

ПОДПороГОВОЕ РОЖДЕНИЕ π -МЕЗОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ИОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

И. С. Баткин, И. В. Копытин

Воронежский государственный университет им. Ленинского комсомола, Воронеж

Ю. Э. Пенионжkevич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены результаты экспериментального и теоретического исследования процесса подпорогового рождения и эмиссии пионов при столкновении тяжелых ионов с энергиями от 25 до 100 МэВ/нуклон. Описаны методы регистрации заряженных и нейтральных мезонов и суммированы главные закономерности в экспериментальных и угловых распределениях.

Проведены классификация и подобный анализ различных теоретических подходов, используемых при исследовании изучаемого явления, и дана сравнительная оценка их возможностей при интерпретации экспериментальных данных.

The results of the experimental and theoretical investigations of the subthreshold pion production in heavy ion collisions at energy 25—100 MeV/n are analysed. The methods of the charge and neutral pions detecting are described and the main features of the experimental spectral and angular distributions are reviewed.

The classification and elaborate analyse of the theoretical methods applicable in the investigations of this process are made and its possibility of the experimental results interpretations is demonstrated.

ВВЕДЕНИЕ

В течение последних пяти—семи лет проводятся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования физических процессов, сопровождающих ион-ионные столкновения при промежуточных энергиях бомбардирующих частиц ($E_i/A_1 < 100$ МэВ/нуклон, E_i — относительная кинетическая энергия налетающего иона, A_1 — его массовое число). Этому способствует как появление новых ускорителей тяжелых ионов (Дармштадт, ФРГ; Ганил, Франция; Мичиган, США и др.), так и наблюдение при этих энергиях многих интересных физических явлений, например подпорогового рождения π -мезонов, эмиссии высокоэнергетических фотонов, испускания электронов и позитронов, подпорогового ядерного деления и др.

Обзор посвящен результатам экспериментального и теоретического изучения процесса подпорогового рождения и эмиссии π -мезонов в реакциях тяжелых ионов при энергиях $E_i/A_1 = 25 \div 100$ МэВ/нуклон. Как и в случае испускания высокоэнергетических γ -кван-

тов (см., например, [1]), в указанном диапазоне энергий в моделях независимых частиц одно- или двухнуклонные механизмы рождения пиона либо кинематически запрещены, либо имеют пренебрежимо малую вероятность (например, если принять во внимание внутреннее ферми-движение в сталкивающихся ядрах). Следовательно, перед исследователем данного явления стоит главный вопрос, требующий ответа: каков физический механизм передачи значительной доли энергии ядерного столкновения отдельной частице, в рассматриваемом случае π -мезону, которого на массовой поверхности в системе нет.

В сравнении с аналогичным процессом рождения высокоэнергетического фотона получение ответа на поставленный вопрос оказывается более сложным и с экспериментальной, и с теоретической точек зрения. С позиций эксперимента регистрация π^0 -мезонов и определение их спектральных и угловых характеристик затруднено уже тем, что процесс имеет относительно малую вероятность (его сечение лежит в пределах от одного до нескольких нанобарн). Кроме того, исследование спектров нейтральных или заряженных пионов соответственно требует существенно отличных методик, что в ряде случаев затрудняет прямое сравнение получаемых результатов (например, почти нет экспериментальных данных относительно угловых распределений π -мезонов).

Теоретическое описание явления также встречается с дополнительными трудностями. Во-первых, гамильтониан πNN -взаимодействия, приводящий к рождению пиона, в сравнении с электромагнитным не столь определен. Как известно, здесь возможны различные типы связи с весьма отличными константами, да и роль отдельных членов нерелятивистского разложения еще не выяснена до конца.

Во-вторых, π -мезон — частица сильновзаимодействующая, и на ее движение существенное влияние может оказывать ядерная среда. Во всяком случае, в отличие от процесса эмиссии фотона, этот вопрос требует дополнительного изучения.

И, в-третьих, относительно большой пионный импульс также не упрощает теоретическое описание. Если же говорить о микроскопической картине ядро-ядерного столкновения, то ввиду существования многочастичности к ее описанию также возможны разнообразные подходы, по-разному в явной или неявной форме учитывающие нуклон-нуклонное взаимодействие в сталкивающихся ядрах и в объединенной системе.

Сложность явления и связанная с ней возможность извлечения фундаментальной информации о ядерных силах, динамике столкновения и механизме пионного рождения обусловили появление в последнее время большого количества экспериментальных [2—15] и теоретических [16—55] работ по данной проблеме, причем их число продолжает расти. Если основные экспериментальные закономерности уже выявились достаточно определенно, хотя и тут есть проблемы, то их теоретическая интерпретация отличается чрезвычайным разнообразием исходных постулатов и соответствующих им моделей.

Это поднимает вопросы классификации различных теоретических подходов, выявления фундаментальности основных положений, адекватности теоретического описания картине явления, сравнительной оценки полученных результатов. Именно теоретическая сторона проблемы составляет главную цель настоящего обзора. Однако, ради полноты, мы даем краткий обзор и экспериментальных работ, выделяя методические особенности регистрации различных типов π -мезонов и суммируя главные закономерности в пионных спектрах.

Нельзя сказать, что до настоящего времени обзорных работ такого рода не существовало. Чаще всего они докладывались на различных международных конференциях или школах, в программе которых затрагивалась проблема подпорогового пионного рождения [4, 56, 57]. Однако по большей части такие обзоры преследовали чисто информативные цели, не касались деталей и сравнительного анализа различных подходов. Из других отметим обзорную работу [58], в которой достаточно подробно описана экспериментальная ситуация по изучаемому явлению (по состоянию на 1986 г.) и дан беглый анализ имевшихся тогда теоретических работ.

В настоящий обзор мы не включили многочисленные сообщения, которые делались на тех или иных международных совещаниях и школах-семинарах, поскольку нередко они были лишь предварительными, а ограничились только журнальными публикациями. Были рассмотрены все известные нам работы, выполненные до 1990 г.

В разд. 1 дан анализ методов регистрации нейтральных и заряженных пионов и сформулированы основные закономерности в экспериментальных спектральных и угловых распределениях испущенных π -мезонов.

В разд. 2 проведен подробный обзор теоретических подходов к объяснению механизма изучаемой реакции, и проиллюстрированы их возможности в описании конкретных экспериментов. В этом же разделе изложена и предложена нами микроскопическая модель, которая без использования свободных параметров позволяет сравнительно просто, как и при эмиссии высокоэнергетических фотонов, рассчитывать соответствующие дифференциальные сечения.

В заключении сформулированы общие выводы и поставлены задачи для дальнейших исследований.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ПОДПОРОГОВОГО РОЖДЕНИЯ π -МЕЗОНОВ

Методы регистрации π -мезонов. Для детектирования нейтральных и заряженных пионов используются различные методы. Идентификацию π^0 -мезонов производят по измерению в совпадении двух высокоэнергетических γ -квантов из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, который идет с вероятностью 98,8 %. Характеристики заряженных мезонов определяются либо сцинтилляционным телескопом, либо магнитным спектрометром.

Опишем экспериментальные методы подробнее.

а. *Детектирование нейтральных пионов.* π^0 -Мезон живет сравнительно короткое время ($\tau = 0,87 \cdot 10^{-16}$ с), и его распад происходит недалеко от места образования. Это позволяет, измеряя в совпадении характеристики двух γ -квантов, однозначно определить энергию и направление импульса родившегося π^0 -мезона.

Измерение нейтральных пионов обладает рядом преимуществ по сравнению с заряженными π -мезонами [58]:

1. Регистрацию γ -кванта можно проводить в сравнительно большом телесном угле (5—10 % от 4π), что, естественно, приводит к возможности продвинуться в область измерения интегральных сечений порядка $1 \cdot 10^{-33}$ см².

2. Кулоновское поле дочернего ядра не искажает измеренные спектральные и угловые характеристики π^0 -мезонов.

3. Для регистрации π^0 -мезонов нет нижнего энергетического порога. Можно фиксировать акт рождения π^0 -мезона практически с нулевой энергии.

Подробно экспериментальная установка для регистрации π^0 -мезонов описана в [58], здесь мы ограничимся лишь краткой характеристикой.

Установка состоит из 20 черенковских детектирующих телескопов, изготовленных из свинцового стекла. Каждый телескоп, помещенный на расстоянии 49 см от мишени, состоит из конвертора, сделанного из F2-стекла толщиной 5 см, в котором высокоэнергетическое γ -излучение преобразуется в ливень, и поглотителя толщиной 35 см. Входное окно телескопа имеет размеры $9,5 \times 9,5$ см, а поперечник поглотителя составляет $14,7 \times 14,7$ см.

Размеры телескопа выбраны с таким расчетом, чтобы ливень, распространяющийся в продольном и поперечном направлениях, поглощался полностью.

Для подавления фона космического излучения вход каждого телескопа закрывался 2,5 см пластиковым черенковским радиатором площадью $12,5 \times 12,5$ см.

Из-за относительно малой радиационной длины (около 10 %) этот детектор почти не реагировал на γ -кванты, регистрируя, главным образом, заряженные частицы. Пластиковый детектор, включенный в антисовпадения с телескопом, значительно подавляет фон космического излучения.

Временное разрешение черенковского счетчика было $1,4 \cdot 10^{-9}$ с, для $E_\gamma > 20$ МэВ. Энергетический порог регистрации γ -квантов составил 18 МэВ для каждого фотона, а энергетическое разрешение для $E_\gamma \geq 50$ МэВ — $10/\sqrt{E_\gamma}$ (ГэВ) %. Измерение разрешения и калибровка спектрометра проводились на пучке меченых фотонов с энергиями от 20 до 120 МэВ.

Распад π^0 -мезона характеризуется кинематическим соотношением

$$m_{inv} = 2 (E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2})^{1/2} \cdot \sin(\varphi/2),$$

где φ — относительный угол вылета 2γ -квантов в лабораторной системе координат.

Эффективность регистрации уменьшается с увеличением энергии π^0 -мезона, особенно для больших углов вылета относительно оси пучка.

При анализе экспериментальных данных учитываются два основных источника фона: каскадное девозбуждение ядра и космическое излучение.

При девозбуждении ядра испускаются γ -кванты относительно низких энергий (~ 1 МэВ), и их вклад подавляется порогом поглотитель-конвертора. Кроме того, восстановление инвариантной массы распадающегося π^0 -мезона позволяет избавиться от ложных событий.

Фон от космического излучения инициируется мюонами, которые могут вызвать ливни в окружающих материалах. Тем не менее их вклад значительно подавлен. Это достигалось за счет выполнения требований: число совпадений в истинных событиях должно быть только 2; угол $\varphi > 70^\circ$; $70 \leq m_{\text{inv}} c^2 \leq 200$ МэВ и отсутствует сигнал в пластиковом детекторе.

Результаты моделирования методом Монте-Карло показали, что функция отклика детектора к определению энергии π^0 -мезона представляет собой гауссиан с параметром σ (T_π), определяемым выражением:

$$\sigma(T_\pi) = 2,5 + 0,233 T_\pi \text{ МэВ.} \quad (1)$$

Угловое разрешение γ -детекторов составило около 8° . Его можно улучшить, поместив между конвертором и поглотителем многонитяные пропорциональные камеры [59].

В этом случае энергетическое разрешение, определяемое формулой (1), может быть увеличено примерно в 25 раз. Это приводит, однако, к уменьшению эффективности регистрации π^0 -мезонов на несколько порядков. Следовательно, такая установка не может быть использована для измерения сечений порядка 10^{-33} см².

б. *Детектирование заряженных пионов.* Как упоминалось выше, для детектирования заряженных мезонов используются два метода на основе сцинтилляционного телескопа и магнитного спектрометра. Первый описан в работах [9, 10].

Сцинтилляционный телескоп состоит из 12 пластиковых сцинтилляторов, охватывающих телескопный угол 0,010 — 0,012 ср (рис. 1). Первые четыре сцинтиллятора предназначены для подавления интенсивного протонного фона. Детекторы $S_5 - S_{10}$ регистрируют пионы с энергиями в интервале $27 \leq T_\pi \leq 82$ МэВ. Пара сцинтилляторов S_{11} и S_{12} с медным поглотителем между ними способна измерять энергию пиона, превышающую 82 МэВ.

Сцинтилляционный телескоп помещается в вакуумную камеру под углами от 20 до 150° по отношению к направлению падающего пучка.

Подавление протонного фона осуществляется путем сравнения амплитуд сигналов в соседних сцинтилляторах. Выбор подходящего уровня дискриминации сигнала позволяет избавиться от 99 % фона

протонов. Такое подавление фона достаточно для проведения измерений на углах $\theta_{\pi} \geq 27^\circ$ с чувствительностью к сечениям порядка $0,4 \cdot 10^{-30}$ см²/с. Угловое разрешение телескопов составило $3-4^\circ$.

Для разделения выходов π^+ - и π^- -мезонов применяются два метода, основанные на использовании распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ с временем жизни $\tau = 26 \cdot 10^{-9}$ с. При этом появляется μ^+ -мезон с энергией 4,2 МэВ.

В первом методе фиксируется время между сигналом остановки π^+ -мезона и сигналом регистрации μ^+ -мезона. Это время измеряется

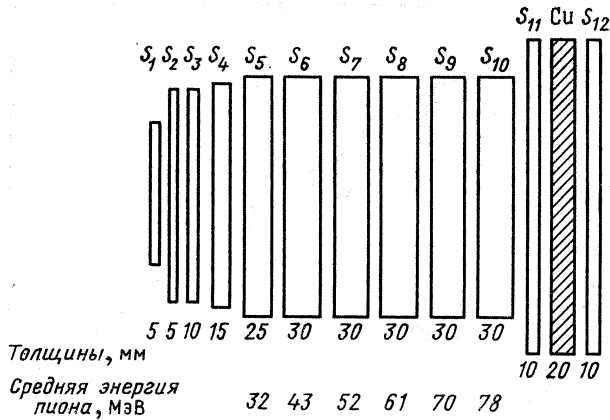


Рис. 1. Схема сцинтилляционного телескопа для измерения энергии заряженных пионов

в интервале $16 \cdot 10^{-9} \leq t \leq 100 \cdot 10^{-9}$ с, причем нижний предел определяется скоростью работы электронных приборов. Экстраполяция распадной кривой ($\sim e^{-t/\tau}$) к времени $t = 0$ дает число родившихся π^+ -мезонов. Вычитая это число из полного количества зарегистрированных остановок, можно получить количество π^- -мезонов.

Второй метод основан на сравнении двух интегральных энергетических спектров, один из которых измеряется сразу, а другой с запаздыванием $(10-20) \cdot 10^{-9}$ с. Результаты измерений с использованием этих методов дали совпадающие результаты.

При обработке вводились поправки на потери π -мезонов в результате распадов на лету и ядерных реакций. Эти поправки в зависимости от энергии частиц изменялись от 20 до 40 %. Абсолютное значение сечения определялось с помощью измерения тока пучка падающих ионов цилиндром Фарадея. Погрешность этих измерений порядка 20 %. Общая погрешность в эффективных сечениях может быть оценена как 30 % для π^+ -мезонов и несколько выше для π^- -мезонов.

Можно отметить, что к несомненным достоинствам сцинтилляционного телескопа следует отнести относительно большую светосилу и простоту конструкции, а недостатки связаны с ограниченным энергетическим интервалом 27—82 МэВ регистрируемых π -мезонов.

Рассмотрим теперь метод регистрации с помощью магнитного спектрометра [12].

Различные группы использовали разные варианты приборов, как с постоянным, так и с изменяемым магнитным полем.

Главное достоинство магнитных спектрометров состоит в хорошем энергетическом разрешении $\Delta p/p \sim (1 \div 15) \%$ при импульсах $p = (100 \div 300)$ МэВ/с. Спектрометры с хорошим энергетическим разрешением обычно регистрируют π -мезоны под углом, близким к 0° ,

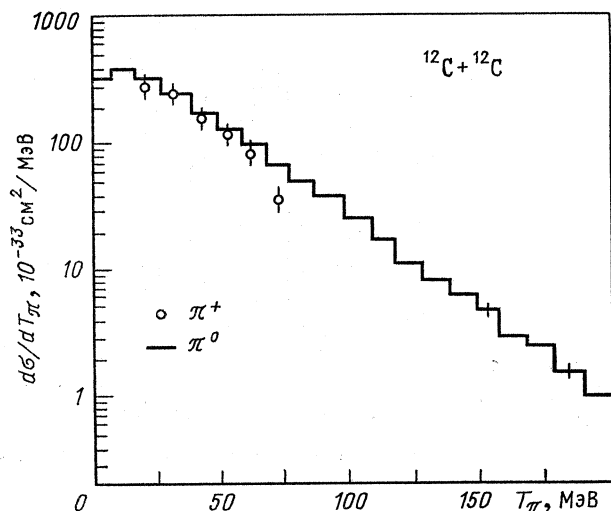


Рис. 2. Энергетические спектры нейтральных (гистограмма) и заряженных (кружки) пионов для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при энергии 85 МэВ/нуклон [11]

причем телесный угол составляет порядка 10^{-3} ср. С увеличением угла вылета пиона энергетическое разрешение ухудшается.

Для идентификации π -мезонов используются различные методы: от сцинтилляционного четырехкомпонентного телескопа [60] до набора дрейфовых камер, помещенных перед и после магнита [61]. Пролетная база также может меняться от 1,6 до 30 м. Это расстояние из-за времени распада ограничивает снизу измеряемую энергию π -мезона значением 25 МэВ. Предел измеряемых сечений, опубликованный в [12], составил $\sim 10^{-36} \text{ cm}^2 / (\text{ср} \cdot \text{МэВ} \cdot \text{с}^{-1})$.

Экспериментальные результаты. Основные результаты, полученные к настоящему времени, представлены в таблице. Прежде всего следует отметить, что практически все измеренные пионные спектры при энергиях выше 30—40 МэВ описываются экспоненциальной зависимостью вида $N_\pi(\varepsilon) \sim \exp(-\varepsilon/E_0)$. При низких энергиях на спектрах нейтральных пионов заметен максимум. Положение этого максимума сдвигается в сторону больших энергий с увеличением энергии пучка. Для примера на рис. 2 приведены спектры заряженных и

нейтральных пионов из реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при энергии 85 МэВ/нуклон [11], полученные интегрированием по углам вылета пиона. Из рис. 2 видно, что энергетическая зависимость и полный выход заряженных и нейтральных пионов оказались близки друг к другу. Этого следовало ожидать, так как при энергиях больше 30 МэВ эффекты перепоглощения в легких ядрах вряд ли смогут существенно исказить форму спектра.

Параметр наклона спектра E_0 , найденный из анализа сечений рождения нейтральных пионов, лежит в основном в пределах от 20 до 25 МэВ. На рис. 3 представлены значения параметра E_0 , полученные из разных реакций.

Некоторые особенности наблюдались в спектре π^0 -мезонов из реакции $^{14}\text{N} + \text{Ni}$ при энергии 35 МэВ/нуклон. Наряду с экспоненциально падающей зависимостью при энергии π^0 -мезона 140 МэВ наблюдался пик [6]. Заметим, однако, что энергетическое разрешение спектрометра для регистрации π^0 -мезонов с энергией 140 МэВ примерно 25—30 %, и судить о достоверности существования пика можно лишь после улучшения разрешения прибора.

Угловое распределение как заряженных, так и нейтральных π^0 -мезонов, рожденных при столкновении ионов с энергией 85 МэВ/нуклон, обладает резким максимумом вперед. При переходе в систему координат, с началом в нуклон-нуклонном центре масс, угловое распределение становится симметричным относительно 90° .

При уменьшении энергии сталкивающихся ионов ситуация становится значительно менее определенной. Например, при исследовании реакции $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al} \rightarrow \pi + \text{X}$ (35 МэВ/нуклон) наблюдается максимальный выход в переднюю полусферу [6, 7], а в реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow \pi^0 + \text{X}$ (38 МэВ/нуклон) — в заднюю. Не менее противоречивы и данные по угловому распределению пиона из реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ и $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ при 25 МэВ/нуклон. На рис. 4 представлены некоторые угловые распределения π^0 -мезонов. Трудно указать источник различного углового поведения выхода π^0 -мезонов для изученных реакций. Несомненно только, что для получения более достоверной информации следует значительно расширить круг экспериментально изучаемых ядер.

В [3, 4, 6, 58] было проведено исследование поведения полного сечения рождения пионов в зависимости от массовых чисел и энергии сталкивающихся ядер.

Для аппроксимации сечения как функции от массовых чисел использовалось выражение $\sigma_\pi \sim (A_1/A_2)^{1/2}$. Анализ показал, что с увели-

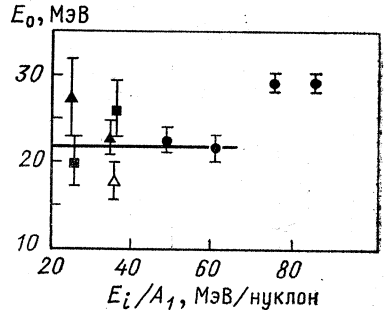


Рис. 3. Зависимость параметра наклона E_0 от энергии пучка E_i/A_1 (из работы [58])

Характеристики реакций с ионами промежуточных энергий, сопровождающиеся эмиссией пионов

Снаряд	Энергия E/A, МэВ/нуклон	Мишень	Пион	Энергия пионов, МэВ	Угол вылета, град	σ_{π} , 10^{-32} см ²	E ₀ , МэВ	Форма углового распределения	Дигера- тура
¹⁶ O	25	Al Ni	π^0	0—100	0—180	1,3±0,3 2,5±0,5	20,6±4,2	Максимум при 40—60° Симметрия вперед-назад относительно 90°	[5]
¹⁴ N	35	Al Ni W	π^0	0—150	0—180	70±10 115±13 159±20	23±3	Максимум на 40—60° Почти изотропное Минимум в 90°, симмет- рия вперед-назад	[6]
¹⁶ O	38	²⁷ Al ¹⁹⁷ Au	π^0	0—80	0—180	60±10 240±40	—	Поднятие на больших углах Почти изотропное	[7]
Ar	44	Ca Sn U	π^0	0—100	0—180	2,4·10 ³ 3,7·10 ³ 6·10 ³	16	—	[2]
¹² C	60	¹² C Ni U	π^0	0—150	0—180	1,7·10 ³ 7·10 ³ 13·10 ³	22 22 15	—	[3]
	74	¹² C Ni U	π^0	0—200	0—180	8,5·10 ³ 31·10 ³ 64·10 ³	25 27 26	—	[3]
	84	¹² C Ni U	π^0	0—200	0—180	18,9·10 ³ 72·10 ³ 174·10 ³	28 27 26	—	[3]

^{12}C	60	^7Li ^{12}C ^{208}Pb	π^+ , -	20—80	27 60 90 120	—	—	—	[10]
	75	^7Li ^{12}C ^{209}Pb	π^+ , -	20—80	27 60 90 120	—	—	—	[10]
	85	^7Li ^{12}C ^{208}Pb	π^+ , -	20—80	27 60 90 120	—	—	Резкий максимум впе- ред	[10]
	85	^{12}C ^{116}Sn ^{124}Sn	π^+ , -	20—80	70	—	15	—	[11]
^{16}O	85	^{12}C Au	π^+	20—80	55 90 130	—	—	Сечение уменьшается с увеличением угла и энер- гии пиона	[9]
	86	^6Li ^{12}C ^{27}Al Cd Pb	π^-	60—180	0	—	—	—	[42]
	93	^{12}C	π^+	60—180	0	—	—	—	[42]
94	93	^7Li ^{12}C ^{27}Al ^{58}Ni Ag ^{197}Au ^{232}Th	π^+ , -	—	0	—	—	—	[15]
	94	^{27}Al	π^+	—	—	—	—	—	[14]

чением энергии пучка более предпочтительной становится зависимость вида $(A_1/A_2)^{2/3}$.

Из экспериментальных данных следует, что интегральное сечение рождения пионов резко возрастает с увеличением энергии сталкивающихся ионов. При относительно малых энергиях, вблизи по-

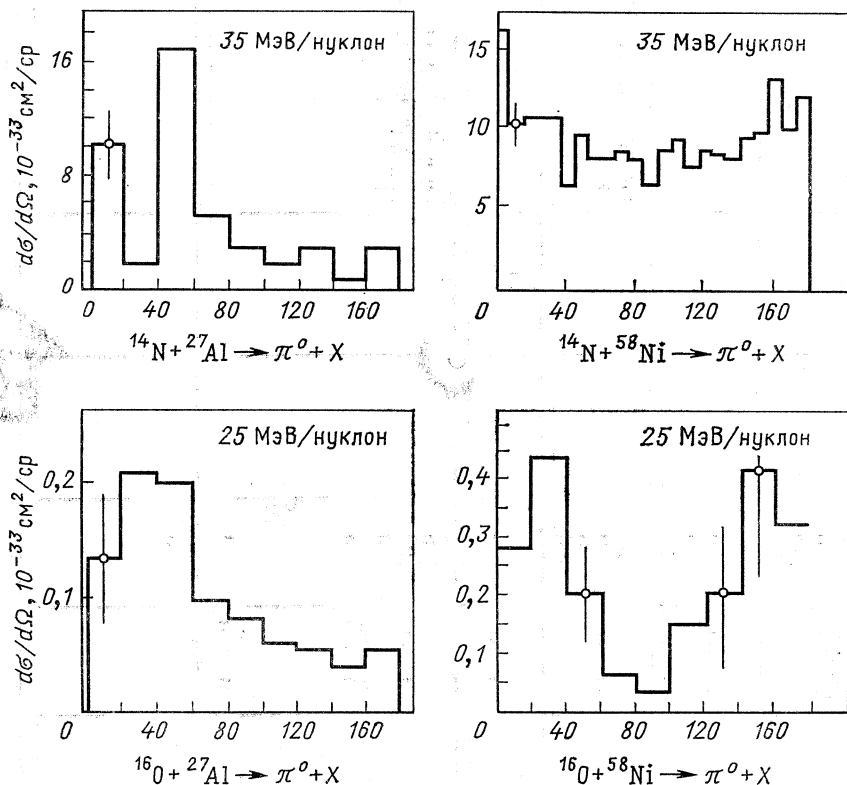


Рис. 4. Экспериментальные угловые распределения π^0 -мезонов для реакций $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, ^{58}Ni ($E_i/A_1 = 25 \text{ МэВ/нуклон}$) и $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$, ^{58}Ni ($E_i/A_1 = 35 \text{ МэВ/нуклон}$) из [6]

рога, эта зависимость существенно нелинейная даже в логарифмическом масштабе. Однако с увеличением энергии (при $E_i/A_1 > 50 \text{ МэВ/нуклон}$) вполне определенно можно считать, что $\sigma_\pi \sim e^{\alpha E}$. Такое поведение позволяет предположить, что систематика и предсказания сечений, по-видимому, будут достаточно достоверными при больших энергиях пучка, но станут довольно неопределенными вблизи порога.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ЭМИССИИ ПОДПороГОВЫХ π -МЕЗОНОВ

При теоретическом анализе обсуждаемой проблемы требуется дать ответ на вопрос — каков физический механизм реакции, приводящий к эмиссии π -мезонов в процессе ион-ионного столкновения? Можно было бы исходить из факта, что вид гамильтониана πNN -взаимодействия и основные закономерности пионного рождения в одно- и двухнуклонных реакциях достаточно хорошо известны (см., например, [62—66]). Однако особенность рассматриваемой ситуации состоит в том, что в изучаемом интервале энергий сталкивающихся ионов ($E_i/A_1 = 25 \div 100$ МэВ/нуклон) одно- и двухнуклонные процессы оказываются глубоко подпороговыми. Это обстоятельство с неизбежностью приводит к проблеме передачи энергии ион-ионного столкновения отдельным нуклонам, чтобы сделать процесс рождения π -мезона надпороговым. Естественно, любой микроскопический подход к ее решению должен базироваться на том или ином способе учета межнуклонного взаимодействия.

Проявления нуклон-нуклонного взаимодействия в изучаемом явлении могут быть достаточно многообразны и в отдельных случаях завуалированы. Это может быть образование компаунд-ядра или меньших по размерам «горячих зон» в момент объединения системы. О нем может свидетельствовать перераспределение нуклонов в энергетическом или фазовом пространстве за счет включения столкновительных членов в кинетические уравнения. Благодаря этому взаимодействию формируется в процессе столкновения меняющееся во времени среднее ядерное поле или межъядерный оптический потенциал, возбуждаются те или иные когерентные состояния ядер и пр.

Однако далеко не всегда удастся однозначно связать наблюдаемые характеристики с параметрами межнуклонного взаимодействия, тем более выполнить достаточно точный микроскопический расчет. Принципиальная многочастичность задачи, сложность квантовомеханического описания заставляют исследователей идти по пути введения моделей с различным уровнем микроскопичности, с тем или иным способом параметризации наблюдаемого явления.

В зависимости от главных постулатов, положенных в основу модельного описания пионной эмиссии, выделяются следующие основные группы:

- 1) термодинамические модели [16—23];
- 2) модели на основе индивидуальных нуклон-нуклонных соударений [24—30];
- 3) модели на основе приближения среднего поля, зависящего от времени [31—35];
- 4) модели когерентного источника [36—51];
- 5) оптические модели [52—55].

Конечно, такое распределение работ достаточно условно, некоторые из них могли бы оказаться и в других группах. Для нас главным

был способ, с помощью которого наблюдаемые пионные характеристики связываются со структурными ядерными параметрами. Заметим, что похожие группы моделей можно было выделить и при теоретическом анализе проблемы высокоэнергетического электромагнитного излучения в аналогичных реакциях [1].

Ниже мы проанализируем основные идеи и выделим главные результаты каждого из указанных подходов. В приводимых формулах используется система единиц $\hbar = c = 1$.

Термодинамические модели. В эту группу объединены подходы, основанные на предположении, что реакция тяжелых ионов проходит через стадию составного ядра [16—23]. Принимается, что в таком состоянии имеет место термодинамическое равновесие либо для всей системы в целом, либо для отдельных ее частей. Это дает основание использовать понятия температуры, химического потенциала, вводить те или иные равновесные распределения. Испускание высокоэнергетических частиц (γ -квантов, пионов, нуклонов, легких фрагментов и др.) рассматривается как результат последующего испарительного процесса. Такой способ описания ядерных реакций довольно широко применялся в области низких энергий и был достаточно эффективен в выявлении и параметризации главных закономерностей изучаемых явлений.

Возможность применения испарительного механизма реакции в области промежуточных энергий сталкивающихся ионов базируется, главным образом, на двух экспериментальных фактах (см. разд. 1): экспоненциальном спадаении с ростом энергии пиона сечения подпорогового рождения и почти изотропных угловых распределениях вылетающих частиц (последнее обстоятельство, однако, не является твердо установленным ввиду противоречивости имеющихся пока еще немногочисленных экспериментальных данных). Но есть и существенное отличие от области низких энергий: чтобы объединенная ядерная система могла испарить π -мезон, температура нагретой зоны должна быть гораздо выше, чем требовалось для испарения нуклона при низких энергиях сталкивающихся ядер. Естественно, возникает вопрос о принципиальной возможности появления таких квазиравновесных состояний за времена ядерных масштабов. В конце данного раздела мы обсудим более подробно основные трудности термодинамического способа описания эмиссии π -мезонов в ядерных реакциях при промежуточных энергиях.

Основополагающей для данного направления является работа [16], в которой впервые испарительный механизм применялся к процессу подпорогового рождения пионов при промежуточных энергиях столкновения. В предположении, что статистическое равновесие в объединенной системе достигается очень быстро, а время, необходимое для испарения частицы (по оценкам порядка $5 \text{ фм}/c$, где c — скорость света), существенно меньше характерных времен различных диссипативных процессов, для вероятности эмиссии $W_{if}(\epsilon)$ частицы с энергией ϵ использовалось выражение (в нерелятивист-

ском пределе):

$$W_{if}(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{(2s+1)M}{\pi^2} \frac{\rho(U)}{\rho(E)} \sigma_{fi}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (2)$$

Здесь s и M — спин и масса испущенной частицы; $\rho(E)$ — плотность уровней в объединенной системе; $\rho(U)$ — плотность уровней системы после испарения частицы; $\sigma_{fi}(\varepsilon)$ — сечение обратного процесса, приводящего к образованию компаунд-ядра по тому же каналу. Соответственно дифференциальное сечение процесса имеет вид

$$d\sigma/d\varepsilon = \sigma_0 W_{if}(\varepsilon) \left\{ \sum_j \int W_{if}(\varepsilon_j) d\varepsilon_j \right\}^{-1},$$

где σ_0 — поперечное сечение образования составного ядра во входном канале, и суммирование проводится по разным типам испарившихся частиц.

При таком способе описания процесса эмиссии главную проблему представляет расчет плотности ядерных уровней ρ и параметризация сечения $\sigma_{fi}(\varepsilon)$. Поскольку в рассмотренной реакции ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi + X$ при $E_i/A_1 = 60,74$ и 84 МэВ/нуклон) температура компаунд-ядра оказывалась слишком высокой, чтобы можно было бы для плотности уровней брать стандартные выражения из области низких энергий, проводился непосредственный расчет в модели ферми-газа. Для определения химического потенциала системы, ее температуры и энтропии использовались известные формулы статистической термодинамики при заданных значениях энергии возбуждения, массового числа и плотности ядерной системы (в качестве последней бралась ядерная плотность нормального состояния, равная $0,15 \text{ фм}^{-3}$). При расчете сечения подпорогового рождения пиона во внимание принимались также и конкурирующие процессы — испарение на первых этапах одного или нескольких нуклонов, конечно, с учетом выполнения общего энергетического баланса.

Существенную проблему в расчетах представляет выбор сечения инверсионного процесса $\sigma_{fi}(\varepsilon)$. Если для испарения нуклона соответствующее сечение можно считать близким к геометрическому, то большая комптоновская длина волны π -мезона делает такое приближение непригодным. В данной работе была выбрана параметризация в виде: $\sigma(\varepsilon) = a (\Gamma/2)^2 [(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2]^{-1}$, а для нахождения параметров a , ε_0 и Γ использовались экспериментальные данные для реакции поглощения $\pi^0 + ^{12}\text{C}$ [67]. Наконец, параметр σ_0 рассматривался как подгоночный, и его значение было определено по полному сечению вышеуказанной реакции, а также и реакции $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 35 МэВ/нуклон.

Результаты расчетов дифференциальных сечений процесса эмиссии пиона представлены на рис. 5. Неплохое согласие теоретических результатов с экспериментальными позволило авторам сделать заключение, что испарительный механизм способен успешно конкурировать с другими подходами к рассматриваемой проблеме.

В работе [17] для оценки вероятности вылета пиона использовался термодинамический метод, несколько отличный от описанного выше, но близкий ему по духу. Он применялся ранее при изучении ядерных реакций в области больших энергий столкновения [68, 69]. В основе метода лежит утверждение, что вероятность эмиссии частицы или фрагмента определяется, главным образом, лишь доступным объемом фазового пространства и законами сохранения. Существенным

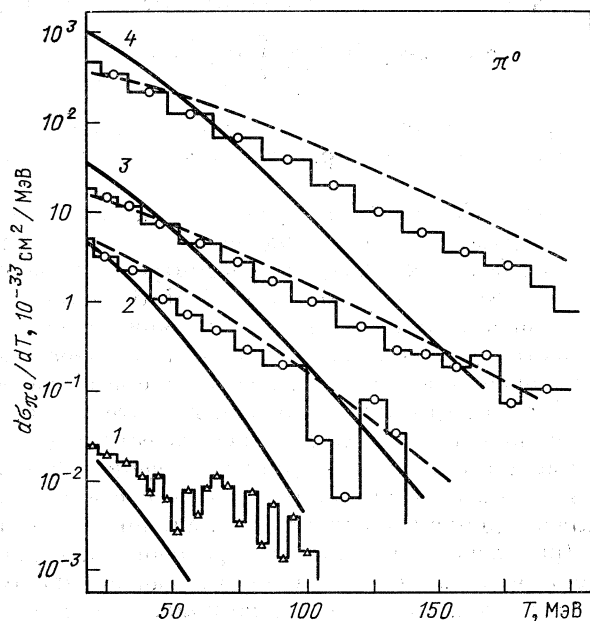


Рис. 5. Значения $d\sigma_{\pi^0}/dT$ для реакций $^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$ при $E_i/A_1 = 35$ МэВ/нуклон (1) и $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при $E_i/A_1 = 60$ МэВ/нуклон (2), 74 МэВ/нуклон (3) и 84 МэВ/нуклон (4). В случаях 1 и 2, 3 теоретические и экспериментальные значения уменьшены соответственно в 10^2 и 10 раз. Пунктирные кривые — результаты расчетов из [16], сплошные — из [20]

при этом является предположение о равновероятности всех состояний в доступном фазовом пространстве. Хотя здесь также вводятся понятия температуры и химического потенциала, это делается, скорее, для упрощения вычислений. Как было показано в [70], во многом такой стандартный термодинамический подход и испарительный вариант модели оказываются сходными по конечным результатам. По сути дела, последнее обстоятельство есть следствие эквивалентности канонического и микроканонического распределений для достаточно больших систем.

На основе термодинамического метода в [17] авторы провели расчет полного и дифференциального сечений процесса рождения π^0 -

мезона в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ и в основном подтвердили выводы работы [46]. Однако при этом им потребовалось уменьшить значение невычисляемого параметра σ_0 почти в 3 раза.

В [18] на основе статистической модели, развитой для описания процесса мультифрагментации [71, 72], был получен ответ на вопрос — действительно ли пионы должны испускаться на ранней стадии реакции, как это явно или неявно предполагалось в подавляющем большинстве различных моделей. Вследствие большого количества выходных каналов, соответствующих испусканию различных фрагментов наряду с π -мезоном, вычисление статистических сумм проводилось методом статистических испытаний. Авторы пришли к выводу, что, действительно, пион должен рождаться на ранней стадии ионного столкновения, поскольку этот процесс и процесс мультифрагментации оказываются несовместимыми: пионы и фрагменты не могут сосуществовать в пределах объема взаимодействия.

Определенный успех первых шагов по описанию эмиссии пионов в рамках испарительного механизма (и близкого к нему термодинамического подхода) стимулировал дальнейшее усовершенствование модели, сформулированной в [46]. В работе [49] она была распространена на более сложную ситуацию, когда в реакции участвует тяжелое ядро. В таком случае время, необходимое нуклону для прохождения через массивное ядро, в несколько раз превосходит время распада системы. Это не позволяет говорить о квазиравновесном состоянии компаунд-ядра как целого. Однако идеология работы [46] может быть сохранена, если предположить наличие в объединенной системе ограниченного по размерам сильно нагретого «горячего источника» (hot spot, или файербол). Как и в [46], предполагалось, что ядерная плотность в источнике соответствует нормальной фазе, сечение поглощения нуклона определяется геометрически в виде πR_a^2 , где R_a — радиус горячего источника, а сечение поглощения π -мезона $\sigma_{fi}(\epsilon)$ (сечение обратного процесса) параметризуется так, чтобы удовлетворить известным экспериментальным данным по поглощению π^+ - и π^- -мезонов ядерным веществом в нормальном состоянии. Как и раньше, единственный невычисляемый параметр σ_0 (теперь это сечение образования горячего источника) использовался в качестве подгоночного при сравнении теоретических и экспериментальных значений полного сечения процесса σ_{π^0} .

Рассматривались реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, Ni, U при энергиях 60, 74 и 84 МэВ/нуклон. Как выяснилось, спектральные распределения неплохо описывались для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, но в случае более тяжелых мишеней на высокоэнергетических концах спектра выход пионов оказался сильно заниженным.

Следующий шаг в развитии модели был сделан в [20]. Идея авторов состояла в следующем. При столкновении ядер, значительно отличающихся по массам, маловероятно, что будет иметь место только один горячий источник. Большая площадь поперечного сечения позволяет, в принципе, образовывать горячие источники в различных

местах в пределах поперечника ядра-мишени, а конкретное положение горячего источника будет определяться теми или иными значениями прицельного параметра. В результате полный выход будет представляться в виде суммы выходов от различных горячих источников, соответствующих всевозможным прицельным параметрам b :

$$\sigma_{\pi} = \int_0^{b_{\max}} N_{\pi}(b) \cdot 2\pi b db.$$

Здесь $N_{\pi}(b)$ — число π -мезонов, испущенных отдельным файerbeолом:

$$N_{\pi}(b) = \int d\varepsilon W_{if}(b, \varepsilon) \left\{ \sum_j \int W_{if}(b, \varepsilon_j) d\varepsilon_j \right\}^{-1}$$

и вероятность $W_{if}(b, \varepsilon)$ определяется тем же выражением (2), только в данном случае величины U , E и σ_{fi} являются функциями прицельного параметра b . Величина b_{\max} определялась из условия, чтобы полная энергия файerbeола $E(b) \geq m_{\pi}$ (m_{π} — масса пиона).

Для каждого значения параметра столкновения число нуклонов в файerbeоле определялось фиксированием геометрического объема пересечения двух сфер, соответствующих взаимодействующим ядрам, и использованием нормальной ядерной плотности. Фактически такой подход позволил избавиться от подгоночного параметра σ_0 . Дальнейший же расчет плотности ядерных уровней проводился в модели вырожденного ферми-газа по схеме, полностью аналогичной работе [16].

Несколько был видоизменен и способ параметризации сечения поглощения пиона (сечение обратного процесса σ_{fi}). Использовалось выражение, полученное в рамках оптической модели в приближении плоских волн [73], и экспериментальные данные по поглощению π^+ и π^- -мезонов.

Рассчитывались полные сечения для 10 реакций при энергиях налетающих ионов в интервале от 25 до 84 МэВ/нуклон. Отмечается удовлетворительное согласие с экспериментом, когда массы сталкивающихся ядер близки, однако для сильно несимметричных систем выход пионов оказался заниженным. Последнее обстоятельство авторы связывают с тем, что рассчитанные температуры файerbeола ниже, чем это требует эксперимент.

Гораздо хуже получаются спектральные распределения при кинетической энергии π -мезона, превышающей 50 МэВ, и особенно при большом различии в массах ядер (рассчитанные выходы пионов оказываются приблизительно на порядок меньше экспериментальных, см. рис. 5). Авторы считают этот факт доказательством действия прямого (нестатистического) механизма рождения пионов наряду с испарительными.

В дальнейшем такая схема была модифицирована в работе [21] и применена также для описания процесса эмиссии высокоэнергетических фотонов. Изменения касались, в первую очередь, процесса образования и распада фэйрбола, в частности, его размеров и энергетики. Если в [20] размеры фэйрбола определялись чисто геометрически, как область перекрытия двух сферически пространственных объемов, то в [21] из этого объема исключалась часть, соответствующая перекрытию двух сфер в импульсном пространстве. Таким путем принимался во внимание принцип Паули. Его роль была прослежена также и при определении энергии фэйрбола. Как полагают авторы, он может образоваться только там, где преобладающую роль играют нуклон-нуклонные соударения. Следовательно, когда рассчитывается энергия горячей зоны, следует исключить вклад тех нуклонов (или тех одночастичных процессов диссипации), которые в импульсном пространстве попадают в область, заблокированную действием принципа Паули. Это отсекает малые импульсы нуклонов в налетающем ядре и большие — в ядре-мишени. В остальном же схема расчета сечения процесса и способ параметризации не отличались от работы [20].

Изучались реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, ^{58}Ni , ^{238}U при энергиях от 48 до 84 МэВ/нуклон, сопровождающиеся эмиссией π -мезонов. Авторы считают, что для σ_{π^0} и $d\sigma_{\pi^0}/d\epsilon$ получено разумное согласие теоретических и экспериментальных величин, хотя они могут и различаться в 2—4 раза. В то же время сравнение результатов работ [20] и [21] показывает на тяжелых мишенях (Ni и U) увеличение абсолютных значений сечений в 3—4 раза, что в итоге ухудшило согласие с экспериментом. На спектральных же распределениях по-прежнему наблюдается завышение пионного выхода на низкоэнергетическом и значительное занижение на высокоэнергетическом концах спектра.

Напомним, что хотя в [19—21] формально и не вводятся подгоночные параметры, тем не менее расчеты основываются на довольно сильных исходных предположениях: плотность нуклонов в фэйрболе такая же, как и в нормальном состоянии ядерной материи, а при параметризации сечений поглощения (обратного процесса) использованы данные для «холодных» мишеней.

Формула (2) применялась в [22] для оценки роли зарядовых эффектов на процесс рождения π^+ и π^- -мезона. В соответствии с (2) для отношения вероятностей

$$R_{\pi^-/\pi^+} = \frac{\rho^-(U)}{\rho^+(U)} \frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} = \frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} \exp\left(-2 \frac{\mu_p - \mu_n}{T}\right),$$

где σ_{π^+} (σ_{π^-}) — полное сечение поглощения $\pi^{+(-)}$ -мезона компаунд-ядром и $\rho^{+(-)}(U)$ — плотность уровней объединенной системы после испускания $\pi^{+(-)}$ -мезона; μ_p , μ_n — химические потенциалы. Для их разности в компаунд-ядре было получено выражение (рассматривалось столкновение одинаковых ядер):

$$\mu_p - \mu_n = 1,44 \frac{Z}{r_0 A^{1/3}} \cdot (\sqrt[3]{4} - 1).$$

Здесь $r_0 = 1,25$ фм, Z и A — зарядовое и массовое числа ядра-мишени. Полученное значение в точности соответствует разности кулоновских энергий двух ядер до столкновения и объединенной системы, рассчитанных при нормальной ядерной плотности. Температура компаунд-ядра определялась по наклону экспериментальных кривых, сечения σ_{π^+} , π^- брались из эксперимента и экстраполировались соответствующим образом на требуемые значения массовых чисел.

Оценки R_{π^+/π^-} были сделаны для реакций $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при 85 МэВ/нуклон и $\text{La} + \text{La}$ при 138 и 246 МэВ/нуклон, получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

Новый способ использования статистического подхода в приложении к обсуждаемому процессу (см. [17, 18]) недавно был предложен в [23]. Поскольку рождение пиона существенно уменьшает энергию возбуждения и температуру системы, то не выполняется основное предположение метода: энергия, приходящаяся на одну степень свободы, много меньше полной энергии возбуждения системы. Чтобы преодолеть эту трудность, авторы [23] предложили выделить в статистическом ансамбле две подсистемы. Одна из них, описываемая как микроканонический ансамбль, объединяет только те частицы, рождение которых существенно меняет характеристики ансамбля (π -мезоны, Δ -резонансы, α -частицы и др.). Другая рассматривается как большой канонический ансамбль Гиббса и содержит только нуклонную компоненту. Ее энергия, импульс, электрический и барионный заряды могут быть найдены из соответствующих законов сохранения. При таком подходе количество испущенных π -мезонов с энергией ε определяется выражением:

$$\frac{d^3 N_{\pi}}{dp_{\pi}^3} = \frac{V}{(2\pi)^3} \Omega_A(E^* - \varepsilon) / \Omega_{\text{tot}}(E^*),$$

где V , E^* — объем и энергия возбуждения ансамбля; $\Omega_A(E) = \int \rho(E) dE$ — число возможных состояний системы из A нуклонов в интервале энергий E , $E + dE$, и

$$\Omega_{\text{tot}}(E^*) = \Omega_A(E^*) + \frac{3 \cdot 4\pi}{(2\pi)^3} \int \Omega_A(E^* - \varepsilon) p_{\pi}^2 dp_{\pi}.$$

В рассматриваемом случае ε сравнимо с E^* , и последним слагаемым можно пренебречь. В этом приближении задача статистического описания пионной эмиссии сводится к задаче определения плотности состояний двухкомпонентного нуклонного газа. Для решения последней используется обычный статистический подход, требующий определения энтропии системы.

Расчеты спектральных распределений пионов были проведены для реакций $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, Ni , U при 84 МэВ/нуклон, $^{40}\text{Ar} + \text{Ca}$, Sn при 44 МэВ/нуклон и $^{14}\text{N} + \text{Ni}$ при 35 МэВ/нуклон. За исключением последней, получено неплохое согласие с экспериментальными данными. Однако в расчетах использовался подгоночный параметр — коэффициент трансформации энергии столкновения в термическую и бралось

увеличенное по сравнению с нормальным состоянием значение ядерной плотности $0,21 \text{ фм}^{-3}$.

Оценивая в заключение весь подход в целом, мы должны констатировать следующее. Он базируется на гипотезе быстрого возникновения и опять-таки быстрого пионного распада (за характерные ядерные времена) сильно нагретой и потому неравновесной зоны в компаунд-ядре (или всего компаунд-ядра). Термодинамика возникновения и последующей эволюции существенно неравновесных состояний такого рода в настоящее время практически не разработана. Поэтому применение в расчетах формул равновесной термодинамики, а также характеристик, используемых для нормального состояния ядерной среды, вызывает серьезное сомнение. С этих позиций продемонстрированная выше в ряде работ возможность описания спектральных характеристик пионного излучения для отдельных реакций, по нашему мнению, может рассматриваться только как удобная параметризация процесса, что не позволяет, к сожалению, существенно продвинуться в понимании физической природы явления. К тому же, как отмечалось и в [21], испарительный механизм вообще не в состоянии объяснить рождение пионов в реакциях с энергией налетающего легкого иона (^{12}C , ^{14}N) до 35 МэВ/нуклон , тогда как с точки зрения эксперимента пионные спектры в этой области энергий ионов мало чем отличаются от таких же спектров при $E_i/A_1 > 35 \text{ МэВ/нуклон}$.

Модели на основе индивидуальных нуклон-нуклонных соударений. Изучение кинематики столкновения двух свободных нуклонов, приводящего к рождению π -мезона, показывает, что в системе центра инерции (с.ц.и.) энергия столкновения должна превышать $135\text{—}140 \text{ МэВ}$ или в лабораторной системе (л.с.к.) быть не менее $280\text{—}290 \text{ МэВ}$. Однако, если нуклоны входят в состав ядра, как это имеет место в ион-ионных соударениях, картина NN -столкновения становится более сложной.

Во-первых, теперь каждый нуклон движется в среднем ядерном поле, и его максимальный импульс будет определяться сложением импульсов Ферми и переносного движения (последний в расчете на одну частицу). Как показано в [24], в результате такое переопределение существенно снижает энергетический порог реакции $N + N \rightarrow N + N + \pi$.

Во-вторых, в процессе столкновения двух ядер среднее поле, действующее на нуклоны, изменяется с течением времени, что, в свою очередь, меняет и импульсные нуклонные распределения.

И, в-третьих, NN -столкновения в ядерной среде требуют учета принципа Паули при определении конечных состояний частиц.

Оценка сечения $\sigma(NN \rightarrow NN\pi)$ в упрощенной картине столкновения проводилась в [25, 26]. В [25] это делалось на основе модели, применявшейся для реакций выбивания: в результате столкновения налетающего нуклона с заданным импульсом и нуклона ядра-мишени, находящегося вне массовой поверхности, образуются π -мезон и два свободных нуклона. Принималось также, что в ядре сечение рож-

дения пиона совпадает с пустотным. Было показано, что разумные по значению сечения получаются лишь при энергиях налетающих ионов выше 150 МэВ/нуклон. При меньших энергиях значения σ ($NN \rightarrow NN\pi$) оказались заниженными на несколько порядков по сравнению с экспериментальными.

Этот вывод был в основном подтвержден и даже усилен расчетами в [26], где авторы рассмотрели более реалистическую ситуацию. В частности, оценка сечения была проведена в двух моделях — вырожденного ферми-газа и в оболочечной с трехмерным осцилляторным потенциалом для каждого ядра. В обоих случаях сечение оказалось слишком малым, чтобы можно было пренебрегать межнуклонным взаимодействием.

Следующий шаг в реализации картины индивидуальных NN -ударений был связан с учетом временной эволюции одночастичных распределений нуклонов в сталкивающихся ядрах. Для этой цели использовались те или иные модификации кинетического уравнения Больцмана [27—30]. Его решение позволяет получить зависящие от времени энергетические или импульсные распределения с учетом различных упругих и неупругих столкновительных процессов, происходящих в ядерной среде.

В [27] для определения выхода π^0 -мезонов в реакции тяжелых ионов при промежуточных энергиях решалось кинетическое уравнение в виде (рассматривалась двухкомпонентная модель ферми-газа):

$$\begin{aligned} \frac{dn_i^x}{dt} = \sum_y \left\{ \sum_{jkl} [\omega_{kl \rightarrow ij}^{xy} g_k^x g_l^y g_j^x n_k^x n_l^y (1 - n_i^x) (1 - n_j^y) - \right. \\ \left. - \omega_{ij \rightarrow kl}^{xy} g_j^y g_k^x g_l^y n_i^x n_j^y (1 - n_k^x) (1 - n_l^y)] \delta(\varepsilon_i^x + \varepsilon_j^y - \varepsilon_k^x - \varepsilon_l^y) - \right. \\ \left. - n_i^x \omega_{i \rightarrow i'}^x g_{i'}^x \delta(\varepsilon_{i'}^x - \varepsilon_i^x + \varepsilon_F^x + B_x) \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

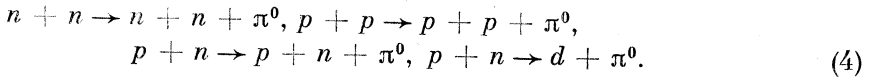
Индексы x и y отмечают тип нуклона (p или n); g_i^x — плотность одночастичных состояний в пределах энергетического интервала в 1 МэВ, имеющего номер i и центральную точку ε_i^x (нумерация интервалов начинается от дна потенциальной ямы); n_i^x — количество заполненных в момент времени t уровней в пределах i -го энергетического интервала; $\omega_{i \rightarrow i'}^x$ — вероятность перехода в единицу времени нуклона x из состояния i в состояние непрерывного спектра i' ; энергия ε_i^x отсчитывается от уровня Ферми ε_F^x , $i' = 1, \dots, E^* - B_x$; B_x — энергия связи нуклона типа x ; E^* — энергия возбуждения компаунд-ядра. Фактор $\delta(\varepsilon_i^x + \varepsilon_j^y - \varepsilon_k^x - \varepsilon_l^y)$ обеспечивает в элементарных процессах закон сохранения энергии и равен единице при его выполнении или нулю в противном случае. $\omega_{kl \rightarrow ij}^{xy}$ — вероятность перехода в единицу времени нуклонов типа x и y соответственно из состояний k, l в состояния i, j . Для нее использовалось определение:

$$\omega_{kl \rightarrow ij}^{xy} = \sigma_{kl} [2(\varepsilon_k^x + \varepsilon_l^y)/m]^{1/2} \left[V \sum_{q,r} g_q^x g_r^y \delta(\varepsilon_k^x + \varepsilon_l^y - \varepsilon_q^x - \varepsilon_r^y) \right]^{-1},$$

где V — объем ядра; m — масса нуклона; σ_{hl} — поперечное сечение для свободного NN -рассеяния, которое параметризовалось стандартным образом в соответствии с [74].

При решении уравнения (3) в приложении к столкновению ионов принималось во внимание также наличие зависящего от времени нуклонного источника. Этим учитывалось, что часть нуклонов (или все) достаточно легкого налетающего иона могла быть захвачена массивной мишенью. Здесь очень существенным было приближение, что энергия, вносимая этими нуклонами в компаунд-систему, на первоначальном этапе распределяется статистически среди n_0 экситонов. Как оказалось, результаты расчетов критичны к значению этого параметра теории. Из анализа предравновесных нейтронных спектров в ион-ионных реакциях, а также и по результатам данной работы относительно пионных спектров был сделан вывод, что $n_0 \approx A_1$.

При определении выхода π^0 -мезонов учитывались следующие возможные каналы реакции:



Параметризация соответствующих дифференциальных сечений осуществлялась на основе выражений, полученных из анализа экспериментальных данных в [75]. Число испущенных в единицу времени π^0 -мезонов определялось следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dN^\pi}{dt} = \sum_{ijklm} &\left\{ \omega_{ij \rightarrow klm}^{pp\pi^0} g_m^\pi g_i^p g_j^p n_i^p n_j^p (1 - n_k^p) (1 - n_l^p) + \right. \\ &+ \omega_{ij \rightarrow klm}^{pn\pi^0} g_m^\pi g_i^p g_j^n n_i^p n_j^n (1 - n_k^p) (1 - n_l^n) + \\ &\left. + \omega_{ij \rightarrow klm}^{nn\pi^0} g_m^\pi g_i^n g_j^n n_i^n n_j^n (1 - n_k^n) (1 - n_l^n) \right\}. \end{aligned}$$

Здесь $\omega_{ij \rightarrow klm}^{xy\pi^0}$ — вероятность перехода в единицу времени нуклонов типа x и y соответственно из состояний i, j в состояния k, l при одновременном испускании π^0 -мезона в состоянии m с энергией ε_m^π :

$$\begin{aligned} \omega_{ij \rightarrow klm}^{xy\pi^0} = \\ = \sigma_{kl}^{xy\pi^0} [2(\varepsilon_k^x + \varepsilon_l^y)/m]^{1/2} \left[V \sum_{q,r,p} g_q^x g_r^y g_p^\pi \delta(\varepsilon_i^x + \varepsilon_j^y - \varepsilon_q^x - \varepsilon_r^y - \varepsilon_p^\pi) \right]^{-1}; \end{aligned}$$

g_m^π — плотность конечных состояний π^0 -мезона.

В рамках такой схемы были рассчитаны полные сечения рождения π^0 -мезона для реакций: ^{12}C (60, 74 и 84 МэВ/нуклон) + ^{12}C , ^{58}Ni , ^{238}U ; ^{14}N (35 МэВ/нуклон) + ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{148}W и ^{40}Ar (44 МэВ/нуклон) + ^{40}Ca , ^{119}Sn , ^{238}U . Найдено, что теоретические значения σ_{π^0} примерно в 2—3 раза отличаются от экспериментальных, причем различие не является систематическим.

Рассчитывались также и спектральные распределения $d\sigma_{\pi^0}/dT$ (T — кинетическая энергия мезона) для реакций ^{12}C (84 МэВ/нуклон) +

+ ^{12}C , ^{238}U и ^{14}N (35 МэВ/нуклон) + ^{58}Ni (рис. 6). Как видно, $(d\sigma_{\pi^0}/dT)_{\text{теор}}$ гораздо слабее зависит от энергии пиона, чем это требует эксперимент, а на высокоэнергетическом конце спектра более чем на порядок превышает экспериментальное значение. Поскольку подгоночный параметр n_0 уже был зафиксирован по полным сечениям σ_{π^0} , автор связал отмеченное расхождение с усилением роли Δ -резонансных состояний, когда энергия пиона растет.

Полные сечения σ_{π^0} для реакций $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, ^{58}Ni , ^{238}U и энергиях 60, 74 и 84 МэВ/нуклон также рассчитывались в [29] на основе полу-

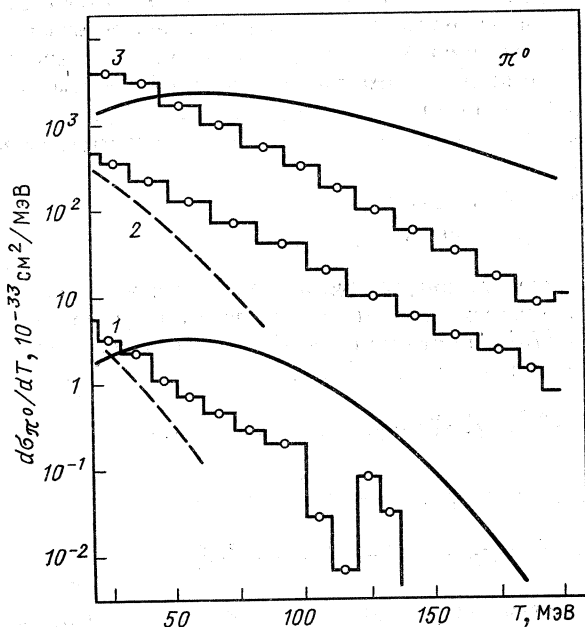


Рис. 6. Значения $d\sigma_{\pi^0}/dT$ для реакций $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при 60 МэВ/нуклон (1), 84 МэВ/нуклон (2) и $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ при 84 МэВ/нуклон (3). В случае (1) теоретические и экспериментальные значения уменьшены в 10 раз. Сплошные кривые — результаты расчетов из [27]; пунктирные — из [30]

классического варианта кинетического уравнения Больцмана с введением в него самосогласованного ядерного поля (так называемое уравнение Власова—Улинга—Уленбека). Фазовое одночастичное распределение $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ с учетом принципа Паули находилось из уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = (2\pi)^{-9} \int d^3 p' d^3 p_1 d^3 p_1' \cdot \sigma |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| \times \\ \times [ff' (1 - f_1) (1 - f_1') - f_1 f_1' (1 - f) (1 - f')] (2\pi)^3 \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p}' - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_1'). \quad (5)$$

В расчетах угловой зависимостью сечения нуклон-нуклонного рассеяния σ пренебрегалось, и оно полагалось равным $40 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Для самосогласованного ядерного поля использовалось выражение

$$U(\rho) = -356 (\rho/\rho_0) + 303 (\rho/\rho_0)^{7/6},$$

рассчитанное с зависящими от ядерной плотности ρ силами Скирма, а первоначальное распределение нуклонов по импульсам находилось в модели Томаса—Ферми (U выражено в МэВ).

С полученными из уравнения (5) распределениями рассчитывались полные сечения σ_{π^0} , при этом принимались во внимание те же элементарные процессы (4), что и в [27]. Кроме того, учитывалась возможность возбуждения и распада $\Delta(3,3)$ -резонанса, не подверженно-го блокировке из-за действия принципа Паули. При параметризации элементарных сечений использовались аналитические выражения из [62] и последние экспериментальные данные.

Был также проведен и феноменологический учет возможного поглощения π^0 -мезона и Δ -резонанса ядерной средой. С этой целью вводилась вероятность поглощения $P(x) = 1 - e^{-x/\lambda_0}$, где $\lambda_0 \approx 3$ фм — длина свободного пробега мезона или Δ -резонанса и x — путь, пройденный в пределах ядерной системы. Эффект оказался существенным. Если для перечисленных реакций теоретические значения σ_{π^0} в 2—3 раза превосходили экспериментальные, то учет поглощения позволил уменьшить выход пионов в среднем в 2 раза. Что же касается угловых и спектральных распределений π^0 -мезонов, то их расчет не проводился, как отмечалось в [29], ввиду существенных технических сложностей.

Задача расчета пионных спектральных распределений решалась в [30] в схеме, близкой к использованной в [29]. Практические изменения касались выбора функциональной формы самосогласованного ядерного поля [$U(\rho) = -218(\rho/\rho_0) + 164(\rho/\rho_0)^{4/3}$ (МэВ)], другого подбора экспериментальных элементарных NN -процессов, приводящих к рождению π^0 -мезона [75], и способа описания процесса рождения и распада $\Delta(3,3)$ -резонанса. В последнем случае параметризация сечений проводилась в соответствии с работой [76]. По той же схеме учитывалось и возможное поглощение π^0 -мезонов и Δ -резонансов ядерной материей, причем был подтвержден и вывод из [29] о количественной роли этого эффекта (уменьшение полных сечений σ_{π^0} примерно в 2 раза).

Автор пришел к заключению о важности учета $\Delta(3,3)$ -резонанса в NN -процессах при расчете именно пионных спектров, а не полных сечений. Это обусловлено рядом причин: специфичностью спин-изоспинового состояния у Δ -резонанса и как следствие — ослаблением роли принципа Паули в нуклонной среде, более благоприятной кинематикой, позволяющей значительную часть доступной энергии NN -столкновения преобразовать в массу Δ -частицы с последующей эмиссией пиона. Как результат, при учете Δ -резонанса выход π^0 -мезонов с ростом их кинетической энергии заметно возрастает, приближаясь к экспериментальным значениям.

Однако внимательное рассмотрение результатов расчета $d\sigma_{\pi^0}/dT$ для реакций ^{12}C (60, 74 и 84 МэВ/нуклон) + ^{12}C (рис. 6) не позволяет сделать вывод об их удовлетворительном согласии с экспериментом. Несмотря на то что автор ограничился в расчетах пионного спе-

ктра значениями $T < 80$ МэВ (на эксперименте $T = 0 \div 200$ МэВ), даже в таком урезанном интервале расхождение теоретических и экспериментальных выходов на высокоэнергетическом конце достигает порядка. По мнению автора, оно обусловлено ограниченной возможностью полуклассического импульсного распределения нуклонов воспроизводить высокоэнергетические компоненты в пионных спектрах, когда существенную роль играют чисто квантовые эффекты.

Оценивая в целом подходы на основе кинетических уравнений, предложенные в [27, 30], отметим ряд моментов. С одной стороны, решение временных уравнений позволяет рассмотреть динамику процесса столкновения и определить стадию, на которой наиболее вероятно эмиссия высокоэнергетического γ -кванта или π -мезона. К тому же при таком подходе появляется возможность не вводить подгоночные параметры, а использовать накопленную информацию относительно сечений элементарных процессов и свойств среднего ядерного поля.

Но, с другой стороны, по сути классический способ рассмотрения микроскопической проблемы (как в [29, 30]) или уход от реального ядерного поля и использование параметров, не имеющих четкого физического обоснования (модель ферми-газа и число экситонов n_0 компаунд-системы в [27, 28]), не позволяют оценить истинную глубину понимания физики процесса. К тому же предложенные подходы позволяют выделить только некогерентную составляющую процесса рождения π -мезона, поскольку в них суммируются только сечения, а не амплитуды элементарных процессов. Немаловажным обстоятельством является и сложность реализации расчетной схемы. Все это серьезно затрудняет расчеты спектральных и угловых распределений, с одной стороны, и изучение реакций с более массивными, чем ^{12}C или ^{14}N , налетающими ионами, с другой.

Модели на основе приближения среднего поля, зависящего от времени. К моделям предыдущего раздела тесно примыкают подходы, в которых временная динамика столкновения рассматривается иначе — на основе зависящего от времени приближения Хартри—Фока [31—35]. Его использование позволяет либо принять во внимание динамические искажения импульсных и энергетических распределений нуклонов в меняющемся самосогласованном поле двух ядер, либо провести прямой расчет амплитуды процесса рождения пиона с хартри-фоксовскими волновыми функциями. Последний случай, в принципе, позволяет выйти за рамки учета только некогерентных NN -соударений, сохранив при этом возможность изучать временную динамику, как и при подходах на основе кинетического уравнения.

Впервые в более или менее законченном виде микроскопический подход к описанию процесса подпорогового рождения π -мезонов на основе зависящего от времени приближения Хартри—Фока был сформулирован в [31, 32]. Предложенная модель основывалась на двух главных предположениях: а) π -мезон рождается в процессе $N + N \rightarrow N + \Delta \rightarrow N + N + \pi$ при первом столкновении двух нуклонов,

обладающих достаточной для этого энергией, и б) начальные и конечные состояния нуклонов определяются зависящим от времени общим ядерным полем двух ядер.

Количество испущенных пионов N_π было определено следующим образом:

$$2\varepsilon \frac{dN_\pi}{dk^3} = (2\pi)^{-3} \sum_n \left| \int d^3r dt e^{i(\varepsilon t - \mathbf{k}\mathbf{r})} \langle \Phi_n(t) | \mathbf{j}(\mathbf{r}) | \Phi_0(t) \rangle \right|^2. \quad (6)$$

Здесь ε и \mathbf{k} — энергия и импульс мезона; $\Phi_0(t)$ — начальная волновая функция системы из двух сталкивающихся ядер; $\Phi_n(t)$ — соответствующие многочастичные волновые функции системы, ортогональные к $\Phi_0(t)$. Все эти функции в начальный момент времени представляются в виде слетеровских детерминантов для каждого ядра в отдельности, причем аргументы в одночастичных волновых функциях, относящихся к нуклонам из разных ядер, разнесены на относительное межъядерное расстояние $\mathbf{R}(t)$. Величина $\mathbf{R}(t)$ меняется во времени со скоростью, соответствующей скорости относительного движения сталкивающихся ядер. Ее минимальное значение определяется параметром столкновения b . Дальнейшая эволюция одночастичных состояний определяется временным уравнением Хартри—Фока.

Итоговое сечение процесса получается в результате интегрирования по различным параметрам столкновения b :

$$\frac{d^3\sigma_\pi}{dk^3} = \int_0^\infty \frac{dN_\pi(b)}{dk^3} \cdot 2\pi b db.$$

Величина $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ в (6) представляет собой функцию пионного источника. При ее определении использовались результаты работы [63], где подробно были изучены реакции типа (p, π^+) . Из двух возможных физических механизмов, приводящих к рождению π^+ -мезона — однонуклонного за счет перехода протона в связанное нейтронное состояние и двухнуклонного с возбуждением и распадом Δ -резонансного состояния по схеме $N + N \rightarrow N + \Delta \rightarrow N + N + \pi$, в данной работе рассмотрен только последний. Это мотивируется более благоприятной кинематикой процесса, в частности большим значением передаваемого импульса. Естественно, такой импульс легче может быть перераспределен в системе двух нуклонов.

Существенной при определении $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ была аппроксимация однопионного обменного потенциала одномерной δ -функцией для $N + N \rightarrow N + \Delta$ -процесса:

$$\begin{aligned} V_{NN \rightarrow N\Delta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &\sim \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \cdot e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} (\mathbf{S} \cdot \mathbf{q}) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}) / (q^2 + \mu^2) \approx \\ &\approx S_z \sigma_z \delta(z - z') \Omega_\perp. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь \mathbf{S} — спиновая матрица, соответствующая переходу в Δ -резонанс; Ω_\perp — доступный объем импульсного пространства в направле-

нии, перпендикулярном к оси пучка [принималось $\Omega_{\perp} \approx (2\pi R_0^2)^{-1}$, где R_0 — ядерный радиус]. Это же приближение использовалось и в работе [63], где рассматривались более высокие энергии у сталкивающихся нуклонов. Там оно обосновывалось тем, что переданный импульс в $NN \rightarrow N\Delta$ -процессе почти параллелен направлению пучка и много больше, чем масса пиона.

В данной работе при выполнении конкретного расчета авторы ограничились рассмотрением только центрального соударения в двумерной (осевой) геометрии для модельной реакции $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при значениях $E_i^{(ц.н)}/A_1$, равных 20, 30 и 40 МэВ/нуклон. Прделанный расчет носил скорее методический характер и не ставил своей целью объяснение конкретных экспериментов. Тем не менее авторы сравнили свои результаты с данными по пионному выходу вперед, полученными для реакции $\text{Ne} + \text{NaF}$ при $E_i/A_1 = 80$ и 164 МэВ/нуклон, и нашли, что теория в основном воспроизводит экспериментальную форму спектра.

В дальнейшем модель была усовершенствована в [33] за счет отказа от осевой геометрии и замены в однопионном обменном потенциале (7) выражения $\delta(z - z')$ Ω_{\perp} трехмерной δ -функцией. Это, в свою очередь, позволило рассмотреть не центральные соударения и исследовать зависимость пионного выхода от параметра столкновения b . Было найдено, что количество рождающихся в процессе столкновения π -мезонов пропорционально области геометрического пересечения объемов двух ядер. Кроме того, анализ временной картины показал, что эмиссия пионов происходит на ранней стадии столкновения и, что особенно важно, лишь небольшое число нуклонов участвует в этом процессе. Такой вывод тем самым не подтверждает исходное положение моделей; использующих для рождения пиона классический механизм тормозного излучения. В них предполагается, что все нуклоны сталкивающихся ядер когерентным образом участвуют в процессе (см. следующий раздел).

Авторы рассчитали спектральное распределение π -мезонов при $\theta_{\pi} = 0^\circ$ для столкновения ионов кислорода с $E_i/A_1 = 80$ МэВ/нуклон и сравнили его с экспериментальным, полученным для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при $E_i/A_1 = 84$ МэВ/нуклон. Было найдено, что в жесткой части спектра согласие вполне удовлетворительное (при $k > 100$ МэВ).

Метод Хартри — Фока применялся и в теоретическом исследовании, проведенном в [34]. Авторы не ставили перед собой задачу описания каких-либо конкретных экспериментов по пионной эмиссии. Они пытались получить ответ на два вопроса: какова микроскопическая картина рождения пиона в NN -столкновении и можно ли с достаточной степенью достоверности описать динамику ядерного соударения, не прибегая в полном объеме к исключительно трудоемким хартри-фоковским расчетам.

При изучении микроскопики процесса рождения π -мезона в релятивистском разложении псевдоскалярной связи были выделены

главные члены гамильтониана πNN -взаимодействия:

$$H_{\pi NN} \approx \frac{g}{2m} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}) (\tau \Phi) + \frac{g^2}{2m} \Phi \Phi + \frac{ig^2}{8m^2} \tau (\Phi \times \dot{\Phi}).$$

Здесь g — константа псевдоскалярной связи; Φ — пионное поле; \mathbf{k} — импульс пиона; $\boldsymbol{\sigma}$ и $\boldsymbol{\tau}$ — спиновая и изоспиновая матрицы Паули. Первый член соответствует p -волновому рождению мезона, второй и третий — соответственно прямому и зарядово-обменному s -волновому перерасеянию пиона. Кроме того, был рассмотрен также и Δ -резонансный член $H_{\pi N\Delta} \sim (\mathbf{S} \cdot \mathbf{k}) (T \cdot \Phi)$, где \mathbf{S} и T — обобщенные $(3/2)$ -матрицы. Количественные расчеты пионного выхода, проведенные для случая центрального соударения ионов ^{16}O при энергиях 40 и 80 МэВ/нуклон, показали, что s -волновое перераспределение важно при относительно небольших энергиях π -мезона и даже может дать преобладающий вклад в сечение процесса при $T_\pi < 30$ МэВ.

Оригинальный способ был разработан для изучения динамики соударения многочастичных ядерных систем. Предлагается среднее поле сталкивающихся ядер моделировать с помощью двух трехмерных гармонических осцилляторов, преобразованных в движущиеся навстречу друг другу системы координат. Зависимость от времени вводимых коллективных и одночастичных характеристик берется из сопоставления с точным расчетом в приближении Хартри—Фока с силами Скирма. Но особенностью предлагаемой схемы является то обстоятельство, что такие самосогласованные расчеты проводятся только однажды. Это существенно упрощает задачу, позволяя варьировать начальные условия. Исследование реакции с ионами ^{16}O показало, что все рассмотренные выше механизмы рождения пиона приводят к обменным процессам вдоль оси столкновения. Это служит оправданием для приближений, которые применялись ранее в работах [31, 32] (см. пояснения к формуле (7)).

Если в [31—34] проводились прямые микроскопические расчеты амплитуды процесса подпорогового рождения π -мезона, то в [35] хартри-фоковские волновые функции использовались для нахождения зависящей от времени одночастичной матрицы плотности $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t')$. С ее помощью далее рассчитывалось фазовое одночастичное распределение нуклонов $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \omega, t)$:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \omega, t) = \int d\tau \int d^3s e^{-i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{s} - \omega\tau)} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t').$$

Здесь $\mathbf{s} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ и $\tau = t - t'$. Затем эта функция усреднялась по объему зоны реакции и времени ее протекания (это параметры теории), после чего с полученным таким путем импульсным распределением $f(\mathbf{p})$ определялся выход π -мезонов:

$$\frac{d^2 N_\pi}{d\epsilon d\Omega_\pi} = \int d^3 p_1 d^3 p_2 f(\mathbf{p}_1) f(\mathbf{p}_2) \int \frac{d\Omega'_q}{4\pi} \frac{|\mathbf{k}|}{|\mathbf{k}'|} \left(\frac{d^2 \sigma_\pi}{d\epsilon' d\Omega'_\pi} \right)_{\text{ц. н}} \times \\ \times [\sigma_{NN}(E_{\text{ц. н}})]^{-1} (1 - f(\mathbf{p}'_1)) (1 - f(\mathbf{p}'_2)), \quad (8)$$

k и k' — пионные импульсы соответственно в л.с.к. и в с.п.и.; σ_{NN} — сечение NN -столкновения; $(d^2\sigma_\pi/d\varepsilon'd\Omega_\pi)$ с.п.и. — дифференциальное сечение рождения π -мезона в элементарном акте NN -столкновения с.п.и. Предполагалось, что оно изотропно, и пренебрегалось зависимостью от энергии мезона. В расчетах феноменологически также учитывалось возможное поглощение пионов ядерной средой. Как и в работах [29, 30] (см. выше), это достигалось введением вероятности поглощения пиона на пути x : $P(x) = 1 - e^{-x/\lambda_0}$, где λ_0 — длина свободного пробега.

Как нетрудно видеть из (8), предложенная модель позволяет рассмотреть только механизм рождения π -мезона за счет некогерентных NN -соударений. С этих позиций такой подход тесно примыкает к рассмотренным выше (см. работы [27—30]) и отличается от них лишь способом получения импульсного распределения.

Расчеты полных сечений σ_π для ряда реакций показали, что при $\lambda_0 = 5$ фм удается удовлетворительно воспроизвести экспериментальную зависимость σ_π от энергии налетающего иона. Из этого факта автор делает вывод о несущественности вклада когерентных процессов рождения пиона. Однако, как нам кажется, теоретического исследования только полных сечений без анализа спектральных и угловых распределений еще недостаточно для таких категоричных выводов.

Оценив выделенное в данном разделе направление в целом, отметим его фундаментальность как при рассмотрении микроскопичности процесса рождения π -мезона в элементарном акте NN -соударения, так и при квантовомеханическом расчете временной картины ион-ионного столкновения. Но, с другой стороны, такая фундаментальность имеет и существенный недостаток — она приводит к исключительно большим вычислительным сложностям при практической реализации. Поэтому неудивительно, что фактически ни в одной работе не удалось продвинуться дальше рассмотрения модельной задачи о столкновении ионов кислорода, обладающих замкнутыми нуклонными оболочками. Однако и в этом случае численные расчеты сечений были проведены, главным образом, в упрощенной геометрии.

Модели когерентного источника. Рассмотрим несколько моделей, довольно сильно различающихся по способу решения изучаемой проблемы, но объединенных общим исходным предположением: рождение пиона — коллективный акт, в котором когерентным образом участвуют несколько нуклонов (или все) сталкивающихся ядер.

В [36, 37] была предложена модель, названная авторами «кооперативной». Она занимает промежуточное место между моделями одиночных нуклонных соударений и образования компаунд-состояний. Предполагается, что кинетическая энергия сталкивающихся ядер из A и B нуклонов в результате взаимодействия перераспределяется по отдельным кластерам, состоящим из M и N нуклонов. Столкновение кластеров и приводит к рождению пионов.

В этой модели сечение рождения частицы сорта λ с энергией E_λ и импульсом \mathbf{p}_λ определяется выражением:

$$E_\lambda \frac{d^3\sigma_\lambda}{d^3\mathbf{p}_\lambda} = \sum_{M, N} \sigma_{AB}(M, N) F_{MN}^{(\lambda)}(\mathbf{p}_\lambda).$$

Здесь $\sigma_{AB}(M, N)$ — относительная вероятность образования виртуальных кластеров; $F_{MN}^{(\lambda)}(\mathbf{p}_\lambda)$ — парциальная вероятность образования частицы с импульсом \mathbf{p}_λ кластерами M и N .

Величина $\sigma_{AB}(M, N)$ рассчитывается в рамках каскадного подхода. Для сечения индивидуального NN -соударения принято значение $\sigma_0 = 120 \cdot 10^{-27}$ см². По существу, используется статистический предел: все состояния, приводящие к образованию кластера, удовлетворяющие законам сохранения энергии, импульса и т. д., считаются равновероятными. В свою очередь, спектральный фактор $F_{MN}^{(\lambda)}(\mathbf{p}_\lambda)$ определяется числом конечных состояний, причем плотность уровней зависит от объема V_{MN} системы. Предполагается, что объем V_{MN} связан с числом нуклонов соотношением: $V_{MN} \cdot \rho = M + N$, где ρ — параметр теории. Для него принято значение

$$\rho = \rho_0 = 0,17 \text{ фм}^{-3}.$$

Кроме рождения π -мезонов, модель допускает образование любых сложных компаунд-систем.

Спектральный фактор $F_{MN}^{(\pi)}(\mathbf{p}_\pi)$ определяется выражением:

$$F_{MN}^{(\pi)}(\mathbf{p}_\pi) = \int d^3p_A d^3p_B \omega_M(\mathbf{p}_M) \cdot \omega_N(\mathbf{p}_N) \Phi^{(\pi)}(\mathbf{p}_\pi),$$

где $\mathbf{p}_{A(M)}$ и $\mathbf{p}_{B(N)}$ — импульсы ядер (кластеров) A (M) и B (N) $\omega(\mathbf{p})$ — функция распределения по импульсам; $\Phi^{(\pi)}(\mathbf{p}_\pi)$ — число состояний, приводящих к рождению π -мезона по отношению к полному числу конечных состояний. Функция $\omega(\mathbf{p})$ берется в виде нормального распределения с шириной

$$\sigma_{AM}^2 = \frac{1}{5} (p_F^{(A)})^2 M (A - M) / (A - 1);$$

$$\sigma_{BN}^2 = \frac{1}{5} (p_F^{(B)})^2 N (B - N) / (B - 1),$$

где $p_F^{(A)}$ и $p_F^{(B)}$ — однонуклонные импульсы Ферми ядер A и B .

С помощью предложенной модели в [36] рассчитывались и сравнивались с экспериментом дважды дифференциальные сечения рождения π -мезонов при взаимодействии ядра ¹²C с энергией 75—85 МэВ/нуклон с различными мишенями. Удалось хорошо воспроизвести как абсолютный выход, так и форму энергетического спектра π^0 -мезонов для разных значений углов. Результаты расчетов для более низких энергий налетающих ионов (35—44 МэВ/нуклон) указали на

существенное уменьшение теоретических выходов π -мезонов, особенно с ростом их энергии. Как отмечено в [37], при $E_i/A_1 = 30 \div 40$ МэВ/нуклон необходимо учитывать влияние среднего ядерного поля, чем в [36] пренебрегалось.

Расчеты, проведенные этими же авторами [37] для реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow \pi + X$ при энергии 25 МэВ/нуклон, также привели к уменьшенному (примерно в 5 раз) по сравнению с экспериментом выходу пионов.

В [38] была предпринята попытка проанализировать реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, ^{197}Au при $E_i/A_1 = 38$ МэВ/нуклон и $^{27}\text{Al} + ^{20}\text{Ne}$ при $E_i/A_1 = 200$ МэВ/нуклон на основе модели коллективного движения, в которой ядра рассматривались как целые неделимые частицы. Однако абсолютные выходы π^0 -мезонов рассчитать не удалось ввиду большой неоднозначности параметров, характеризующих заселенность конечных после рождения пиона ядерных состояний.

В модели, предложенной в [39—43], рождение π -мезона рассматривается как процесс классического тормозного излучения при торможении одного ядра в поле другого. Количество N_π испущенных π -мезонов ядром, движущимся по траектории $\mathbf{R}(t)$, определяется выражением:

$$\frac{d^2 N_\pi}{d\varepsilon d\Omega} = \frac{g^2 k}{36\pi^3 m} \left| \sum_{i=1, 2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt j_\pi(\mathbf{v}_i, \mathbf{k}, t) e^{-i(\varepsilon t - \mathbf{k}\mathbf{R}_i)} \right|^2. \quad (9)$$

Здесь \mathbf{k} , ε — импульс и энергия пиона; $g^2/4\pi = 14$; m — масса нуклона; $\mathbf{v}_i = \dot{\mathbf{R}}_i(t)$. Индекс $i = 1$ соответствует налетающему и $i = 2$ — покоящемуся ионам; j_π — нуклонный ток, приводящий к рождению π -мезона:

$$j_\pi = \langle S \rangle \langle T \rangle \rho_i(\mathbf{p}_i) \left\{ \gamma_i \mathbf{v}_i \left[\varepsilon - \frac{\gamma_i}{1 + \gamma_i} \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_i \right] - \mathbf{k} \right\} \gamma_i^{-1},$$

где $\mathbf{p}_i^2 = \mathbf{k}^2 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_i)^2$; $\gamma_i = (1 - \mathbf{v}_i^2)^{-1/2}$; $\rho_i(\mathbf{p}_i)$ — фурье-компонента ядерной плотности; $\langle S \rangle$ и $\langle T \rangle$ — эффективные спин и изоспин ядер, участвующих в реакции. Их вычисление проводилось с использованием ряда предположений. Дело в том, что спины и изоспин основных состояний сталкивающихся ядер или равны нулю, или достаточно малы. В процессе соударения различные значения S и T становятся энергетически достижимыми. Распределения $S(t)$ и $T(t)$ являются, вообще говоря, сложной функцией времени, но в первом приближении в [43] они заменялись средними значениями, вычисленными в рамках статистической модели [44]:

$$\langle S \rangle = \langle T \rangle = (A_{\text{эф}}/3)^{1/2}; \quad A_{\text{эф}} = \begin{cases} A_1 + A_1^{2/3} A_2^{1/3} & \text{или} \\ (2 + \alpha) A_1, \end{cases}$$

где A_1 и A_2 — массовые числа налетающей частицы и ядра-мишени; $\alpha \ll 1$ — параметр модели.

Сечение рождения π -мезона получается интегрированием (9) по всем возможным значениям прицельного параметра

$$\frac{d^2\sigma_{\pi}}{d\varepsilon d\Omega} = \int_0^{\infty} \frac{d^2N_{\pi}(b)}{d\varepsilon d\Omega} 2\pi b db. \quad (10)$$

Для вычисления сечения необходимо найти уравнения движения центров тяжести $\mathbf{R}_i(t)$ каждого из ионов. С этой целью решаются классические уравнения движения с учетом ядерного и кулоновского ион-ионного взаимодействия. Параметризация межъядерного потенциала проводилась согласно [77].

Для достижения эффективного торможения, приводящего к эмиссии π -мезонов, в [43] предполагалось, что между ядрами действует сила трения

$$\mathbf{F}(\mathbf{R}, \mathbf{v}) = -k \int d^3r \rho_1(\mathbf{r}) \rho_2(\mathbf{r} - \mathbf{R}) [\mathbf{v}_1(\mathbf{r}) - \mathbf{v}_2(\mathbf{r} - \mathbf{R})],$$

где ρ_i , \mathbf{v}_i — соответственно плотность и скорость ядра; k — свободный параметр теории. Его значение принималось равным 5000 МэВ·фм².

С помощью формул (9), (10) были рассчитаны дважды дифференциальные спектры π -мезонов, родившихся при столкновении ионов с энергиями от 60 до 84 МэВ/нуклон.

Удалось получить согласие в значениях полных сечений для реакции $^{12}\text{C} + \text{X}$, где X — различные ядра, в зависимости от энергии пучка и массы мишени. Однако рассчитанная форма спектра для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ оказалась более крутой по сравнению с измеренной на эксперименте. Следует отметить, что для объяснения экспериментально наблюдаемого углового распределения пришлось делать дополнительные предположения об интерференции амплитуд испускания π -мезона каждым из двух сталкивающихся ядер.

Предложенная модель хорошо объясняет выход пионов с энергией $T_{\pi} \lesssim 100$ МэВ. В области более высоких энергий, как считают авторы предложенного в [43] механизма, следует учитывать не только трение, но и другие возможные каналы диссипации энергии.

В работах [45—49] развита микроскопическая модель рождения π -мезонов, основанная на возбуждении изобар-аналоговых резонансов. В качестве главного промежуточного состояния выбирается $\Delta(3,3)$ -резонанс с энергией 1232 МэВ. Процесс описывается диаграммой, изображенной на рис. 7.

Изобар-аналоговые резонансы строятся в рамках частично-дырочной модели с использованием приближения Тамма — Данкова.

В реакции возбуждаются одновременно как состояния налетающего ядра, так и ядра-мишени. Предполагается, что ядра взаимодействуют между собой только пограничными областями, не проникая друг в друга. В результате периферийного взаимодействия могут возбуждаться коллективные состояния типа $M1$ -резонанса.

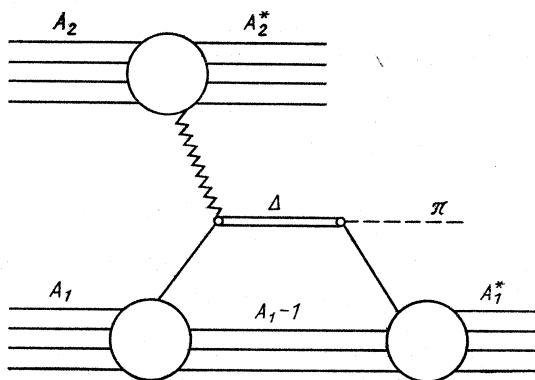


Рис. 7. Диаграмма, описывающая реакцию рождения пиона через возбуждение изобар-аналогового состояния (из работы [47])

Процесс рождения пионов рассчитывается с использованием второго порядка теории возмущения. В этом приближении вероятность процесса определяется формулой [47]:

$$W_{if} = 2\pi \frac{\left| \sum_n \langle f | V | n \rangle \langle n | V | i \rangle \right|^2}{(E_0 - E_f)^2 + (\Gamma_0/2)^2} \rho(E_f), \quad (11)$$

где $\rho(E_f)$ — плотность конечных состояний; V — потенциал межъядерного взаимодействия. При получении (11) предполагалось, что все энергии $E_n = E_0$ и ширины $\Gamma_n = \Gamma_0$ промежуточных состояний одинаковы.

Выбрав в качестве промежуточного состояния Δ -изобару и приняв во внимание наличие трех частиц в конечном состоянии, можно дифференциальное сечение преобразовать к виду

$$\frac{d^3\sigma_\pi}{dk^3} = \frac{2\pi}{v_1} \int \frac{\left| \sum_n \langle f | V_2 | n \rangle \langle n | V_1 | i \rangle \right|^2}{(\varepsilon + m + m_\Delta)^2 + (\Gamma_\Delta/2)^2} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3} \delta(E_f - E_i).$$

Ядерное промежуточное состояние $|n\rangle$ строилось как сумма по частично-дырочным состояниям налетающего и покоящегося ядер. При этом предполагалось рождение изобар-дырочной пары в налетающем ядре и нуклон-дырочной пары в ядре-мишени.

Взаимодействие V_1 , приводящее к возбуждению ядерных состояний, выбиралось в виде:

$$V_1 = \sum_{k=1}^{A_1} \sum_{l=1}^{A_2} v_{kl} (|\mathbf{r} + \xi_k - \xi_l|) (\mathbf{S}_k \cdot \boldsymbol{\sigma}_l) (\mathbf{T}_k \cdot \boldsymbol{\tau}_l),$$

где \mathbf{r} — расстояние между центрами тяжести сталкивающихся ядер; ξ_k, ξ_l — внутренние координаты нуклонов; \mathbf{S} и \mathbf{T} — операторы спина и изоспина Δ -изобары. При расчете матричных элементов

предполагалось, что пространственные матричные элементы одинаковы для всех одночастичных квантовых чисел. В таком приближении интегрирование по \mathbf{r} и ξ выполняется независимо:

$$\langle |v_{kl}(|\mathbf{r} + \xi_k - \xi_l|)| \rangle \sim v(\mathbf{q}) F(\mathbf{q}),$$

где \mathbf{q} — переданный импульс; $v(\mathbf{q})$ — фурье-компонента потенциала NN -взаимодействия; $F(\mathbf{q})$ — ядерный формфактор.

Взаимодействие V_2 приводит к распаду Δ -изобары с испусканием пиона. При получении выражения для V_2 использовался нерелятивистский вариант πNN -взаимодействия:

$$H_{\pi NN} = 2 V \sqrt{4\pi} (f/\mu) \int d^3\xi \rho(|\xi_\pi - \xi_N|) \mathbf{T} \cdot (\mathbf{S} \cdot \nabla \Phi(\xi_\pi)),$$

где $f^2 = 0,08$; ξ_π и ξ_N — пионные и нуклонные координаты; $\rho(\xi)$ — распределение ядерной плотности. Окончательно сечение рождения пиона выражается через произведение трех формфакторов: $v(\mathbf{q})$, $F_1(\mathbf{k})$ и $F_2(\mathbf{q})$.

Численные расчеты сечений рождения нейтральных пионов в рамках предложенной модели были проведены для реакций $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$. Учитывалось возбуждение $M1$ -резонанса, который строился как суперпозиция частично-дырочных конфигураций $1p$ -оболочки легкого ядра. В качестве потенциала взаимодействия использовался потенциал однопионного обмена.

Результаты расчетов спектральных и угловых распределений π -мезонов показали, что для указанных реакций без использования подгоночных параметров удастся получить согласие с экспериментом при значениях E_i/A_1 от 35 до 84 МэВ/нуклон. К сожалению, данный теоретический подход практически пригоден только для легких ядер, когда при формировании возбужденных состояний можно ограничиться небольшим числом частично-дырочных конфигураций, и приближение модели будет оправданно. Естественно, для более тяжелых ядер предпочтительны другие модельные подходы.

В [50] была разработана модель, аналогичная методу Вильямса — Вайцзеккера (см., например, [78]). В этом методе электромагнитное взаимодействие заменяется суммой фотонных сечений, усредненных по спектрам виртуальных фотонов. В основе модели [50] лежат кинематические соотношения, связывающие энергию ω и импульс \mathbf{q} , передаваемые от одного ядра к другому в процессе излучения π -мезона. Авторы полагают, что величины ω и \mathbf{q} определяют характеристики виртуального пиона, который возникает при возбуждении изобар-аналогичного состояния. Условие применимости метода требует, чтобы возмущение было достаточно мало и налетающая частица не разрушалась во время реакции. Поэтому роль периферийных соударений оказывается выделенной.

Предполагается, что излучать π -мезоны могут как покоящиеся, так и налетающее ядро. Тем не менее, если размеры сталкивающихся ядер значительно различаются, меньшее рождает больше виртуаль-

ных пионов из-за большого градиента ядерной плотности на границе ядра.

Виртуальные пионы, согласно [50], появляются при переходе ядра из основного в изобар-аналоговое состояние. Волновые функции этих состояний представляются в виде произведения

$$\Psi(\mathbf{R}, \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_A, t) = e^{i(\mathbf{P}\mathbf{R} - Et)} \Phi(\xi_1, \dots, \xi_A) \chi_S \chi_T,$$

где \mathbf{R} , \mathbf{P} , E — координата, импульс и энергия центра тяжести ядра; ξ_i — совокупность внутренних переменных; χ_S и χ_T — спиновые и изоспиновые составляющие волновых функций.

Пионный ток, записанный в нерелятивистском приближении, имеет вид

$$j_\alpha(\omega, \mathbf{q}) = (f/\mu) \int dt d^3r \cdot e^{-i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega t)} \times \\ \times \left\langle \Psi' \sum_{i=1}^A (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \nabla_i) \tau_i^{(\alpha)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \theta(|b| - R) \Psi \right\rangle.$$

Здесь $f | \mu = 1,4$ фм; b — параметр теории, определяющий степень периферийности реакции; α — сорт пиона; $\theta(x) = 1$, если $x > 0$, и $\theta(x) = 0$, если $x < 0$. Определив ток j_α и решив уравнение Клейна — Гордона

$$[\omega^2 - \mathbf{q}^2 - \mu^2 - \Pi(\omega, \mathbf{q})] \Phi_\alpha(\omega, \mathbf{q}) = j_\alpha(\omega, \mathbf{q}),$$

можно определить поле виртуальных пионов. Оно сильно зависит от пионной поляризации $\Pi(\omega, \mathbf{q})$, которая находилась согласно [79].

Конечное выражение для сечения процесса было получено в предположении, что виртуальные пионы некогерентным образом рассеиваются на ядре. При вычислении сечений использовались данные по πN -рассеянию и принимались во внимание эффекты отдачи. Когерентные расчеты проводились для следующих реакций: $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{208}\text{Pb} \rightarrow \pi + X$ при 85 МэВ/нуклон и $^3\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi + X$ при 97 МэВ/нуклон.

При рождении виртуальных пионов ядром ^{12}C предполагалось, что нуклон из состояния $1p_{3/2}$ переходит в состояние $1p_{1/2}$, а нуклон в состоянии $1s_{1/2}$ вклада в этот процесс не вносит. Волновые функции $1p$ -состояния строились в модели гармонического осциллятора. Показано, что учет поляризационного оператора увеличивает выход виртуальных пионов вплоть до энергий $\varepsilon_\pi \sim 250$ МэВ.

Предложенная модель оказалась очень чувствительной к параметру b . Абсолютный выход пионов резко меняется с изменением b , в то время как наклон спектра практически остается постоянным.

Анализ реакции $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ привел к выводу, что вклад тяжелого ядра в процесс рождения пиона пренебрежимо мал.

Сравнение теоретических и экспериментальных сечений для разных энергий показало, что в предложенном подходе не удастся объяснить выход пионов с энергией, превышающей 60 МэВ. По-види-

тому, использование ограниченного базиса возбужденных состояний для рождения виртуальных пионов привело к существенному уменьшению теоретического сечения. Кроме того, фактически расчет проведен в эксклюзивном варианте, при котором фиксируются определенные каналы реакции. Поскольку экспериментально пока измерялись только инклюзивные сечения, вряд ли можно было надеяться на успешное сравнение результатов расчетов с экспериментом.

Оригинальный метод, позволяющий выразить инклюзивные сечения рождения π -мезонов через ядерную структурную функцию и использовать для ее определения результаты экспериментов по протонной эмиссии, был предложен в [51]. При $E_f/A_1 < 100$ МэВ/нуклон в с. ц. и. двух нуклонов этой энергии недостаточно для рождения пиона в свободном NN -столкновении. Идея авторов состояла в том, чтобы описать ядра как системы взаимодействующих нуклонов и связать их внутренние степени свободы с относительным движением. Это достигается введением динамической структурной функции сталкивающихся ядер:

$$S(\mathbf{q}, \omega) = \sum_f \left| \langle f \left| \sum_{i=1}^A e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_i} \right| 0 \rangle \right|^2 \delta(\omega - E_f + E_0).$$

$|0\rangle$ и $|f\rangle$ — основное и возбужденное состояния ядра с энергиями E_0 и E_f соответственно. Структурная функция описывает отклик ядра на возбуждение, вызванное процессом, который сопровождается передачей энергии ω и импульса \mathbf{q} .

Представив эффективное взаимодействие ядер в процессе столкновения, сопровождающегося эмиссией пиона, в максимально простом виде

$$H_{\text{int}} = \sum_{i=1}^{A_1} \sum_{j=1}^{A_2} v_0 \delta(\mathbf{r}_{1i} - \mathbf{r}_{2j}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_{1i}/\sqrt{2\varepsilon}}, \quad (42)$$

для дифференциального сечения процесса $d\sigma_\pi/d^3k$ авторы получили следующее выражение:

$$\frac{d\sigma_\pi}{d^3k} = \frac{v_0^2}{2\varepsilon(2\pi)^5} \frac{M}{k_i} \int d^3k_f d\omega_1 d\omega_2 \cdot \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \mathcal{P} S_1(\mathbf{q}_1, \omega_1) S(\mathbf{q}_{2f}, \omega_2).$$

Здесь v_0 — силовая константа (параметр теории), характеризующая как силу взаимодействия двух нуклонов, так и связь с пинным полем; k_i и k_f — начальный и конечный импульсы относительного движения двух ядер, M — их приведенная масса;

$$\omega = \frac{1}{2M} (k_i^2 - k_f^2) - \varepsilon - \frac{k^2}{2(A_1 + A_2)m};$$

$$\mathbf{q}_1 = -\frac{A_1}{A_1 + A_2} \mathbf{k} - \Delta\mathbf{K}; \quad \mathbf{q}_2 = -\frac{A_2}{A_1 + A_2} \mathbf{k} + \Delta\mathbf{K}; \quad \Delta\mathbf{K} = \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i.$$

Фактор \mathcal{P} введен для учета принципа Паули в процессе столкновения. С его помощью отбираются только те конечные состояния, которые разрешены.

В асимптотическом пределе, соответствующем большому переданному импульсу, авторы воспользовались приближением [80], позволившим связать структурную функцию с импульсным распределением нуклонов $n(\mathbf{p})$:

$$S(\mathbf{q}, \omega) = \sum_i \int \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} n(\mathbf{p}_i) \delta\left(\omega - \frac{(\mathbf{p}_i + \mathbf{q})^2}{2m} + \frac{p_i^2}{2m}\right).$$

Представив распределение по импульсам в виде: $n(\mathbf{p}) = N \text{ch}^{-2}(\gamma p)$ (N — нормировочная константа), полученном в [81] в пределе больших импульсов, удалось определить возможные значения параметра γ , используя экспериментальные данные по протон-ядерному рассеянию в области энергий $E_p = 0,6 \div 1,0$ ГэВ. Найденные таким образом распределения $n(\mathbf{p})$ позволили рассчитать структурные ядерные функции и соответствующие дифференциальные сечения.

Численные расчеты пионных спектров были проведены для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при E_i/A_1 , равном 44; 60, 74 и 84 МэВ/нуклон. Подгоночный параметр v_0 был определен по полному сечению этой реакции σ_{π^0} при 74 МэВ/нуклон. Авторы считают, что, хотя результаты довольно сильно зависят от γ , при некоторых ее значениях удастся получить неплохое согласие с экспериментальными спектрами. Данный факт рассматривается как доказательство необходимости учета нуклонных корреляций в основных состояниях сталкивающихся ядер.

Со своей стороны отметим, что, несмотря на всю привлекательность, предложенный метод обладает существенными недостатками: почти полным игнорированием микроскопической картины рождения π -мезона [см. гамильтониан (12)], малообоснованным экстраполированием на низкоэнергетическую область данных, полученных для больших энергий нуклонов, и неоднозначностью в параметризации импульсных распределений.

Оптическая модель подпорогового рождения π -мезонов. В [52—55] была предложена микроскопическая модель для описания подпорогового рождения пионов в ядро-ядерных столкновениях с энергией относительно движения ядер до 100 МэВ/нуклон. В ней на основе квантовой механики рассматриваются и рождение пиона в ядерном поле, и взаимодействие сталкивающихся ядер. Поскольку в описании процесса существенным моментом является представление межъядерного поля через однонуклонные оптические потенциалы, модель подпорогового рождения π -мезонов была названа оптической. В отличие от других микроскопических подходов (например, основанных на зависящем от времени приближении среднего поля) расчетная схема оптической модели достаточно проста и позволяет получать спектральные и угловые пионные распределения для произвольных масс и энергий сталкивающихся пионов. Ранее аналогичная модель показала свою эффективность при расчете спектров высокоэнергетического γ -излучения [1, 82].

Исходные положения следующие: а) предполагается, что эмиссия мезонов происходит на начальной стадии столкновения и может рассматриваться как периферийный процесс; б) расчет амплитуды процесса проводится во втором порядке теории возмущений (в первом порядке по потенциалу межъядерного взаимодействия); в) межъядерное поле представляется в виде суммы однонуклонных оптических потенциалов.

Пункт а) обосновывается тем, что в предлагаемом механизме, аналогичном ядерному тормозному излучению в микроскопической постановке задачи, для испускания частиц большой энергии наиболее существенны поверхностные области сталкивающихся ядер, где градиент ядерного потенциала максимален. В п. б) использован тот факт, что рассматриваются реакции с достаточно большой энергией переносного движения. К тому же межъядерное поле моделируется с помощью феноменологических оптических потенциалов, в параметрах которых эффект искажения ядерного поля в какой-то мере учтен. Модель в итоге не содержит свободных параметров, поскольку в расчетах дифференциальных сечений конкретных реакций используются оптические потенциалы, найденные из анализа экспериментов по нуклон-ядерному рассеянию для соответствующих ядер и энергий столкновения.

Амплитуда процесса представляется в виде

$$M = \sum_{\lambda=1, 2} \sum_{n^{(\lambda)}} \{ \langle f^{(\lambda)} | H_{\pi}^{(\lambda)} | n^{(\lambda)} \rangle (E_j^{(\lambda)} - E_n^{(\lambda)} + \varepsilon)^{-1} \langle n^{(\lambda)} | U^{(\lambda)} | i^{(\lambda)} \rangle + \langle f^{(\lambda)} | U^{(\lambda)} | n^{(\lambda)} \rangle (E_i^{(\lambda)} - E_n^{(\lambda)} - \varepsilon)^{-1} \langle n^{(\lambda)} | H_{\pi}^{(\lambda)} | i^{(\lambda)} \rangle \}.$$

Индексы $i^{(\lambda)}$, $n^{(\lambda)}$, $f^{(\lambda)}$ отмечают начальное, промежуточное и конечное состояния у сталкивающихся ядер ($\lambda = 1$ относится к налетающему ядру и $\lambda = 2$ — к ядру-мишени); $E_{i, n, f}^{(\lambda)}$ — соответствующие энергии; ε — полная энергия пиона; $H_{\pi}^{(\lambda)}$ — оператор, приводящий к рождению пиона. Для него использовалась «статическая» форма [83], поскольку в рассматриваемом диапазоне энергий $\varepsilon/2m \ll 1$:

$$H_{\pi}^{(\lambda)} = -\frac{f}{\mu} \left(\frac{2\pi}{\varepsilon} \right)^{1/2} \sum_{j=1}^{A_{\lambda}} \left(\mathbf{k} - \hat{\mathbf{p}}_j^{(\lambda)} \frac{\varepsilon}{2m} \right) \sigma_j \cdot \tau_j \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_j^{(\lambda)}),$$

где $f^2 = 0,088$; \mathbf{k} и μ — импульс и масса π -мезона; A_{λ} — массовое число ядра λ ; $\mathbf{r}_j^{(\lambda)}$ — координата j -го нуклона в ядре λ ; $\hat{\mathbf{p}}_j^{(\lambda)} = -i\partial/\partial\mathbf{r}_j^{(\lambda)}$.

Матричные элементы рассчитывались с волновыми функциями

$$|s^{(\lambda)}\rangle \equiv |\mathbf{k}_s^{(\lambda)}, \beta_s^{(\lambda)}\rangle = \Psi_{\beta_s^{(\lambda)}}(\xi^{(\lambda)}) \exp(i\mathbf{k}_s^{(\lambda)} \cdot \mathbf{R}_{\lambda}), \quad s = i, n, f,$$

где \mathbf{R}_{λ} — координата центра тяжести ядра λ ; $\xi \equiv (\xi_1, \dots, \xi_A)$; $\xi_j^{(\lambda)} = \mathbf{r}_j^{(\lambda)} - \mathbf{R}_{\lambda}$; $\mathbf{k}_s^{(\lambda)}$ — импульс ядра; $\beta_s^{(\lambda)}$ — квантовые числа, описы-

вающие внутренние состояния иона; $U^{(\lambda)}$ — потенциальная энергия взаимодействия двух сталкивающихся ядер, усредненная по основному состоянию неизлучающего ядра (предполагалось, что при эмиссии пиона одним из партнеров по столкновению другой своего внутреннего состояния не изменяет):

$$U^{(1, 2)} = \langle \mathbf{k}_j^{(2, 1)}, \beta_i^{(2, 1)} | \sum_{j, l} W(\mathbf{r}_j^{(1)} - \mathbf{r}_l^{(2)}) | \mathbf{k}_i^{(2, 1)}, \beta_i^{(2, 1)} \rangle,$$

$W(\mathbf{r}_j^{(1)} - \mathbf{r}_l^{(2)})$ — потенциальная энергия взаимодействия j -го нуклона ядра 1 с l -м нуклоном ядра 2. В дальнейшем, используя предположение а) относительно периферийности процесса эмиссии, матричные элементы $\langle s' | U | s \rangle$ были выражены через фурье-компоненты по переданному импульсу однонуклонных оптических потенциалов сталкивающихся ядер.

Для дважды дифференциального сечения рождения π -мезона получено выражение:

$$\frac{d^2\sigma_\pi}{d\varepsilon d\Omega} = f^2 \frac{kA_\lambda m^2}{(2\pi)^4 k_i^{(1)} \mu^2} \int d\Omega_f^{(1)} k_f^{(1)} |U(\mathbf{q})|^2 \sum_{\lambda=1, 2} A_\lambda B_\lambda^2 (1 + F_\lambda(\mathbf{k})).$$

Здесь $d\Omega_f^{(1)} = \sin \theta_f^{(1)} d\theta_f^{(1)} d\varphi_f^{(1)}$; $\theta_f^{(1)}$, $\varphi_f^{(1)}$ — углы, определяющие направление вектора $\mathbf{k}_f^{(1)}$; B_λ — кинематический фактор,

$$B_\lambda = (\mathbf{k} - \eta_\lambda \mathbf{k}_i^{(\lambda)}) [\varepsilon - (2\mathbf{k}_i^{(\lambda)} \cdot \mathbf{k} - k^2)/2A_\lambda m]^{-1} - \\ - [\mathbf{k} - \eta_\lambda (\mathbf{k}_f^{(\lambda)} + \mathbf{k})] [\varepsilon - (2\mathbf{k}_f^{(\lambda)} \cdot \mathbf{k} + k^2)/2A_\lambda m]^{-1};$$

$$\eta_\lambda = \varepsilon/2A_\lambda m; U(\mathbf{q}) = \sum_{j=1}^{\tilde{A}} V_j(\mathbf{q}),$$

где \tilde{A} — массовое число более тяжелого из двух сталкивающихся ядер; $V_j(\mathbf{q})$ — фурье-компонента его же однонуклонного оптического потенциала $V_j(\mathbf{r})$ [использовано определение $V(\mathbf{q}) = \int V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d^3r$]; $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i^{(1)} - \mathbf{k}_f^{(1)} - \mathbf{k}$. Поправочный фактор, обусловленный нуклон-нуклонными корреляциями,

$$F_\lambda(\mathbf{k}) = G_\lambda(\mathbf{k}) - \zeta_\lambda |f_\lambda(\mathbf{k})|^2,$$

где

$$G_\lambda(\mathbf{k}) = \frac{\zeta_\lambda}{2} \left\{ [G_\lambda^{(a)}(\mathbf{k}) - G_\lambda^{(s)}(\mathbf{k})] \frac{\zeta_\lambda A_\lambda}{4} - [G_\lambda^{(a)}(\mathbf{k}) + G_\lambda^{(s)}(\mathbf{k})] \right\}.$$

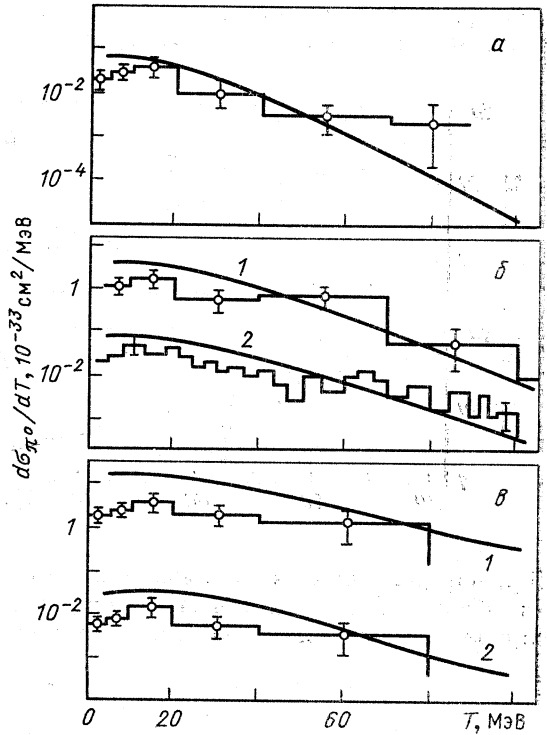
Здесь $\zeta = 1$, N_λ/A_λ или Z_λ/A_λ соответственно для эмиссии π^0 -, π^- - или π^+ -мезона,

$$f_\lambda(\mathbf{k}) = \int \rho_\lambda(\xi) e^{-i\mathbf{k} \cdot \xi} d^3\xi;$$

$$G_\lambda^{(B)}(\mathbf{k}) = \int \int \rho_\lambda(\xi) \rho_\lambda(\xi') G_\lambda^{(B)}(\xi, \xi') e^{-i\mathbf{k} \cdot (\xi - \xi')} d^3\xi d^3\xi',$$

Рис. 8. Значения $d\sigma_{\pi^0}/dT$ для реакций:

$a - {}^{16}\text{O} + {}^{27}\text{Al}$ при $E_i/A_1 = 25$ МэВ/нуклон; $b - {}^{14}\text{N} + {}^{27}\text{Al}$ (1) и ${}^{14}\text{N} + {}^{58}\text{Ni}$ (2) при $E_i/A_1 = 35$ МэВ/нуклон; $c - {}^{16}\text{O} + {}^{197}\text{Au}$ (1) и ${}^{16}\text{O} + {}^{27}\text{Al}$ (2) при $E_i/A_1 = 38$ МэВ/нуклон. Экспериментальные и теоретические значения (кривая 2) уменьшены в 10^2 раз



$\rho_\lambda(\xi)$ и $G_\lambda^{(\beta)}$, (ξ, ξ') — для ядра λ соответственно массовая плотность и парная корреляционная функция с выделением симметричных ($\beta = s$) или антисимметричных ($\beta = a$) по пространственному состоянию нуклонных пар. Функция $\rho_\lambda(\xi)$ нормирована условием

$$\int \rho_\lambda(\xi) d^3\xi = 1, \text{ а парная}$$

корреляционная функция $G_\lambda(\xi, \xi')$ определена выражением:

$$\rho_\lambda(\xi, \xi') = \rho_\lambda(\xi)\rho_\lambda(\xi') [1 + G_\lambda(\xi, \xi')],$$

где $\rho_\lambda(\xi, \xi')$ — плотность распределения пар частиц.

Расчеты спектральных и угловых распределений $d^2\sigma/dTd\Omega$, $d\sigma_\pi/dT$ (T — кинетическая энергия пиона) и $d\sigma_\pi/d\Omega$ без учета корреляционных поправок [$F_\lambda(\mathbf{k}) = 0$] проводились для реакций: ${}^{16}\text{O}$ (25 МэВ/нуклон) + ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{58}\text{Ni}$; ${}^{14}\text{N}$ (35 МэВ/нуклон) + ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{58}\text{Ni}$; ${}^{16}\text{O}$ (38 МэВ/нуклон) + ${}^{27}\text{Al}$; ${}^{197}\text{Au}$; ${}^{40}\text{Ar}$ (44 МэВ/нуклон) + ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{119}\text{Sn}$; ${}^{12}\text{C}$ (60, 74 и 84 МэВ/нуклон) + ${}^{12}\text{C}$; ${}^{18}\text{O}$ (84 МэВ/нуклон) + ${}^7\text{Li}$; ${}^{12}\text{C}$ (84 МэВ/нуклон) + ${}^7\text{Li}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{116}\text{Sn}$, ${}^{124}\text{Sn}$, ${}^{197}\text{Au}$, ${}^{208}\text{Pb}$, ${}^{238}\text{U}$. Для однонуклонных оптических потенциалов использовалось определение [84]:

$$V(r) = V_c - Vf(x_0) + \alpha V_{\text{SO}} \sigma \cdot \mathbf{l} \frac{d}{dr} f(x_{\text{SO}}) - i \left[Wf(x_w) - 4W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D) \right].$$

Здесь

$$V_c = \begin{cases} Ze^2/r, & r \geq R_c; \\ (Ze^2/2R_c)(3 - r^2/R_c^2), & r \leq R_c; \end{cases}$$

$$R_c = r_c A^{1/3}, \quad f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1},$$

$$x_i = (r - R_i)/a_i, \quad R_i = r_i A^{1/3},$$

$\alpha = 2,0 \text{ фм}^2$; Z , A — зарядовое и массовое числа рассматриваемого ядра. Значения параметров r_c , τ_i , a_i ($i = SO, O, W, D$) V , V_{SO} , W ,

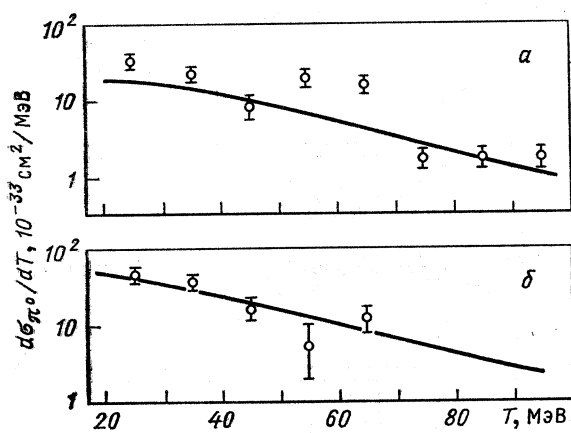


Рис. 9. Значения $d\sigma_{\pi^0}/dT$ для реакций:
 a — $^{40}\text{Ar} + ^{40}\text{Ca}$ и $б$ — $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ при энергии $E_i/A_1 = 44 \text{ МэВ/нуклон}$

W_D , определенные из анализа нуклон-ядерного рассеяния, брались из обзора [84]. Практически существенную роль в большинстве случаев играет только объемная компонента $Vf(x_0)$.

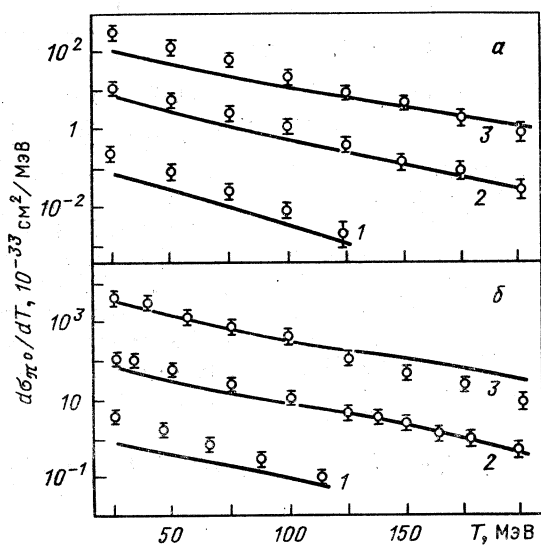


Рис. 10. Значения $d\sigma_{\pi^0}/dT$ для реакций:

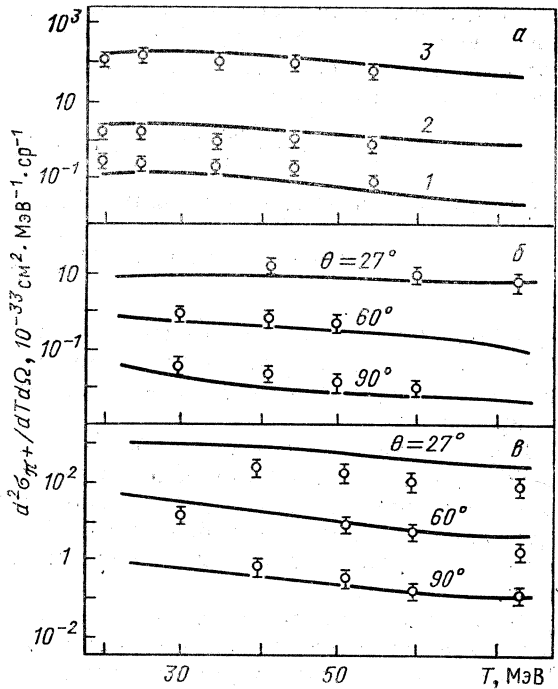
a — $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (1 — $E_i/A_1 = 60 \text{ МэВ/нуклон}$, 2 — 74 МэВ/нуклон , 3 — 84 МэВ/нуклон);
 $б$ — $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (1), $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ (2) и $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (3), для всех реакций $E_i/A_1 = 84 \text{ МэВ/нуклон}$. Экспериментальные и теоретические величины уменьшены в 10^2 раз (кривая 1), в 10 раз (кривая 2).

На рис. 8—11 приведены результаты расчетов величин $d\sigma_{\pi}/dT$ и $d^2\sigma_{\pi}/dTd\Omega$ для некоторых из перечисленных реакций. Поскольку существует неоднозначность, в ряде случаев довольно значительная,

Рис. 11. Значения $d^2\sigma_{\pi^+}/dTd\Omega$ для реакций:

a - $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (1), $^{12}\text{C} + ^{116}\text{Sn}$ (2), $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ (3), для всех $\theta = 70^\circ$, $E_i/A_1 = 85$ МэВ/нуклон; *б* - ^{12}C (75 МэВ/нуклон) + ^{12}C ; *б* - ^{12}C (85 МэВ/нуклон) + ^{208}Pb . На всех рисунках экспериментальные и теоретические значения для нижних кривых уменьшены в 10^2 раз, для средних кривых - в 10 раз.

в значениях параметров оптических потенциалов, в расчетах использовались различные их наборы, и на рисунках представлены наилучшие результаты. Отмечается чувствительность дифференциальных сечений к параметрам однонуклонных оптических потенциалов, которая наблюдалась и ранее при рассмотрении аналогичных реакций, со-



проводящихся испусканием высокоэнергетических фотонов [1, 82]. Удовлетворительное согласие с экспериментом сечений $d\sigma_{\pi^+}/dTd\Omega$ при фиксировании угла вылета пиона получено и для реакций, в которых наблюдается вылет заряженных π -мезонов. Здесь также модель неплохо передает зависимость сечений как от энергии налетающего иона, так и от массы ядра-мишени. Однако для реакций на ионах мишени с большой массой отмечается несколько завышенный выход пионов при относительно малых значениях углов θ [например, в реакциях ^{12}C (85 МэВ/нуклон) + ^{124}Sn , ^{197}Au , ^{208}Pb]. Кроме того, выход π -мезонов в заднюю полусферу систематически оказывается меньше экспериментального. Возможные причины: неучет поглощения пионов ядерной средой, а это может быть существенно особенно для массивных ядер, и пренебрежение вкладом от некогерентных членов в расчетах вероятности процесса. Как показано в [85], тормозное излучение от ненаправленного движения нуклонов при их попадании во внешнее ядерное поле существенно увеличивает суммарный выход высокоэнергетических фотонов в заднюю полусферу. Поскольку такие же члены есть в амплитуде пионной эмиссии, аналогичный эффект можно ожидать и для выхода π -мезонов назад.

Оценка роли корреляционного фактора $F_{\lambda}(k)$ была проведена на примере некоторых из перечисленных реакций. Ввиду очевидных сложностей точного расчета парной корреляционной функции, при

ее определении была использована упрощенная модель ядра в виде вырожденного ферми-газа. Тем самым фактически учитывались только нуклон-нуклонные корреляции, обусловленные действием принципа Паули. В этой модели

$$G_{\lambda}(\xi, \xi') = -\frac{9\pi}{2} [J_{3/2}(k_F |\xi - \xi'|)]^2 (k_F |\xi - \xi'|)^{-3}$$

$[J_{3/2}(x)$ — функция Бесселя порядка $3/2$, k_F — импульс Ферми] и

$$G_{\lambda}^{(s)}(\mathbf{k}) = -G_{\lambda}^{(o)}(\mathbf{k}) = V_{\lambda}^{-1} \int_{V_{\lambda}} G_{\lambda}(\xi) e^{i\mathbf{k}\xi} d^3\xi$$

(V_{λ} — объем ядра). Расчеты спектральных распределений пионов показали, что хотя и наблюдается некоторое улучшение согласия теории с экспериментом, вклад корреляционного фактора в сечения не превышает 30 %.

Проведенное исследование позволило сделать следующие выводы.

Во-первых, хотя модель использует простую расчетную схему и не вводит подгоночные параметры, она позволяет вполне удовлетворительно описывать спектральные и угловые распределения π -мезонов в широком диапазоне энергий и масс сталкивающихся ионов.

Во-вторых, учитывая результаты работ по исследованию высокоэнергетического γ -излучения, полученные в рамках той же модели [1, 82], можно говорить о сходном механизме реакций в обоих случаях. А именно, эмиссия фотонов и пионов есть результат коллективного «торможения» нуклонов одного иона на периферии ядерного поля другого. Во всяком случае, реальный механизм эмиссии по схеме «ядерного тормозного излучения» играет ведущую роль в процессах этого типа, а будучи периферийным, он разыгрывается в основном на ранней стадии реакции.

В-третьих, величины дифференциальных сечений довольно чувствительны к параметрам однопонуклонных оптических потенциалов, что позволяет использовать экспериментальные данные для независимого их тестирования. Одновременно это дает и дополнительные сведения о характере межъядерного взаимодействия сталкивающихся ионов. Что же касается наблюдаемого на эксперименте экспоненциального спада сечений с ростом энергии пиона, то оно в основном есть следствие экспоненциальной зависимости от r оптических потенциалов $V(r)$ вблизи ядерной границы и во многом определяется параметром диффузности a_0 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ экспериментальной и теоретической ситуации по проблеме подпорогового рождения пионов в ион-ионных столкновениях позволяет сформулировать ряд выводов и пожеланий.

В области эксперимента:

а) пока недостаточно экспериментальных данных относительно

угловых распределений испущенных пионов, а имеющиеся противоречивы и измерены с большим экспериментальным разбросом; с точки зрения теории особенно ценны сведения о дифференциальных сечениях π -мезонов, испущенных в заднюю полусферу, так как они способствовали бы решению вопроса о соотношении вкладов от когерентного и некогерентного источников пионной эмиссии;

б) большой интерес представляют эксперименты, например, по исследованию спектрального распределения при одновременной фиксации углов вылета пиона и рассеянного иона; возможная дифракционная структура такого распределения могла бы свидетельствовать о механизме эмиссии π -мезонов по схеме «ядерного тормозного излучения» и дать прецизионные сведения о форме межъядерного потенциала; значительную ценность представляют и различные эксклюзивные сечения, хотя мы и понимаем всю сложность их получения; такого рода эксперименты во многом могли бы прояснить вопрос о реальном механизме рождения пиона;

в) желательно было бы исследовать энергетическую и массовую зависимость порога в пионной эмиссии; это также способствовало бы конкретизации физического механизма реакции;

г) было бы полезным с большей точностью исследовать пионные спектры на высокоэнергетическом конце и продвинуться в область кинетических энергий выше 200 МэВ; обнаружение относительного увеличения выхода π -мезонов с ростом их энергии позволит более точно оценить роль Δ -резонансного механизма рождения пиона.

В области теории:

а) можно считать, что эмиссия π -мезонов, главным образом, происходит на ранней стадии процесса столкновения ионов; об этом свидетельствуют результаты как прямых расчетов, исследующих временную динамику (на основе зависящего от времени приближения Хартри — Фока или кинетических уравнений) [27—35], так и других микроскопических и полумикроскопических подходов, использующих явно или неявно предположение о ранней стадии;

б) объяснение экспоненциального характера пионных спектров было найдено лишь в работах [16—23] и [52—55]; в первом случае это объяснение условно, поскольку сама испарительная модель основывалась на этом факте и соответственно его учета использовани-ем канонического распределения или при определении величин вводимых параметров; во втором случае экспоненциальный наклон объяснен соответствующим поведением одноуклонных оптических потенциалов вблизи ядерной границы; что же касается других работ, то в них или рассчитывались только полные сечения, или схема расчета не позволяла выявить источник такого поведения;

в) сравнение особенностей спектральных или угловых распределений высокоэнергетических γ -квантов с пионными показывает большую аналогию; этот факт допускает предположение о сходных физических механизмах соответствующих реакций; одновременные расчеты таких распределений для π -мезонов и γ -квантов в рамках

одной и той же модели, проведенные в [53, 82] для большого количества реакций, позволяют говорить о реальном механизме эмиссии по схеме «ядерного тормозного излучения» в обоих случаях; что же касается альтернативных подходов, то полученных в них результатов еще недостаточно для определенного заключения;

г) нет единства в выводах о роли тех или иных микроскопических механизмов рождения π -мезона на уровне одно- или двухнуклонных процессов; если исходить при оценке из конечного результата по рассчитанным значениям сечений, то важную роль может играть и однонуклонный [51—55], и двухнуклонный [31—35] механизмы, а также переход нуклона в Δ (3,3)-состояние с последующим его пионным распадом [45—49]; однако следует отметить, что наиболее обширные расчеты пионных спектров были проведены только в [53]; имеются также указания, что наряду с p -волновым существенную роль может играть и s -волновой механизм рождения пиона, по крайней мере, в низкоэнергетической части спектра [34];

д) требует дальнейшего изучения и динамика ядро-ядерного соударения с позиции оценки роли и соотношения когерентного и некогерентного механизмов рождения пиона. Вывод о преобладании некогерентной компоненты из работ [27—30, 35], где теоретическая схема позволяла рассчитать выход пионов только за счет некогерентных NN -соударений, противоречит результатам работ [45—55], где оценивалась роль когерентных эффектов; по нашему мнению, оба источника могут вносить вклад в итоговое сечение процесса, о чем свидетельствуют и результаты исследований высокоэнергетического γ -излучения [85, 86];

е) практически пока еще не разработан удовлетворительный способ учета перерассеяния и возможного поглощения пиона в ядерной среде; полуэмпирические оценки эффекта поглощения, проведенные в [29, 30, 35], свидетельствуют лишь о необходимости его учета;

ж) основной целью выполненных теоретических работ являлась попытка, главным образом, понять и объяснить поведение инклюзивных характеристик реакции; однако при оценке роли тех или иных исходных теоретических предположений, возможности на их основе моделировать реальную ситуацию большую ценность имели бы расчеты эксклюзивных сечений и корреляционных факторов; пока такие теоретические схемы еще не разрабатывались, хотя они были бы полезны при определении конкретного направления дальнейших экспериментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каманин В. В., Куглер А., Пенионжкевич Ю. Э. и др. // ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 741—829.
2. Heckwolf H., Grosse E., Dambrowski H. e.a. // Z. Phys. A. 1984. Vol. 315. P. 243—245.
3. Noll H., Grosse E., Braun-Munzinger P. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 1284—1287.
4. Grosse E. // Nucl. Phys. A. 1986. Vol. 47. P. 611—623.

5. Young G. R., Obenshain F. E., Plasil F. e.a.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 742—745.
6. Stachel J., Braun-Munzinger P., Frufelder R. M. e.a.//Ibid. P. 1420—1434.
7. Julien J., Bolori M., Dabrowski H. e.a.//Z. Phys. A. 1988. Vol. 330. P. 83.
8. Grosse E.//GSI—Nachrichten. 1987. Vol. 10—87. P. 9—14.
9. Johansson T., Gustafsson H. A., Jakobsson B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 732—735.
10. Bernard V., Girard J., Julien J. e.a.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 423. P. 511—524.
11. Noren B., Jakobsson B., Kristiansson A. e.a.//Nucl. Phys. A. 1988. Vol. 489. P. 763—780.
12. Chiavassa E., Costa S., Dellacasa G. e.a.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 422. P. 621—634.
13. Badala A., Barbera R., Bizard G. e.a.//Nucl. Phys. A. 1988. Vol. 482. P. 511—524.
14. Alielo S., Badala A., Barbera R. e.a.//Europhys. Lett. 1988. Vol. 6. P. 25—30.
15. Lebrun D., Chauvin J., Rebreyend D. e.a.//Phys. Lett. B. 1989. Vol. 232. P. 139—143.
16. Aichelin J., Bertsch G. F.//Phys. Lett. B. 1984. Vol. 138. P. 350—352.
17. Gale C., Das Gupta S.//Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 414—415.
18. Barz H. W., Bondorf J. P., Guet C. e.a.//Europhys. Lett. 1987. Vol. 4. P. 997—1001.
19. Aichelin J.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 2340—2343.
20. Prakash M., Braun-Munzinger P., Stachel J.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 937—942.
21. Bonasera A., DiToro M., Gregoire C.//Nucl. Phys. A. 1988. Vol. 483. P. 738—752.
22. Bonasera A., Bertsch G. F.//Phys. Lett. B. 1987. Vol. 195. P. 521—523.
23. Зубков М. Д., Поздняков А. В.//ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1622—1629.
24. Bertsch G. F.//Phys. Rev. C. 177. Vol. 15. P. 713—716.
25. Guet C., Prakash M.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 428. P. 119—136.
26. Shyam R., Knoll J.//Phys. Lett. B. 1984. Vol. 136. P. 221—225.
27. Blann M.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 1231—1237.
28. Blann M.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 2215—2217.
29. Aichelin J.//Phys. Lett. B. 1985. Vol. 164. P. 261—264.
30. Bauer W.//Phys. Rev. C. 1989. Vol. 40. P. 715—718.
31. Tohyama M., Kaps R., Masak D., Mosel U.//Phys. Lett. B. 1984. Vol. 136. P. 226—231.
32. Tohyama M., Kaps R., Masak D., Mosel U.//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 437. P. 739—755.
33. Tohyama M., Mosel U.//Nucl. Phys. A. 1986. Vol. 459. P. 711—716.
34. Kaps R., Cassing W., Mosel U., Tohyama M.//Z. Phys. A. 1987. Vol. 326. P. 97—106.
35. Cassing W.//Z. Phys. A. 1988. Vol. 329. P. 487—496.
36. Shyam R., Knoll J.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 426. P. 606—624.
37. Knoll J., Shyam R.//Nucl. Phys. A. 1988. Vol. 483. P. 711—720.
38. Ghosh B., Shyam R.//J. Phys. G. 1989. Vol. 15. P. L185—L190.
39. Vasak D., Müller B., Greiner W.//Phys. Scripta. 1980. Vol. 22. P. 23—35.
40. Vasak D.//Phys. Lett. B. 1980. Vol. 93. P. 243—246.
41. Vasak D., Greiner W., Müller B. e.a.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 428. P. 291—304.
42. Vasak D., Müller B., Greiner W.//J. Phys. G. 1985. Vol. 11. P. 1309.
43. Stahl T., Uhlig M., Müller B. e.a.//Z. Phys. A. 1987. Vol. 327. P. 311—322.
44. Uhlig M., Schäfer A., Vasak D.//Z. Phys. A. 1984. Vol. 319. P. 97—107.
45. Townsend L. W., Deutchman P. A., Madigan R. L. e.a.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 415. P. 520—529.
46. Norbury J. W., Cucinotta V. A., Deutchman P. A.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 681—683.

47. Norbury J. W., Deutchman P. A., Townsend L. W.//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 433. P. 691—712.
48. Deutchman P. A., Buvel R. L., Maung K. W. e.a.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 396—398.
49. Norbury J. W.//Phys. Rev. C. 1988. Vol. 37. P. 407—408.
50. Blin A. H., Guet C., Hiller B.//Nucl. Phys. A. 1986. Vol. 454. P. 746.
51. Providencia C., Brink D.//Nucl. Phys. A. 1988. Vol. 485. P. 699—720.
52. Баткин И. С., Копытин И. В.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 2038—2042.
53. Баткин И. С., Копытин И. В., Чернышев Д. А.//ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1028—1039.
54. Копытин И. В., Чернышев Д. А., Беркман М. И.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 2047—2051.
55. Баткин И. С., Копытин И. В.//Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, 1989. С. 127—129.
56. Benenson W.//Nucl. Phys. A. 1988. Vol. 482. P. 503—510.
57. Palmeri A., Pappalardo G. S.//Conf. Proc. Ital. Phys. Soc. Vol. 3. Workshop Nucl. and Particle Phys. Intermed. Energ. Hadrons, Miramure, Trieste, 1—3 Apr. 1985. Bologna, 1986. P. 369—393.
58. Braun-Munzinger P., Stachel J.//Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1987. Vol. 37. P. 97—131.
59. Baer H. W., Bolton R. D., Bowman J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 180. P. 445—459.
60. Benenson W., Bertsch G., Crawley G. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 683—686.
61. Nagamiya S., Hamagaki H., Hecking P. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 1780—1783.
62. Gell-Mann M., Watson K. M.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1954. Vol. 4. P. 249.
63. Grossman Z., Lenz F., Locher M. P.//Ann. Phys. 1974. Vol. 84. P. 348—431.
64. Measday D. F., Miller G. A.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1979. Vol. 29. P. 129.
65. Höistad B.//Adv. Nucl. Phys. 1979. Vol. 11. P. 135—178.
66. Fearing H. W.//Progr. Part. Nucl. Phys. 1981. Vol. 7. P. 143—139.
67. Ashery D.//Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 335. P. 385—394.
68. Das Gupta S., Mekjian A. Z.//Phys. Repts. 1981. Vol. 72. P. 131—183.
69. Fai G., Randrup J.//Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 381. P. 557—576.
70. Gale C., Das Gupta S.//Phys. Rev. C. 1984. Vol. 29. P. 1339—1344.
71. Bondorf J. P., Donangelo R., Mishustin I. N. e.a.//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 443. P. 321—347.
72. Barz H. W., Bondorf J. P., Donangelo R. e.a.//Nucl. Phys. A. 1986. Vol. 448. P. 753—763.
73. Stricker K., McManus H., Carr J. A.//Phys. Rev. C. 1979. Vol. 19. P. 929.
74. Chen K., Fraenkel Z., Friedlander R. e.a.//Phys. Rev. 1968. Vol. 166. P. 929.
75. Ver West B. J., Arndt R. A.//Phys. Rev. C. 1982. Vol. 25. P. 1979—1985.
76. Kitazoe Y., Sano M., Toki M., Nagamiya S.//Phys. Lett. B. 1986. Vol. 166. P. 35—40.
77. Ngo C., Tamain B., Beiner M. e.a.//Nucl. Phys. A. 1975. Vol. 252. P. 237—252.
78. Feshbach H., Zabek M.//Ann. Phys. 1977. Vol. 107. P. 110—125.
79. Ericson T. E. O., Hüfner J.//Phys. Lett. B. 1970. Vol. 33. P. 601—604.
80. West G. B.//Phys. Repts. 1975. Vol. 18. P. 264—323.
81. Amado R. D.//Phys. Rev. C. 1976. Vol. 14. P. 1264—1270.
82. Баткин И. С., Копытин И. В., Беркман М. И.//ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1602.
83. Miller G. A.//Nucl. Phys. A. 1974. Vol. 224. P. 269—300.
84. Perey C. M., Perey F. G.//Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1976. Vol. 17. P. 1—101.
85. Баткин И. С., Копытин И. В.//ЯФ. 1990. Т. 52. С. 458—464.
86. Renington V. A., Blann M., Bertsch G.//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 35. P. 1720—1729.