

ПАРМЕТР — НОВЫЙ ТИП МЮОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

Р. П. Кокоулин, А. А. Петрухин

Московский инженерно-физический институт, Москва

Рассматриваются физические основы метода парметра и результаты его теоретического описания на основе идеализированной модели. Анализируются проблемы, возникающие при переходе к реальному парметру, и результаты экспериментальных работ по реализации метода. Обсуждаются предложения по использованию парметра в планируемых экспериментах в космических лучах и на ускорителях в ТэВ-ной области энергий.

Physical grounds of the pair meter technique and basic results of a theoretical consideration of its idealized mathematical model are described. Problems concerning a real structure of the pair meter and experimental results related to the realization of the technique are analysed. Possibilities of pair meter applications in future cosmic ray and accelerator experiments in the TeV energy range are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Измерение энергии частиц является важнейшим элементом исследований в современной физике. В настоящее время среди известных методов измерения энергии электронов, фотонов, адронов доминирующее положение занимают спектрометры полного поглощения — электромагнитные и адронные калориметры. С ростом энергии частиц использование этого метода становится все более широким, так как энергетическое разрешение при этом улучшается, а продольные размеры калориметров увеличиваются с энергией лишь логарифмически.

Иначе обстоит дело с измерением энергии мюонов. Использование спектрометров полного поглощения в этом случае нереально, поскольку их толщина составила бы десятки тысяч радиационных единиц. В свою очередь применение методов измерения энергии, используемых в области десятков и сотен гигаэлектрон-вольт (магнитные спектрометры, регистрация переходного или черенковского излучения), при переходе к энергиям 10^3 — 10^4 ГэВ и выше сталкивается с серьезными трудностями принципиального или технического характера. Так, необходимые размеры детекторов переходного излучения для достижения заданной точности измерений линейно растут с увеличением энергии; процедура восстановления импульса мюона в маг-

нитном спектрометре, помимо требования прецизионного измерения угла отклонения, осложняется наличием электрон-фотонного сопровождения мюона, вероятность появления которого при указанных энергиях составляет десятки процентов. Отмеченные трудности особенно ощутимы при изучении характеристик потока мюонов космических лучей, где продвижение на порядок по энергии требует не только десятикратного повышения максимального измеримого импульса, но и увеличения светосилы установки примерно в 500 раз из-за круто падающего спектра.

В этой связи весьма перспективным представляется метод измерения энергии мюонов по многократному образованию вторичных каскадных ливней в толстых слоях вещества, образующихся в основном за счет процесса прямого рождения электрон-позитронных пар (откуда и происходит современное название метода — парметр). Идея этого метода, не имеющего принципиальных ограничений сверху на измеряемые энергии мюонов, была предложена 30 лет назад [1]. Эффективное сечение образования пар с передачей энергии выше некоторого порога ϵ_0 существенно растет с энергией мюона E [приблизительно как $\ln^2(2mE/\mu\epsilon_0)$, где m и μ — массы электрона и мюона], и при $E \gtrsim 10^3$ ГэВ значительно превосходит сечения других процессов взаимодействия мюона. Суммарные потери энергии на образование пар в ТэВ-ной области прямо пропорциональны E , причем, в отличие от тормозного излучения, потери происходят малыми порциями (10^{-3} — 10^{-1} от энергии мюона). Регистрация тем или иным способом числа взаимодействий в слое или потерь энергии (dE/dx) на образование пар дает возможность восстановления энергии мюона.

Поиску путей реализации метода уже в первые годы было посвящено большое количество расчетно-теоретических работ [2—10]. Предпринимались и попытки его экспериментального использования на существующих и вновь создаваемых установках в космических лучах [11—15], среди которых следует выделить применение искрового калориметра для изучения энергетических характеристик групп мюонов под землей [11, 12]. В дальнейшем эта методика широко использовалась для изучения энергетических характеристик мюонов космических лучей [16—26].

В целом перечисленные работы, хотя и не позволили получить полной картины возможностей парметра (в первую очередь, из-за недостаточных размеров экспериментальных установок — 3—8 слоев поглотителя при полной толщине до 100 рад. ед.), внесли существенный вклад в понимание нового метода измерения энергии мюонов.

Новый этап в развитии метода парметра открыли работы [27, 28], в которых впервые был правильно определен порядок толщины вещества, необходимой для оценки энергии индивидуальных мюонов (сотни — тысячи рад. ед.). Эти работы послужили толчком к созданию первого реалистичного прототипа парметра в комплексе МЮТРОН [29—31], а предложенная в них математическая модель

парметра (в виде толстого слоя вещества, способного регистрировать все взаимодействия мюона с передачей энергии выше некоторого порога), оказалась весьма удобной для развития количественной аналитической теории метода [32—36]. Из позднейших экспериментальных исследований, наряду с парметром МЮТРОН [31], следует выделить результаты, полученные на Арагацком искровом калориметре [24—26, 37]. В обоих случаях многослойные детекторы мюонов входили в состав комплексов установок, включающих магнитные спектрометры, что позволило получить важные количественные результаты, касающиеся различных методов восстановления энергии мюона в парметре, и проверить адекватность используемых теоретических моделей [37, 38].

В настоящее время растущий интерес к методу парметра связан с разработкой и созданием новых крупномасштабных установок в различных областях физики высоких энергий, как для экспериментов в космических лучах (ДЮМАНД [39—44], АНИ [45—46] и др. [47—48]), так и на ускорителях, вступающих в ТэВ-ную область энергий [49].

Целью данного обзора является краткое изложение основных итогов теоретического и экспериментального исследования метода парметра, а также рассмотрение некоторых вариантов применения парметра для решения конкретных экспериментальных задач.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА ПАРМЕТРА

Основными процессами взаимодействия мюонов высокой энергии, приводящими к образованию вторичных каскадных ливней в веществе, являются тормозное излучение, прямое образование электрон-позитронных пар, образование энергичных δ -электронов и неупругое взаимодействие мюонов с ядрами (ядерное взаимодействие). Сечения этих процессов в удобной аналитической форме приведены в работах [50—53]. Относительный вклад различных процессов в суммарное дифференциальное сечение $\sigma_d(E, \varepsilon)$ зависит от энергии мюона E , энергии ε , переданной во взаимодействии (или относительной передачи $v = \varepsilon/E$), и эффективного атомного номера вещества Z . Области доминирования различных процессов иллюстрируются диаграммой, представленной на рис. 1.

Для малых энергий мюона при любых относительных передачах вплоть до кинематического предела $\varepsilon_{\text{макс}}^{(\delta)}$ определяющим процессом является образование δ -электронов. При $\varepsilon > \varepsilon_{\text{макс}}^{(\delta)}$, а также при $\varepsilon \gtrsim 600 \text{ ГэВ}/Z$ сечение тормозного излучения превосходит вклад δ -электронов, и в области больших значений v основным процессом становится тормозное излучение мюонов.

При достаточно высоких энергиях мюонов ($E \gtrsim 2 \cdot 10^3 \text{ ГэВ}/Z$) в широком диапазоне передач энергии главную роль играет прямое образование электрон-позитронных пар. Сечение этого процесса

сравнивается с сечением тормозного излучения при $v \simeq 0,08$, а в области малых передач энергии — с сечением образования δ -электронов при $\epsilon \ln(2mE/\mu\epsilon) \simeq 10$ ГэВ/ Z .

Вклад ядерного взаимодействия в суммарное сечение в тяжелых веществах невелик при любых значениях E и ϵ . В легких веществах сечение ядерного взаимодействия сравнимо с сечениями тормозного излучения и образования пар при $v \simeq 10^{-1}$.

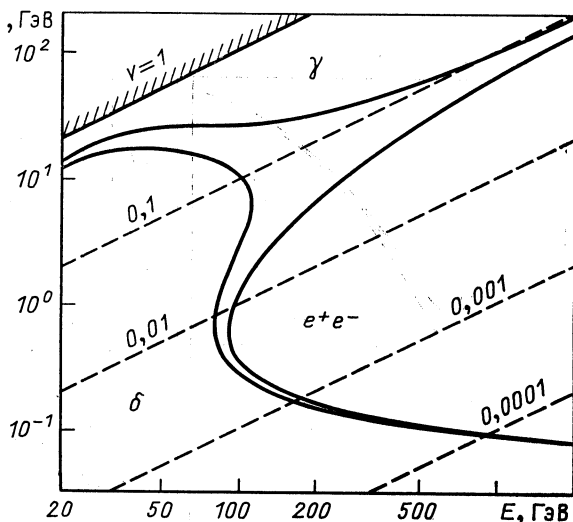


Рис. 1. Области доминирования различных процессов взаимодействия мюонов в железе [35]:

γ — тормозное излучение;
 e^+e^- — прямое образование электрон-позитронных пар;
 δ — образование δ -электронов;
 сплошные кривые отвечают 50%-ному вкладу соответствующего процесса в суммарное дифференциальное сечение

Роль процесса образования δ -электронов быстро уменьшается с ростом энергии. Сечения остальных трех процессов при высоких энергиях мюонов (область полного экранирования для тормозного излучения и образования пар) являются масштабными функциями отношения переданной энергии к энергии мюона:

$$\epsilon \sigma_{\text{д}}(E, \epsilon) = E v \sigma_{\text{д}}(E, E v) = f(v). \quad (1)$$

В наиболее существенной для метода парметра области малых относительных передач и полного экранирования:

$$v \ll 2m/\mu; \quad \epsilon \gg 2m \cdot 189 \sqrt{e}/Z^{1/3} \simeq 0,3 \text{ ГэВ}/Z^{1/3}, \quad (2)$$

сечение образования электрон-позитронных пар дает основной вклад и имеет простой вид

$$\sigma_{\text{д}}(E, \epsilon) \simeq (14\alpha/9\pi t_0) \ln(\kappa m E/\mu\epsilon), \quad (3)$$

где $\alpha \simeq 1/137$; t_0 — радиационная единица длины; $\kappa \simeq 1,8$ — фактор, слабо зависящий от Z .

В дальнейшем наряду с дифференциальным сечением будет использоваться также интегральное сечение взаимодействия $\sigma_{\text{и}}(E, \epsilon_0)$

с передачей энергии выше некоторого порога ϵ_0 . Если значение ϵ_0 находится в области (2), интегральное сечение образования пар квадратично зависит от логарифма энергии мюона:

$$\sigma_{\text{и}}(E, \epsilon_0) \simeq (7\alpha/9\pi t_0) [\ln^2(\chi m E/\mu \epsilon_0) + C]; \quad C \simeq 1,4. \quad (4)$$

Абсолютная величина сечения (4) такова, что в слое вещества толщиной 1000 рад. ед. происходит в среднем около 10 взаимодействий с относительной передачей энергии $\nu > 10^{-3}$.

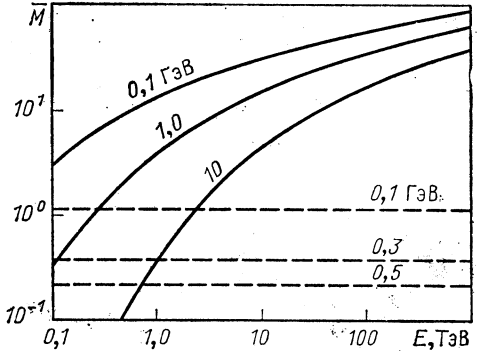
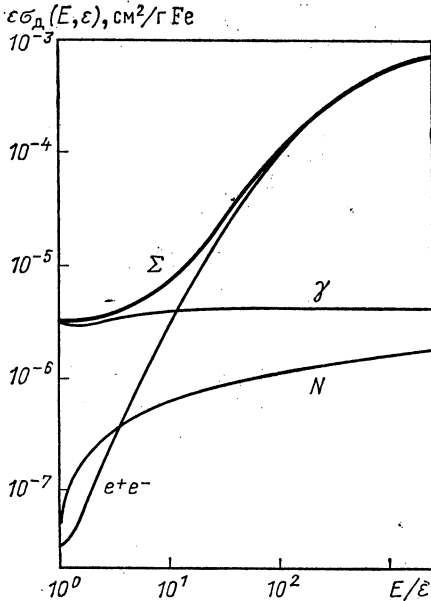


Рис. 3. Среднее число взаимодействий мюона с передачей энергии выше пороговой (цифры у кривых) в слое свинца толщиной $2 \cdot 10^3$ г/см² [27]:

сплошные кривые — образование e^+e^- -пар; штриховые — образование δ -электронов

Рис. 2. Дифференциальное сечение взаимодействия мюонов в железе:

Полное экранирование. γ — тормозное излучение; e^+e^- — образование пар; N — ядерное взаимодействие; Σ — суммарное сечение

Зависимость дифференциального сечения различных процессов взаимодействия от энергии мюона (при фиксированной переданной энергии ϵ) представлена на рис. 2. Суммарное сечение сильно растет с E в области значений $\nu \simeq 10^{-1} \div 10^{-3}$. Эта зависимость дает возможность восстановления энергии E по измеряемой в эксперименте частоте взаимодействий мюона ϵ различными передачами энергии в толстом слое вещества.

Энергия мюона может быть оценена и просто по полному числу взаимодействий с передачей энергии выше порогового значения ϵ_0 (рис. 3). Среднее число взаимодействий

$$\bar{M} = X \sigma_{\text{и}}(E, \epsilon_0), \quad (5)$$

где X — толщина слоя вещества, и в области ϵ_0 выше нескольких сотен мегаэлектрон-вольт, где вклад δ -электронов пренебрежимо мал, \bar{M} быстро растет с энергией.

Наконец, еще одна возможность восстановления энергии мюона по взаимодействиям в толстом слое вещества связана с измерением удельных энергетических потерь энергии мюона:

$$-(dE/dx) = a + bE. \quad (6)$$

Здесь a и b — слабо изменяющиеся функции энергии мюона, причем второе слагаемое определяется процессами тормозного излучения,

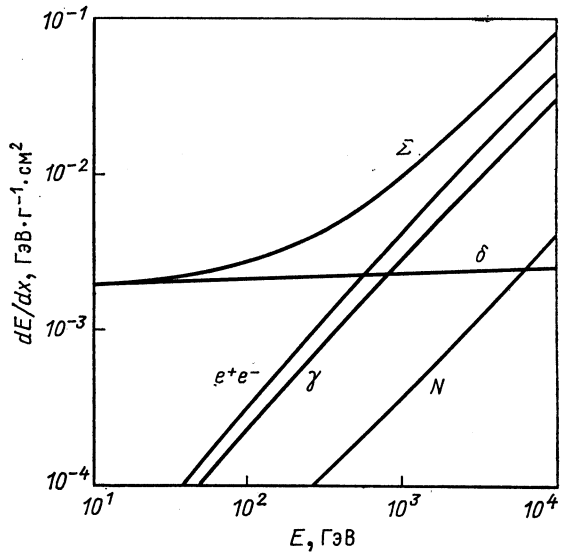


Рис. 4. Удельные потери энергии мюона в железе [54]:

e^+e^- — образование пар; γ — тормозное излучение; N — ядерное взаимодействие; δ — ионизация, включая δ -электроны; Σ — суммарные потери энергии

образования пар и ядерного взаимодействия. При $E \gg 10^3$ ГэВ потери энергии практически пропорциональны E (рис. 4). В слое вещества толщиной 10^3 рад. ед. теряется в среднем около 10% энергии мюона. Ключевым моментом реализации этого варианта оценки энергии является разделение в эксперименте относительно слабо флуктуирующих потерь на образование электрон-позитронных пар (относительные передачи энергии $v \simeq 10^{-3} \div 10^{-1}$) и катастрофических столкновений в процессах тормозного излучения и ядерного взаимодействия ($v \gg 10^{-1}$), на которые приходится около половины суммарных потерь при высоких энергиях.

2. ИДЕАЛИЗИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ПАРМЕТРА

В теоретических работах, посвященных анализу этого вопроса, можно выделить две предельные математические модели парметра. В первой из них, использовавшейся в большинстве ранних работ

[3, 5, 7, 9], параметр представляется в виде набора детекторов ионизации (или числа каскадных частиц), разделенных слоями поглотителя. В качестве наблюдаемых переменных здесь выступают мощности вторичных толчков, образующихся в результате взаимодействий мюона в предшествующих детекторам слоях поглотителя. Толщина слоев предполагается достаточно большой (исключающей проникновение каскадов), а суммарная толщина установки — малой ($T \ll 10^4$ рад. ед.), что позволяет пренебречь изменением энергии мюона и, следовательно, считать толчки, регистрируемые разными детекторами, независимыми.

В другой математической модели, введенной в [27, 28], параметр рассматривается как непрерывный чувствительный слой вещества, способный регистрировать энергию и глубину каждого взаимодействия мюона с передачей выше некоторого порога ε_0 (рис. 5). Различ-

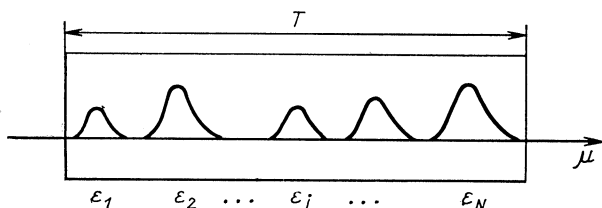


Рис. 5. Идеализированная модель параметра:

T — толщина мишени (рад. ед.); $\varepsilon_j \geq \varepsilon_0$ — энергии, переданные в отдельных взаимодействиях

ные процессы взаимодействия (рождение электрон-позитронных пар, тормозное излучение, образование δ -электронов) считаются неразличимыми, так как они, как правило, неразличимы в эксперименте. Так же как и в предыдущем случае, изменение энергии мюона обычно не учитывается. Эту модель параметра можно назвать «информационной», так как она позволяет полностью учесть информацию об энергии мюона, определяемую толщиной мишени и энергетической зависимостью сечения взаимодействия, и получить, таким образом, нижние границы погрешности измерения; сопоставление погрешности всевозможных вариантов восстановления энергии мюона в параметрах различной структуры с результатами, полученными в рамках данной модели, позволяет оценить полноту использования информации об энергии в этих методах (их эффективность).

При теоретическом рассмотрении параметра будем пользоваться оценками максимального правдоподобия, а погрешность измерения энергии характеризовать величиной $\delta_E = \sigma_{\ln E}$, где σ_{θ} — среднеквадратичное отклонение оцениваемого параметра θ . При анализе погрешностей можно использовать либо аналитические методы, либо метод Монте-Карло. В данном изложении мы будем опираться главным образом на результаты аналитической теории параметра [35, 36].

Нижний предел погрешности. В общем случае функция правдоподобия для энергии мюона E будет зависеть как от переданных энергий ε_j , так и от координат взаимодействий x_j . Однако, если считать энергию мюона неизменной, зависимость от координат пропадает, и логарифмическая функция правдоподобия (ЛФП) имеет вид [32]:

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^M \ln \sigma_{\text{д}}(E, \varepsilon_j) - X \int_{\varepsilon_{\text{мин}}}^{\varepsilon_{\text{макс}}} \sigma_{\text{д}}(E, \varepsilon) d\varepsilon, \quad (7)$$

где M — полное число взаимодействий мюона с передачей энергии в интервале $\varepsilon_{\text{мин}} \leq \varepsilon \leq \varepsilon_{\text{макс}}$ при прохождении слоя толщиной X .

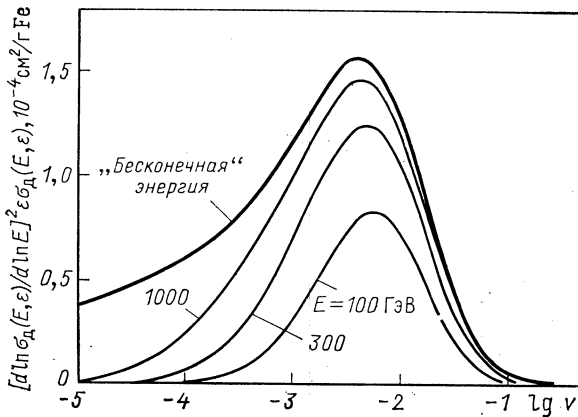


Рис. 6. Вклад различных значений v в интеграл информации (9) для оценки энергии мюона [35]. Расчет для железа

Согласно [55], при больших M погрешность оценки параметра в методе максимального правдоподобия

$$\sigma_{\theta} = (-\partial^2 \mathcal{L} / \partial \theta^2)^{-1/2}. \quad (8)$$

Усредняя вторую производную ЛФП (7) по $\ln E$ по всем возможным реализациям, для погрешности измерения энергии можно получить [35]:

$$\delta_E = \left\{ X \int_{\varepsilon_{\text{мин}}}^{\varepsilon_{\text{макс}}} [\partial \ln \sigma_{\text{д}}(E, \varepsilon) / \partial \ln E]^2 \sigma_{\text{д}}(E, \varepsilon) d\varepsilon \right\}^{-1/2}. \quad (9)$$

Вклад различных значений относительной передачи $v = \varepsilon/E$ в интеграл (9), определяющий точность измерения энергии, иллюстрируется рис. 6. Наиболее информативной с точки зрения оценки энергии мюона является область $10^{-3} \leq v \leq 10^{-2}$. Для любых конечных E область малых передач не несет информации об энергии мюона из-за

доминирующего вклада процесса образования δ -электронов в суммарное дифференциальное сечение.

Погрешность измерения энергии обратно пропорциональна корню из толщины поглотителя (9). Как показано в [35, 36], толщину параметра удобно измерять в единицах

$$X_0 = 9\pi t_0 / 28\alpha \simeq 137t_0. \quad (10)$$

На рис. 7 представлена зависимость погрешности δ_E , приведенной к толщине X_0 , от порога чувствительности установки. Вследствие

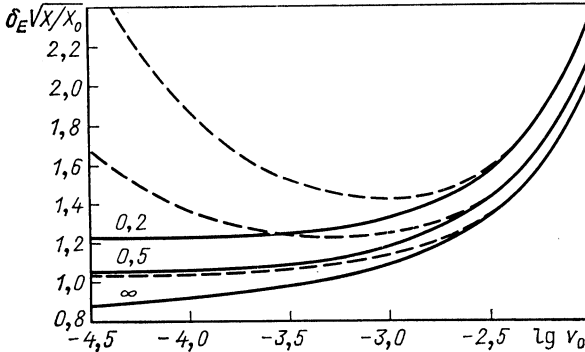


Рис. 7. Погрешность измерения энергии в зависимости от порога [35]: сплошные кривые — нижний предел погрешности при учете энергий, переданных в отдельных взаимодействиях (9); штриховые — погрешность при оценке энергии по числу взаимодействий (14). Цифры у кривых — энергия мюона, ТэВ

масштабности сечений взаимодействия (1) при высоких энергиях, погрешность определяется в основном относительным значением порога $v_0 = \epsilon_0/E$. Точность измерения энергии слабо зависит от порога при $v_0 \lesssim 10^{-3}$ и значительно ухудшается вблизи $v_0 \simeq 10^{-2}$. Минимальная достижимая погрешность в зависимости от энергии мюона для трех веществ поглотителя представлена на рис. 8.

Вариант методики восстановления энергии мюона с учетом энергий $\epsilon_j \geq \epsilon_0$, переданных в отдельных взаимодействиях, исследовался также с помощью метода Монте-Карло в [28, 32]. Многократно моделировалось прохождение мюона известной энергии E_0 через слой вещества, а затем анализировалось распределение полученных оценок энергии, причем в работе [28] для восстановления энергии использовался метод наименьших квадратов с предварительной группировкой переданных энергий по интервалам, а в [32] — метод максимального правдоподобия с использованием ЛФП (7). Результаты этих расчетов, представленные на рис. 9, находятся в хорошем согласии с аналитической оценкой (9).

Существенным является вопрос не только об абсолютной погрешности измерения энергии, но и о характере распределения ошибок.

На рис. 10 приведена ЛФП (7) для одной из конкретных реализаций прохождения мюона с энергией $E_0 = 10$ ТэВ через слой свинца

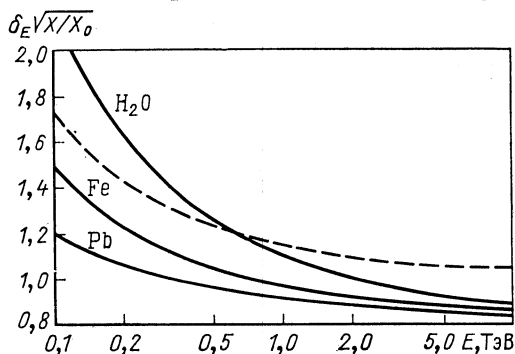


Рис. 8. Зависимость минимальной погрешности измерения энергии (9) от энергии мюона [35]; штриховая кривая — погрешность при оценке энергии по числу взаимодействий (в железной мишени)

толщиной 1 м при пороге $\epsilon_0 = 1$ ГэВ [32]. Число взаимодействий $M = 7$. В координатах $\ln(E/E_0)$ кривая близка к параболе, что, согласно [55], свидетельствует о близости распределения оценки \tilde{E}

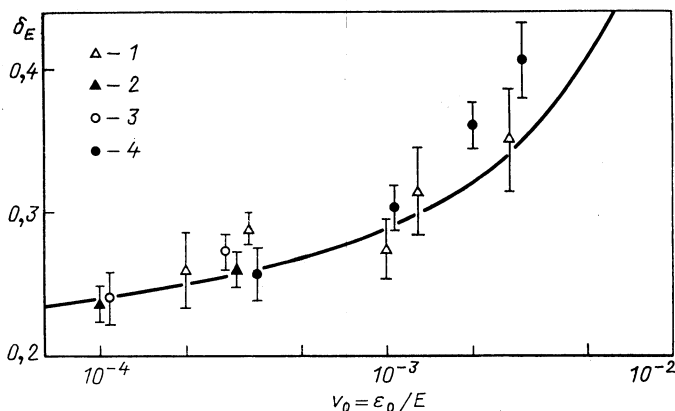


Рис. 9. Погрешность измерения энергии мюонов в парметре по результатам численного моделирования:

1 — свинец, 25 м, $E_0 = 1 \div 5$ ТэВ [28]; 2 — свинец, 1 м; 3 — вода, 100 м; 4 — вода, 300 м, $E_0 = 10$ ТэВ [32]. Данные Монте-Карло пересчитаны к толщине слоя 2000 рад. ед. Кривая — формула (9) для бесконечной энергии

максимального правдоподобия к логарифмически нормальному с плотностью

$$w(\tilde{x}, x) = \frac{1}{\delta_E \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\tilde{x} - x)^2}{2\delta_E^2} \right], \quad (11)$$

где $x = \ln E$, $\tilde{x} = \ln \tilde{E}$. Это подтверждает целесообразность выбора среднеквадратичного отклонения логарифма оценки энергии в качестве меры точности измерения энергии мюона.

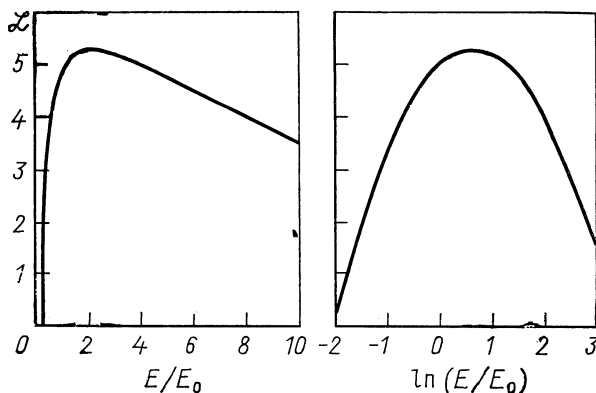


Рис. 10. Логарифмическая функция правдоподобия (7) при оценке энергии мюона по энергиям, переданным в отдельных взаимодействиях

Оценка энергии по числу взаимодействий. Интегральное сечение взаимодействия (4) в области малых пороговых передач энергии достаточно сильно зависит от E , что позволяет измерять энергию мюона непосредственно по полному числу взаимодействий [27]. В приближении постоянства энергии мюона число взаимодействий M подчиняется распределению Пуассона со средним значением (5). В этом случае ЛФП для энергии мюона

$$\mathcal{L} = M \ln \sigma_{\text{и}}(E, \varepsilon_0) - X \sigma_{\text{и}}(E, \varepsilon_0), \quad (12)$$

а уравнение правдоподобия имеет простой вид

$$X \sigma_{\text{и}}(E, \varepsilon_0) = M. \quad (13)$$

Относительная погрешность измерения энергии мюона (при условии $\bar{M} \gg 1$) находится аналогично предыдущему случаю и составляет [32]:

$$\delta_E = \sqrt{\sigma_{\text{и}}(E, \varepsilon_0) / X} / [\partial \sigma_{\text{и}}(E, \varepsilon_0) / \partial \ln E]. \quad (14)$$

Зависимость погрешности (14) от порога для нескольких значений энергии мюона представлена штриховыми кривыми на рис. 7. Погрешность минимальна при некотором значении $\varepsilon_0 \ll 10^{-3} E$ и резко возрастает вблизи $\varepsilon_0 \simeq 10^{-2} E$. Увеличение погрешности при малых значениях порога связано с вкладом процесса образования δ -электронов. Для асимптотически высоких энергий мюона, когда вклад δ -электронов пренебрежимо мал, и значений ε_0 , лежащих в области

(2) — полное экранирование и малые относительные передачи энергии, значение погрешности получается подстановкой (4) в (14):

$$\delta_0 = \sqrt{9\pi/28\alpha T} = \sqrt{X_0/X}. \quad (15)$$

В этой области погрешность не зависит от E и определяется толщиной парметра в единицах X_0 (10). Погрешность измерений довольно велика, и для достижения разумной точности необходимы толщины в сотни и тысячи радиационных единиц.

Выпишем соотношение между энергией мюона, числом взаимодействий и пороговой энергией [35], которые могут быть полезны при рассмотрении конкретных вариантов экспериментальных установок:

$$\bar{M} = (7\alpha T/9\pi) [\ln^2 (\kappa m E/\mu \epsilon_0) + C]; \quad (16)$$

$$\tilde{E} = (\mu \epsilon_0/\kappa m) \exp \left(\sqrt{9\pi \bar{M}/7\alpha T - C} \right). \quad (17)$$

Эффективность оценки энергии мюонов по числу взаимодействий при оптимальном выборе порога незначительно уступает описанной в предыдущем разделе (см. рис. 7). Недостатком является однозначная связь оценки энергии \tilde{E} с числом взаимодействий (17), а следовательно, ее дискретность.

Использование порядковых статистик. В работе [38] была предложена модификация метода оценки энергии, основанная на использовании порядковых статистик переданных энергий. Суть ее состоит в следующем. Переданные энергии ϵ_j располагаются в порядке убывания, и для оценки E используется ν -е значение ϵ . Фактически этот вариант оценки энергии, как и предыдущий, основан на энергетической зависимости интегрального сечения взаимодействия. Отличие состоит в том, что в данном случае фиксируется не порог, а сечение $\sigma_n(E, \epsilon_\nu) \simeq X/(\nu - 1)$, определяемое номером порядковой статистики; значение порога ϵ_ν , соответствующего заданному сечению, определяется из эксперимента. ЛФП для энергии мюона в этом случае [35]:

$$\mathcal{L} = (\nu - 1) \ln \sigma_n(E, \epsilon_\nu) - X \sigma_n(E, \epsilon_\nu) + \ln \sigma_d(E, \epsilon_\nu). \quad (18)$$

Для области полного экранирования и малых передач (2) можно получить аналитическое решение уравнения правдоподобия [35]

$$\tilde{E} \simeq (\mu \epsilon_\nu/\kappa m) \exp \left(\sqrt{9\pi \left(\nu - \frac{1}{2} \right) / 7\alpha T - C} \right), \quad (19)$$

незначительно отличающееся от (17). Погрешность оценки энергии и в этом случае описывается формулой (14) с асимптотикой (15). Достоинствами этой методики являются простота, непрерывность оценки энергии и линейность ее связи с непосредственно измеряемой величиной ϵ_ν , а также необходимость экспериментального выделения лишь нескольких взаимодействий мюона с максимальной передачей энергии.

Оценка энергии по суммарному энерговыделению. Рассмотренные варианты методики оценки энергии требуют в той или иной степени разделения отдельных взаимодействий мюона. В больших экспериментальных установках, как, например, ДЮМАНД [39, 40], может оказаться более приемлемой модификация метода, основанная на измерении суммарных энерговыделений ΔE , вызванных прохождением мюона. Очевидное достоинство этого варианта — линейная зависимость потерь от первичной энергии (6). Основная трудность при его реализации — проблема флуктуаций потерь энергии мюонов. Как показали расчеты [41, 42], распределение суммарных потерь энергии в слое конечной толщины имеет широкий максимум, связанный с флуктуациями потерь на образование пар, и длинный «хвост» вплоть до значений $\Delta E \simeq E$, обусловленный процессами тормозного излучения и ядерного взаимодействия.

Возможным путем дискриминации катастрофических столкновений мюона (с передачей $\nu \geq 0,1$) является измерение потерь энергии не во всей толщине установки X , а отдельно в K последовательных слоях меньшей толщины $\Delta X_k = X/K$, в каждом из которых в отдельности вероятность катастрофического столкновения является малой. Математическая задача восстановления энергии мюонов по измеренным энерговыделениям ΔE_k в этих слоях может решаться различными способами. Результаты работы [41], где для нахождения оценки энергии использовался метод максимального правдоподобия, приведены в табл. 1. При достаточно малой толщине отдельного слоя

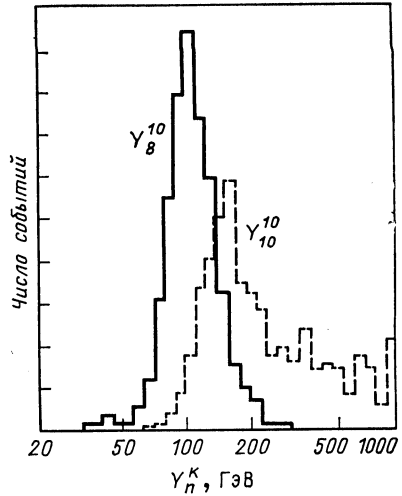
Таблица 1. Погрешность оценки энергии по энерговыделениям в нескольких последовательных слоях вещества толщиной ΔX (м воды)

$X = K \cdot \Delta X$	400	600	800	900	1000	1200
$\Delta X = 100$	0,42	0,31	0,26	0,25	0,23	0,20
$\Delta X = 200$	0,50	0,38	0,31	—	0,27	0,22
$\Delta X = 300$	—	0,44	—	0,32	—	0,26

точность данного варианта метода приближается к точности, достижимой при регистрации отдельных взаимодействий (9). Этот факт легко понять, если вспомнить, что пробег для взаимодействия с передачей энергии $\nu \geq 10^{-3}$ составляет около 100 рад. ед.; следовательно, при $\Delta X_k \simeq 100$ рад. ед. практически каждое взаимодействие в информативной области передач будет регистрироваться отдельно.

Простой вариант оценки энергии по суммарным энерговыделениям был предложен в работе [42]. Трек мюона в пределах установки, так же как и в предыдущем случае, делится на K отрезков (сегментов) длиной ΔX_k . Мерой энергии мюона служит усредненное по n сег-

Рис. 11. Распределение величины Y_n^K (20) для прохождения мюона с энергией 10 ТэВ через слой воды толщиной 1000 м; V_{10}^{10} — энерговыделение в расчете на 100 м воды, усредненное по всей длине трека. Расчет Монте-Карло [42]



ментам с наименьшим энерговыделением значение потерь; оставшиеся ($K - n$) сегментов отбрасываются. Распределения величины

$$Y_n^K = \sum_{k=1}^n (\Delta E_k) / n \quad (20)$$

для прохождения мюонов через слой воды толщиной 1000 м представлены на рис. 11. Исключение из усреднения нескольких отрезков с максимальным энерговыделением дает близкое к логарифмически нормальному распределение со среднеквадратичным отклонением порядка 30%.

3. РЕАЛЬНЫЙ ПАРМЕТР

Реальный парметр представляет собой периодическую многослойную структуру, состоящую из детекторов и поглотителя. Поэтому при переходе от идеализированной модели к реальному парметру необходимо учитывать целый ряд обстоятельств, два из которых имеют общий характер и не зависят от выбора конкретных детекторов или вещества парметра. Это погрешности в измерении энергий вторичных взаимодействий и конечная толщина слоя поглотителя.

Влияние погрешностей измерения переданных энергий. При выводе соотношений (9), (14) для погрешности измерения энергии мюона предполагалось [35], что переданные во взаимодействиях энергии ϵ_j измеряются точно. Впервые вопрос о влиянии погрешностей измерения ϵ_j в идеализированной модели парметра был затронут в работе [28]; оказалось, что 30%-ная погрешность в измерении переданных энергий практически не сказывается на точности оценки энергии мюона.

Из общих соображений ясно, что, поскольку метод парметра основан на регистрации многократных взаимодействий, погрешность измерения ϵ в отдельных взаимодействиях не должна играть определяющей роли. Тем не менее представляет практический интерес, до какой же степени можно ухудшать энергетическое разрешение установки по переданной энергии, так как это определяет в конечном счете требования к насыщенности установки детекторами и к самим детекторам.

Для ответа на этот вопрос можно воспользоваться формулами (9) и (14), если заменить в них истинные сечения взаимодействия $\sigma_d(E, \varepsilon)$ и $\sigma_n(E, \varepsilon_0)$ «наблюдаемыми» величинами сечений, определяемыми соотношениями

$$\tilde{\sigma}_d(E, \tilde{\varepsilon}) = \int_0^{\infty} \sigma_d(E, \varepsilon) W_\varepsilon(\tilde{\varepsilon}, \varepsilon) d\varepsilon; \quad \tilde{\sigma}_n(E, \tilde{\varepsilon}_0) = \int_{\tilde{\varepsilon}_0}^{\infty} \tilde{\sigma}_d(E, \tilde{\varepsilon}) d\tilde{\varepsilon}, \quad (21)$$

где $W_\varepsilon(\tilde{\varepsilon}, \varepsilon)$ — распределение вероятности получения оценки переданной энергии $\tilde{\varepsilon}$ при истинной передаче энергии ε .

В качестве примера ограничимся логарифмически нормальным распределением ошибок измерения переданных энергий с параметром

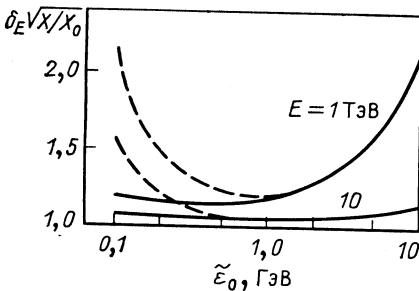


Рис. 12. Погрешность измерения энергии мюона по числу взаимодействий выше порога $\tilde{\varepsilon}_0$ при $\delta_\varepsilon = 0$ (сплошные кривые) и $\delta_\varepsilon = 0,5/\sqrt{\varepsilon}$, ГэВ (штриховые). Цифры у кривых — энергия мюона

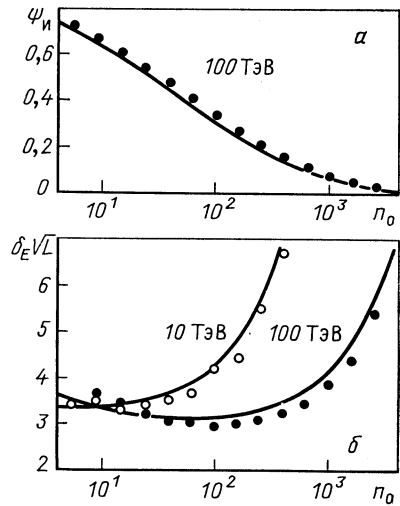


Рис. 13. Вероятность образования толчка выше n_0 для энергии мюона 100 ТэВ (а) и погрешность измерения энергии мюона по числу независимых ионизационных толчков с мощностью выше n_0 (б):

кривые — аналитическая оценка по формулам (23), (24); точки — метод Монте-Карло. Расчеты выполнены для железа

δ_ε . Рассмотрим лишь наиболее распространенный случай $\delta_\varepsilon \propto \varepsilon^{-1/2}$, типичный для электромагнитных калориметров типа «сандвич». На рис. 12 представлена приведенная к толщине X_0 погрешность восстановления энергии мюонов по числу взаимодействий в железе в зависимости от порога $\tilde{\varepsilon}_0$. Значение $\delta_\varepsilon = 0,5/\sqrt{\varepsilon}$, ГэВ соответствует толщине слоя в железном ионизационном калориметре порядка 5 рад. ед. При малых значениях порога погрешность измерения энергии мюонов резко возрастает, что связано с ростом вклада процесса образования δ -электронов в «наблюдаемое» сечение. При оптималь-

ном выборе порога ($\tilde{\epsilon}_0 \simeq 0,5 \div 1,0$ ГэВ в данном случае) точность измерения энергии мюона ухудшается незначительно.

В целом метод парметра предъявляет весьма мягкие требования к точности измерения энергии вторичных каскадов. Необходимо лишь отметить, что приведенные здесь оценки базируются на предположении, что закон распределения ошибок $W_e(\tilde{\epsilon}, \epsilon)$ известен с достаточной точностью. При анализе данных реального эксперимента это потребует детального численного моделирования и (или) адекватных калибровочных измерений.

Математические модели реального парметра. Откликом реального парметра на прохождение мюона является набор вторичных толчков, регистрируемых детекторами. Значения толчков n_i измеряются либо непосредственно в числе частиц (электронов) сопровождения (например, при использовании в качестве регистрирующего элемента широкоазорных искровых камер [11]), либо в числе «эквивалентных каскадных частиц», соответствующем измеренной амплитуде сигнала детектора (ионизационные или пропорциональные камеры, сцинтилляторы и т. п.).

Наблюдаемые в реальном парметре толчки n_i не связаны однозначным образом с энергиями, переданными во взаимодействиях мюона: во-первых, из-за флуктуаций положения точек взаимодействия мюона относительно детектирующих слоев, флуктуаций развития самих каскадов, флуктуаций энерговыделения в детекторе, погрешностей измерения; во-вторых, каскады от близких по глубине взаимодействий накладываются друг на друга и оказываются неразличимыми; в-третьих, вследствие проникновения каскадов высокой энергии одно взаимодействие может привести к образованию толчков в нескольких рядах.

В этих условиях наиболее целесообразным методом расчета отклика реального парметра является метод Монте-Карло, который и применялся в работах [8, 30, 37, 38, 57] как для определения возможностей планируемых установок, так и для анализа имеющихся экспериментальных данных. Общая схема расчета во всех этих работах практически одинакова. Сначала разыгрываются точки взаимодействия мюона с передачей энергии выше некоторого порога ϵ_0 (составляющего от нескольких десятков до сотен мегалэктрон-вольт), переданные энергии $\epsilon_j \geq \epsilon_0$ и тип взаимодействия. Потери энергии мюона на взаимодействия с передачами энергии $\epsilon < \epsilon_0$ либо вообще игнорируются, либо учитываются в приближении непрерывного замедления. Затем определяется вклад каждого из образованных каскадов в показания детекторов с использованием табулированных каскадных кривых либо их аппроксимаций. При этом вводятся поправки на переходный эффект в стенках детектора, изготовленных из более легкого материала (стекло, алюминий, медь), чем основной поглотитель (свинец). В программах моделирования [37, 57], ориентированных на использование в качестве детекторов каскадных

частиц широкоазорных искровых камер, учитывалось угловое обрезание для электронов, попадающих в чувствительный объем.

В большинстве программ (за исключением [38]) ядерные каскады от мюонов либо не учитывались вовсе, либо считались идентичными электромагнитным. Однако, как показали оценки [8, 38], пренебрегать вкладом этого процесса нельзя: из-за больших флуктуаций в развитии ядерного каскада в тяжелом веществе однократное ядерное взаимодействие мюона может имитировать несколько последовательных электромагнитных каскадов малой энергии. Поэтому в работе [38] при определении вклада ядерных каскадов в отклик параметра разыгрывались также характеристики взаимодействия (множественность, распределение по энергии) и пробеги заряженных ливневых мезонов. Подробнее на роли ядерных каскадов мы остановимся при обсуждении экспериментальных результатов параметра МЮТРОН [31].

Регистрация независимых ионизационных толчков. В этом варианте слои поглотителя выбираются достаточно толстыми, исключаящими проникновение вторичных каскадов из ряда в ряд. Будем считать установку в целом тонкой, так что энергия мюона уменьшается незначительно. Тогда толчки, сопровождающие прохождение мюона высокой энергии через установку, являются независимыми, и их число следует биномиальному распределению.

Так же как и в случае взаимодействий e_j в идеализированной модели параметра, наблюдаемые значения толчков n_l ($l = 1, 2, \dots, L$) могут быть обработаны различными математическими методами с целью получения оценки энергии мюона. В частности, может использоваться весь набор n_l [3, 9, 56]; полное число толчков (кратность) выше некоторого порога n_0 [8, 10, 16—18, 29—31, 24, 25, 57 и др.]; порядковые статистики зарегистрированных толчков [35, 36]; наконец, суммарная S или усредненная по установке \bar{n} величина толчка [8, 9, 19—23, 25].

Рассмотрим кратко простейший и часто используемый вариант оценки энергии мюона по числу толчков M с мощностью выше порога n_0 каскадных частиц. ЛФП для энергии мюона в этом случае [8, 57]:

$$\mathcal{L} = M \ln \psi_n(E, n_0) + (L - M) \ln [1 - \psi_n(E, n_0)], \quad (22)$$

где $\psi_n(E, n_0)$ — вероятность наблюдения толчка сопровождения с мощностью выше n_0 при прохождении мюона с энергией E . Подставляя (22) в (8), после соответствующего усреднения для погрешности оценки энергии мюона можно получить соотношение

$$\delta_E = \sqrt{\psi_n(1 - \psi_n)/L} / (\partial \psi_n / \partial \ln E), \quad (23)$$

справедливое при условии, что $\bar{M} = \psi_n L \gg 1$.

Таким образом, для нахождения оценки энергии мюона с помощью ЛФП (22) и определения погрешности (23) необходимо знать дифференциальную или интегральную функцию распределения толчков. Вычислению этих функций был посвящен целый ряд теоретических

работ, выполненных как аналитическими методами [4—7], так и путем численного моделирования [3, 9, 37]. Для получения качественного описания основных закономерностей изменения погрешности в зависимости от E и n_0 удобно воспользоваться аналитическим подходом, развитым в работах [4, 5, 7]. Поскольку пробег взаимодействия мюона для информативной области передач энергии ($v \geq 10^{-3}$) много больше характерной длины электромагнитного каскада, можно в первом приближении пренебречь взаимной «подпиткой» каскадов от разных взаимодействий [7]. В этом приближении [8]

$$\Psi_{\text{и}}(E, n_0) \simeq 1 - \exp\left(- \int_{\varepsilon_{\text{мин}}(n_0)}^{\varepsilon_{\text{макс}}(E)} l(\varepsilon, n_0) \sigma_{\text{д}}(E, \varepsilon) d\varepsilon\right), \quad (24)$$

где $l(\varepsilon, n_0)$ — протяженность каскадного ливня с энергией ε на уровне порога n_0 . Флуктуации каскадов здесь не учитываются; по оценке [6] они не оказывают существенного влияния на вид функции распределения вероятности электромагнитного сопровождения.

Результаты расчета погрешности измерения энергии мюона по числу толчков в зависимости от порога приведены на рис. 13. Возрастание погрешности при малых значениях порога n_0 связано с насыщением вероятности появления толчка ($\Psi_{\text{и}}$ стремится к единице). При оптимальном выборе порога полученные результаты согласуются с результатами численного моделирования [3, 34], и для области $E = 10^{13} - 10^{14}$ эВ приводят к следующей оценочной формуле для погрешности измерения энергии мюона:

$$\delta_E \simeq \sqrt{10/L}, \quad (25)$$

где L — полное число рядов в установке. Из сравнения (25) и (15) можно записать

$$\delta_E \simeq \sqrt{9\pi/28\alpha L\tau_{\text{эф}}}, \quad (26)$$

где $\tau_{\text{эф}} \simeq 5 \sqrt{\ln(2mE/\mu\beta)}$ — эффективная толщина слоя, дающая вклад в измерение энергии мюона и пропорциональная продольному размеру каскада в существенной области передач; β — критическая энергия электронов.

Для сравнения на рис. 13 приведены также результаты, полученные методом Монте-Карло с учетом суперпозиции каскадов от разных взаимодействий мюона. Видно, что в широком диапазоне порогов взаимной подпиткой каскадов действительно можно пренебречь.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДА

Поскольку мюоны с энергиями в сотни гигаэлектрон-вольт на ускорителях появились лишь в последние годы, а также вследствие того, что сама идея парметра возникла и развивалась в первую оче-

редь с точки зрения использования для изучения мюонов космических лучей, экспериментальные результаты, касающиеся метода парметра, получены пока что исключительно в космических лучах.

Для экспериментальной проверки метода использовались в основном два подхода. В первом из них выделялись частицы, принадлежащие к событиям разных классов, характеризующихся отличающимися энергетическими спектрами и средней энергией мюонов, например случаи прохождения мюонов широких атмосферных ливней (ШАЛ) на различном расстоянии от оси [14, 18] либо одиночные мюоны, падающие при разных зенитных углах или на разных глубинах под землей [21, 22]. Во втором подходе использовалась прямая калибровка многослойных систем детекторов с помощью магнитных спектрометров, входящих в состав комплексных установок [25, 26, 31, 37, 38].

Для проверки метода может использоваться сопоставление с расчетом самых разнообразных характеристик регистрируемой совокупности событий. Так, можно анализировать: распределения или средние значения различных статистик отклика парметра для фиксированных энергий мюона; распределения энергий мюонов, дающих вклад в события с фиксированным значением отклика; распределения или средние значения отклика, соответствующие априорно известному спектру мюонов в событиях определенного класса. Последний вариант использовался в тех случаях, когда спектрометр отсутствовал.

Первые попытки применения метода оценки энергии мюонов по вероятности образования малых толчков были предприняты с помощью установки, состоящей из трех рядов ионизационных камер и пяти слоев газоразрядных счетчиков, разделенных свинцовыми фильтрами толщиной 16 см, и расположенной на глубине 40 м в. э. (водного эквивалента) под землей [13, 14]. Однако высокий порог регистрации ионизационных камер, малое число рядов и недостаточное пространственное разрешение счетчикового годоскопа позволили сделать лишь некоторые качественные выводы о средней энергии мюонов. Более определенные результаты по методике парметра были получены с помощью искровых калориметров.

Искровые калориметры для регистрации мюонов высокой энергии. Методика искрового калориметра для изучения мюонов впервые была применена в работах [11, 12]. Установка состояла из пяти рядов широкозазорных (расстояние между электродами 10 см) искровых камер, разделенных слоями свинца толщиной 15 см. Калориметр располагался на глубине 200 м в. э. под землей. Пример прохождения высокоэнергичного мюона через искровой калориметр приведен на рис. 14. Искровой калориметр позволяет работать при предельно низких порогах (вплоть до 1—2 электронов сопровождения, что недоступно при использовании ионизационных детекторов вследствие флуктуаций ионизационных потерь самого мюона) и обладает хорошим пространственным и угловым разрешением. Имеется возмож-

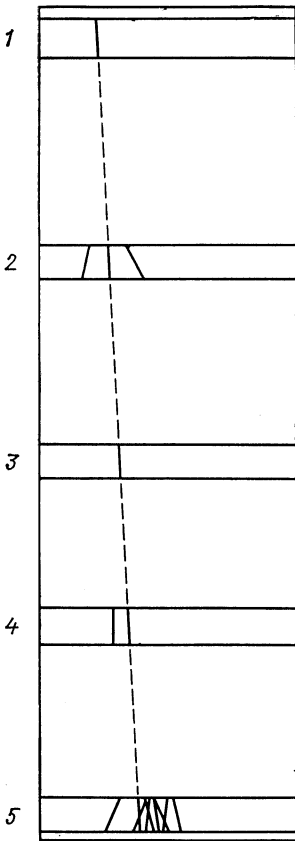


Рис. 14. Прохождение мюона высокой энергии через 5-рядный искровой калориметр (с фотографии из работы [11])

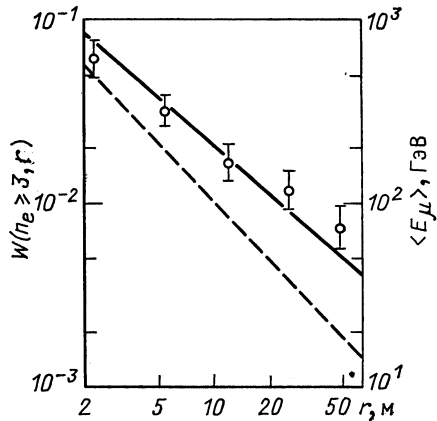


Рис. 15. Зависимость вероятности образования толчков с $n_e \geq 3$ в искровой камере под слоем свинца мюонами ШАЛ от расстояния до оси [18]:

точки — эксперимент; сплошная линия — расчет; штриховая линия — средняя энергия мюонов ШАЛ (правая шкала)

ность визуального анализа редких событий, и в частности выделения случаев ядерного взаимодействия мюонов — по наличию среди продуктов взаимодействия проникающих вторичных частиц (адронов). К недостаткам следует отнести определенные сложности обработки фильмовой информации, ограниченность динамического диапазона (до нескольких десятков каскадных частиц) и необходимость внешнего запуска, что исключает возможность автономного отбора мюонов высокой энергии.

В работах [16—18] подземный искровой калориметр (4 слоя по 4 см свинца) использовался для измерения ливнеобразующей способности мюонов ШАЛ. Наземная часть установки позволяла определять мощность и положение оси широкого атмосферного ливня с необходимой точностью. Экспериментальные вероятности наблюдения в искровых камерах калориметра малых толчков с числом электронов $n_e \geq 3$ в зависимости от расстояния r между мюоном и осью ШАЛ представлены точками на рис. 15. Для сравнения на

том же рисунке приведена расчетная зависимость средней энергии мюонов ШАЛ от расстояния. Экспериментальные значения вероятностей наблюдения толчков удовлетворительно описываются расчетной кривой и сильно зависят от энергии мюонов (почти пропорционально средней энергии в условиях данного эксперимента). Согласно [18], вероятности образования толчков сопровождения с n_e равным 1 и 2 практически не зависят от расстояния r , что находит естественное объяснение в рамках образования одного-двух δ -электронов.

Группы мюонов ШАЛ интенсивно изучались также в работах [19—23], являющихся продолжением исследований, начатых в работах [11, 12]. Искровые калориметры различной конфигурации располагались на глубине 200 м в. э. В качестве меры энергии мюонов в этих работах принималось усредненное по установке значение толчка сопровождения \bar{n}_e . Для энергетической калибровки использовались измерения с одиночными мюонами, спектр которых известен с удовлетворительной точностью, при различных зенитных углах θ и разной толщине грунта вдоль траектории. Результаты калибровки приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Результаты калибровки подземных искровых калориметров одиночными мюонами космических лучей [22]

θ , град	0	64	64
$E_{\text{пор}}$, ГэВ	35	35	85
$\langle E \rangle$, ГэВ	33 ± 2	42 ± 2	75 ± 5
n_e	$0,173$ $\pm 0,005$	$0,200$ $\pm 0,006$	$0,300$ $\pm 0,012$

Здесь $E_{\text{пор}}$ — минимальная энергия мюонов на поверхности, определяемая толщиной грунта; $\langle E \rangle$ — средняя энергия мюонов на уровне наблюдения. Как следует из приведенных данных, средний толчок n_e приблизительно пропорционален энергии мюонов.

Детальное экспериментальное исследование возможностей искрового калориметра для определения энергии мюонов по малым толчкам было проведено с помощью комплексной установки для изучения горизонтального потока мюонов на г. Арагац [25, 26, 37]. Установка включала искровой калориметр (8 рядов широкозачерненных искровых камер, прослоенных свинцом толщиной 5 см), а также магнитный спектрометр. Анализировались данные, полученные как при автономной работе искрового калориметра (8,5 тыс. событий, запуск от сцинтилляционных детекторов), так и для событий с измеренными в магнитном спектрометре импульсами мюонов (около 2,5 тыс. прохождений мюонов с энергией выше 10 ГэВ). С расчетом сравнивались

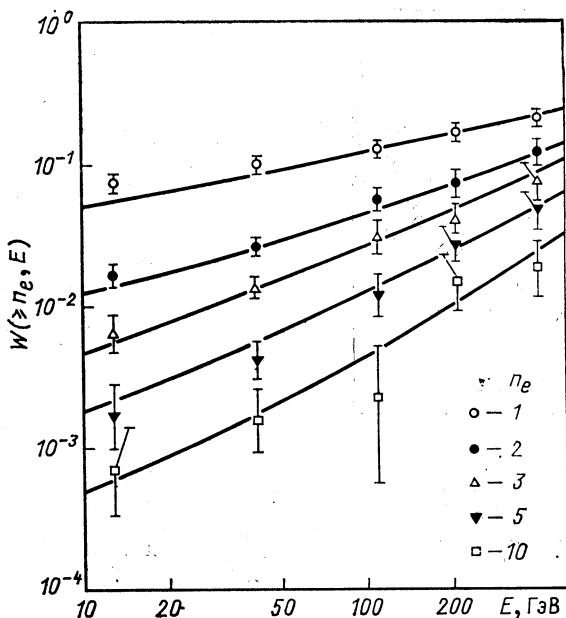


Рис. 16. Вероятность образования толчка сопровождения (в расчете на один ряд искровых камер) в зависимости от энергии мюона [37]: точки — эксперимент, кривые — расчет

распределения, средние значения и дисперсии числа сработавших рядов при различных порогах по числу частиц n_e , суммарного толчка сопровождения, а также зависимость указанных величин от энергии мюонов. Ливнеобразующая способность $W(\geq n_e, E)$, измеренная в данном эксперименте, представлена на рис. 16. На рис. 17 приведена энергетическая зависимость суммарного толчка сопровождения. По всем экспериментально измеренным параметрам наблюдалось удовлетворительное согласие с расчетами [37].

Парметр экспериментального комплекса МЮТРОН. Экспериментальный комплекс был предназначен для исследования характеристик горизонтального потока мюонов космических лучей и включал двухсекционный магнитный спектрометр из немагнитенной стали с максимальным измеримым импульсом около 20 ТэВ, ионизационный калориметр для изучения взаимодействий мюонов и тестовый вариант парметра, расположенный рядом с магнитным спектрометром на продолжении его оси [29—31]. В качестве детекторов ионизации в парметре использовались многопроволочные пропорциональные камеры объемом $190 \times 99 \times 4$ см с единым спектрометрическим выходом каждой камеры. Число рядов камер равнялось 19 при толщине слоев свинцового поглотителя 5 см. Общая толщина парметра (с учетом

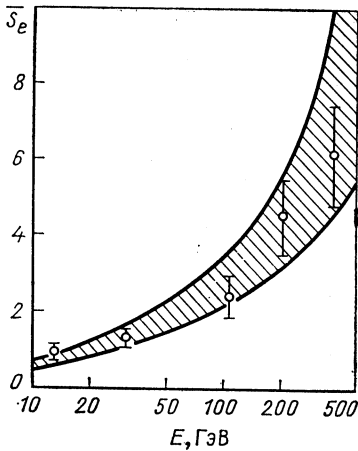


Рис. 17. Зависимость среднего суммарного толчка сопровождения (в числе электронов) от энергии мюонов по данным Арагацкого искрового калориметра [37]: точки — эксперимент, заштрихованная область — расчет

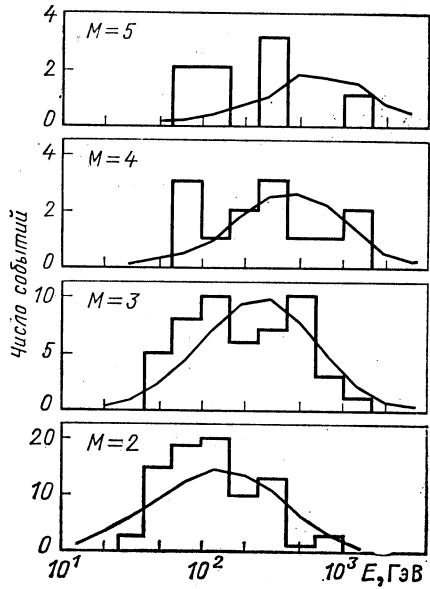


Рис. 18. Распределение энергий мюонов, дающих вклад в события с фиксированным числом толчков в парметре МЮТРОН. Гистограммы — эксперимент [31], ломаные — расчет [38]

конструкционных элементов) составляла около 180 рад. ед., а геометрический фактор $S\Omega_0 = 0,47 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$.

Регистрировались события двух типов. В первом варианте (автономная работа парметра) отбирались случаи прохождения частицы (мюона) через все 19 пропорциональных камер при наличии сигнала выше $n_0 \approx 10$ каскадных частиц хотя бы в одном ряду (свыше 100 тыс. событий). Во втором варианте отбора одновременно с триггером парметра требовалось прохождение мюона через магнитный спектрометр.

Полученные экспериментальные данные [31] сравнивались с результатами расчета по программе моделирования [38]. При расчетах использовалась традиционная модель спектра мюонов космических лучей от распада π , K -мезонов в атмосфере с показателем интегрального энергетического спектра эти x частиц $\gamma_\pi = 1,7$, удовлетворительно описывающая большинство имеющихся экспериментальных данных по спектру и угловому распределению мюонов в окрестности 10^{12} эВ и ниже.

На рис. 18 представлено распределение энергий мюонов, дающих вклад в события с разным числом M ионизационных толчков с мощностью выше $n_0 = 10$ каскадных частиц. Энергия мюонов измерялась с помощью магнитного спектрометра. Результаты расчета удовлетво-

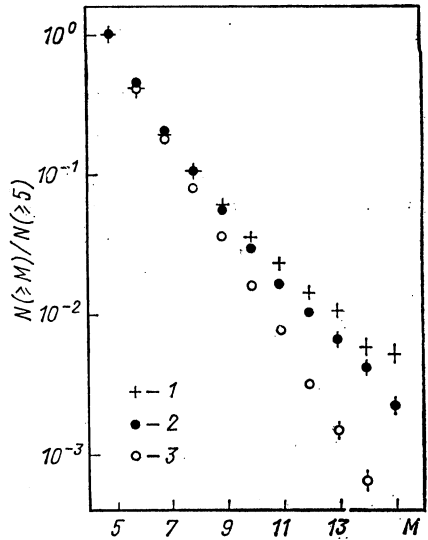
Рис. 19. Интегральное распределение событий в парметре МЮТРОН по числу ионизационных толчков выше $n_0 = 10$ каскадных частиц:

1 — эксперимент [31]; 2, 3 — расчет [38] с учетом ядерного взаимодействия мюонов и без учета. Нормировано при $M = 5$

рительно согласуются с экспериментальными гистограммами, за исключением, может быть, $M = 5$. Однако число событий в последнем случае крайне ограничено, что связано с малой совместной светосилой парметра и магнитного спектрометра. Ширина распределений определяется погрешностью оценки энергии мюонов в парметре, которая для данной толщины вещества в соответствии с формулой (15) составляет около 90%.

Другой экспериментальный результат — интегральное распределение событий по числу толчков при автономной работе парметра — приведен на рис. 19 вместе с расчетными распределениями, полученными с учетом и без учета каскадов от ядерного взаимодействия мюонов при моделировании. Сравнение представленных распределений позволяет сделать вывод, что при большом числе толчков наблюдаемое распределение отражает скорее особенности ядерного взаимодействия и распространения ядерного каскада в веществе, чем спектр мюонов высоких энергий. Оценки [38] показали, что для парметра МЮТРОН ядерный каскад с энергией ϵ дает примерно такой же отклик прибора, как и многократные взаимодействия мюона с энергией $E \simeq 200 \epsilon$. Из-за круто падающего спектра мюонов космических лучей фон от ядерного взаимодействия превалирует в области, соответствующей энергиям мюонов порядка нескольких тераэлектрон-вольт.

Таким образом, реализация метода парметра для круто падающего спектра регистрируемых частиц возможна лишь при условии эффективного подавления фона ядерных каскадов. Роль ядерных каскадов уменьшается при увеличении толщины установки, а также при использовании в качестве поглотителя более легкого вещества. Например, при использовании воды (проект ДЮМАНД) проблема подавления фона ядерных каскадов вообще не стоит, так как протяженность электромагнитных и ядерных каскадов в воде различаются незначительно. Для подавления вклада ядерных взаимодействий при достаточной толщине установки может быть использована топология событий — энерговыделение ядерного каскада будет сконцентриро-



вано в ограниченной части установки. Перспективным представляется использование в этих целях математического аппарата теории распознавания образов [58].

В целом имеющиеся экспериментальные данные подтверждают правильность теоретических выводов, лежащих в основе метода парметра, и адекватность применяемых математических моделей, которые, таким образом, могут использоваться для планирования полномасштабных экспериментов с применением парметров и проектирования соответствующих экспериментальных установок.

5. ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ПАРМЕТРА В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Основная трудность при изучении мюонов космических лучей состоит в быстром падении их интенсивности с ростом энергии. Например, переход в измерениях спектра одиночных мюонов от 10^{12} к 10^{13} эВ требует, как отмечалось выше, увеличения светосилы экспериментальных установок примерно в 500 раз.

С другой стороны, при исследовании спектра мюонов космических лучей предъявляются достаточно мягкие требования к точности измерения энергии индивидуальных мюонов. Действительно, спектр мюонов формируется в результате наложения взаимодействий и распадов частиц из широкого интервала энергий, и трудно ожидать заметного изменения характера спектра при изменении энергии мюонов менее чем вдвое. Поэтому погрешность измерения $\delta_E \approx 0,5 \div 0,7$ представляется во многих случаях приемлемой.

В отличие от ускорителей, где энергия мюонов ограничивается энергией ускоренных частиц и в ближайшие десятилетия не превысит 20 ТэВ (SSC), в космическом излучении генерируются мюоны практически любых энергий. Поэтому в космических лучах применение парметра как единственного метода измерения энергии мюонов, не имеющего верхнего предела, является более чем оправданным.

Структура парметра определяется требованиями к точности измерений и возможностью создания достаточно простых светосильных установок. Типичный парметр для экспериментов в космических лучах может включать 40—60 слоев поглотителя (свинца или железа) толщиной 10—20 рад. ед. В качестве детекторов для парметра в космических лучах, по-видимому, целесообразно использовать пропорциональные камеры.

Измерение спектров мюонов высоких энергий. Прибор, предназначенный для измерения спектра мюонов космических лучей, удобно характеризовать эффективной светосилой $S\Omega_{эф}$, численно равной светосиле идеального спектрометра, обеспечивающего такую же статистическую точность измерения спектра за фиксированный промежуток времени [59]. Для квазистепенного спектра частиц, наиболее типичного для экспериментов в космических лучах, при логарифмически нормальном распределении ошибок с постоянным

Рис. 20. Зависимость эффективной светосилы параметра (27) от его высоты [35, 36]: цифры у кривых — масса железного поглотителя (т); сплошные кривые — $\gamma = 2,7$; штриховые — $\gamma = 3,0$

параметром δ_E (парметр) эффективная светосила

$$S\Omega_{\text{эф}} = S\Omega_0 \exp(-\gamma^2 \delta_E^2/2), \quad (27)$$

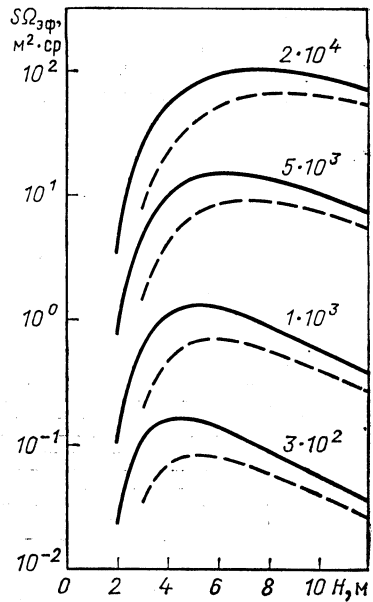
где $S\Omega_0$ — геометрический фактор прибора; γ — показатель интегрального спектра частиц. Экспоненциальный фактор в (27) можно интерпретировать как эффективность параметра при измерении степенного спектра; при $\delta_E = 0$ (идеальный спектрометр) эффективная светосила равна геометрической.

Соотношение (27) позволяет оптимизировать форму и структуру параметра при различных ограничивающих условиях. Пример оптимизации формы параметра при фиксированной полной массе поглотителя приведен на рис. 20. Проведенные расчеты [34] показывают, что при использовании свинцового поглотителя массой 10^3 т можно достичь $S\Omega_{\text{эф}} \simeq 10$ м²·ср, что на два порядка превышает светосилу рекордных магнитных спектрометров [60, 61].

Таким образом, метод параметра позволяет создавать светосильные спектрометры достаточно простой структуры для измерения спектра мюонов вплоть до энергий порядка 100 ТэВ, где, по имеющимся теоретическим оценкам, может проявиться вклад процессов быстрой генерации мюонов. Однако для обоснованных выводов о процессах генерации необходимо одновременное измерение энергетического спектра при малых и больших зенитных углах, что позволит разделить возможные физические причины изменения наклона спектра. Желательно, чтобы такие измерения выполнялись единым методом с помощью идентичных установок, что позволило бы свести к минимуму методические неопределенности при сопоставлении двух спектров [62].

Для измерения спектра мюонов в вертикальном направлении может быть использован многорядный детектор мюонов (парметр), создание которого предусмотрено проектом экспериментального комплекса АНИ [45, 46] (см. ниже). Предполагаемые размеры параметра АНИ достаточны для получения статистически обеспеченных результатов измерения спектра в области 10^{12} — 10^{14} эВ.

При оценке необходимых размеров параметра для измерения горизонтального спектра следует учитывать, что в области выше 10^{12} эВ



интенсивность мюонов при больших зенитных углах в 5—7 раз больше, чем в вертикальном направлении (из-за увеличения распадной длины λ , K -мезонов в разреженных слоях атмосферы). Следовательно, одинаковая статистическая точность измерения спектра в горизонтальном потоке мюонов может быть достигнута при использовании установки значительно меньшей светосилы. Ориентировочные размеры вертикального и горизонтального парметров приведены

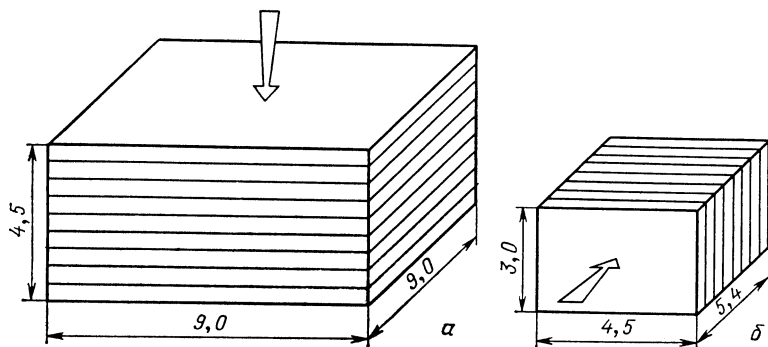


Рис. 21. Характерные габариты (м) парметров для измерения вертикального (а) и горизонтального (б) потоков мюонов космических лучей [62]

на рис. 21. Ожидаемая частота регистрации событий, соответствующих энергиям мюонов выше 10 ТэВ, для каждого из парметров составит около 10^3 в год [62].

Мюонные семейства в ШАЛ. Использование парметров большой площади для регистрации групп мюонов открывает уникальные возможности исследования новой области феноменологических параметров ШАЛ — характеристик мюонных семейств [46]. Если в подавляющем большинстве выполненных ранее экспериментов о группах мюонов было известно лишь то, что они состоят из мюонов с энергией выше некоторого порогового значения, то в мюонных семействах измерятся не только факт прохождения и координаты, но и энергия каждого мюона. Мюоны с энергией выше 1 ТэВ в составе ШАЛ имеют пространственное расхождение порядка 10 м, так что установка с площадью 10^3 м² может регистрировать большинство высокоэнергичных мюонов ливня. Существовавшие до сих пор спектрометры из-за малых размеров могли фиксировать лишь малую часть или вообще одиночные мюоны, что позволяло исследовать пространственно-энергетические характеристики мюонов ШАЛ лишь статистически. Измерение характеристик мюонных семейств дает важную дополнительную информацию о параметрах взаимодействия и составе первичного космического излучения при сверхвысоких энергиях.

Парметр большой площади (9×9 м) предполагается использовать в качестве одного из мюонных детекторов экспериментального комплекса АНИ, сооружаемого на г. Арагац и нацеленного на исследова-

дование взаимодействий адронов в области энергий 10^3 — 10^5 ТэВ [45, 46]. Схема расположения парметра в подземной лаборатории комплекса представлена на рис. 22. Создание парметра расширит диапазон предполагаемых исследований высокоэнергичных мюонов ШАЛ в составе комплексной установки. Кроме того, парметр позволит проводить также и автономные исследования одиночных

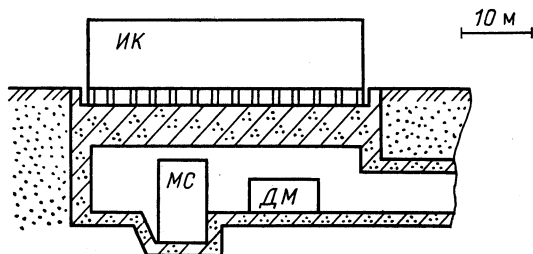


Рис. 22. Схема расположения основных детекторов комплекса АНИ [45]: ИК — наземный ионизационный калориметр; МС — магнитный спектрометр; ДМ — детектор мюонов высокой энергии (парметр). Установка включает также ливневую систему для регистрации электронно-фотонной и мюонной ($E_{\mu} > 5$ ТэВ) компонент ШАЛ (на рисунке не показаны)

мюонов, мюонных семейств и взаимодействий мюонов в области энергий 10^{12} — 10^{14} эВ, безотносительно к ливневому сопровождению.

Измерение энергии мюонов в нейтринных водных детекторах. В последние годы интенсивно ведутся работы по созданию больших глубоководных установок для исследования мюонов и нейтрино космических лучей сверхвысоких энергий путем регистрации черенковского излучения от одиночных мюонов и каскадных ливней (проект ДЮМАНД [39, 40]). Предусматривается решение двух групп задач [40]: изучение энергетического спектра и углового распределения атмосферных мюонов и нейтрино; поиск внеатмосферных (галактических и внегалактических) источников нейтрино высоких энергий. И в том, и в другом случае важную роль играет информация об энергии мюонов.

Глубоководные детекторы представляют собой объемную решетку регистрирующих модулей (рис. 23) на базе фотоумножителей с боль-

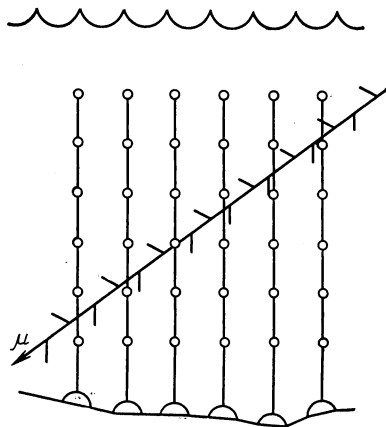


Рис. 23. Регистрация мюона в глубоководном детекторе

шой площадью фотокатода. Предполагаемые объемы установок первого поколения (300—500 м)³. Метод парметра, как единственный способ спектрометрии высокоэнергичных мюонов в индивидуальных событиях в подобных установках, сразу привлек к себе пристальное внимание [39—44]. Теоретическая оценка (15) показывает, что достижимая точность измерения энергии мюона, при условии регистрации каскадов с энергией $\varepsilon \geq 10^{-3} E$, составит около 40 и 23% при регистрации электрон-позитронных пар на длине трека 300 и 1000 м соответственно, причем такая точность может быть получена как при регистрации отдельных взаимодействий, так и при измерении суммарных энерговыделений в нескольких последовательных слоях воды [32, 33, 41]. Особенно эффективно метод парметра будет работать в области энергий мюонов выше 10^{14} эВ, когда след мюона превратится в квазинепрерывный «светящийся пшур» [40]. Однако вопрос о нижней границе применимости метода в реальной глубоководной установке в условиях большого расстояния между измерительными модулями (15—30 м) остается открытым и требует как адекватного моделирования отклика системы черенковских детекторов, так и поиска оптимальных алгоритмов восстановления пространственных и энергетических характеристик мюонного трека. Исследования в этом направлении в настоящее время ведутся (см., например, [43]).

6. ПАРМЕТР В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Возможные области применения парметра в ускорительных экспериментах определяются основными особенностями метода. При условии регистрации взаимодействий $\varepsilon \geq 10^{-3} E$ относительная погрешность измерения энергии практически постоянна, верхний предел по E отсутствует. Для измерения энергии не требуется магнитное поле. Достоинством метода является также возможность его реализации с помощью простой детектирующей структуры, допускающей объединение детекторов в относительно небольшое число измерительных каналов. К недостаткам метода прежде всего следует отнести относительно невысокую точность измерения энергии и большие линейные размеры установок, что практически исключает его использование в 4л-детекторах. Не определяется знак частицы. Метод не может быть использован при малых энергиях мюонов (ниже 100—300 ГэВ, в зависимости от вещества).

Качественное сопоставление возможностей парметра с другими методами измерения энергии, широко применяемыми на ускорителях, приведено на рис. 24. При энергиях порядка 10 ТэВ и выше парметр оказывается вне конкуренции. Однако и в области 1 ТэВ метод парметра может использоваться: для спектрометрии мюонов в тех случаях, когда использование магнитного поля невозможно или нежелательно; для быстрого отбора событий, содержащих мюоны высоких энергий.

Типичная структура парметра для регистрации мюонов в направленном пучке частиц [62] представляет собой набор последовательно расположенных электромагнитных калориметров-башен толщиной по 30—50 рад. ед. каждый при общей толщине поглотителя в парметре порядка 10^3 рад. ед. Толщина отдельных пластин поглотителя в калориметрах может составлять 3—5 рад. ед. и более, что

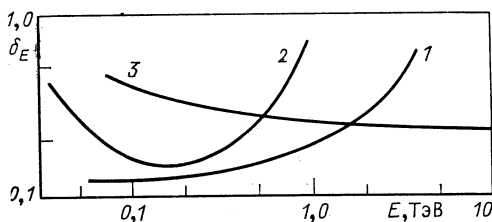


Рис. 24. Относительная погрешность измерения энергии мюонов для различных методов:

1 — спектрометр из намагниченного железа (толщина 5 м, индукция 2 Тл); 2 — детектор переходного излучения (длина 16 м); 3 — парметр (2000 рад. ед. свинца). Оценки 1, 2 — из работы [49]

обеспечивает возможность отбора взаимодействий мюонов с порогом $\varepsilon_0 \simeq 0,3\text{—}1$ ТэВ с достаточной точностью.

Рассмотрим возможные варианты парметра для решения конкретных экспериментальных задач [62].

Выносные детекторы на встречных пучках. Одним из основных требований, предъявляемых к установкам для экспериментов на встречных пучках, является их высокая герметичность по отношению к продуктам взаимодействия. Однако в экспериментах на коллайдерах регистрация частиц, вылетающих под малыми углами к оси сталкивающихся пучков, затруднена. Например, в разрабатываемом для экспериментов на встречных пучках УНК универсальном калориметрическом детекторе [63] центральные, торцевые и внешние калориметры перекрывают диапазон углов $\theta \gtrsim 12$ мрад, что соответствует интервалу псевдобыстрот $|\eta| \lesssim 5$. В то же время при энергии УНК свыше 20% частиц [64] имеют $|\eta| > 5$, и, унося основную часть полной энергии события, будут играть существенную роль и в балансе поперечного импульса. С ростом энергии пучков доля таких частиц увеличивается.

Значительно улучшить герметичность подобных установок для $pp(\bar{p}\bar{p})$ -коллайдеров можно, введя дополнительные выносные детекторы на удалении 20—25 м от точки пересечения пучков (рис. 25). С учетом диаметра камеры ускорителя (6—8 см) расположение детекторов на таком расстоянии позволило бы дополнительно перекрыть диапазон углов $2 \lesssim \theta \lesssim 12$ мрад, или $5 \lesssim |\eta| \lesssim 7$. Учитывая различную природу регистрируемых частиц (адроны, фотоны, электроны, мюоны), необходимо последовательно разместить электромагнит-

ный (25—30 рад. ед.) и адронный (6—10 ядерных пробегов, уран или сталь) калориметры, а также спектрометр мюонов. Близость выносного детектора к пучку ускорителя затрудняет использование магнитного поля, поэтому в качестве мюонного спектрометра целесообразно применить парметр. При небольших поперечных габаритах

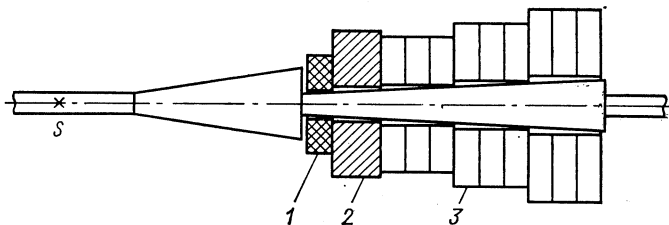


Рис. 25. Схема размещения выносного детектора [62]:

S — точка встречи пучков; 1, 2 — электромагнитный и адронный калориметры; 3 — парметр

выносного детектора достаточная толщина парметра может быть достигнута при умеренной полной массе мишени.

Возможная структура парметра — многопластинчатый сцинтилляционный калориметр с урановым поглотителем, базовым элементом которого может служить модуль, включающий десять пластин урана толщиной 1 см, прослоенных сцинтиллятором толщиной 0,5 см, с выводом света на один ФЭУ. Толщина модуля, таким образом, составит около 30 рад. ед. При суммарной толщине уранового поглотителя 2000 рад. ед. длина парметра составит около 10 м, а общая масса мишени (при диаметре парметра 0,6 м) равна примерно 35—40 т. Полное число ФЭУ и каналов электроники будет определяться поперечной сегментацией парметра. При площади поперечного сечения модуля 100 см^2 необходимое число каналов — около 2000.

Парметр указанной структуры может обеспечить измерение энергии мюонов с относительной погрешностью $\delta_E \approx 30\%$ в области $E \gtrsim 300 \text{ ГэВ}$. Возможна замена уранового поглотителя на свинцовый, однако в этом случае длина парметра при той же точности измерения энергии увеличится примерно в 1,5 раза.

Быстрый отбор мюонов высокой энергии. В некоторых ускорительных экспериментах с фиксированной мишенью (например, при изучении характеристик образования мюонных пар вблизи кинематического предела, при исследовании рождения тяжелых кварков с мюонами в конечном состоянии и т. п.) весьма важной является возможность быстрого выделения событий, содержащих мюоны высокой энергии. При энергиях мюонов выше нескольких сотен гигаэлектрон-вольт такой триггер может быть организован при помощи парметра, расположенного за адронной защитой (рис. 26). Использование пластических сцинтилляторов в качестве детекторов позволит достичь временного разрешения порядка 10^{-8} с. Условием отбора

мюонов высокой энергии будет многократное совпадение сигналов от детекторов в парметре на уровне выше некоторого порога.

Зависимость эффективности регистрации мюонов η от их энергии при различных условиях отбора в парметре представлена на рис. 27.

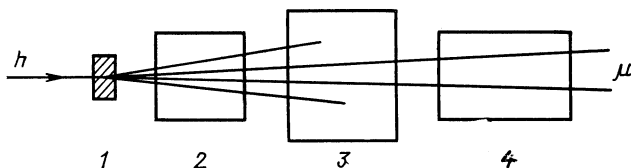


Рис. 26. Вариант размещения парметра для отбора событий с мюонами высокой энергии [62]:

1 — мишень; 2 — основной детектор; 3 — адронная защита; 4 — парметр

Например, при отборе событий с числом взаимодействий $M \geq 30$ при пороговой передаче энергии $\epsilon_0 = 0,5$ ГэВ в слое толщиной 2000 рад. ед. эффективность регистрации мюонов выше 1 ТэВ пре-

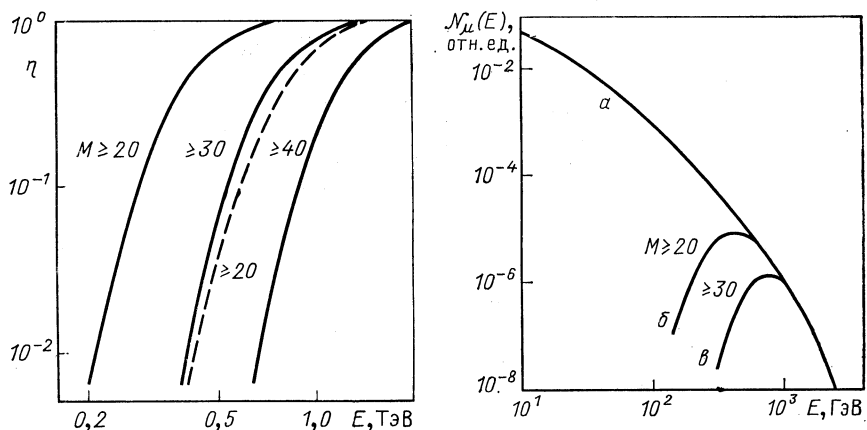


Рис. 27. Эффективность отбора мюонов с различным числом взаимодействий в парметре толщиной 2000 рад. ед.:

сплошные кривые — порог $\epsilon_0 = 0,5$ ГэВ; штриховая — $\epsilon_0 = 1$ ГэВ. Цифры у кривых — пороговая кратность взаимодействий

Рис. 28. Спектр мюонов, образующихся в ядерном каскаде при сбросе на мишень протонов с энергией 5 ТэВ, после прохождения слоя бетона толщиной 40 м: а — оценка [62] на основе результатов моделирования [65]; б, в — результат отбора высокоэнергичных мюонов с помощью парметра

высит 80%, в то время как мюоны с энергией менее 400 ГэВ будут подавлены по меньшей мере на два порядка. Изменение пороговой кратности совпадений M или порога ϵ_0 позволяет варьировать порог отбора мюонов от 200—300 ГэВ до максимально достижимых на данном ускорителе энергий.

При сегментации структуры параметра, аналогичной описанной в предыдущем разделе, возможен отбор событий не только по энергии мюонов, но и (на более высоком уровне триггера) по поперечному импульсу или по эффективной массе пар мюонов. При толщине параметра 2000 рад. ед. и площади поперечного сечения 1 м^2 необходимая масса свинца составит около 130 т, а число каналов — порядка 5000.

Интересные возможности использования параметра имеются в экспериментах типа *beam dump*. Так, при энергии протонов порядка 5 ТэВ возможно изучение близпорогового рождения W -бозона. Хорошая эффективность отбора случаев рождения W может быть обеспечена на основе выделения мюонов высокой энергии от распада $W \rightarrow \mu\nu$ в сочетании с большим поперечным импульсом этих мюонов (порядка 40 ГэВ). На рис. 28 приведен энергетический спектр мюонов от π^- , K^- -распадов при сбросе пучка протонов с энергией 5 ТэВ на плотную мишень. Там же приведен спектр мюонов при отборе с помощью описанного выше варианта параметра (2000 рад. ед., $\epsilon_0 = 0,5 \text{ ГэВ}$). Использование только энергетического отбора позволяет снизить фон распадных мюонов малой энергии примерно на три порядка.

Пучки меченых мюонных нейтрино. Разработанная в ИФВЭ схема мечения нейтрино [66] основана на регистрации одновременно с взаимодействием в нейтринном детекторе остальных продуктов распада заряженных каонов ($K_{\mu 2}$ и $K_{e 3}$) при помощи специальной станции мечения, расположенной в конце распадной базы. Для моноэнергетического пучка мезонов такая схема позволяет определять все начальные характеристики нейтрино на уровне индивидуального события, в частности энергию нейтрино с точностью порядка 3%. Однако из-за малости углов вылета эта методика не позволяет метить с приемлемой точностью нейтрино от ($\pi \rightarrow \mu\nu$)-распада. В то же время интенсивность нейтрино от распадов пионов выше, чем от каонов; кроме того, эти нейтрино сколламированы в 3,6 раза лучше, что позволяет уменьшить сечение нейтринного детектора примерно на порядок.

Для получения информации об энергии нейтрино в двухчастичных распадах может быть использовано соотношение $E_\nu = E_0 - E_\mu$, где E_0 — энергия адронов (пионов, каонов) в пучке. Диапазон энергий мюонов от ($\pi \rightarrow \mu\nu$)-распада для ТэВ-ных энергий пучка лежит в области применимости метода параметра, поэтому измерить энергию распадных мюонов можно с помощью параметра, расположенного в начале мюонной защиты (рис. 29) — после слоя вещества, необходимого для поглощения нераспавшихся адронов (5—10 м бетона). Регистрация мюона относительно низкой энергии будет соответствовать высокоэнергичному нейтрино, и, наоборот, наличие мюона с энергией, близкой к E_0 , отвечает малой энергии нейтрино.

Дифференциальные спектры нейтрино от ($\pi \rightarrow \mu\nu$)-распада, соответствующие фиксированному числу взаимодействий мюона в параметре толщиной 5000 рад. ед. с передачей энергии выше порога $\epsilon_0 =$

$= 0,5$ ГэВ, приведены на рис. 30. Хотя получающиеся спектры довольно широки и не дают оснований говорить об измерении энергий нейтрино в индивидуальных событиях, тем не менее такой простой отбор может быть использован для выделения различных частей спектра мюонных нейтрино. Для улучшения оценки характеристик

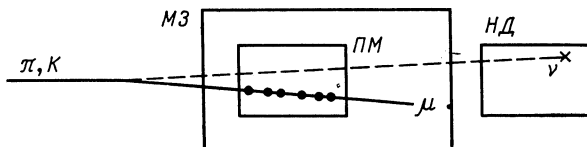


Рис. 29. Схема мечения нейтрино с помощью парметра [62]:
 НД — нейтринный детектор; МЗ — мюонная защита; ПМ — парметр!

нейтрино (как с точки зрения определения энергии, так и снижения фона случайных совпадений) можно использовать информацию о координатах мюона и нейтрино наряду с энергией мюона, для чего требуется сегментация парметра в поперечном сечении.

Необходимые размеры парметра определяются в основном кинематикой распада. При энергии пионов $E_0 > 1$ ТэВ и длине распадного

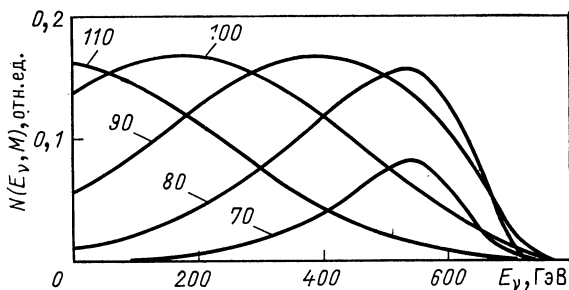


Рис. 30. Энергетические спектры нейтрино от распада пионов с энергией 1500 ГэВ ($\pm 10\%$), соответствующие фиксированному числу взаимодействий мюона в парметре [62]

канала 3,7 км (УНК) достаточен диаметр около 40 см. Длина парметра при использовании свинца для толщины 5000 рад. ед. составит около 40 м, масса мишени — 40 т.

Основные черты рассмотренной методики мечения нейтрино: малая расходимость пучка нейтрино; возможность использования информации об энергии нейтрино в выработке триггера нейтринного детектора; улучшение (хотя и незначительное) точности оценки энергии нейтрино с ростом энергии пучка.

В заключение остановимся еще на одной возможности использования парметра для мечения нейтрино: разделение нейтрино от π - и K -распадов в дихроматических нейтринных пучках. Энергии

мюонов, сопровождающих эти нейтрино, различаются более чем на порядок. Для надежного разделения двух пиков в дихроматическом спектре нейтрино достаточно использовать параметр толщиной 500—1000 рад. ед., расположенный в начале мюонной защиты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Парметр — метод измерения энергии мюонов, основанный на регистрации многократных взаимодействий мюона в толстых слоях вещества, главным образом за счет процесса прямого образования электрон-позитронных пар. Наиболее информативная с точки зрения оценки энергии мюона область относительных передач энергии $\varepsilon/E \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$. Нижний предел применимости метода определяется фоновым вкладом процесса образования δ -электронов и составляет, в зависимости от вещества, 100—300 ГэВ; верхний предел на измеряемые энергии мюонов практически отсутствует. Асимптотическое значение относительной погрешности измерения для различных вариантов восстановления энергии мюонов в парметре определяется главным образом полной толщиной мишени в радиационных единицах ($\delta_E \approx \sqrt{137/T}$). Метод предъявляет весьма мягкие требования как к энергетическому порогу взаимодействий, которые необходимо регистрировать ($\varepsilon \gtrsim 10^{-3} E$), так и к точности измерения переданных энергий, что позволяет создавать светосильные установки достаточно простой структуры.

Имеющиеся экспериментальные данные, полученные в космических лучах, подтверждают наличие энергетических зависимостей, лежащих в основе метода, а их согласие с результатами расчетов свидетельствует об адекватности разработанных математических моделей и возможности их использования для планирования полномасштабных экспериментов с применением парметра.

Метод парметра может эффективно использоваться при исследовании мюонов и нейтрино космических лучей в области энергий выше 10^{12} эВ, в частности, для измерения энергетических спектров мюонов в атмосфере при различных зенитных углах; для изучения характеристик мюонных семейств в составе ШАЛ; для измерения энергии мюонов в больших водных детекторах и нейтринных телескопах.

В ускорительных экспериментах применение парметра, по-видимому, будет вне конкуренции при энергиях мюонов больше 10 ТэВ. Но и в области 0,3—3 ТэВ возможно его применение в качестве быстрого триггера для отбора событий с мюонами высоких энергий; для измерения энергии мюонов в тех случаях, когда использование магнитного поля нецелесообразно; для регистрации частиц под малыми углами в экспериментах на встречных пучках; для мечения мюонных нейтрино.

Авторы признательны Г. Т. Зацепину, Т. Л. Асатиани, Т. Т. Барнавели, А. П. Воробьеву, С. П. Денисову, А. Д. Ерлыкину, А. М. Зайцеву, А. Н. Калиновскому, Э. А. Мамиджянью, С. И. Никольскому,

С. В. Тер-Антоняну, Г. Б. Христиансену, а также сотрудникам группы МЮТРОН (Институт космических лучей Токийского университета) за помощь на различных этапах работы и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев И. С., Зацепин Г. Т.//Труды Международной конференции по космическим лучам. Т. 1. М.: АН СССР, 1960. С. 326—329.
2. Гедалин Э. В.//ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 1697—1700.
3. Веденеев О. В., Дмитриев В. А., Христиансен Г. Б.//ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 556—560.
4. Гедалин Э. В., Герасимова Н. М.//ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 565—575.
5. Гедалин Э. В.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. С. 1873—1875.
6. Гедалин Э. В., Мнацаканова М. Н.//Физика частиц высоких энергий. Вып. 1. Тбилиси: Мецниереба, 1965. С. 51—64.
7. Герасимова Н. М.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1965. Т. 29. С. 1754—1756.
8. Ерлыкин А. Д. Препринт ФИАН СССР № 67. М., 1967.
9. Bibilashvili M. F.//Proc. 11th Intern. Cosmic Ray Conf. Vol. 4. Budapest, 1969. P. 91—94.
10. Фомин Ю. А., Хренов Б. А.//Труды Всесоюз. конф. по физике космич. лучей. Ч. 1. Вып. 2. М.: ФИАН СССР, 1969. С. 52—57.
1. Bibilashvili M. F., Barnaveli T. T., Grubelashvili G. A., Muradova N. A.// Phys. Lett. 1965. Vol. 17. P. 175—176.
2. Bibilashvili M. F., Barnaveli T. T., Grubelashvili G. A., Muradova N. A.// Proc. 9th Intern. Cosmic Ray Conf. Vol. 2. London, 1965. P. 956—958.
13. Вернов С. Н., Христиансен Г. Б., Нечин Ю. А. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1966. Т. 30. С. 1694—1696.
14. Вернов С. Н., Нечин Ю. А., Хренов Б. А., Христиансен Г. Б.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1967. Т. 31. С. 1520—1522.
15. Bibilashvili M. F., Barnaveli T. T., Grubelashvili G. A. e.a.//Proc. 11th Intern. Cosmic Ray Conf. Vol. 4. Budapest, 1969. P. 95—97.
16. Ильина Н. П., Калмыков Н. Н., Хренов Б. А. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1972. Т. 36. С. 1744—1750.
17. Ильина Н. П., Хренов Б. А., Христиансен Г. Б.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. С. 1478—1483.
18. Ильина Н. П., Хренов Б. А., Ярочкина З. В.//ЯФ. 1973. Т. 18. С.854—864.
19. Бибилашвили М. Ф., Барнавели Т. Т., Эристави Н. А. и др.//Ядерные взаимодействия при высоких энергиях. Тбилиси: Мецниереба, 1976. С. 96—108.
20. Барнавели Т. Т., Левит О. И., Таталашвили Н. Г. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 594—596.
21. Барнавели Т. Т., Левит О. И., Таталашвили Н. Г. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 1269—1272.
22. Барнавели Т. Т., Таталашвили Н. Г., Халдеева И. В. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 2416—2418; Барнавели Т. Т., Халдеева И. В., Эристави Н. А.//ВАНТ. Техника физического эксперимента. 1986. Вып. 5 (31). С. 66—75.
23. Барнавели Т. Т., Халдеева И. В., Шергелашвили З. Т., Эристави Н. А.// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 2231—2235.
24. Асатиани Т. Л., Алчуджян С. В., Газарян К. А. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 590—593.
25. Асатиани Т. Л., Тер-Антонян С. В.//Изв. АН АрмССР. Физика. 1980. Т. 15. С. 174—185.
26. Асатиани Т. Л., Алчуджян С. В., Амроян К. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 1265—1268.

27. Wada T., Kitamura T.//*Progr. Theoret. Phys.* 1969. Vol. 41. P. 1587—1589.
28. Мое М. К.//*Nuovo cimento.* 1970. Vol. 66B. P. 90—96.
29. Kitamura T., Mitsui K., Miyake S. e.a.//*Proc. 13th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 3. Denver, 1973. P. 1962—1970; *Ibid.* Vol. 4. P. 2974—2977.
30. Kitamura T., Mitsui K., Muraki Y. e.a.//*Proc. 14th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 6. Munich, 1975. P. 2145—2149.
31. Nakamura I., Kitamura T., Mitsui K. e.a.//*Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 10. Kyoto, 1979. P. 19—23.
32. Кокоулин Р. П., Петрухин А. А.//*Математическое моделирование физических установок.* М.: Энергоиздат, 1981. С. 38—48.
33. Kokoulin R. P., Petrukhin A. A.//*Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 10. Paris, 1981. P. 382—385.
34. Kokoulin R. P. ICR-Report-103-82-6. University of Tokyo, 1982.
35. Кокоулин Р. П., Петрухин А. А. Препринт МИФИ 048-86. М., 1986.
36. Kokoulin R. P., Petrukhin A. A.//*Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 1988. Vol. A263. P. 468—479.
37. Асатиани Т. Л., Тер-Антонян С. В. Препринт ЕФИ-469(11)-81. Ереван, 1981.
38. Kokoulin R. P. ICR-Report-102-82-5. University of Tokyo, 1982.
39. Chudakov A. E., Cline D., Jones W. V. e.a.//*Proc. 1976 DUMAND Summer Workshop.* Honolulu, 1976. P. 297—327; Cline D.//*Ibid.* P. 265—296; Miyake S.//*Ibid.* P. 257—264.
40. Березинский В. С., Зацепин Г. Т.//*УФН.* 1977. Т. 122. С. 3—36.
41. Borog V. V., Kokoulin R. P., Petrukhin A. A. e.a.//*Proc. 15th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 6. Plovdiv, 1977. P. 289—294.
42. Roberts A.//*Proc. 1978 DUMAND Workshop.* Vol. 1. La Jolla, 1978. P. 275—282.
43. Stenger V. J., Taylor G. N., Roberts A.//*Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 10. Kyoto, 1979. P. 373—378.
44. Dau W. D., Böhm E.//*Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 10. Paris, 1981. P. 386—389.
45. Данилова Т. В., Дунаевский А. М., Ерлыкин А. Д. и др.//*Изв. АН АрмССР. Физика.* 1982. Т. 17. С. 129—232.
46. Авакян В. В., Авакян К. М., Арутюнян С. Х. и др.//Препринт ЕФИ-1099 (62)-88. Ереван, 1988.
47. Wada T., Yamamoto I., Takahashi N., Misaki A.//*Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 8. La Jolla, 1985. P. 61—64.
48. Петрухин А. А.//ВАИТ. Техника физического эксперимента. 1988. Вып. 4. (39). С. 53—63.
49. Gößling C., Zupančič Č.//*Proc. ECFA—CERN Workshop: Large Hadron Collider in the LEP Tunnel.* Vol. 1. ECFA 84/85. CERN 84-10. Lausanne — Geneva, 1984. P. 223—227.
50. Petrukhin A. A., Shestakov V. V.//*Canad J. Phys.* 1968. Vol. 46S. P. 377—380.
51. Kokoulin R. P., Petrukhin A. A.//*Proc. 11th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 4. Budapest, 1969. P. 277—284.
52. Bhabha H. J.//*Proc. Roy. Soc.* 1938. Vol. A164. P. 257.
53. Borog V. V., Petrukhin A. A.//*Proc. 14th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 6. Munich, 1975. P. 1949—1954.
54. Lohmann W., Kopp R., Voss R. CERN 85-03. Geneva, 1985.
55. Худсон Д. Статистика для физиков: Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
56. Тер-Антонян С. В.//5-я конференция молодых ученых Ереванского физического института (тезисы докладов). Ереван, 1981. С. 58—59.
57. Астафьев В. А., Грушинский А. Н., Лютов Ю. Г. и др.//*Изв. АН АрмССР. Физика.* 1980. Т. 15. С. 345—353.
58. Арутюнян С. Х., Кокоулин Р. П., Чилингарян А. А. Препринт ЕФИ-940 (91)-86. Ереван, 1986.

59. Kokoulin R. P., Petrukhin A. A.//Proc. 18th Intern. Cosmic Ray Conf. Vol. 7. Bangalore, 1983. P. 17—20.
60. Allkofer O. C., Bella G., Dau W. D. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. B259. P. 1—18.
61. Matsuno S., Kajino F., Kawashima Y. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. D29. P. 1—23.
62. Кокоулин Р. П., Петрухин А. А. Препринт МИФИ 054-88. М., 1988.
63. Денисов С. П. Встречные пучки УНК. Экспериментальная программа. Текст лекции. М.: МИФИ, 1987.
64. Ажгирей И. Л., Воробьев А. П., Козловский Е. А., Мохов Н. В. Препринт ИФВЭ 87-151. Серпухов, 1987.
65. Gaisser T. K., Stanev T.//Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1985. Vol. A235. P. 183—192.
66. Денисов. С. П. Пучки меченых нейтрино — новый шаг в методике нейтринных исследований. Текст лекции. М.: МИФИ, 1984.