

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-86-182

Е.С.Голубятникова*, Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин*

О КРИТЕРИЯХ ВЫБОРА СХЕМЫ
КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ
Внутренняя непротиворечивость схемы;
сравнительный анализ A -зависимостей

Направлено в журнал "Acta Physica Polonica"

* ИФВЭ АН КазССР, Алма-Ата.

1986

§ I. ВВЕДЕНИЕ

Широко развернувшиеся исследования кумулятивных процессов^{/1,2/} обусловлены надеждами на возможность извлечения дополнительной информации как о структуре ядра, так и о пространственно-временном развитии процесса множественного рождения адронов. Однако осуществление этих надежд станет возможным лишь в случае, если будет однозначно определена схема того или иного кумулятивного процесса, на основе которой из экспериментальных данных можно извлечь искомую информацию. Пока же для интерпретации этих процессов предложено большое количество моделей, различных по физическому содержанию и тем не менее претендующих на описание одних и тех же характеристик. Поэтому с неизбежностью возникает острая проблема выбора. Краткому обсуждению этой проблемы и посвящена данная статья.

Уже первая, грубая попытка классификации существующих моделей приводит к заключению, что большинство из них основано на одной из двух противоположных схем.

С х е м а I

В ядре флуктуативно возникают системы из двух и более тесно скоррелированных (вплоть до полного слияния) нуклонов. Способ построения структурных функций этих систем задается особо в каждой конкретной модели. Взаимодействие налетающей частицы с такой системой может привести к кумулятивному эффекту посредством ее фрагментации (см. рис. I).

При этом кумулятивная частица или кварк, при адронизации которого она образуется, обособляется в той точке ядра, где находилась система (флуктон) до взаимодействия. Такая схема лежит в основе моделей^{/3-5/}.

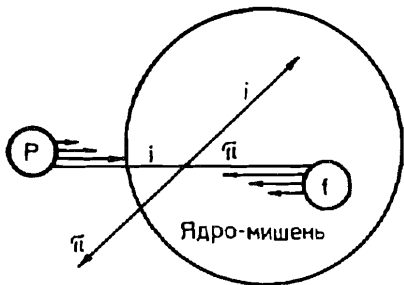


Рис. I. Фрагментация флуктона в ядре-мишени (схема I).

С х е м а 2

Система, ответственная за образование кумулятивной частицы, формируется в процессе ряда последовательных взаимодействий с нуклонами ядра. Ее масса больше, а скорость меньше, чем в элементарном акте. Это и обеспечивает возможность возникновения мезонов в области фазового пространства, запрещенной кинематикой элементарного акта. Кумулятивный мезон образуется при распаде системы вне ядра (см. рис. 2). Этой схеме следуют модели^{/6,7/}.

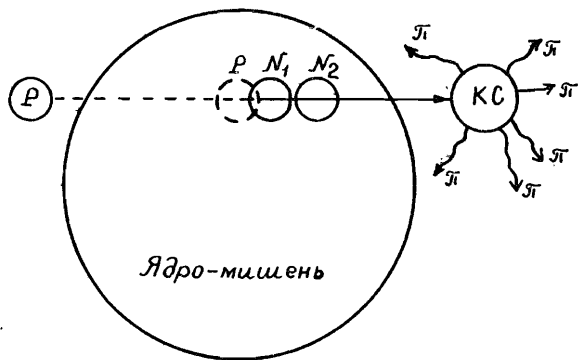


Рис. 2. Образование КС в ядре и ее распад за его пределами (схема 2).

Для выбора наиболее обоснованной схемы рождения кумулятивных мезонов необходимо убедиться, не противоречит ли она ряду важных критериев. Их можно разделить условно на две группы. К первой группе следует отнести критерии, контролирующие соблюдение внутренней согласованности конкретной схемы с общезначимой точки зрения. Примеры таких критериев обсуждаются в § 2. Ко второй группе критериев относится проверка способности схемы выдержать сопоставление с экспериментально установленными закономерностями процесса кумулятивного рождения мезонов. Они рассмотрены в § 3 и во второй части данной работы.

§ 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОСНОВА КОНКРЕТНОЙ СХЕМЫ ПРОЦЕССА ДОЛЖНА БЫТЬ ВНУТРЕННЕ НЕПРОТИВОРЕЧИВОЙ

Примером такого критерия для моделей, относящихся к схеме I, может служить сформулированное и детально рассмотренное в^{/8,9/} требование на соотношение между временем жизни нуклонной флуктуации в ядре

рах τ_f и временем τ_n , необходимым для формирования конкретной внутренней структуры флуктона, которая предписывается рассматриваемой моделью. Модель является непротиворечивой, если:

$$\tau_f \gg \tau_n. \quad (I)$$

В противном случае постулируемый вид структурной функции флуктона не может быть реализован за время его жизни; внутренние партонные степени свободы не успевают совершить эволюцию от спектра, характерного для нуклона, к спектру, характерному для флуктона. В^{/8,9/} на примере модели^{/3/} показано, что наиболее разработанные модели, основанные на схеме I, не удовлетворяют критерию (I).

Другим общезначимым критерием, который следовало бы применять к моделям, относящимся к схеме I, является ограничение на величину примеси флуктонов P_2 , приходящейся на один нуклон ядра. Эта величина должна быть согласована с известными параметрами ядер; размеры (R_A), плотность, граничная энергия Ферми ($\mathcal{E}_F^{(n)}$), глубина среднего ядерного поля (действительная часть оптического потенциала V_0), энергия связи (\mathcal{E}_b) (см. рис. 3).

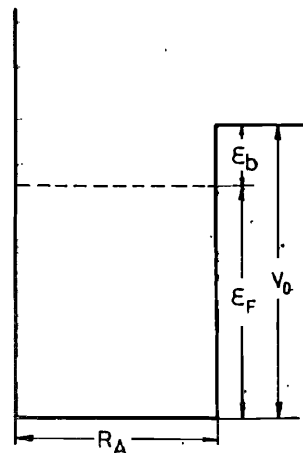


Рис. 3. Некоторые важные параметры ядра: V_0 - глубина среднего ядерного поля, \mathcal{E}_F - граничная энергия Ферми, \mathcal{E}_b - энергия связи нуклона в ядре, R_A - радиус ядра.

Эти параметры определяются из независимых экспериментов с точностью, не меньшей, чем 10-15%. С этой же точностью они оказываются согласованными между собой в рамках ядерных моделей, основанных на представлении о том, что ядро состоит только из нуклонов. Следовательно, включение в энергетический баланс ядра дополнительного вклада ненуклонной компоненты возможно лишь в пределах указанных неточностей, что накладывает ограничение сверху на величину примеси такой компоненты в ядре.

Однако это ограничение, как правило, не учитывается. Так, в некоторых моделях кумулятивного эффекта, использующих стационарный формализм квантовой механики, вводится дополнительная примесь шестикварковых состояний в ядре, для которых $\Delta = M_{6q} - 2m_q \geq 0,3 \text{ ГэВ}$ ("кварк-

ядерное расщепление"). При этом необходимая для согласования с экспериментальными данными по кумулятивному рождению величина R_2 оказывается равной:

$$R_2 \approx 0,15 - 0,20 \quad (2)$$

и даже выше. Для реализации примеси такой величины требуется затрата энергии порядка $\delta E = R_2 \cdot A \approx 45 - 60$ МэВ на нуклон. Это вдвое превышает среднюю энергию ферми-движения в ядре, $\bar{\epsilon}_F^{(M)} \approx 3/5 \cdot \epsilon_F^{(M)} \approx \approx 25$ МэВ, приходящуюся на один нуклон. Следовательно, реализация в ядрах шестикварковой примеси в количестве (2) запрещена законом сохранения энергии. Реалистическая же верхняя оценка R_2 (определяемая возможными неточностями величин ядерных параметров) может быть найдена из соотношения $\delta E \lesssim 0,1 \cdot \epsilon_F^{(M)}$, откуда следует:

$$R_2 \lesssim 0,1 \cdot \epsilon_F^{(M)} / A \approx 0,01, \quad (3)$$

что приблизительно на порядок меньше значения R_2 в (2). Заметим, что (2) можно было бы согласовать с (3), лишь уменьшив радиусы ядер в полтора раза по сравнению с их известными значениями.

Таким образом, параметр R_2 не является произвольной величиной, которую можно выбрать путем подгонки заданной схемы только к частному эксперименту, не считаясь с установленными ранее фактами.

§ 3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ А-ЗАВИСИМОСТЕЙ СЕЧЕНИЯ КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ В pA- И AA-СТОЛКНОВЕНИЯХ

Один из наиболее важных критериев второй группы основан на сопоставлении А-зависимостей инклюзивного сечения образования кумулятивных мезонов в pA- и AA-столкновениях^{9,10}. Рассмотрим этот критерий более подробно.

Схема I содержит в явном виде представление о локальности процесса, приводящего к образованию кумулятивного мезона. На этом основании часто делается вывод о том, что она соответствует наблюдаемой зависимости сечений образования кумулятивных мезонов от атомного веса ядра-мишени в адрон-ядерных столкновениях, которая, будучи параметризована в виде:

$$E d^3\sigma/dp^3 \sim A^\alpha, \quad (4)$$

соответствует значению $\alpha \approx 1$ в области масс средних и тяжелых ядер¹¹.

Однако этот вывод может быть сделан лишь в том случае, если дополнительно предположить, что как налетающая, так и кумулятивная частица не поглощаются ядерным веществом.

Действительно, если кумулятивная частица испытывает поглощение, то в процесс будет давать вклад лишь поверхностный слой ядра-мишени (см. рис. 4), и из схемы I должна следовать зависимость вида:

$$E d^3\sigma/dp^3 \sim A^{2/3} \quad (5)$$

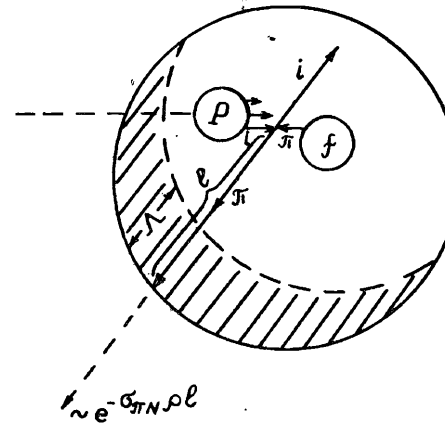


Рис. 4. При учете поглощения кумулятивных мезонов, рожденных по схеме I, в pA-взаимодействиях дает вклад лишь поверхностный слой ядра (заштрихованная область).

Аналогичная А-зависимость будет и в том случае, если поглощается налетающая частица. Если же существенное поглощение испытывает и налетающая и кумулятивная частицы, то эта зависимость будет плавно меняться с изменением угла вылета кумулятивной частицы от вида $A^{2/3}$ ("работает" поверхность ядра) для углов, близких к 180° , до вида $A^{1/3}$ - для углов, близких к 0° ("работает" периферия ядра - кольцо в плоскости прицельного параметра).

Отсутствие необходимости учитывать поглощение налетающей частицы имеет простое объяснение, вытекающее из кинематики процесса. Зависимость (4) получена в экспериментах, в которых кумулятивная частица регистрируется под углами вылета, близкими к 180° . К этой же области углов относятся, как правило, и результаты модельных расчетов. Границы области фазового пространства, разрешенной для таких углов вылета при взаимодействии с одним, двумя и т.д. нуклонами, очень слабо зависят от энергии налетающей частицы¹⁶⁶. Поэтому фрагментацию

флуктона может с одинаковой эффективностью вызвать как сама налетающая частица, так и любой продукт ее неупругого взаимодействия в ядре, сохранивший заметную долю ее энергии.

Напротив, причины, которые позволили бы пренебречь поглощением кумулятивной частицы, отсутствуют.

Поэтому для приведения схемы I в соответствие с наблюдаемой A-зависимостью сечения кумулятивного рождения мезонов в адрон-ядерных взаимодействиях необходимо дополнить эту схему нетривиальной гипотезой.

Г и п о т е з а

Кумулятивная частица не поглощается в веществе фрагментирующего ядра, поскольку флуктон при взаимодействии с налетающей частицей испускает не мезон, а некий кумулятивный партон, поглощение которого в ядре мало, а длина формирования существенно превышает размеры ядер.

Перейдем теперь к рассмотрению процесса рождения кумулятивных мезонов в столкновениях релятивистских ядер в рамках схемы I, дополненной гипотезой. Пусть фрагментирующее ядро A_p , содержащее флуктон f , налетает на ядро A_T (см. рис. 5), а кумулятивная частица наблюдается под углом, близким к 0° .

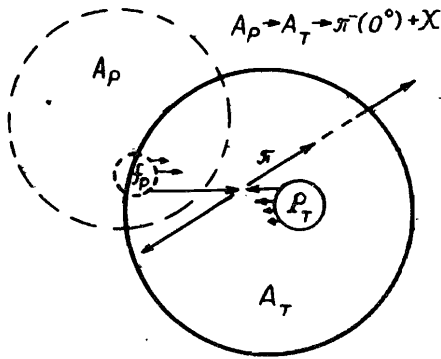


Рис. 5. Иллюстрация к процессу $A_p + A_T \rightarrow \pi^0 + X$ кум. Схема I.

Очевидно, что в общем случае кумулятивный партон обособляется как внутри ядра A_p , так и внутри ядра A_T . Если гипотеза справедлива для фрагментирующего ядра A_p (как в pA-столкновениях), то она тем более справедлива относительно

ядра A_T . Действительно, длина формирования частицы в некоторой системе отсчета определяется выражением:

$$l \approx \frac{1}{2} p / \mu^2, \quad (6)$$

где p — импульс частицы относительно данной системы отсчета, а μ — фиксированный массовый параметр. Следовательно, длина формирования частицы в системе покоя ядра A_T — l_T намного превышает соответствующую величину l_p для ядра A_p , поскольку кумулятивный партон, вылетающий вперед, имеет значительно больший импульс относительно ядра A_T , чем относительно фрагментирующего ядра A_p .

В итоге схема I, дополненная гипотезой, должна привести к следующим A-зависимостям сечения кумулятивного рождения

$$E d^3\sigma / dp^3 \sim A_p^2 A_T^2, \quad (7)$$

если флуктон не поглощается в веществе ядра A_T , либо

$$E d^3\sigma / dp^3 \sim A_p^2 A_T^{2/3}, \quad (8)$$

если имеет место интенсивное поглощение флуктона в веществе ядра A_T , т.е. эффективно "работает" лишь поверхностный слой ядра A_T .

Обратимся теперь к эксперименту. В работе^{/12/} представлены результаты исследования процесса образования кумулятивных π^- -мезонов, вылетающих под углом 0° в столкновениях различных ядер при кинетической энергии $\approx 2,1$ ГэВ/нуклон. Обнаружено, что сечение процесса пропорционально

$$E d^3\sigma / dp^3 \sim A_p^{\alpha_p} A_T^{\alpha_T}, \quad \alpha_p \approx 1, \alpha_T \approx 1/3, \quad (9)$$

то есть "работает" лишь периферия ядра-мишени (кольцо в плоскости прицельного параметра). Таким образом, следствия (7) и (8) схемы I находятся в резком противоречии с экспериментальными данными^{/12/}. Для того, чтобы привести ее в соответствие с этими данными, необходимо отказаться от гипотезы и допустить наличие сильного поглощения в ядерном веществе не только флуктона, но и кумулятивного адрона. Но тогда мы вернемся к зависимости (5), то есть схема I вступает в противоречие с данными по кумулятивному рождению мезонов в pA-взаимодействии. При этом вместо (8) из нее будет следовать

$$E d^3\sigma / dp^3 \sim A_p^{2/3} A_T^{1/3}, \quad (10)$$

что опять-таки не согласуется с наблюдаемой зависимостью уже от A_p в AA-столкновениях (см. (9)).

В В В О Д

В рамках схемы I невозможно согласовать A-зависимости процесса кумулятивного рождения мезонов, полученные при экспериментальном исследовании pA- и AA-реакций.

Мы не видим иного выхода из сложившейся противоречивой ситуации, кроме как:

отказаться от схемы I, из которой следует, что кумулятивный мезон обособляется внутри ядра, и принять схему 2.

Конкретная реализация схемы 2 в рамках модели "собирания" /6a/ в применении к процессу кумулятивного рождения адронов в столкновениях релятивистских ядер осуществлена в работе /10/. В ней удалось воспроизвести основные закономерности, отмеченные в /12/, в рамках тех же предположений и параметров, которые уже были использованы ранее для описания этого процесса в адрон-ядерных столкновениях /6б/.

Качественную интерпретацию обсуждаемых закономерностей на основе схемы 2 можно представить следующим образом:

а) pA-столкновения, углы вылета, близкие к 180° .

Налетающая частица при взаимодействии с одним из нуклонов ядра образует промежуточную адронную компаунд-систему (КС). КС при движении в ядерном веществе испытывает последовательные взаимодействия с нуклонами (см. рис. 2). При этом ее масса растет, а скорость падает. Оба эти фактора действуют в сторону расширения границ кинематически разрешенной области фазового пространства в задней полусфере. Необходимость учета поглощения первичной частицы отсутствует по причине, которая уже обсуждалась нами выше при анализе схемы I. Кумулятивная частица же не поглощается, так как обособляется при распаде КС вне ядра. Главным образом этими факторами обеспечивается наблюдаемая A-зависимость сечения образования кумулятивных мезонов. Строго говоря, в модели /6/ имеется еще один важный фактор, способствующий воспроизведению правильной A-зависимости: малость длины формирования КС по сравнению с размерами ядер (подробнее см. в /6/).

б) AA-столкновения, углы вылета, близкие к 0° .

В AA-взаимодействии образование кумулятивных мезонов, вылетающих под малыми углами, происходит за счет формирования КС с участием двух и более нуклонов налетающего ядра и одного нуклона ядра-мишени (вклад этих комбинаций подавлен кинематическими ограничениями). В антилабораторной системе эта задача сводится к нуклон-ядерному взаимо-

действию с вылетом кумулятивного адрона в заднюю полусферу. Отличие заключается в том, что этот нуклон окружен ядерным веществом, взаимодействие с которым эффективно соответствует поглощению как самой КС, так и группы образующих ее нуклонов налетающего ядра при их прохождении в ядерном веществе мишени до процесса формирования КС (см. рис. 6).

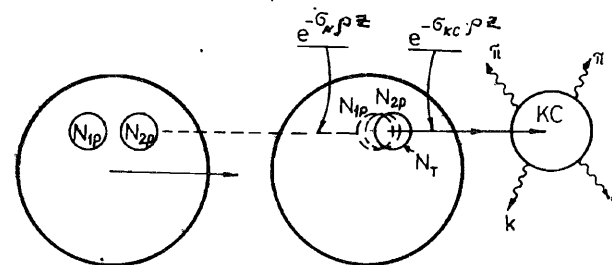


Рис. 6. Иллюстрация к процессу $A_p + A_T \rightarrow \pi^- (\theta = 0^\circ)_{\text{кум}} + X$. Схема 2.

Таким образом, имеет место поглощение как во входном, так и в выходном каналах, и поэтому зависимость от A_T сводится к $\sim A_T^{1/3}$.

З А К Л Ю Ч Е Н И Е

Итак, сравнительный анализ A-зависимостей сечений образования кумулятивных мезонов в pA- и AA-столкновениях позволяет сформулировать критерий выбора схемы процесса. Схема 2 удовлетворяет этому критерию. Напротив, схема I вступает с ним в противоречие.

В связи с обсуждением критерия выбора по A-зависимости выхода кумулятивных мезонов, с методической (а также - исторической) точки зрения полезно привести пример pA-процесса, в котором флуктуации в "холодном" ядерном веществе действительно играют ведущую роль. Таким процессом является квазиупругое выбивание дейтронов из ядер быстрыми протонами при максимальных передачах импульса. Он также должен быть отнесен к классу кумулятивных, поскольку протон рассеивается на угол, близкий к 180° .

Для интерпретации реакций такого типа Д.И. Блохинцевым была сформулирована флуктонная гипотеза /13/.

Экспериментальное исследование реакции (p, pd) на ядрах, включая дейтрон, проведенное в работах^{/14,15/}, обнаружило, что ее сечение зависит от атомного веса ядра лишь как $\sim A^{1/3}$. Общая экспериментальная ситуация была обсуждена уже в то время в докладе^{/16/}.

Четырнадцать лет назад нами была дана интерпретация^{/17/} этой зависимости на основе флуктонной гипотезы^{/13/} и учета эффекта поглощения. На рис. 7 воспроизводится полученная в^{/17/} зависимость выхода дейтронов в реакции (p, pd) от прицельного параметра "b" для ядра ^{208}Pb . Из рис. 7 четко видна доминирующая роль периферии ядра, обусловленная процессами поглощения. Важность их учета для реакций такого типа обсуждалась впоследствии в ряде работ (см.^{/18,19/}).

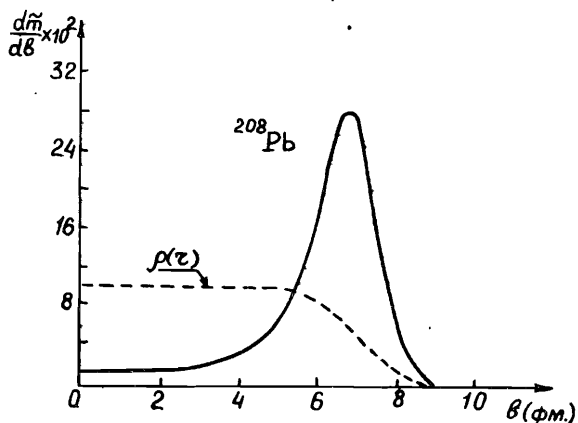


Рис. 7. Зависимость выхода дейтронов в реакции (p, pd) на ядре ^{208}Pb от прицельного параметра "b" (сплошная кривая). $T = 1$ ГэВ. Пунктиром обозначено поведение ядерной плотности.

На основе проведенного анализа могут быть сформулированы практические предложения. Выше было показано, что сопоставление образования кумулятивных мезонов в pA - и AA -столкновениях позволяет получить такую важную информацию об особенностях механизма рождения, как локализация их вылета (обособление). В связи с этим представляется целесообразным провести детальное экспериментальное исследование процесса кумулятивного мезообразования в столкновениях релятивистских ядер при энергии синхрофазотрона ОИЯИ. Для этого могут быть использованы уже имеющиеся возможности экспериментальных установок. В качестве первого шага в этом направлении можно было бы проверить, сохраняются ли с ростом энергии AA -столкновения, обнаруженные в^{/12/} A -зависимости инклюзивных спектров кумулятивных мезонов, вылетающих вперед. Представляет интерес провести такое исследование не только для заряженных, но и для нейтральных мезонов.

Предсказания о поведении $E d^3\sigma/dp^3$ в зависимости от энергии и масс сталкивающихся ядер были получены в^{/10/} в рамках пространственно-временной модели "собирания"^{/6/}.

Авторы признательны А.М. Балдину, М.Г. Мещерякову, Г.А. Лексину и другим участникам семинаров в ИТФ, ЛВЭ и ЛВТА ОИЯИ, ИФВЭ (Протвино), ИТЭФ, ФТИ АН СССР им. А.Ф.Иоффе, ИФВЭ АН КазССР (Алма-Ата) за обсуждение рассмотренных проблем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. В кн.: УП международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, ДИ-2-84 599 Дубна, 1984, с. 195.
2. Лексин Г.А. там же, с. 202.
3. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Физика ЭЧАЯ, 1980, II, с. 571.
4. Ефремов А.В. Физика ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 613.
5. Vary J.P. В кн.: УП международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, ДИ-2-84-599, Дубна, 1984, с. 186; Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Физика ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 1249.
6. а) Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. Fortschritte der Physik, 1980, 28, p. 35-65;
б) Golubyatnikova E.S., Shakhanova G.A., Shmonin V.L. Acta Phys. Pol., 1984, B15, p. 585.
7. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. ЯФ, 1977, 26, с. 788. Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. Preprint ITP 78-168 E, Киев, 1979, p. 20.
8. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Сообщение ОИЯИ P2-85-471, Дубна, 1985.
9. Гагарин Ю.Ф., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Препринт ФТИ им. Иоффе, № 965, Ленинград, 1985.
10. Амеев С.Ш., Шмонин В.Л. Препринт ИФВЭ АН КазССР 85-03, Алма-Ата, 1985. Acta Phys. Pol., 1985, B16, p. 821.
11. Ставинский В.С. Физика ЭЧАЯ, 1979 10, с. 949.
12. Moeller E. et al. Phys. Rev. C, 1982, 28, p. 1246-1255.

13. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, 1295;
 Блохинцев Д.И., Токтаров К.А. Препринт ОИЯИ, P4-4018, Дубна, 1968.
14. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1185;
 Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1971, 13, с. 6.
15. Комаров В.И. и др. ЯФ, 1970, 12, с. 1229; ОИЯИ PI-6343, Дубна, 1972.
16. Dzheleпов V.P. Proc. of IIIth Int. Conf. on High Energy Phys. and Nuclear Structure of Columbia University, New York City, 1969.
17. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P4-6298, Дубна, 1972.
18. Комаров В.И. Физика ЭЧАЯ, 1974, 5, стр. 419.
19. Кацменский С.Г., Ратис Ю.Л. ЯФ, 1983, 38, с. 1325.

Рукопись поступила в издательский отдел
 31 марта 1986 года.

Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. P2-86-182
 О критериях выбора схемы кумулятивного мезообразования.
 Внутренняя непротиворечивость схемы; сравнительный анализ
 А-зависимостей

Кумулятивное мезообразование - один из наиболее изученных экспериментально кумулятивных эффектов. В статье обсуждаются критерии, которые следует применять к теоретическим схемам, претендующим на его интерпретацию. Даны примеры критериев, контролирующих внутреннюю согласованность конкретной схемы с общезначимой точки зрения. Установленные экспериментально А-зависимости выходов кумулятивных мезонов в различных процессах свидетельствуют о том, что их источник локализован вне ядра. Сформулированный на этой основе критерий позволяет отвергнуть ряд моделей рассматриваемого процесса.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю. Думбрайс

Golubyatnikova E.S., Kalinkin B.N., Shmonin V.L. P2-86-182
 On Criteria of the Choice of a Scheme of Cumulative Meson Production.
 Internal Self-Consistency of the Scheme Comparative Analysis
 of A-Dependences

Cumulative meson production is one of the most thoroughly experimentally studied cumulative effects. Here basic criteria are discussed, which are to be applied to theoretical schemes of the interpretation of this effect. Examples of criteria are given which control the internal consistency of a concrete scheme from the general physics point of view. The established experimentally A-dependencies of the yields of cumulative mesons in different processes prove that their source is localized beyond the nucleus. The formulated on this basis criterion permits to reject a series of models of the process considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986