., 1967, 56, p.93.
9. Тюрин Ю.Н. - Непараметрические методы статистики. М.: Знание, 1978.
10. Зрелов П.В., Иванов В.В. - ОИЯИ, P10-86-812, Дубна, 1986.
11. Ажгирей Л.С. и др. - ОИЯИ, P1-86-728, Дубна, 1986.
12. Словинский Б., Мулас Э., Жмыров В.Н. - ОИЯИ, P10-86-832, Дубна, 1986.
13. Ludlam T. et al. - Phys. Rev. D, 1973, v.8., No.5, p.408; Phys. Lett., 1974, v.48B, No.5, p.449; Phys. Rev. D, 1977, v.16, No.1, p.100.

14. Зрелов П.В., Иванов В.В. - ОИЯИ, P10-88-321, Дубна, 1988.
15. Зрелов П.В., Иванов В.В. - ОИЯИ, P10-89-577, Дубна, 1989.
16. Steven P., - Ahlen. Rev. of Modern Phys., 1980, vol.52, No.1, p.121.
17. Ажгирей Л.С. и др. - В кн.: Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.83.
18. Ажгирей Л.С. и др. - ОИЯИ, 13-86-52, Дубна, 1986.
19. Ажгирей Л.С. и др. - ОИЯИ, P1-85-749, Дубна, 1985.
20. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. - Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977.
21. Словинский Б., Мулас Э., Жмыров В.Н. - ОИЯИ, P1-87-51, Дубна, 1987.
22. Kolbig K.S., Schorr B. - Comp. Phys. Com., 1984, 31, p.97.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 октября 1989 года.