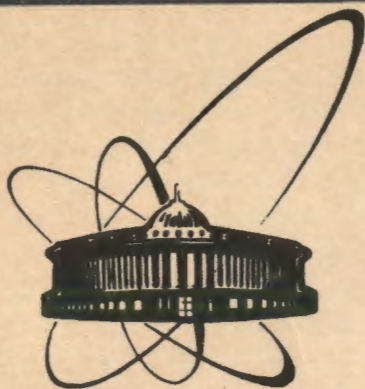


91-554



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P1-91-554

**О.П.Гаврищук, Р.В.Еремеев, М.Г.Кадыков,  
В.К.Семенов\*, А.Б.Шалыгин, А.Н.Юкаев**

**ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ  
В АДРОННОМ СЭМПЛИНГ-КАЛОРИМЕТРЕ  
ЯЧЕИСТОГО ТИПА**

Направлено в журнал "Приборы и техника эксперимента"

\*Институт физики высоких энергий, Протвино

**1991**

Известно, что с помощью годоскопических адронных калориметров можно не только измерять энергию и координаты частиц, но и эффективно разделять адроны и электроны ( $\gamma$ -кванты) даже при довольно большом размере отдельной его ячейки /1/. Метод разделения основан на различии продольного и (или) поперечного развития адронного и электромагнитного ливня в веществе калориметров. Измерение продольного профиля ливня требует большого числа каналов регистрации и увеличения объема аналогово-цифровой электроники. С другой стороны, в годоскопических калориметрах с мелкой ячейкой поперечная структура ливня измеряется автоматически.

В настоящей работе исследовалась эффективность регистрации электронов и адронов в модульном сэмплинг-калориметре с размером ячейки  $75 \times 75$  мм. Конструкция модуля и технология изготовления его элементов описаны в работе /2/. Измерения проведены в пучках  $\pi$ -мезонов и электронов с энергиями соответственно 40 и 26.6 ГэВ, выведенных в канал 2А ускорителя У-70. Исследования проведены на матричной сборке  $6 \times 6$  модулей. Идентификация частиц осуществлялась с помощью метода, основанного на различии распределений энергосыделения адронных и электромагнитных ливней в поперечном направлении (профиля ливня). Проведен анализ зависимости дисперсии профиля и его формы от места положения оси ливня в ячейке и её размера, сорта и энергии частиц.

Регистрация ливня в калориметре с ячейками конечного размера приводит к искажению истинного профиля ливня. Это происходит за счет интегрирования энергосыделения по конечной области детектора. Математически регистрируемый профиль ливня можно представить в виде свертки истинного профиля с ячейками годоскопической структуры калориметра /3,4/. Причём результирующая функция будет зависеть от координаты оси ливня в ячейке. Обычно одномерный истинный профиль адронного ливня представляется функцией  $f(x)$  (П.1), (рис.1, кривая 1). Регистрируемый профиль адронного ливня  $P(x)$  (П.2) представляется свёрткой функции  $f(x)$  с ячейкой калориметра.

В ячеистом калориметре матричного типа удобно представлять результаты в ортогональных проекциях  $(x, y)$ . Плотность энергосыделения  $(\Delta E / \Delta x)$  в ячейке определяется как сумма сигналов моду-

Физический институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

лей, расположенных в виде столбца ( $y$ -зависимость) или строки ( $x$ -зависимость) в матричной сборке и нормируется на полное энерговыделение калориметра. На рис.1 приведены зависимости плотности энерговыделения ( $\Delta E/\Delta x$ ) в годоскопической ячейке калориметра с планарной структурой от расстояния между её центром и осью ливня. Здесь же кривыми 2,3 показаны результаты фитирования экспериментальных данных функцией  $P(x)$  с полученными при этом параметрами (П.2) и (П.4). Зависимости на рис.1 дают представление о конкретных реализациях распределения энерговыделения по ячейкам калориметра при изменении координаты точки попадания адрона в ячейку и об искажениях истинного профиля в реальном калориметре.

Наблюдаемое с увеличением энергии сужение адронного ливня (П.2) объясняется в приосевой области ростом вклада  $\pi^0$ -мезонов и соответствующим увеличением электромагнитной компоненты /5,6/, а на периферии - уменьшением угла разлёта частиц в ядерном каскаде /7/. В приосевой области одномерного профиля ливня происходит суммирование энерговыделений от керна и гало. Можно разделить эти вклады следующим образом. Воспользуемся радиальным распределением энерговыделения ( $F(r)$ ) в адронном ливне /4/, заданном в виде (П.1), но от радиальной переменной. Параметры этого распределения получим путём фитирования одномерных профилей  $f(x)$ , проинтегрированных по одной из координат распределением  $F(r)$ . Зависимости значений параметров  $F(r)$  от энергии приведены в Приложении (П.6). Интеграл от быстро спадающей компоненты с использованием значений этих параметров даёт оценку величины вклада электромагнитной составляющей (П.7) в полное энерговыделение. На рис.2 приведены результаты вычислений по (П.7) с использованием (П.6) в сравнении с расчётными данными /6/ (кривые 1 и 2). Энергетическая зависимость отношения энерговыделений от электромагнитной компоненты к полному показана кривой 1 ( $3+8.09\ln E$ ), а кривая 2 ( $5+9.2\ln E$ ) получена аналогично, но с нормировкой на полное энерговыделение за вычетом энергетических потерь фрагментов, испарительных протонов и нейтронов. Наши оценки довольно хорошо согласуются с расчётом, если учесть неопределённость в эффективности регистрации отдельных компонент ядерного каскада /4/.

На рис.3 представлены зависимости среднеквадратичного отклонения регистрируемого одномерного профиля ливня ( $\sqrt{D} = \sqrt{D_x + D_y}$  -

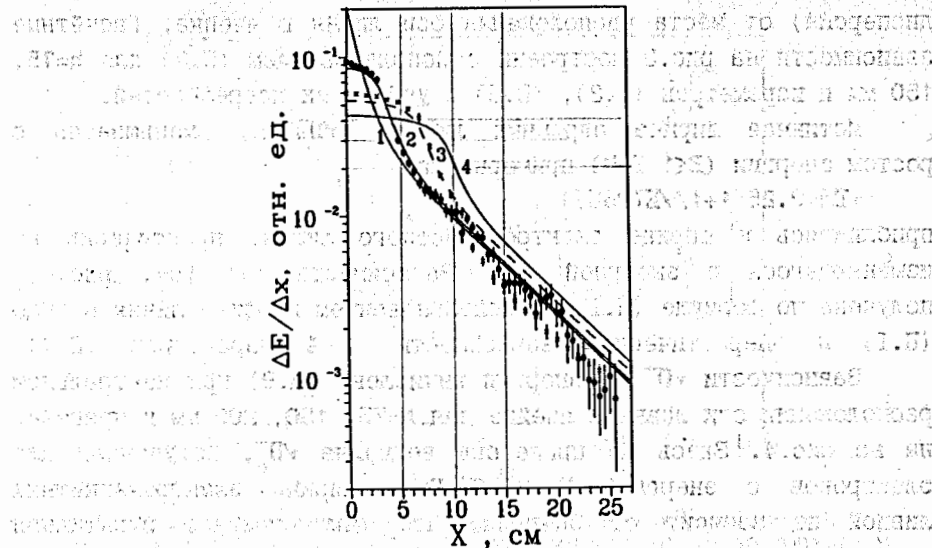


Рис.1. Зависимости плотности энерговыделения  $\Delta E/\Delta x$  (профиль ливня) в калориметре от расстояния  $x$  между центром ячейки и осью ливня. Сплошные линии: 1- $f(x)$  (П.1)-истинный профиль ливня; 2,3- фит по формуле (П.2) для  $h=75, 150$  мм; 4- расчёт по формуле (П.2) для  $h=200$  мм. Точки:  $\circ$ - $h=75$  мм,  $\times$ - $h=150$  мм /8/.

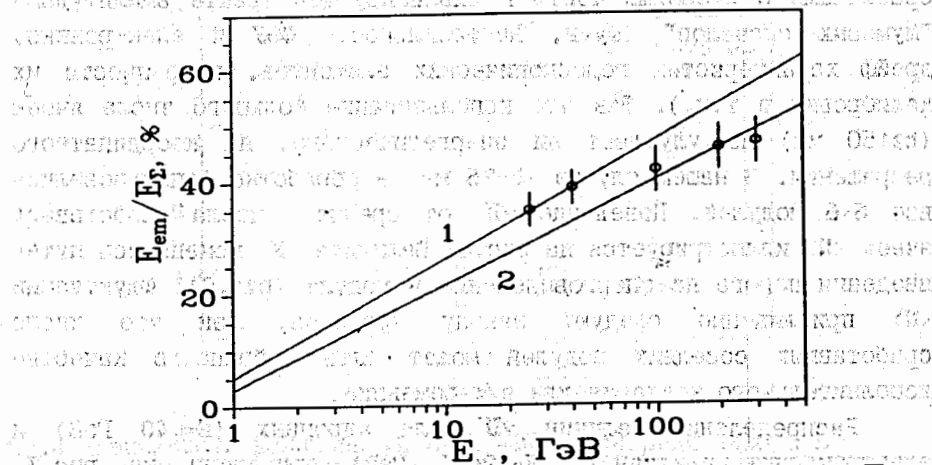


Рис.2. Зависимость вклада электромагнитной составляющей  $E_{em}/E_T$  в полное энерговыделение адронного ливня ( $E_T$ ) от энергии  $E$  (кривая 1). Кривая 2 - то же, что и 1, но с нормировкой на полное энерговыделение за вычетом энергетических потерь фрагментов, испарительных протонов и нейтронов. Точки - результаты вычисления по (П.7) и (П.6).

дисперсия) от места расположения оси ливня в ячейке. Расчётные зависимости на рис.3 построены с использованием (П.2) для  $h=75, 150$  мм и параметров (П.3), (П.5) с учётом их погрешностей.

Истинная ширина адронных ливней ( $\sqrt{D_{л}}$ , см) уменьшается с ростом энергии ( $E < 1$  ТэВ) примерно как

$$\sqrt{D_{л}} \approx 2.25 [1 + 1/\sqrt{E(\text{ТэВ})}] \quad (4)$$

приближаясь к ширине электромагнитного ливня, практически не изменяющегося с энергией /7/. Зависимость (4) (см. рис.4) получена по формуле (П.11) с использованием профиля ливня в виде (П.1) и энергетической зависимости её параметров (П.4).

Зависимости  $\sqrt{D}$  от энергии вычислены (П.9) при центральном расположении оси ливня в ячейке для  $h=75, 150, 200$  мм и приведены на рис.4. Здесь же приведена величина  $\sqrt{D_e}$ , полученная для электронов с энергией  $E_e = 26.6$  ГэВ. Ширина электромагнитных ливней не зависит от энергии, что демонстрирует пунктирная кривая, проведённая через эту точку. Отличие экспериментальных данных /8,9/ от расчёта может быть отнесено на счёт ограничения числа сработавших ячеек (3\*3) в районе максимума энерговыделения ливня. Амплитуды сигналов в периферийных ячейках становятся сравнимыми с имеющими место в анализирующем тракте амплитудами "шумовых сигналов" (шумы, нестабильность ФЭУ и электроники, дрейф характеристик годоскопических элементов, погрешности их калибровки и т.п.). Так что использование большего числа ячеек ( $h \geq 150$  мм) не улучшает ни энергетического, ни координатного разрешения. В нашем случае ( $h=75$  мм) в обработке использовались все 6\*6 модулей. Поведение  $\sqrt{D}$  от среднего числа сработавших ячеек  $\langle N \rangle$  иллюстрируется на рис.5. Величина  $\langle N \rangle$  изменялась путём введения порога на энерговыделение в модуле (рис.6). Флуктуации  $\langle N \rangle$  приближенно следуют закону Пуассона, так что число сработавших соседних модулей может быть выбрано в качестве дополнительного критерия для  $e/\pi$ -режекции.

Распределения величин  $\sqrt{D}$  для адронных ( $E_{л}=40$  ГэВ) и электромагнитных ливней ( $E_e=26.6$  ГэВ) приведены на рис.7. Средние значения подобных распределений приведены на рис.3. Величины среднеквадратичных отклонений распределений на рис.7 задают точность оценок при определении с помощью метода моментов /10/ координат и энергий ливней, перекрывающихся в калориметре.

Разница поперечных размеров адронных и электромагнитных

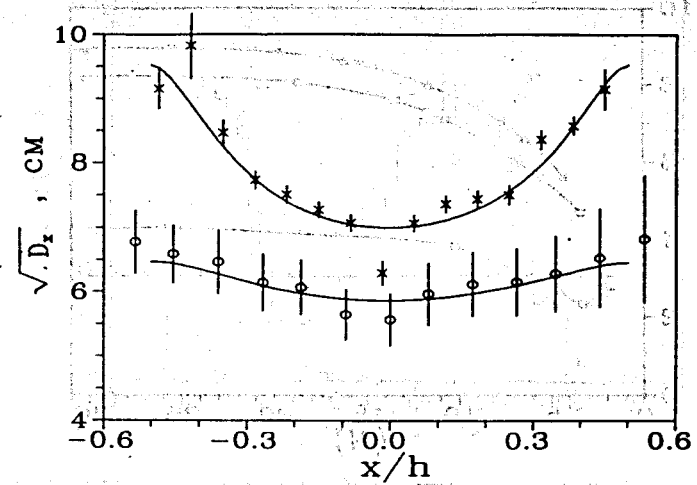


Рис.3. Зависимости полуширины адронного ливня  $\sqrt{D_x}$ , измеренного калориметром с размером ячейки  $h$ , от координаты входа адрона в ячейку ( $x$ ). Экспериментальные точки:  $\circ$ - $h=75$  мм,  $\times$ - $h=150$  мм /8/. Расчётные зависимости - формула (П.9).

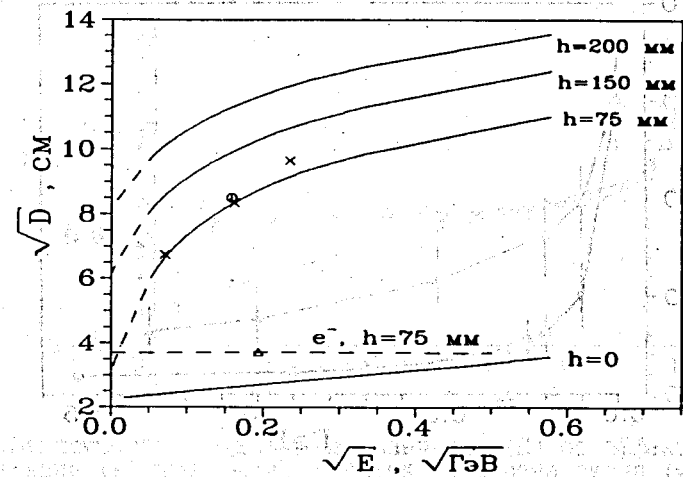


Рис.4. Зависимости величины  $\sqrt{D} = \sqrt{D_x + D_y}$  от энергии адрона  $E$ . Сплошные кривые - расчётные зависимости:  $\sqrt{2D_x}$  - формула (П.9) для  $\langle x \rangle = 0$  и  $h=75, 150$  и  $200$  мм;  $\sqrt{D_{л}}$  - формула (П.11) при  $h=0$  (или (4) см. текст). Пунктир - экстраполяция сплошных кривых в точку  $1/\sqrt{E}=0$  и  $\sqrt{D} = \sqrt{2D_{эч}}$ . Точки:  $\circ$ - $\pi$ -мезон,  $\Delta$ - $e^-$  (настоящая работа  $h=75$  мм);  $\times$ - $\pi$ -мезон,  $h=200$  мм /9/.

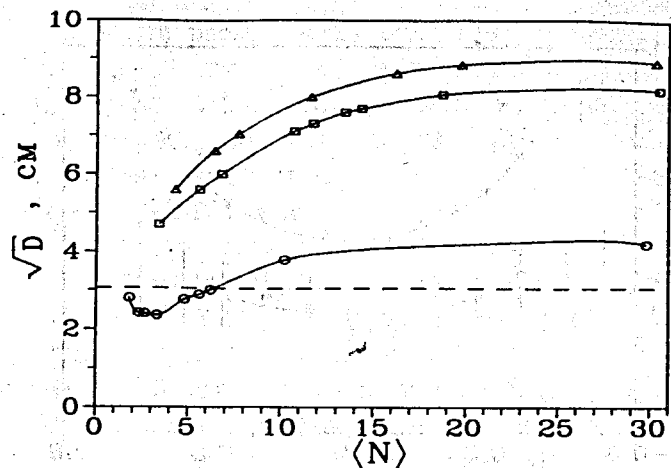


Рис.5. Зависимость величины  $\sqrt{D}$  от числа сработавших ячеек  $\langle N \rangle$ .  $\pi$ -мезоны 40 ГэВ:  $\Delta$ - $x=0.25h$ ,  $\square$ - $x=0$ ; электроны 26.6 ГэВ:  $\circ$ - $x=0.25h$ . Пунктир -  $\sqrt{D}_{\text{яч}}=h^2/12$ .

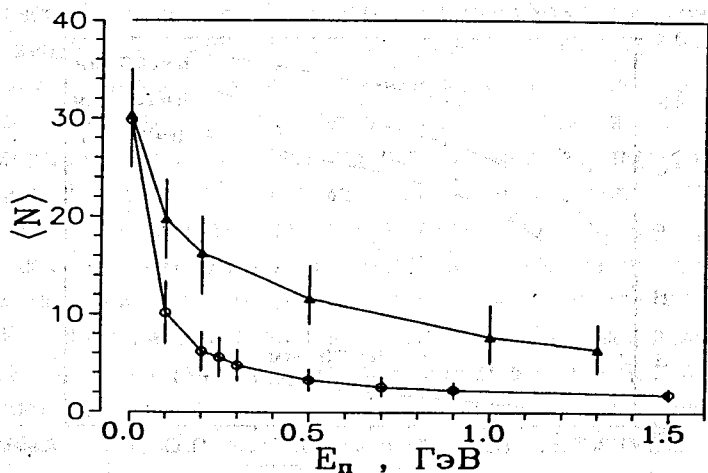


Рис.6. Зависимость среднего числа сработавших ячеек  $\langle N \rangle$  от порога на энерговыделение в модуле ( $E_{\text{п}}$ ). Точки:  $\Delta$ - $\pi$ -мезоны 40 ГэВ;  $\circ$ -электроны 26.6 ГэВ. Вертикальные линии - среднеквадратичные отклонения распределений  $N$ .

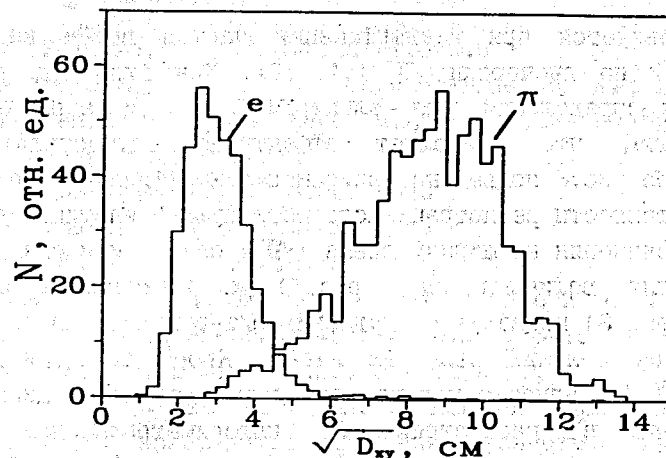


Рис.7. Распределение величин  $\sqrt{D}$  в адронном калориметре с ячейкой  $h=75$  мм при облучении электронами  $E_e=26.6$  ГэВ и  $\pi$ -мезонами  $E_{\pi}=40$  ГэВ в центральной области.

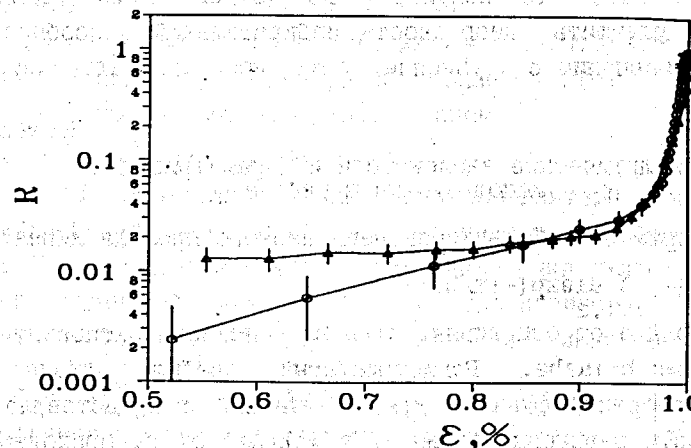


Рис.8. Зависимость коэффициента режкции ( $R$ ) от эффективности регистрации ( $\epsilon$ ) при отборе событий по ширине ливня ( $\sqrt{D}$ ) в адронном калориметре с ячейкой 75 мм.  $\pi$ -мезоны 40 ГэВ:  $\Delta$ - $R(\epsilon_{\pi})=\epsilon_{\pi}/\epsilon_{\pi}$ ; электроны 26.6 ГэВ:  $\circ$ - $R(\epsilon_e)=\epsilon_{\pi}/\epsilon_e$ .



ливней используется при идентификации частиц путём введения отбора ливней по дисперсии  $\sqrt{D}/1,11,12/$ . Как видно из рис.7, перекрытие распределений для электронов (e) и адронов ( $\pi$ ) довольно мало, что позволяет эффективно осуществлять их разделение. На рис.8 приведена зависимость коэффициента режекции (R) от эффективности регистрации соответствующей частицы ( $\epsilon$ ) при введении ограничения на ширину ливня ( $\sqrt{D}$ ) сверху или снизу.

Флуктуации величины  $\sqrt{D}$  (рис.7) и зависимость  $e\theta$  от координаты (рис.3) приводят к ухудшению e/ $\pi$ -режекции на границах модулей и при больших размерах ячеек. Кроме того, истинная ширина ливней (4) заметно меньше наблюдаемых размеров дисперсий (П.9) ливней в рассматриваемых калориметрах даже для центрального расположения оси ливня в ячейке. Поэтому эффективность пространственного разделения с их помощью перекрывающихся в пространстве ливней в основном определяется размером ячейки при слабой энергетической зависимости (рис.4). Следует отметить, что использование мелкой ячейки позволяет значительно улучшить однородность избирательной способности по площади по сравнению с крупноячейстыми адронными калориметрами.

#### Приложение

Аналитические зависимости и параметризации, используемые в работе

Рассмотрим случай двухэкспоненциального профиля ливня:

$$f(x) = \frac{1}{2B} \times \sum_{i=1,2} a_i \exp(-|x/b_i|) \quad (П.1)$$

где  $x$  - расстояние от оси ливня,  $b_1$  и  $b_2$  - наклоны экспонент (см),  $a_1+a_2=1$ ,  $B=a_1b_1+a_2b_2$ . Регистрируемый профиль ливня  $P(x)$  получается свёрткой функции  $f(x)$  с ячейкой и представляется в виде плотности энерговыделения ( $P(x)=\Delta E/\Delta x$ ) от  $x$ , приходящегося на ячейку с размером  $h$  в следующем виде:

$$P(x) = \frac{1}{hB} \times \sum_{i=1,2} a_i b_i \left( 1 - \exp(-h/2b_i) \text{Ch}(x/b_i) \right), \quad 0 \leq x \leq h/2 \quad (П.2)$$

$$P(x) = \frac{1}{hB} \times \sum_{i=1,2} a_i b_i \exp(-x/b_i) \times \text{Sh}(h/2b_i), \quad x \geq h/2.$$

Значения параметров  $a_1$ ,  $b_1$  определяются из фитирования функцией  $P(x)$  регистрируемого профиля ливня. В нашем случае ( $h=75$  мм) получены следующие значения:

$a_2=0.20 \pm 0.05$ ,  $b_1=1.3 \pm 0.1$ ,  $b_2=7.0 \pm 0.5$ . (П.3)  
Значения параметров в (П.2), определённые по данным /4,13/ в диапазоне энергий 3-300 ГэВ, медленно изменяются с ростом энергии, следуя зависимостям:

$$\begin{aligned} a_2 &= (0.58 \pm 0.04) - (0.062 \pm 0.007) \times \ln E; \\ b_1 &= (2.29 \pm 0.15) - (0.24 \pm 0.03) \times \ln E; \\ b_2 &= (7.30 \pm 0.70) - (0.34 \pm 0.15) \times \ln E. \end{aligned} \quad (П.4)$$

Наши данные в пределах полученной точности согласуются с описанием (П.4) при энергиях 40 ГэВ (П.2) и 37.5 ГэВ ( $h=150$  мм):

$$a_2=0.10 \pm 0.05, \quad b_1=1.74 \pm 0.20, \quad b_2=7.5 \pm 0.5. \quad (П.5)$$

В отличие от /8/ значения (П.5) получены при использовании полной апертуры калориметра. Значения параметров распределения энерговыделения в двумерном пространстве  $F(r)$ , заданном в виде (П.1), зависят от энергии:

$$\begin{aligned} A_2 &= (0.105 \pm 0.005) - (0.014 \pm 0.001) \times \ln E; \\ B_1 &= (1.40 \pm 0.10) - (0.12 \pm 0.02) \times \ln E; \\ B_2 &= (6.0 \pm 0.5) - (0.26 \pm 0.11) \times \ln E. \end{aligned} \quad (П.6)$$

Параметризация (П.6) получена фитированием результатов /13/.

Энерговыделение в присоединённой области  $F(r)$  относится к полному энерговыделению следующим образом:

$$E_{em}/E_{\Sigma} = A_1 B_1^2 / (A_1 B_1^2 + A_2 B_2^2). \quad (П.7)$$

Это отношение определяет вклад электромагнитной составляющей ( $E_{em}$ ) ядерного каскада в полное энерговыделение ( $E_{\Sigma}$ ) (рис.2).

Зависимость центра тяжести энерговыделения  $f(x)$  ( $\langle x \rangle$  - первый начальный групповой момент /10/ в годоскопической структуре калориметра) от места положения ( $x$ ) оси ливня в ячейке:

$$\langle x \rangle = \frac{h}{2} \times \sum_{i=1,2} a_i \text{Sh}\left(\frac{x}{b_i}\right) / \text{Sh}\left(\frac{h}{2b_i}\right), \quad |x| \leq h/2. \quad (П.8)$$

Среднеквадратичное отклонение (второй центральный групповой момент) регистрируемого одномерного профиля ливня с использованием  $P(x)$  и  $\langle x \rangle$  можно записать (рис.3):

$$\sqrt{D} = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}, \quad (П.9)$$

где второй начальный групповой момент /10/:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{h^2}{2} \times \left( \frac{1}{6} + \sum_{i=1,2} a_i \Phi(b_i) \text{Ch}(x/b_i) / \text{Sh}(h/2b_i) \right), \quad |x| \leq h/2, \quad (П.10)$$

где  $\Psi(\delta) = 1 + 2 / (\exp(\delta) - 1)$ . Дисперсия истинного профиля ливня (II.1) (рис.4):

$$D_x + D_y = 2 * (a_1 b_1^2 + a_2 b_2^2) / B.$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гавришук О.П. и др. Препринт ОИЯИ, PI-91-537, Дубна, 1991.
2. D.Alde et al. Nucl. Instr. and Meth. 1989, v.A276, p.625. Препринт ИФВЭ 88-182, Серпухов, 1988.
3. Вишнеvский Н.К. и др. Препринт ИФВЭ 78-169, Серпухов, 1978; ИТЭ, 1980, №3, 53.
4. Байшев И.С. и др. Препринт ИФВЭ 85-36, Серпухов, 1985.
5. F.Barreiro et al. DESY 89-171, FTUAM-EP-89-08, Hamburg, 1989.
6. Калиновский А.М. и др. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М., Энергоатомиздат, 1985, с.185.
7. Прокошкин Ю.Д. Препринт ИФВЭ 79-148, Серпухов, 1979.
8. О.П.Гавришук и др. Препринт ОИЯИ PI-90-227, Дубна, 1990. А.Н.Алеев и др. Препринт ОИЯИ PI-89-434, Дубна, 1989, ИТЭ №5, 1990, с.60.
9. Aleev A.N. et al. Proceedings of the III-rd Int. Sym. HEXAM-89, Prague, 1989, p.65.
10. Бинон Ф. и др. Препринт ИФВЭ 86-109, Серпухов, 1986.
11. Битюков С.И. и др. Препринт ИФВЭ 81-45, Серпухов, 1981.
12. Давыдов В.А. и др. Препринт ИФВЭ 76-155, Серпухов, 1976.
13. Иванюшенков и др. Препринт ИФВЭ 88-216, Серпухов, 1988.
14. Бинон Ф. и др. Препринт ИФВЭ 82-115, Серпухов, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел

18 декабря 1991 года.