

ИСКАЖЕНИЯ СПЕКТРОВ КУМУЛЯТИВНЫХ МЕЗОНОВ ВТОРИЧНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ В ЯДРАХ

Л.С.Золин, В.Ф.Переседов

Получены количественные оценки искажений спектров кумулятивных пионов и каонов в результате перерасеяний на внутриядерных нуклонах. Расчеты выполнены методом Монте-Карло на основе модели внутриядерного каскада. При задании начальных условий использована флуктонная модель генерации кумулятивных частиц. Различие наблюдаемых и «исходных» спектров возрастает с ростом атомного номера ядра, что сильно отражается на A -зависимости выхода кумулятивных частиц. Учет взаимодействия в конечном состоянии важен также при рассмотрении отношений выхода частиц различного сорта. Для K^+/K^- -отношения эффект коррекции может достигать фактора 3.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Distortion of the Spectra of Cumulative Mesons by Multiscattering in Nuclei

L.S.Zolin, V.F.Peresedov

Quantitative estimates of the spectra distortions of cumulative pions and kaons by multiscattering in nuclei are obtained. The calculations were made by using Monte Carlo simulation on the basis of the intranuclear cascade model. The fluctuon model of cumulative particle generation was used to give initial conditions. The difference between the initial and observed (distorted by multiscattering in nuclei) spectra increases with increasing nuclear number and leads to significant cumulative particle A -dependence corrections. Taking into account final state interactions is also important when the ratios of particles of different types are considered. The K^+/K^- -ratio corrections can reach a factor of about 3.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Искажение наблюдаемых характеристик реакций в результате вторичных взаимодействий в ядрах является предметом постоянного внимания при анализе и интерпретации результатов экспериментов с ядрами. При исследовании выхода частиц-продуктов ядерной реакции учет их взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) важен даже на легчайшем ядре — дейтроне. Это подтверждают, например, результаты измерения поляризационных характеристик реакции стриппинга дейтрона [1]. Точный количественный учет ВКС затруднен, одно из основ-

ных препятствий — отсутствие знания реального механизма процесса формирования адронов и, в частности, такого, необходимого для расчетов параметра, как длина формирования l_f . Кварковые и партонные модели дают лишь грубые количественные оценки этой величины. Концепцию длины формирования следует здесь кратко обсудить, поскольку учет ВКС иногда игнорируется без обоснования количественного критерия.

Структурные изменения квантовой частицы в процессе взаимодействия и проблема «полуголых» частиц были рассмотрены Фейнбергом с позиций квантовой теории поля в обзоре [2]. Отмечено, что время регенерации нормальной структуры адрона, T_r , не может быть меньше времени распространения сигнала в пределах нормального объема частицы. В системе покоя адрона $T_r > m_\pi^{-1}$, в лабораторной системе время регенерации релятивистски затягивается, $T_r > m_\pi^{-1} E_L/m$. В частности, для нуклона можно считать

$$T_r^N \geq (1/m_{eff}) (E/m_N) \approx \gamma/(2-3)m_\pi. \quad (1)$$

Наглядная картина перерасеяния вторичных частиц в ядрах была предложена Канчелли [3] на основе партонной модели: вторичные адроны с энергией E имеют длины формирования

$$l_f \approx E/\mu_0^2, \quad (2)$$

где $\mu_0^2 = m^2 = 0,5 \text{ ГэВ}^2$ — средний квадрат поперечной массы конститuentных частиц-партонов. На расстояниях меньше l_f взаимодействие отсутствует, на расстояниях больше l_f движение вторичных частиц можно считать классическим, т.е. при расчете вторичных взаимодействий с нуклонами ядра применимо вероятностное рассмотрение, основанное на hN -сечениях.

В работах [4,5] показано, что экспериментальные данные по инклюзивным спектрам частиц с большими p_T и полным множественностям рожденных частиц хорошо согласуются с предсказаниями двухфазной модели генерации частиц во внутриядерных каскадах, предполагающей наличие партонной фазы, слабо взаимодействующей с ядерной материей в течение времени, пропорционального импульсу партона

$$t \approx p/m_\perp^2. \quad (3)$$

Сравнение с экспериментом дает оценку квадрата поперечной массы:

$$m_{\perp}^2 = (1 - 2) m_N^2, \quad (4)$$

что соответствует продольным расстояниям

$$l_f = (0,1 - 0,2) p \quad (\text{фм}) \quad (5)$$

В моделях цветовой струны [6,7] длина формирования определяется аналогично (2) с заменой массового параметра на параметр натяжения цветовой струны $m_{\perp}^2 = 2\kappa$, где $\kappa \approx 1$ ГэВ/фм. Отличие от партонных моделей предсказывается для лидирующих адронов ($x_f > 0,5$), для которых

$$l_f = (1 - x_f) p / \kappa \quad (6)$$

Таким образом, кварк-партонные модели дают оценку длины формирования адрона с импульсом p , близкую к (5). Эта оценка может быть справедлива при достаточно высоких энергиях, когда обеспечена справедливость применения партонных моделей.

Отсутствие надежных теоретических оснований для определения времени формирования частиц заставляет отдавать предпочтение экспериментальной оценке этой величины. На основании анализа результатов согласования расчетов по модели внутриядерного каскада и опытных данных по pA - и AA -реакциям при $E \geq 200$ ГэВ авторы [8] пришли к выводу, что следует выделять лидирующие адроны, эффективное время формирования которых близко к нулю в соответствии с предположениями струнных моделей. Длина формирования частиц, рожденных в центральной области быстрот, для которых время формирования в системе покоя — $\tau_f \approx 1$ фм/с, соответствует

$$l_f = \tau_f \gamma v = p / m^2. \quad (7)$$

В настоящей работе мы делаем попытку, опираясь на модели внутриядерных каскадов, оценить искажения, вносимые ВКС в спектры кумулятивных пионов и каонов, испускаемых под углами, близкими к 180° . Соответствующие экспериментальные данные по импульсным распределениям ограничены сверху значениями $p \approx 1$ ГэВ/с [9,10,11]. Если пользоваться оценками (2—7), то длину формирования можно выбирать в пределах от $l_f(\pi, K) = 0,1p$ (фм) до $l_f(\pi) = 7p$ (фм) и $l_f(K) = 2p$ (фм). В проведенных расчетах мы использовали два значения длины формирования, близкие к этим крайним оценкам:

$$l_f = 0 \text{ и } l_f = 5p. \quad (8)$$

Внимание к процессам кумулятивного рождения адронов при энергиях $E_0 > 1$ ГэВ обусловлено тем, что, начиная с $E_0 \approx 3-5$ ГэВ в $(\gamma, \pi, p)A$ -взаимодействиях, инвариантные дифференциальные сечения образования кумулятивных частиц

$$\sigma_{inv} = E d\sigma/d^3p = C \exp(-x_c/x_0) \quad (9)$$

начинают демонстрировать универсальность поведения. Наблюдается масштабно-инвариантное поведение по кумулятивной переменной x_c (при энергиях $E_0 \gg m_N$ $x_c \approx \alpha \approx x_B$, где α и x_B — соответственно переменные светового фронта и Бьеркена) и слабая зависимость от типа снаряда и его энергии E_0 : $x_0 \approx \text{const}(x_c, A, E_0)$. A -зависимость близка к объемной ($\sigma_{inv} \sim A^1$). Это дало основание предполагать, что рождение кумулятивных частиц происходит в результате локальных взаимодействий частиц-снарядов (или их конститuentов) с флуктуациями ядерной плотности — флуктонами. Вероятность образования флуктонов, которые могут реализоваться как многокварковые конфигурации или короткодействующие малонуклонные корреляции, определяется плотностью распределения нуклонов в ядрах. Пороговый характер выхода на масштабно-инвариантное поведение связывается с прохождением границы конфайнмента для внутриядерных кварков — включение кварковых степеней свободы [12]. Значимость открывающейся здесь возможности изучения кварк-партонной структурной функции ядер при $x_c > 1$ обуславливает актуальность вопроса о том, насколько отмеченные закономерности точны и какова скорость выхода на асимптотический режим с ростом E_0 ? Давно отмечается также необходимость оценить, насколько наблюдаемые спектры кумулятивных частиц искажены их вторичными взаимодействиями в ядрах (каков ВКС-эффект?).

Измерения инклюзивных спектров кумулятивных мезонов, выполненные в последние годы в области энергий 9—65 ГэВ [13, 14], показали, что отмеченные закономерности выполняются в этой области энергий лишь приближенно:

- 1) $\sigma_{inv}(E_0)$ увеличиваются на 15—30%;
- 2) масштабная инвариантность по x_c для $\sigma_{inv} = C \exp(x_c/x_0)$ выполняется с точностью 10%: x_0 уменьшается с ростом E_0 и растет с увеличением A ;
- 3) A^m — поведение обнаруживает значительную корреляцию с x_c : $m \approx 1$ при $x_c = 1$ и $m \approx 1,3-1,4$ при $x_c = 2$.

Искажения, вносимые ВКС, могут превышать эти отклонения от «ядерного скейлинга».

Расчеты прохождения кумулятивных пионов и каонов в ядерной среде выполнены нами на основе стандартной каскадной модели. Методика расчета ядерного каскада подробно изложена в монографии [15].

В качестве модели ядра использована модель вырожденного ферми-газа. Радиальная плотность распределения нуклонов в ядре задавалась распределением Вуда — Саксона (c - и z -параметры взяты из [16])

$$\rho(r) = \rho(0)/(1 + \exp((r - c)/z)). \quad (10)$$

При расчетах ядро разбивалось на несколько сферических зон, внутри которых ядерная плотность ρ принималась постоянной и определялась в соответствии с (10). В каждой из сферических зон импульсное распределение бралось в виде

$$dN/dp_f \sim p_f^2, \quad (11)$$

где p_f — импульс Ферми, соответствующий ядерной плотности ρ .

Ограничения на взаимодействия, налагаемые принципом Паули, учитывались путем запрета актов рассеяния, в которых импульс нуклона отдачи был меньше граничного значения импульса Ферми:

$$p_f = (3\pi^2\rho)^{1/3}. \quad (12)$$

Отличие от стандартной задачи ядерного каскадирования в нашем случае состояло в том, что:

- 1) прослеживалась только ветвь каскада, связанная с судьбой мезона данного типа;
- 2) исходные импульсы и углы вылета мезонов брались в соответствии с известными двойными дифференциальными сечениями

$$d\sigma/d^3pd\Omega = f(T_{\text{кин.}}, \theta) \quad (13)$$

для инклюзивных реакций $p + A \rightarrow \pi(K^\pm) + X$ [17].

В соответствии со спектаторной моделью рождения кумулятивных мезонов [18] розыгрыш координат их рождения осуществлялся в соответствии с радиальной плотностью распределения флуктонов, модельный расчет которой (для случая bq -флуктонов) выполнен в [19].

Ниже мы приводим результаты расчетов для реакции

$$p + A \rightarrow c(160^\circ) + X, \quad (14)$$

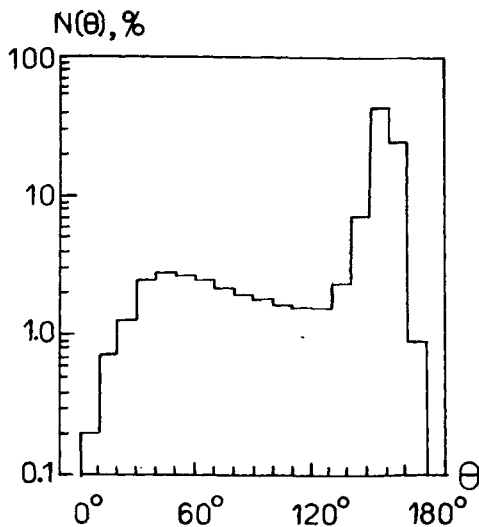
где частица «с» — заряженный пион или каон. Атомный номер A мишени варьировался от 12 до 184 (C, Al, Mo, W). Учитывались процессы упругого и неупругого взаимодействия частицы «с» в ядре, а также взаимодействия с перезарядкой. Значения полных — σ_{tot} и парциальных сечений — σ_i (σ_{el} , σ_{in} , σ_{ex}) для πN - и KN -взаимодействий взяты из компиляций [20]. Относительные вероятности w_i для каждого из процессов разыгрывались в соответствии с σ_i :

$$w_i = \sigma_i / \sigma_{tot} \quad (15)$$

Аппроксимация угловых распределений для πN -рассеяния заимствована из [15], для KN -взаимодействий угловые распределения до импульсов $p = 1,5$ ГэВ/с аппроксимировались полиномами Лежандра.

Процедура оценки искажений спектров за счет ВКС была следующей. В соответствии с зависимостью (13) в интервале импульсов 300+1200 МэВ/с под углами $0 \leq \theta \leq \pi$ и $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ генерировалось примерно 10^7 частиц данного типа. Нерассеянные («прямые»), а также перерассеявшиеся и попавшие в интервал полярного угла $\theta = 150^\circ + 170^\circ$ частицы заполняли «регистрируемый» спектр. Сравнивая исходный, генерируемый в интервал $150^\circ + 170^\circ$ поток частиц (N_0) и регистрируемый спектр (N_1), можно получить количественную оценку искажения абсолютного выхода частиц и формы импульсного спектра. В качестве меры искажения можно использовать отношение

$$D = N_1 / N_0 \quad (16)$$



На рис.1 показан вклад различных углов генерации частиц в регистрируемый спектр.

Коэффициенты искажений D для π^- , K^+ , K^- -мезонов и ядер C, Al, Mo, W при $l_f = 0$, $l_f = 5p$ показаны на рис.2. Для всех частиц имеет место значительное различие в величинах искажений для легких и

Рис.1. Вклад различных полярных углов генерации K^- -мезонов в регистрируемый спектр для $l_f = 0$

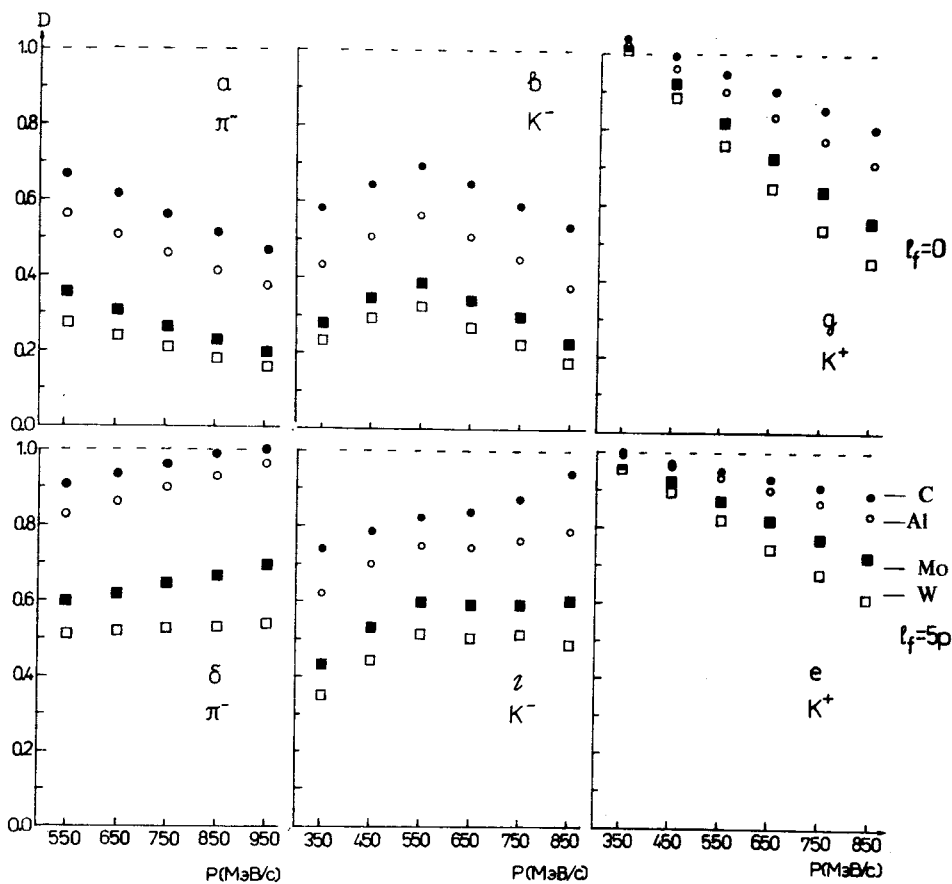


Рис.2. Коэффициенты искажений мезонных спектров D для ядер C, Al, Mo, W: а, в, д — π^- , K^- , K^+ , $l_f = 0$; б, г, е — π^- , K^- , K^+ , $l_f = 5p$.

тяжелых ядер (для пионов $D_c/D_w \cong 3$). В случае $l_f = 0$ для π и K^+ для всех ядер коэффициент D монотонно убывает с ростом импульса, что связано с перекачкой частиц из жесткой части спектра в мягкую за счет упругих и неупругих перерассеяний на нуклонах ядра. Соответственно температура T_0 регистрируемых спектров $\sigma_{inv} = C \cdot \exp(T/T_0)$ меньше, чем исходных. Относительное изменение температур

$$\delta T_0 = (T_{0 \text{ набл.}} - T_{0 \text{ исх.}}) / T_{0 \text{ исх.}} \quad (17)$$

показано на рис.3. Значение δT_0 увеличивается с ростом A от 3% для ядра углерода до 10% для ядра вольфрама.

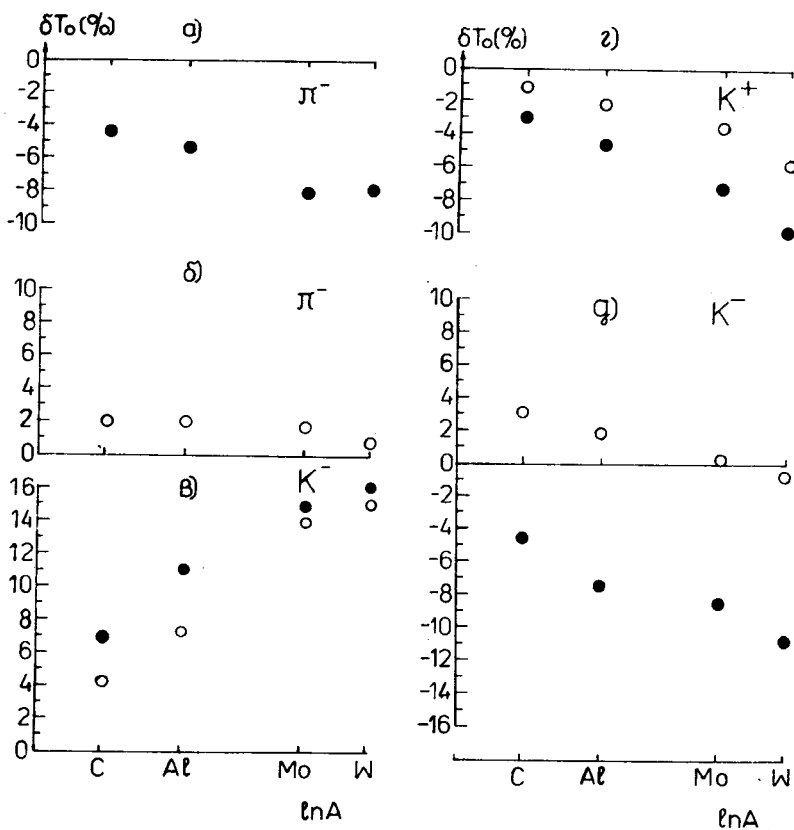


Рис.3. Относительные изменения температур исходных спектров мезонов δT_0 для ядер C, Al, Mo, W (\bullet и \circ — символы для $l_f = 0$ и $l_f = 5p$): а, б — π^- ; в — K^+ ; г — K^- при $0,3 \leq p \leq 0,6$ ГэВ/с; д — K^- при $0,6 \leq p \leq 0,9$ ГэВ/с

Поскольку π^-N - и K^-N -сечения в области импульсов, соответствующих значениям $\alpha \cong 1-2$, превышают K^+N -сечения 2—3 раза и в случае K^- сечение имеет явно выраженный минимум около 550 МэВ/с, то искажения спектров для π^- и K^- больше, и зависимость $D(K^-)$ от импульса носит нерегулярный характер (рис.2,в,г). $D(K^-)$ имеет максимум около $p = 550$ МэВ/с, и соответственно параметр изменения наклонов спектров δT_0 разного знака справа и слева от этой точки (рис.3,д,в).

При длине формирования $l_f = 5p$ искажения спектров, естественно, меньше (рис.2), ослабевает и даже меняет знак (π -мезоны) зависи-

мость коэффициента искажений от импульса частиц. Однако для ядер с $A \geq 100$ величина искажений остается значительной ($D \approx 0,5$). Нам представляется, что оценка длины формирования (7), которая следует из согласования расчетов с множественным рождением при энергиях выше 200 ГэВ, является завышенной применительно к кумулятивным частицам с импульсом < 1 ГэВ/с. Об этом говорят и результаты анализа A -зависимости для рождения адронов с поперечными импульсами $p_T = 1-4$ ГэВ/с при энергии 70 ГэВ [21]. В случае вуд-саксоновского распределения ядерной плотности для длины формирования пионов получена аппроксимация [21]:

$$l_f = l_0 + p/\mu_0^2 = 0,5 + p/0,95 \text{ (фм)}, \quad (18)$$

что дает при $p = 1$ ГэВ/с $l_f(\pi) = 1,5$ фм. Существенно, что введение l_f значительно улучшает согласование оценок μ_0^2 , даваемых различными авторами на основании подбора l_f при энергиях ниже 20 ГэВ. В нашей работе [22] аппроксимация данных по A -зависимости выхода кумулятивных пионов привела нас к оценке $l_f(\pi) = (2,5 \pm 0,5)$ фм со слабой зависимостью от импульса пионов. Поэтому реалистичная величина искажений, по-видимому, связана с $l_f = (1,5-2,5)$ фм и может быть получена интерполяцией значений из наших расчетов при $l_f = 0$ и $l_f = 5p$.

Значения $D(A, p)$ могут быть использованы, чтобы на основе наблюдаемых сечений получить в первом приближении исходные

$$\sigma_{\text{inv, исх.}}(A, p) = \sigma_{\text{inv, набл.}}(A, p)/D(A, p). \quad (19)$$

Из изучаемых характеристик кумулятивного рождения наиболее значительно коррекция (19) отражается на A -зависимости (рис.4). Значения параметра « m » при A -аппроксимации A -зависимости приведены в таблице. Из рис.4 и таблицы видно, что A -зависимости для π^- , K^+ , K^- при выполнении коррекции сечений заметно сближаются (при $\alpha = 1$ и $l_f = 0$ они практически совпадают), при этом отличие от зависимости объемного типа ($m = 1$) возрастает.

В рамках флуктонной модели наблюдаемое подобие A -зависимости пионов и каонов и высокую степень A -зависимости ($m = 1,4-2$) можно объяснить, если принять, что мезоны разного кваркового состава рождаются на нуклонных ассоциациях (флуктонах) одного типа, вероятность образования которых определяется плотностью ядерной среды ρ и сильно падает в поверхностном диффузном слое ядра.

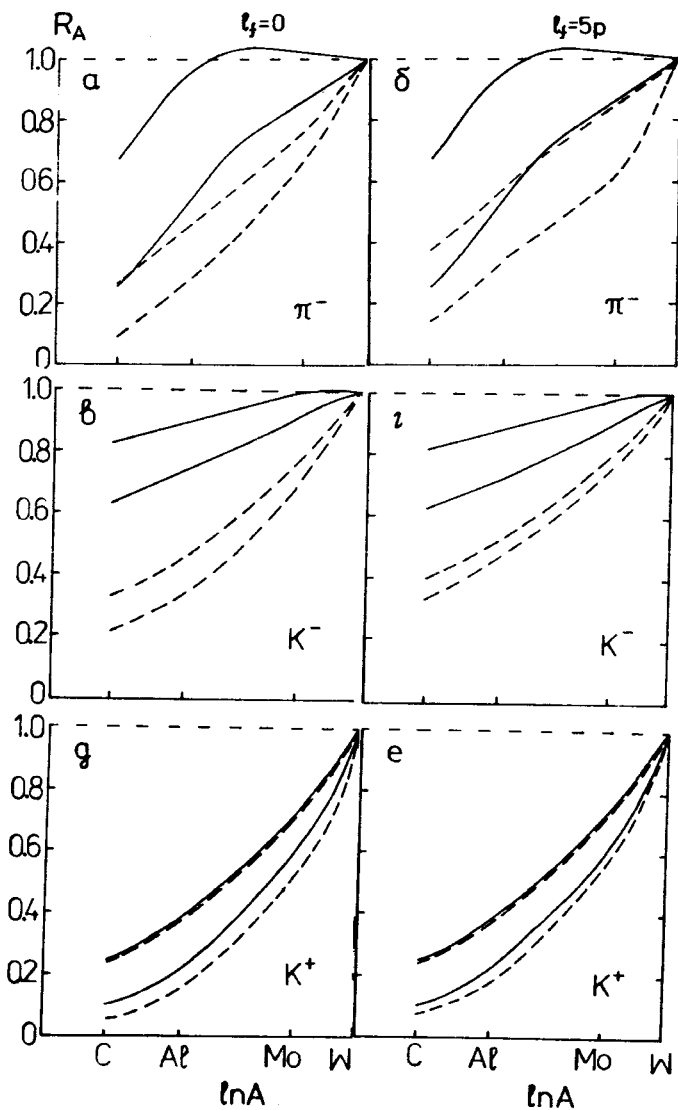


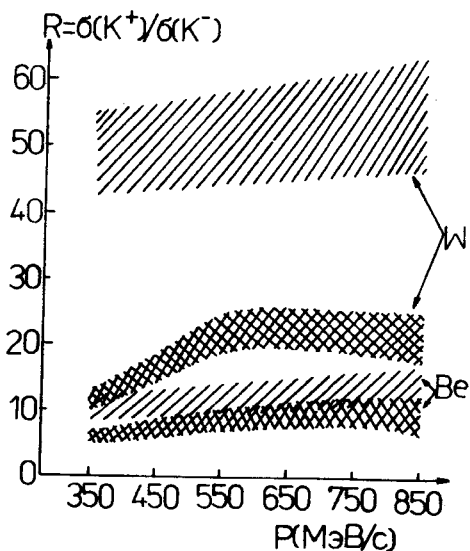
Рис.4. Экспериментальные (сплошные кривые) и скорректированные (штрихованные) с учетом ВКС A -зависимости: а, в, д — π^- , K^- , K^+ , $l_f = 0$; б, г, е — π^- , K^- , K^+ , $l_f = 5p$. Верхние сплошные и штрихованные кривые соответствуют $\alpha \approx 1$, нижние — $\alpha \approx 1,9$

Усиление A -зависимости с ростом степени кумулятивности ($\alpha \approx 2$) связано со степенной зависимостью от ρ вероятности образования тяжелых ($3N$, $4N$) ассоциаций [18].

Таблица. Значения параметра m для экспериментальных
и скорректированных с учетом ВКС A^m -зависимостей
для π^- , K^+ и K^- -мезонов

Эксперимент	Коррекция, $l_f = 0$	Коррекция, $l_f = 5p$	
π^-	$m = 1,13 \pm 0,01$	$m = 1,47 \pm 0,01$	$m = 1,35 \pm 0,01$ $\alpha = 1$
	$m = 1,46 \pm 0,02$	$m = 1,87 \pm 0,02$	$m = 1,68 \pm 0,02$ $\alpha = 1,9$
K^+	$m = 1,51 \pm 0,04$	$m = 1,52 \pm 0,04$	$m = 1,51 \pm 0,04$ $\alpha = 1$
	$m = 1,80 \pm 0,05$	$m = 2,02 \pm 0,05$	$m = 1,94 \pm 0,07$ $\alpha = 1,9$
K^-	$m = 1,18 \pm 0,02$	$m = 1,41 \pm 0,05$	$m = 1,34 \pm 0,05$ $\alpha = 1$
	$m = 1,22 \pm 0,03$	$m = 1,56 \pm 0,10$	$m = 1,39 \pm 0,10$ $\alpha = 1,9$

Корректировка спектров на ВКС, естественно, меняет и наблюдаемое отношение выхода частиц разного типа, что может быть продемонстрировано на примере отношения R выходов K^+ - и K^- -мезонов (рис.5). Наблюдаемое R для ядер Ве и W равно $\cong 5$, после коррекции R снижается до $\cong 2$. Реальное отношение для выходов K^+ и K^- должно быть еще ближе к единице, поскольку корректировка с одним шагом в итерационном процессе коррекции для случая



K^- , по-видимому, недостаточна ввиду больших значений коэффициента искажений. Выполнение следующего шага требует значительного времени на ЭВМ, поскольку необходимо определение $D(A, p, \theta)$ при всех значениях полярных углов, к тому же имеющийся набор данных по $\sigma_{inv}(A, p, \theta)$ не является достаточно полным в случае K^- .

Рис.5. Экспериментальные (///) и скорректированные (XXX) с учетом ВКС отношения выходов K^+ - и K^- -мезонов

Заключение

Проведенные по методике каскадных моделей расчеты для оценки влияния вторичных взаимодействий в ядрах на величины искажений спектров кумулятивных мезонов, наблюдаемых под углами, близкими к 180° , показывают следующее:

1) Из-за перерассеяния и поглощения пионов и каонов на нуклонах ядра их абсолютный выход в интервале импульсов $0,3-1$ ГэВ/с уменьшается (в случае K^- -мезонов в $2-5$ раз).

2) Относительные искажения наклонов спектров составляют $3-10\%$, при этом наблюдаемая температура спектров ниже исходной (за исключением K^- с $p < 550$ МэВ/с).

3) A -зависимости для мезонов различного типа (π , K^+ , K^-) при учете ВКС сближаются, а степень A -зависимости возрастает ($\Delta m \cong 0,3-0,5$).

4) Наблюдаемые отношения выхода мезонов различного типа также нуждаются в коррекции на ВКС, эффект коррекции может достигать фактора 3.

Литература

1. Долидзе М.Г., Лыкасов Г.Н. — Труды 3-го международного семинара по пион-нуклонным взаимодействиям, Л.: ЛИЯФ, 1989, т.2, с.411.
2. Фейнберг Е.Л. — УФН, 1980, т.132, вып.2, с.255.
3. Канчелли О.В. — Письма в ЖЭТФ, т.18, вып.7, с.469.
4. Николаев Н.Н. — УФН, 1981, т.134, вып.3, с.369.
5. Давиденко Г.В., Николаев Н.Н. — ЯФ, 1976, т.24, с.772.
6. Kopeliovich V.Z., Lapidus L.I. — Proc. of the 6-th Balaton Conf. on Nuclear Reactions, 1983, p.73.
7. Копелиович Б.З. — Материалы 19 Зимней школы ЛИЯФ, Л.: ЛИЯФ, 1984, с.169; Bialas A., Gyulassi M. — Nucl. Phys., 1987, B291, p.793.
8. Амелин Н.С. и др. — Труды 9 Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-88-472, Дубна, 1988, т.1 с.389.
9. Baldin A.M. et al. — JINR Preprint E1-82-472, Dubna, 1982.
10. Беляев И.М. и др. — ЯФ, 1989, т.49, с.473.
11. Gavrishchuk O.P. et al. — JINR Preprint E1-91-325, Dubna, 1991.
12. Baldin A.M. — JINR Preprint E1-80-545, Dubna, 1980;
Baldin A.M. — JINR Preprint E2-83-415, Dubna, 1983.

13. Бояринов С.И. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.1472.
14. Беляев И.М. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-89-112, Дубна, 1989.
15. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. — Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
16. Atomic Data and Nuclear Tables, vol.14, No.5—6, Nov./Dec., 1974.
17. Агакишиев Г.Н. и др. — Препринт ОИЯИ P1-89-793, Дубна, 1989.
18. Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.815;
Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1249.
19. Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. — ЯФ, 1989, т.49, с.126.
20. Compilation of Differential Cross Sections π -Induced Reactions, CERN/HERA, 83-02; Compilation of Cross Sections II: K^+ and K^- Induced Reactions, CERN/HERA, 75-2, 20-3-75.
21. Абрамов В.В. — ЯФ, 1986, т.44, вып.5, с.1318.
22. Беляев И.М. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ № 7(33)-88, Дубна, 1988.

Рукопись поступила 21 апреля 1992 года.