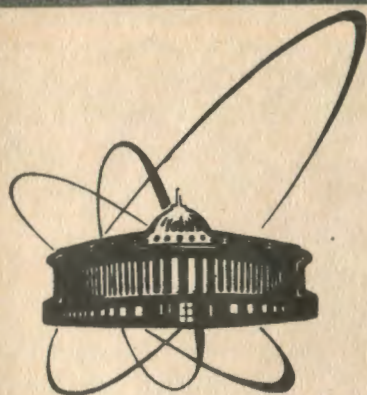


91-36



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P1-91-36

М.Г.Кадыков, В.К.Семенов*

ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ
РАЗРЕШЕНИЕ АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА АК-600

*Институт физики высоких энергий, Протвино

1991

ВВЕДЕНИЕ

В рамках осуществления нейтринной программы на создаваемом в ИФЭ (г.Протвино) комплексе "Меченые нейтрино" (КМН)^{/1/} предполагается также изучение безнейтринных распадов заряженных К-мезонов, а именно:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-,$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0,$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma \text{ и др.}$$

Наибольший интерес в указанных распадах вызывает возможное обнаружение CP-нечетных эффектов, что привело бы к закрытию гипотезы Вольфенштейна^{/2/} о суперслабом взаимодействии. Надо отметить, что до сих пор нарушение CP-инвариантности наблюдалось только в распадах нейтральных К-мезонов^{/3/}, и природа этого нарушения пока неизвестна.

Предполагается также провести проверку μ -е-универсальности (возможно, что в редких распадах $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$ возникнет ее нарушение) и проверку гипотезы о сохранении лептонного числа.

Сложность решения поставленных физических задач предъявляет высокие требования к детекторам КМН, нацеленным на осуществление каонной программы. Это и определило цель настоящей работы - рассмотрение различных факторов, ограничивающих энергетическое разрешение адронного калориметра АК-600 и поиск путей, улучшающих его основные характеристики.

1. КОНСТРУКЦИЯ ОСНОВНОГО МОДУЛЯ АК-600

Основной модуль АК-600 представляет собой сборку типа "сэндвич" из чередующихся слоев железа и сцинтиллятора, помещенную в светозащитный стальной кожух (рис.1). Сорок стальных пластин толщиной 20 мм каждая, прослоенных 5-мм пластинами сцинтиллятора (Sc), образуют счетчик полного поглощения общей толщиной 4.97 ядерных длин для пионов. Сбор сцинтилляционного света осуществляется при помощи световода-смещителя спектра (WLS)^{/4/}, изготовленного из органического стекла толщиной 3 мм, на поверхность которого нанесен тонкий слой переизлучателя. Предусмотрена возможность замены отдельного WLS в матричной сборке без разборки всего детектора. Фотоумножитель ФЭУ-84-3 и делитель расположены в съемном кожухе на заднем торце модуля. В центре передней пластины поглотителя просверлено отверстие, в которое вставлен светодиод АЛ307, засвечивающий первую пластину

сцинтиллятора (сигналы от светодиодов используются в системе мониторинга и калибровки АК-600).

Как показали исследования^{/5/}, основные параметры калориметра позволяют эффективно использовать его для определения координат и энергии адронов в широком диапазоне энергий. В настоящей работе рассматриваются основные факторы, определяющие точность измерения энергии АК-600.

2. ФЛУКТУАЦИИ РЕГИСТРИРУЕМОЙ ЭНЕРГИИ ("СЭМПЛИНГ")

"Сэмплинг"-флуктуации присутствуют всякий раз, когда энергосодержание измеряется не во всем объеме, а только в отдельных областях детектора. Ввиду того, что в спектрометрах полного поглощения типа "сэндвич" основная масса детектора сосредоточена в слоях поглотителя (^{238}U , свинец, железо и др.), а на чувствительные слои (сцинтиллятор, LaG) приходится менее 10% общей массы детектора, вклад флуктуаций невидимой энергии может быть определяющим.

Эмпирическая формула, описывающая "сэмплинг"-флуктуации, имеет вид^{/6/}

$$\frac{\sigma_s}{E} = ct^{\alpha} E^{-0.5},$$

где t - толщина пластины поглотителя или полная толщина слоя поглотителя и чувствительного слоя; α - коэффициент, обычно равный 0.5; c - константа или функция, определяемая материалом детектора.

В работе^{/7/} была построена математическая модель и проведены расчеты методом Монте-Карло в предположении, что активный и пассивный слои играют подобную роль в процессе потерь энергии частицей на ионизацию и развитие ливня. В результате была получена следующая формула для вычисления "сэмплинг"-флуктуаций:

$$\frac{\sigma_s}{E} \sim R^{0.5} E^{-0.5},$$

где $R = \frac{\Delta E_p}{\Delta E_p + \Delta E_d}$, ΔE_d - энергия потерь единичной ионизированной частицы в чувствительном слое, ΔE_p - то же самое в поглотителе.

Далее авторами было проведено сравнение результатов вычислений с имеющимися экспериментальными данными по прямому

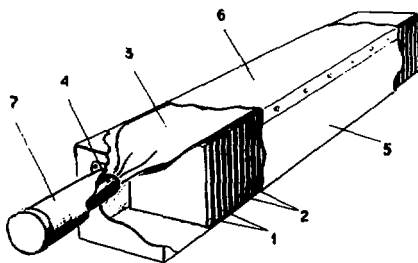


Рис.1. Конструкция модуля адронного калориметра: 1-стальные поглотители $d=20$ мм, 2-пластические сцинтилляторы $d=5$ мм, 3-световод-сместитель спектра, 4-ФЭУ-84-3, 5-корпус модуля, 6-крышка модуля, 7-корпус ФЭУ.

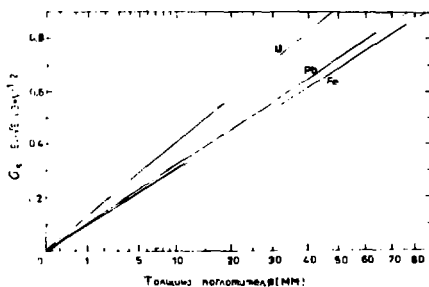


Рис.2. Вклад "сэмплинг"-флуктуаций в полное энергетическое разрешение в зависимости от толщины поглотителя.

измерению "сэмплинг"-флуктуаций. В результате окончательная формула, описывающая флуктуации регистрируемой энергии в калориметрах типа "сэндвич", приобрела следующий вид:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 7.6(\%) R^{0.3} E^{-0.5} = 7.6(\%) \frac{\Delta E_p}{\Delta E_d} E^{-0.5},$$

где ΔE_p и ΔE_d выражено в МэВ, а E в ГэВ.

Учитывая, что АК-600 имеет структуру 2 см Fe + 0.5 см Sc и $\Delta E_{Fe} = 11.6$ МэВ/см, а $\Delta E_{Sc} = 2$ МэВ/см, получаем

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E}}, \quad [E] = \text{ГэВ}.$$

Влияние фактора "сэмплинг"-флуктуаций на разрешение калориметра можно уменьшить путем уменьшения толщины пластин конверторов (соответственно увеличивая их число), т.к. известно^{/7/}, что увеличение толщины пассивного слоя d приводит к ухудшению разрешения как $d^{1/3}$. На рис.2^{/8/} показан вклад флуктуаций регистрируемой энергии в разрешение в зависимости от толщины слоя поглотителя. При этом надо отметить, что слишком тонкая грануляция может привести, во-первых, к увеличению размеров и удорожанию детектора и, во-вторых, к преобладающему вкладу других видов флуктуации, в частности, флуктуаций продольного развития ливня и связанного с ним затухания света в световоде-смесителе (см. п.5).

3. ПРИСУЩИЕ АДРОННОМУ ЛИВНЮ ВНУТРЕННИЕ(ИЛИ ЯДЕРНЫЕ) ФЛУКТУАЦИИ

Энергетическое разрешение для адронов не определяется только "сэмплинг"-флуктуациями, т.к. часть энергии ливня остается недоступной для детектирования(нейтрино, релятивистские мюоны, тяжелые ядерные фрагменты, низкоэнергетичные нуклоны и электроны). В обычных материалах(Fe, Pb, W) недоступна для детектирования также энергия, затраченная на возбуждение ядер вещества(несколько МэВ/нуклон). Все механизмы потерь, связанные с ядерными взаимодействиями между налетающей частицей и ядром мишени зачастую суммируются как потери "энергии развала"(разрушения). Считается, что при упомянутом ядерном взаимодействии в пределах 10^{-22} сек прохождения начальной частицы испускаются быстрые вторичные(каскадные) частицы, а оставшиеся сильно возбужденные ядра "успокаиваются" в пределах 10^{-18} - 10^{-13} сек с испусканием медленных протонов, гамма-квантов и, главным образом, нейтронов. На основании имеющихся

экспериментальных данных по измерению энергетических потерь при расщеплении ядра^{/9/} и проведенных в работах^{/7,10/} расчётов методом Монте-Карло этот вклад в энергетическое разрешение адронного калориметра (где в качестве поглотителя используется Fe) может быть оценен как

$$\frac{\sigma_{int}}{E} = \frac{0.35}{\sqrt{E}}, \quad [E] = \text{ГэВ.}$$

Наиболее подходящий метод улучшения энергетического разрешения адронных калориметров с корректировкой на ядерные флуктуации основан на использовании ²³⁸U в качестве поглотителя^{/10,11/}. Этот изотоп имеет высокое сечение деления для нейтронов в МэВ-ной области, которое точно совпадает с энергетическим диапазоном "испаряющихся" нейтронов. Высвобождающаяся дополнительная детектируемая энергия от деления проявляется главным образом в форме низкоэнергетичных гамма-квантов (~1 МэВ), которые подвергаются комптон-рассеянию в ²³⁸U и LaG. В испытаниях адронного ²³⁸U/LaG калориметра^{/9/} было достигнуто значение $\Delta E/E = 7,6\%$ при энергии π -мезонов 10 ГэВ.

4. СТАТИСТИКА ФОТОЭЛЕКТРОНОВ, ВЫБИВАЕМЫХ ИЗ ФОТОКАТОДА ФЭУ

Вклад в энергетическое разрешение, обусловленный статистикой фотоэлектронов, выбиваемых из фотокатода ФЭУ при регистрации адронных ливней, зависит от энергии следующим образом:

$$\frac{\sigma_{ph.e.}}{E} = \frac{1}{\sqrt{N_0}} \frac{1}{\sqrt{E}}, \quad [E] = \text{ГэВ,}$$

где N_0 – число фотоэлектронов при попадании в модуль адрона с энергией 1 ГэВ.

Число N_0 , главным образом, зависит от правильного подбора спектральных характеристик сцинтиллятора, световода-смещителя спектра и ФЭУ. При оптимальном подборе этих характеристик вклад в энергетическое разрешение калориметра, обусловленный статистикой фотоэлектронов, будет существенно меньше флуктуаций регистрируемой энергии, что было детально показано в работе^{/12/}. На основании имеющихся данных и проведенных исследований был выбран двухкомпонентный литьево-полистирольный сцинтиллятор^{/13/} (концентрация сцинтиллирующих добавок – 1.5% PPO + 0.05% POPS), "зеленый" поверхностный преизлучатель

спектра (в качестве спектросмещающего люминофора использовался 1.5 - дифенил - 3 - стирил - пиразолин) и ФЭУ-84-3 с мультищелочным фотокатодом. Соответствующие спектральные характеристики сцинтилляторов, сместителя спектра и ФЭУ показаны на рис.3.

При измерениях на пучке π^- -мезонов с энергией 40 ГэВ для модуля АК-600 чувствительность калориметра (число фотоэлектронов, выбиваемых из фотокатода ФЭУ) составила $N_0 = (30 \pm 5) \text{ ГэВ}^{-1}$. Таким образом, вклад статистических флуктуаций количества фотоэлектронов в суммарное разрешение выражается следующим образом:

$$\frac{\sigma_{\text{ph. e}}}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E}}, \quad [E] = \text{ГэВ.}$$

5. ФЛУКТУАЦИИ ПРОДОЛЬНОГО РАЗВИТИЯ АДРОННОГО ЛИВНЯ

Важным параметром, также существенным образом влияющим на энергетическое разрешение калориметра, является вклад, связанный с флуктуациями продольного развития адронного ливня и соответствующими им флуктуациями поглощения переизлученного света в WLS из-за конечной прозрачности световода-сместителя. Важно отметить, что этот вклад не зависит от энергии (либо зависимость более слабая, чем $E^{-0.5/6}$).

В предположении, что затухание переизлученного света в световоде-сместителе подчиняется экспоненциальной зависимости и ливень флуктуирует в среднем на одну ядерную длину^{1/6}, вклад флуктуаций продольного развития адронного ливня можно оценить следующим образом:

$$\frac{\sigma_{\text{WLS}}}{E} = 1 - e^{-\frac{kt_0}{\lambda}},$$

где t_0 - ядерная длина детектора в см, λ - длина затухания переизлученного света в световоде-сместителе в см, $k = 0.8 - 1.0$.

С учетом того, что модуль АК-600 имел структуру 2 см Fe + 0.5 см Sc ($t_0 = 22.5$ см), а длина затухания световода, используемого в центральном модуле исследуемой 9-модульной сборки АК-СЭО, составляла ≈ 3 м, было получено следующее значение вклада продольных флуктуаций адронного ливня:

$$\frac{\sigma_{\text{WLS}}}{E} = 0.07.$$

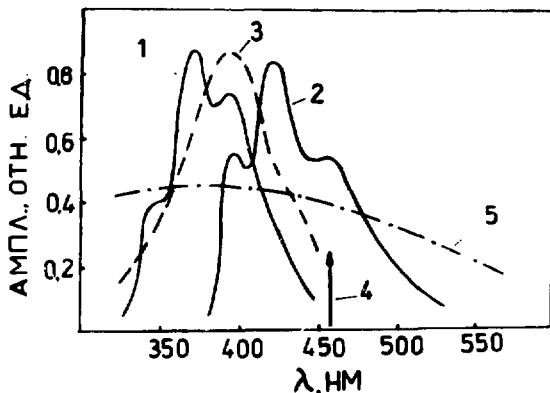


Рис. 3. 1 и 2 - спектры излучения используемых в сцинтиляторе добавок PPO и POPOP, 3 и 4 - спектры поглощения и излучения WLS, 5 - спектральная характеристика ФЭУ-84-3.

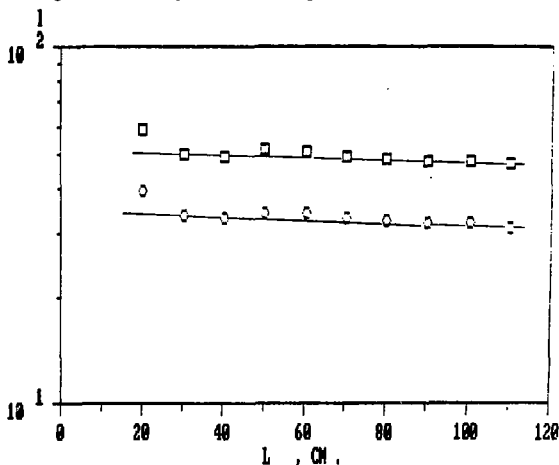


Рис. 4. Зависимость средней амплитуды (I) сигнала в световоде от расстояния между сцинтилятором с β -источником и ФЭУ.

$L=0$ см - координата ФЭУ.

$L=20$ см - первый сцинтилятор модуля.

$L=120$ см - последний сцинтилятор модуля.

Прямая - экспоненциальная зависимость $\exp(L/L_0)$.

○ - световод без зеркала, $L=6$ м.

■ - световод с зеркалом, $L=12$ м.

На основании проведенных измерений можно сделать два основных вывода:

а) для используемой в АК-600 структуры модуля 2 см Fe + 0.5 см Sc флуктуации, определяемые продольным развитием ливня, станут больше флуктуаций регистрируемой энергии при $E_n \leq 100$ ГэВ даже при $\lambda=8$ м. Этот факт определяет оптимальный энергетический диапазон применения АК-600.

б) При энергии π^- -мезонов 40 ГэВ целесообразно использовать световоды-сместители с $\lambda \geq 2.5$ м, т.к. в противном случае флуктуации продольного развития ливня также становятся больше флуктуаций регистрируемой энергии.

Надо отметить, что процесс нанесения на световод спектросмещающего покрытия технологически довольно сложен. Различная толщина слоя осажденного люминофора, а также некоторые отклонения в площади поперечного сечения WLS и применение различных марок оргстекла в качестве основы приводят к широкому разбросу в значениях длин поглощения^{/14/}. Покрашенные на настоящий момент сместители спектра имеют длины поглощения от 1 до 10 м, причем не всегда кривые затухания имеют экспоненциальный характер, что тоже приводит к увеличению вклада продольных флуктуаций в энергетическое разрешение. В рабочем варианте модуля было применено оборачивание сместителя спектра алюминизированным майларом с противоположной сцинтилляторам поверхности и с "зеркалом" на противоположном от ФЭУ торце. На рис.4 показаны результаты измерений токовым методом затухания переизлученного света в WLS в зависимости от расстояния между сцинтиллятором с β -источником и ФЭУ. Видно, что применение зеркального отражателя на противоположном от ФЭУ торце световода приводит к существенному увеличению длины затухания, что, в свою очередь, приводит к уменьшению вклада продольных флуктуаций. Дальнейшее уменьшение этого вклада возможно также за счет использования между сцинтилляторами и световодом нейтрального компенсирующего светофильтра (фотопленка, засвеченная по длине по экспоненциальному закону) или масок из материалов с различным коэффициентом отражения^{/15,16/}.

6. ФЛУКТУАЦИИ ПЕРЕИЗЛУЧЕННОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА

Одним из недостатков ячеистых конструкций типа "сэндвич" с WLS является наличие так называемых "горячих зон", обусловленных большим вкладом черенковского излучения в световодах-сместителях спектра. Возможность замены отдельного WLS без разборки всего

детектора, предусмотренная в конструкции модуля АК-600, позволила провести измерения прямого вклада черенковского излучения от частиц ливня, пересекающих световод-смеситель, в энергетическое разрешение калориметра^{/17/}.

Максимальный вклад в энергетическое разрешение, связанный с черенковским излучением σ_{ch}/A_{ch} , составлял от 2 до 6% для разных WLS при $E = 40$ ГэВ. Величина σ_{ch}/A_{ch} быстро уменьшается и на расстоянии 2 см от оси ливня до WLS составляет половину от наибольшего значения.

Вклад в энергетическое разрешение от черенковского излучения, возникающего в WLS, можно представить следующим образом:

$$\frac{\sigma_{ch}}{E} = \frac{\sigma_1(X)}{\sqrt{E}}, \quad [E] = \text{ГэВ},$$

где $\sigma_1(X)$ — зависимость флуктуаций черенковского света в световоде-смесителе спектра от координаты точки входа адрона в детектор.

Максимальный вклад черенковского излучения при попадании адрона в область WLS составит

$$\frac{\sigma_{ch}}{E} = \frac{0.38}{\sqrt{E}}, \quad [E] = \text{ГэВ}.$$

Учитывая, что размер ячейки АК-600 составляет 15×15 см², можно сделать вывод, что наличие небольших "горячих зон" не окажет существенного влияния на характеристики детектора в целом. В целях дальнейшего уменьшения паразитного черенковского излучения можно рассмотреть возможность использования пленочных переизлучателей, нанесенных на световод, в который введены добавки с границей области поглощения 450–480 нм. Авторы работы^{/15/} утверждают, что это позволит еще в 1.5–2 раза уменьшить неоднородность отклика.

7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ Э МОДУЛЬНОГО ПРОТОТИПА АК-600

Энергетическое разрешение адронного калориметра АК-600 с учетом формул п.п.2,3,4,5,6 можно представить следующим образом в зависимости от энергии падающего адрона:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left[\frac{\sigma_a^2}{E} + \frac{\sigma_{int}^2}{E} + \frac{1}{N_0 E} + \frac{\sigma_1^2(X)}{E} + \frac{\sigma_{WLS}^2}{E^2} \right]^{1/2}, \quad [E] = \text{ГэВ},$$

что соответствует для адрона с энергией 40 ГэВ следующим значениям отдельных факторов:

- флуктуации регистрируемой энергии (см.п.2):

$$\frac{\Delta E_s}{E} = 8,3\%.$$

- флуктуации ядерных взаимодействий (см. п.3):

$$\frac{\Delta E_{int}}{E} = 5,5\%.$$

- флуктуации продольного разытия ливня и поглощение переизлученного света в световоде-сместителе ($\lambda=3$ м, см.п.5):

$$\frac{\Delta E_{WLS}}{E} = 7\%.$$

- статистика фотоэлектронов (см.п.4):

$$\frac{\Delta E_{ph.e.}}{E} = 2,8\%.$$

- флуктуации черенковского света от пересекающих WLS частиц адронного ливня (см.п.6):

$$\frac{\Delta E_{ch.}}{E} = 6\%.$$

Сумма перечисленных вкладов составляет 12,5% в центре и 14% на краю модуля. Экспериментальные значения^{15/} энергетического разрешения составляют соответственно 12,4% и 18%.

Надо отметить хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными в центре модуля. Различие в абсолютных значениях в области сместителя спектра следует отнести к "эффекту щелей" и наличию зоны неэффективности из-за толщины стенок кожуха Δ на стыке соседних модулей в сборке (4мм-область WLS, 3мм- Δ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В представленной работе детально исследованы основные факторы, ограничивающие энергетическое разрешение адронного калориметра АК-600. Полученная расчетная кривая $\Delta E/E$ в зависимости от точки попадания адрона в ячейку детектора хорошо совпадает с экспериментальными данными, полученными на пучке π^- -мезонов с энергией 40 ГэВ.

Литература

1. Денисов С.П. Пучки мюонных нейтрино - новый шаг в методике нейтринных исследований. Текст лекций.
М.: Изд-во МИФИ, 1984.

2. Wolfenstein L, Phys. Rev. Lett., v.13, p.562, 1962.
3. Christenson et al., Phys. Rev.Lett. v.13, p.138, 1964.
4. Дацик В.С. и др. Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Органические люминофоры и их применение в народном хозяйстве" Харьков, 1984, с.52.
5. Гавришук О.П. др., Препринт ОИЯИ 90-227, Дубна, 1990.
6. Iwata S., DPNU-3-79, A Review to Tristan Workshop, Nagoya University, 1979.
7. Vovenko A.S. et al., Препринт ИФЭЭ 81-83, Серпухов, 1981, NIM, v.212, p.155, 1983.
8. Wigmans R., CERN-EP/86-141, 1986.
9. Fabjan C.W. et al., NIM, 141(1977)61.
10. Amaldi U. CERN-EP/80-212, 1980.
11. Abramowicz H. et al., CERN-EP/80-188, 1980.
12. Краснокутский Р.Н. и др., Препринт ИФЭЭ 84-182, Серпухов, 1984.
13. Кадыков М.Г. и др., Препринт ОИЯИ 13-90-16, Дубна, 1990.
14. Буянов В.М. и др., Препринт ИФЭЭ 89-45, Серпухов, 1989.
15. Васильев А.Н. и др., Препринт ИФЭЭ 82-62, Серпухов, 1982.
16. Какауридзе Д.Б. и др., Препринт ИФЭЭ 83-111, Серпухов, 1983.
17. Гавришук О.П. и др., Препринт ОИЯИ P1-90-295, Дубна, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 января 1991 года.