

539.1

B85

ВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ЛЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Я. А. Бердников

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ КАОНОВ
С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ



ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
им. В. М. ГАЛИЦКОГО

6.05.91 АС

Марк

Государственный комитет СССР по народному образованию
Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

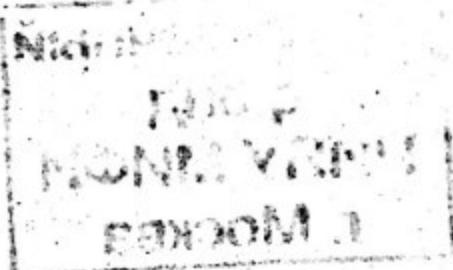
539.1
B85

Я.А.Бердников

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ КАОНОВ
С НУКЛОНAMI И НДРАМИ

Текст лекции

Утверждено
редсоветом института



Москва 1991

УДК 539.12

Бердиников Я.А. Взаимодействие положительных каонов с нуклонами и ядрами: Текст лекции. М.: МИФИ, 1991. - 60с.

В работе рассмотрены некоторые вопросы взаимодействия K^+ -мезонов с нуклонами и ядрами. Представлены экспериментальные результаты и проведен анализ прямых ядерных реакций, инициированных каонами с энергией ниже 500 МэВ.

Всего - 1 из
1 из

Библиотечный
фонд
НИЯУ МИФИ
г. Москва

(с) Московский
инженерно-физический
институт, 1991 г.

Введение

Основной целью ядерно-физических исследований является выяснение структурных особенностей ядер по наблюдаемым в опыте характеристикам ядерных реакций.

Для получения новой, надежной информации о структуре ядра необходимо прежде всего выбрать такой зонд ядерной материи, который хорошо "чувствует" и периферию ядра и особенности его внутреннего строения (в том числе и вероятные не-нуклонные компоненты). Кроме того, механизм взаимодействия зонда с ядром должен быть наиболее простым и легко идентифицируемым.

Электромагнитные частицы-зонды (электроны) не удовлетворяют предъявленным условиям, так как они практически не чувствительны к распределению плотности нейтронов в ядрах.

Для сильно взаимодействующих адронных зондов требуется надежная информация об оптическом потенциале инициирующей частицы, который восстанавливается, как правило, по данным свободного рассеяния частицы-зонда на нуклонах.

Здесь важна информация об эффективном взаимодействии зонда с нуклонами в ядре. На практике, при учете последнего обстоятельства, неизбежны некоторые упрощения для того, чтобы добиться количественного и качественного согласия с экспериментальными данными. Такие упрощения, как правило, не позволяют дать ответ на вопрос: является ли использованная модель ядра корректной даже при хорошем согласии с экспериментом?

Поскольку каждой частице присущи свои ограничения при изучении структуры ядра, то необходимо исследовать достоинства и недостатки разных частиц-зондов и особенно тех, которые "далеки" от широко используемых – протонов, нейтронов, пионов, дейтонов, альфа-частиц, тяжелых ионов. С этой точки зрения наиболее предпочтительными являются K^+ -мезоны промежуточных энергий (меньших 500 МэВ).

Взаимодействие положительных каонов с нуклонами в области промежуточных энергий сильно отличается от взаимодействия с нуклонами других частиц (π^+ , N, K $^-$, \bar{p} и так далее).

В противоположность π^+ , N , K^- , \bar{p} сечение K^+N -рассеяния мало (10–12 мб.) и приблизительно постоянно ниже порога неупругих процессов (вплоть до начальных импульсов в л.с.к. $P^{LC} = 700$ МэВ/с). В этой области энергий отсутствуют резонансы в системе K^+N . Ввиду отсутствия неупругих каналов (за исключением зарядовообменного рассеяния) ниже порога мезонообразования, K^+N – взаимодействие является простым упругим рассеянием, дифференциальное сечение которого хорошо описывается в предположении S -и P -рассеяния в области начальных импульсов $P^{LC} < 600$ МэВ/с. В соответствии со сказанным выше, можно предполагать большой свободный пробег λ K^+ -мезона в ядре. Оценка показывает, что $\lambda \approx 5–7$ Фм для $P^{LC} < 800$ МэВ/с. Таким образом, K^+ способны легко проникать внутрь ядра в противоположность, например, K^- , \bar{p} -, π^- -мезонам средних энергий.

Можно указать ряд направлений в использовании K^+ как нового ядерного зонда.

Это прежде всего упругое рассеяние положительных каонов на ядрах. В настоящее время хорошо известно, что для построения мезон-ядерного потенциала часто используют двухчастичные мезон-нуклонные амплитуды. Для частиц с большим сечением поглощения, таких, как K^- , π^+ , \bar{p} , такая процедура сложна ввиду сильной модификации эффективного взаимодействия зонда с нуклонами в ядерной среде, особенно, когда двухчастичная система находится вблизи резонанса.

Для K^+ -мезонов связь между оптическим потенциалом и свободным K^+N -взаимодействием более простая и теоретически легче контролируется, чем в случае других адронов. Малое сечение K^+N -рассеяния предполагает слабое искажение волновой функции K^+ -мезона в ядре и дает возможность описания K^+ -ядерного упругого и неупругого рассеяния на базе оптического потенциала первого порядка теории многократного рассеяния.

Отсутствие явно выраженных, доминирующих в некоторой области энергии резонансов в K^+N -системе приводит к дополнительным упрощениям при восстановлении оптического потенциала.

K^+ -мезоны очень удобны для экспериментов по изучению плотности ядер в основном состоянии. В противоположность электронам, K^+ чувствительны и к $p_p(r)$ и к $p_n(r)$, где $p_p(r)$ и $p_n(r)$ – плотности протонов и нейтронов соответственно. Они являются идеальными зондами, превосходя пионы промежуточных

энергий по способности анализировать одночастичную плотность ядер. Если здесь и есть проблемы, так только в интенсивности каонных пучков, и развитие каонных фабрик существенно изменит ситуацию.

Интересно отметить, что для легких и средних ядер сечение K^+ -ядерных реакций достаточно хорошо аппроксимируется выражением $\sigma_R = A \sigma_{KN}$ (где A - массовое число, σ_{KN} - усредненное по спинам и изоспинам сечение K^+N -рассеяния), которое заметно отличается от геометрического сечения $\sigma_R \propto A^{3/2}$, характерного для сильно поглощаемых ядрами зондов. Близкая к линейной зависимость сечения K^+ -ядерных реакций является прямым отражением двухчастичных процессов, и в ранних экспериментах величина σ_{KN} фактически извлекалась из измерения σ_R .

Важным представляется изучение неупругого K^+ -ядерного рассеяния с возбуждением ядра в фиксированные состояния.

K^+ -мезоны наиболее приемлемы с точки зрения изучения одночастичных свойств ядра в ядерных реакциях. В реакциях $(K^+, K^+ p)$, $(K^+, K^+ n)$, $(K^+, K^0 p)$ можно изучать выбивание нуклонов из энергетических состояний, лежащих значительно ниже уровня Ферми. Это утверждение основано на большой длине свободного пробега K^+ -мезонов в ядерном веществе. Механизм этих реакций (как, впрочем, и других реакций выбивания типа $(K^+, K^+ x)$, где $x = d, \alpha$, и т.д.) может сильно отличаться от соответствующих каналов, инициируемых нуклонами, пионами и антiproтонами.

Это отличие обуславливается прежде всего малыми эффектами взаимодействия в начальном и конечном состояниях. Что касается реакций выбивания кластеров, то из-за малого сечения упругого K^+d -и $K^+\alpha$ -рассеяния при энергиях сотни МэВ ($K^+\alpha$ - теоретические оценки), по сравнению с K^+N -взаимодействием, их механизм может отличаться от механизма соответствующих $(\pi, \pi d)$, (p, pd) , $(\pi, \pi \alpha)$, $(p, p \alpha)$ -реакций большей долей многоступенчатых процессов, связанных с взаимодействием нуклонов в конечном состоянии.

Интересно исследование реакции $^{12}C(K^+, K^+)3\alpha$. Поскольку вклад процесса прямого выбивания α -частицы из ядра ^{12}C ожидается небольшим (из-за малого сечения $K^+\alpha \rightarrow K^+\alpha$ -рассеяния), то значительным может быть процесс неупругого рассеяния K^+

на ядре ^{12}C с образованием C^* в высоковозбужденных состояниях и последующим испусканием α -частицы. При этом любопытно сравнить сечения возбуждения уровней ^{12}C в реакциях с K^+ -мезонами и другими адронными зондами.

К сожалению, в настоящее время экспериментальное исследование ядерных реакций, инициируемых положительными каонами находится в зачаточном состоянии, что связано, главным образом, с малой интенсивностью пучков K^+ .

В заключение интересно отметить экзотические возможности K^+ -мезонов.

В последние годы получено указание на то, что эти частицы являются очень хорошими кандидатами для изучения локализованных состояний адронов в ядерном веществе (адронные "пузырьки"), поскольку K^+N -взаимодействие носит характер относительно сильного отталкивания при энергиях ниже 500 МэВ.

И наконец, K^+ -мезоны являются возможными кандидатами для проверки такой интерпретации результатов EMC экспериментов, как увеличение размеров нуклона в ядрах по сравнению с размером в свободном состоянии. Известно, что K^+N -взаимодействие является преимущественно S-волновым, отталкивающим и короткодействующим в области импульсов $P^{\text{Lc}} < 800$ МэВ/с. Доминирующая S_{11} -фаза здесь отрицательна и примерно линейно зависит от импульса P^{CM} : $\delta = b_{\text{CM}} P^{\text{CM}}$, где $b_{\text{CM}} = -0,32$ фм. Поэтому легко исследовать изменения такой фазы при вариации радиуса нуклона в различных моделях.

Вычисления показывают, что 10% увеличение радиуса нуклона, как правило, во всех моделях приводит к 5%-10% возрастанию S_{11} -амплитуды. Этот эффект увеличивается с уменьшением энергии. Такое увеличение S_{11} -фазы приводит к лучшему согласию в описании сечения упругого рассеяния K^+ на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca при импульсе 800 МэВ/с и отношения полных сечений $T = \sigma_t(\text{K}^+ \text{C}) / [6\sigma_t(\text{K}^+ \text{d})]$.

Если это верно, то K^+ -ядерное рассеяние может стать инструментом для наблюдения возможных кварковых степеней свободы в ядрах.

Рассмотрению некоторых из вышеперечисленных вопросов посвящена настоящая работа.

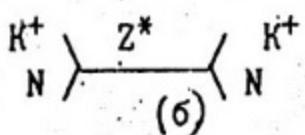
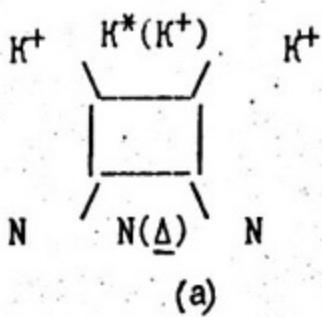
1. $K^+ N$ -рассеяние.

1.1. Псевдорезонансные структуры в $K^+ N$ -амплитудах

Одной из целей проведения фазового анализа (ФА) $K^+ N$ -системы является извлечение сведений о связанных состояниях $K^+ N$, которые могут быть только пятикварковыми Z^* -резонансами со странностью +1 /1/.

Как известно, во многих ФА $K^+ N$ -системы наблюдается резонансоподобное поведение некоторых парциальных амплитуд, однако точность, даваемая эмпирическими анализами, не достаточна, чтобы сделать утверждение о наличии резонанса в том или ином состоянии. Заметим, что, кроме наличия резонанса, подобное поведение амплитуд может быть связано с открытием неупругих каналов в элементарном рассеянии /2,3/, либо с существованием более сложных, чем резонанс, структур в амплитуде /3,4/.

Одним из альтернативных, по отношению к существованию Z^* -резонансов, способов объяснения сложного поведения каон-нуклонных амплитуд может служить подход, предложенный в /4/. Если рассмотреть квадратную диаграмму(а) с резонансом и частицей в промежуточном состоянии, то можно показать, что процесс такого рода приводит к резонансному поведению на диаграммах Аргана. Такой диаграмме, в отличие от полюсной



тиный резонанс.

В работе /4/ был проведен предварительный анализ $K^+ N$ -системы с использованием энергетически зависимого ФА BGRT /5, 6/, базирующегося на бедном экспериментальном материале начала 70-х годов. Представляется интересным рассмотреть появившиеся в последующие годы фазовые анализы /3,7,8,9,10/.

(б), соответствует логарифмическая особенность в амплитуде рассеяния. В /4/ был предложен критерий разделения этих псевдорезонансных особенностей и истинных резонансов путем сравнения радиусов кривизны контуров, описываемых против часовой стрелки на диаграммах вперед и назад (R_f и R_b соответственно). В случае, если $R_f > R_b$, в xN -системе присутствует псевдорезонанс, а если R_f и R_b близки – истинный резонанс.

опирающиеся на более представительные экспериментальные данные. На рис. 1.1 представлены зависимости амплитуд рассеяния вперед и назад, рассчитанные с использованием этих ФА /11/. Видно, что и в системе с $I=1$, а не только с $I=0$, как отмечалось в работе /4/, присутствует движение амплитуд против часовой стрелки с $R_f \gg R_b$.

Оценки отношения R_f / R_b , произведенные для K^+N $I=0$ системы (амплитуды Мартина /9/ и С-BGRT), показывают, что R_f / R_b больше 2,2 в интервале $0,9 < p_K^{LC} < 1,1$ ГэВ/с и согласуются с результатом /4/. Для системы с $I=1$ псевдорезонансное поведение особенно заметно в амплитудах Арндта, которые получены с использованием наибольшего количества экспериментальной информации и согласуются с энергетически независимым ФА этих же авторов /3/. Отношение R_f / R_b для этих амплитуд при $0,8 < p_K^{LC} < 1$ ГэВ/с больше 4,2. Здесь необходимо отметить, что отсутствие движения против часовой стрелки амплитуд рассеяния вперед BGRT анализа /5/ при $p_K^{LC} > 0,8$ ГэВ/с обусловлено, по всей видимости, недостаточностью известных ко времени его проведения экспериментальных данных по K^+p -рассеянию.

Таким образом, учитывая диаграмму (а) и используя критерий псевдорезонансности амплитуд /4/ и более точные данные упругого K^+N -рассеяния, получено указание на псевдорезонансный характер структур в сечении K^+N -взаимодействия выше 0,8 ГэВ/с как в системе с $I=0$, так и с $I=1$.

В заключение заметим, что имеющиеся литературные данные не дают уверенной однозначной информации о существовании резонансов в K^+N -системе. Наиболее вероятным представляется наличие псевдорезонансов при импульсах каона в л.с., больших 0,8 ГэВ/с. Вклад этих структур в полную амплитуду элементарного взаимодействия мал. Возможно, что окончательный вывод о природе этих состояний можно будет сделать после проведения ФА с включением в параметризацию возможности существования логарифмической особенности амплитуд /3/.

1.2. Амплитуды рассеяния частиц на нуклонах вне энергетической поверхности (off-shell)

Внеэнергетическая амплитуда $t_\alpha(k, k', E)$ при условии отсутствия неупругих каналов рассеяния описывается уравнением Липмана-Шингера. Это уравнение легко разрешимо в том слу-

чае, если потенциал взаимодействия V имеет сепарабельный вид:

$$V_\alpha(k, k') = \sum_{i,j=1}^n g_{\alpha i}(k) \Lambda^{(ij)} g_{\alpha j}(k'),$$

где $g_{\alpha i}$ - формфакторы потенциала; $\Lambda^{(ij)}$ - const; n -ранг потенциала.

Информация о сепарабельных потенциалах K^+N -взаимодействия в литературе отсутствует, за исключением работы /12/, в которой потенциал был рассчитан на основе довольно старого фазового анализа /5,6/. Поэтому интересно провести работу по расчету такого потенциала на основе наиболее часто употребляемого фазового анализа /9/. При этом, необходимо включить в рассмотрение неупругие каналы K^+N -рассеяния, которые могут играть существенную роль в рассматриваемом ниже интервале начальных энергий каонов. Единый подход в учете открытых неупругих каналов рассеяния в настоящее время отсутствует, поэтому было рассмотрено два типа нелокальных сепарабельных потенциалов K^+N -взаимодействия:

$$V_\alpha(k, k') = \Lambda_\alpha g_\alpha(k) g_\alpha(k'). \quad (1.1)$$

Формфакторы потенциала первого типа были найдены как решение обратной задачи рассеяния /13,14/.

Формфакторы потенциала этого типа являются комплексными функциями k даже при энергиях ниже неупрого порога. Такое их поведение является, вообще говоря, нефизичным /15/. Однако результаты расчётов, приведенные на рис.1.2, показывают, что мнимая часть $g_\alpha(k)$ - мала и существенного влияния на внеэнергетические свойства амплитуд K^+N -рассеяния не оказывает.

Для второго типа потенциала учет неупругих каналов был проведен путем модификации функции Грина в уравнении Липпмана-Шингера /15,16/. Потенциал V_α был взят в виде (1.1), а формфакторы g_α в виде

$$g_\alpha(k) = k \left[\frac{1}{1\alpha} \left(\frac{2}{k + \beta_1\alpha} \right)^{-(1+1)} + \tau_\alpha k \left(\frac{2}{k + \beta_2\alpha} \right)^{-(1+2)} \right],$$

где l - орбитальный момент; Λ_α , τ_α , $\beta_{1\alpha}$, $\beta_{2\alpha}$ - параметры потенциала. Параметры находились из условия наилучшего описания данных фазового анализа /9/. Воспроизведение фаз K^+N -рассеяния иллюстрируется на рис. I.3, параметры потенциала приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1 Параметры феноменологического сепарабельного потенциала K^+N -взаимодействия

Канал	$L^{2(1+1)}, \text{ГэВ}$	$g, \text{ГэВ}^0$	$\beta_{1\alpha}, \text{ГэВ/с}$	$\beta_{2\alpha}, \text{ГэВ/с}$
S_{01}	3,2	4,615	1,0	0,9
P_{01}	-1,4	-0,1	0,7	0,658
P_{03}	$9,353 \cdot 10^{-3}$	16,97	0,4024	0,715
D_{03}	$-1,564 \cdot 10^{-3}$	13,30	5,632	0,476
D_{05}	2,2	3,0	0,7	4,3
S_{11}	1,7	0,4	0,587	0,436
P_{11}	5,3	-1,55	0,9	1,55
P_{13}	$-1,49 \cdot 10^{-3}$	12,37	0,618	0,496
D_{13}	5,73	0,192	0,966	2,44
D_{15}	6,3	3,311	0,9	1,6

С целью сравнения внеэнергетического поведения амплитуд K^+N -рассеяния для двух, рассмотренных выше, типов потенциалов были расчитаны half-off-shell функции Noyes-Kowalski /17,18/:

$$f_\alpha(k, k_0) = t_\alpha(k, k_0, E(k_0)) / t_\alpha(k_0, k_0, E(k_0))$$

для каналов S_{01} , S_{11} , P_{01} , вносящих наибольший вклад в сечение K^+N -рассеяния (использовано обозначение $L_{I,2J}$, где L - орбитальный момент, I - изоспин, J - полный момент). Результаты расчета $f_\alpha(k, k)$ приведены на рис.1.4 а,б. Сравнение функций Noyes-Kowalski для двух типов потенциалов показывает, что внеэнергетические свойства слабо зависят от способа учета неупругих каналов K^+N -рассеяния.

1.3. Сравнение off-shell свойств амплитуд KN , pN -и πN -рассеяния

Для сравнения на рис. 1.4,в,г приведены функции f_α , расчитанные для доминирующих при энергиях ниже 300 МэВ парциальных амплитуд S_{31} и P_{33} ($L_{2I,2J}$, где L -орбитальный момент относительно движения частиц, J - полный момент системы, I - изоспин) πN -рассеяния. Сепарабельные потенциалы, описывающие πN -взаимодействие, были взяты из работ /13,19/. Неупругие каналы рассеяния в /13/ учитывались путем введения

энергетически зависимого сепарабельного потенциала, а его формфакторы находились из решения обратной задачи рассеяния. В /19/ неупругие каналы не включались в рассмотрение, а параметры формфакторов потенциала аналитического вида были получены из условия наилучшего описания опытных фаз рассеяния. Для pN -амплитуд функции f_α , приведенные на рис.1.4д. /18/, получены с использованием Парижского потенциала /17/, сепарабельного потенциала типа Ямагучи с разными параметрами /19,21/ и потенциала с формфакторами в форме Гауссиана (с разными параметрами) /22/.

Сравнивая f_α , вычисленные для различных частиц-зондов, можно сделать два вывода:

во-первых: а) как уже отмечалось выше, внеэнергетическое поведение K^+N -амплитуд рассеяния наиболее слабо зависит от способа описания (среди рассмотренных способов в приведенном диапазоне энергий), б) сход с энергетической поверхности в S_{11} -канале K^+N -рассеяния мал при импульсах (л.с.), меньших 0,8 ГэВ/с, а так как в этой области начальных импульсов S_{11} -амплитуда является доминирующей, то можно ожидать малых эффектов схода в расчетах взаимодействия K^+ с ядрами; во-вторых: а) f_α для pN -амплитуд значительно отличается от единицы даже для случая S - волнового рассеяния и сильно зависит от типа используемого потенциала;

б) так как при анализе ядерных реакций с протонами /22/ отмечается сильная зависимость результатов расчетов при замене on-shell амплитуд на off-shell, то разные потенциалы также будут приводить к сильным различиям в расчетах характеристик реакций, что затрудняет использование реакций с нуклонами для исследования структуры ядра. Выводы, аналогичные сделанным для NN системы, применимы и к πN -взаимодействию, если учесть, что при энергиях ниже 300 МэВ доминирующим является P_{33} -канал.

Отмеченные выше особенности выгодно выделяют K^+ по сравнению с π и p в отношении изучения структуры ядра при помощи ядерных реакций.

2. Рассеяние K^+ -мезонов ядрами

2.1. Микроскопический оптический потенциал

Одним из вариантов конкретизации вида потенциала явля-

ется модель многократного рассеяния, разработанная Ватсоном /23-27/. Следуя микроскопической гипотезе и используя импульсное приближение для оператора элементарного взаимодействия /24,25/, можно получить следующее выражение для оптического потенциала в координатном представлении:

$$\begin{aligned} \hat{U}_{\text{опт}}(r) = & \sum_{N=p,n} \left\{ \left(2\pi \alpha_N / w_{xN} \right) [A_1^N \rho_N(r) + A_2^N \vec{\nabla} \rho_N(r) \vec{\nabla} + \right. \right. \\ & + A_3^N \vec{\nabla}_r^2 \rho_N(r) + A_4^N \vec{\nabla}_r^4 \rho_N(r)] + (4\pi \alpha_N / p^2 w_{xN} r) [B_1^N d\rho_N(r)/dr + \\ & \left. \left. + B_2^N d(\vec{\nabla}_r^2 \rho_N(r))/dr + B_3^N d(\vec{\nabla}_r^4 \rho_N(r))/dr] (sl) \right\} \right. \end{aligned} \quad (2.1)$$

где суммирование ведется по протонной и нейтронной плотностям; l - орбитальный момент в с.ц.и. xA (зонд-ядро);

$\rho_N(r)$ - плотность внутриядерных нуклонов N ;

$\alpha_N = \alpha^N M^N$, $M^p=Z$; $M^n=A-Z$; Z - заряд ядра;

$\alpha^N = (A p/k) (s_{xN} / s_{xA})^{1/2}$, p,k - импульсы частиц в с.ц.и.

xN и xA соответственно; S_{ij} - S инвариант;

A_i^N , B_i^N - коэффициенты, определяемые через xN -амплитуды.

В расчетах нуклонные плотности ядер использовались в следующих формах.

Двухпараметрическое распределение Гаусса ($\Gamma 2$):

$$f_N(r) = \rho_0^N (1 + w_N(r/c_N)^2)^{-1/2} \exp(-(r/c_N)^2), \quad (2.2)$$

при $w_N=(M^N-2)/3$ переходящее в модифицированное распределение Гаусса ($\Gamma 1$).

Трехпараметрическое распределение Ферми (Φ):

$$\rho_N(r) = \rho_\infty^N (1 + w_N(r/c_N)^2)^{-1} \{ \exp((r - c_N)/a_N) - 1 \}^{-1}, \quad (2.3)$$

при $w_N=0$ переходящее в распределение Вудса-Саксона (ВС), использовалось здесь для ядер ^{12}C , ^{40}Ca .

Дейтонная плотность выбиралась в следующих формах. Гауссиан:

$$\rho_N(r) = \rho_0^N \exp(-(r/c_N)^2); \text{ для } d \quad c_p=c_n=1,594 \text{ фм.} \quad (2.4)$$

Параметр гауссиана получен из зарядового r_{rms} с использованием алгоритма /26/ учета зарядовых форм-факторов нуклонов.

Дейтонные плотности, основанные на волновых функциях в

форме Хюльтена:

$$\rho_N(r) = \rho_0 \{(\exp(-ra_N) - \exp(-rb_N))/r\}^2, \quad (2.5)$$

$$a_n = a_p = 0,232 \text{ } \Phi^{-1}, \quad b_n = b_p = 1,45 \text{ } \Phi^{-1} /34/;$$

в форме Гартенхауза-Моравчика /28/:

$$\rho_N(r) = \rho_0 \{(\exp(-ra_N) - \exp(-rb_N))(1 - \exp(-rc_N))(1 - \exp(-rd_N))/r\}^2 \quad (2.6)$$

$$a_n = a_p = 0,232 \text{ } \Phi^{-1}, \quad b_n = b_p = 1,9 \text{ } \Phi^{-1}, \quad c_n = c_p = 2,5 \text{ } \Phi^{-1}, \quad d_n = d_p = 1,59 \text{ } \Phi^{-1}$$

Необходимые в последующих разделах параметры распределения протонов для ядер $1p$ -оболочки и ^{40}Ca были взяты из анализов экспериментов по рассеянию электронов и мюонов на ядрах /24, 29/. Волновые функции частиц находились из решения уравнений Клейна-Гордона (для мезонов) и Шредингера с релятивистской кинематикой (для нуклонов).

Сравнивая пригодность различных зондов для исследований структуры ядра, интересно провести анализ чувствительности результатов вычислений к параметрам расчетов. Такой анализ был произведен для K^+ - ядерного рассеяния.

Для этого вычислялись $\sigma_t K^+ {^{12}\text{C}}$ - рассеяния в интервале $0,7 < p_K^{LC} < 1,5 \text{ ГэВ/с}$ и $d\sigma_{el}/d\Omega$ при $p_K^{LC} = 0,8 \text{ ГэВ/с}$. Эти значения кинематических переменных были продиктованы наличием экспериментальной информации /30-32/. Кроме потенциала (2.1), анализировались еще три вида оптического потенциала типа Кисслингера, известные из литературы /33-36/.

Использовались следующие параметризации амплитуд: решения "A", "C", "D" для системы $K^+ N$ с изоспином $I=0$ /6/ (с соответствующими параметризациями для $I=1$ из /5/), параметризация /37/, а также комбинация амплитуд для $I=1$ /3/ и $I=0$ /9/. Далее эти параметризации упоминаются под номерами I-V соответственно.

Для учета фермиевского движения нуклонов в ядре использован подход, предложенный в /38/. На основе алгоритма и программ /39, 40/ были рассчитаны дифференциальные сечения упругого рассеяния каонов на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca при начальном импульсе $0,8 \text{ ГэВ/с}$ и полное сечение $\sigma_t K^+ {^{12}\text{C}}$ -взаимодействия при импульсах до $1,5 \text{ ГэВ/с}$. Результаты расчета /41/ сравнивались с экспериментами /30-32, 42/ и расчетами, приведенными в /32/.

Оказалось, что в случае К А-рассеяния для использованных потенциалов и видов плотности распределения нуклонов полное сечение σ_t слабо зависит от формы и параметров ядерной плотности и более чувствительно к виду оптического потенциала. Так, например, при начальном импульсе 0,8 ГэВ/с варьирование в потенциале параметров плотностей G_1 , Φ на 20% приводит к изменению σ_t не более чем на 4%. Такая же ситуация характерна для всех остальных случаев: Это позволяет провести анализ применимости различных типов потенциалов и выбрать наилучший из условия хорошего описания данных по σ_t в предположении $\rho_n = \rho_p$, а затем попытаться извлечь из угловых распределений информацию о $\rho_n(r)$ в случае, если нейтронная плотность достаточно сильно влияет на форму распределения.

Такой ситуации факторизации зависимостей от потенциала и плотностей не наблюдается в случае рА-рассеяния, что затрудняет использование протонов для анализа структуры ядра и ставит их в худшее, по сравнению с K^+ -мезонами, положение.

Поэтому для выбора подходящего оптического потенциала были выполнены расчеты σ_t в предположении равенства нейтронной и протонной плотностей.

Для потенциалов /33,35/ (см. табл. 2.1) и /36,43/ рассчитанные сечения систематически меньше экспериментальных.

Хорошие результаты удается получить только для потенциалов (2.1) (рис.2.1) и /34/ (см. табл.2.1). При этом, удовлетворительное согласие с экспериментом в области $p_K^{LC} > 0,8$ ГэВ/с не противоречит предположению о малости вклада резонансов или псевдорезонансов в упругую K^+N - амплитуду.

Для изучения влияния геометрических параметров распределений плотности ядра на дифференциальное сечение рассеяния выполнены расчеты /41/ упругого рассеяния каонов на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca в предположении разной формы нейтронной и протонной плотностей. Потенциал взят в форме (2.1). Расчеты показали, что всякое изменение параметров ядерной плотности в сторону уменьшения ее среднеквадратичного радиуса приводит к сглаживанию дифракционных максимумов и минимумов, к сдвигу последних в область больших углов, а также к увеличению сечения в области больших углов: Для получения информации о распределении нейtronов в ядрах была проведена оптимизация парамет-

ров ρ_n с помощью критерия χ^2 . Сравнение расчета проводилось с данными эксперимента /32/. Результаты расчета приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Полные сечения σ_t взаимодействия K -мезонов с ядром ^{12}C

лс ρ_p к МэВ/с	σ_t , мб						Литера- тура	
	расчет с потенциалом			экспери- мент				
	/33/*	/33/	/35/*	/35/	/34/*	/34/		
714	147	134	147	141	177	164	172+6	
800	154	137	149	140	187	168	177,0+1,5	
824	156	138	149	140	189	169	178,5	
905	160	144	150	142	197	178	187+6	
969	160	151	149	145	199	188	188+5	
1000	160	155	148	147	200	194	209+6	
1050	159	161	147	150	201	202	220+5	
1084	159	165	146	151	201	207	195+5	
1100	158	166	145	152	201	209	232+5	
1150	158	167	143	152	202	213	232+5	
1190	157	167	142	150	202	213	202+4	
1200	157	166	141	150	202	213	226,8+2,4	
1250	155	164	138	148	201	212	219,6+2,4	
1293	153	161	136	145	200	210	202+5	
1300	152	161	135	144	199	210	224,4+2,4	
1350	147	158	130	141	194	208	224,4+2,4	
1400	142	156	126	137	190	207	222,0+2,4	
1408	141	156	125	137	189	207	203+5	
1450	135	155	119	134	183	207	217,2+2,4	
1500	130	153	113	131	177	207	214,8+2,4	

* - учитывалось усреднение по фермиевскому движению нуклонов в ядре.

дены на рисунке 2.2. Оптимальные значения параметров ρ_n и использованные при этом параметры ρ_p ; значения σ_t ($\rho_K^{lc} = 0,8$ ГэВ/с) и величина

$$\Delta_{np} = (\langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}) / \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$$

приведены в таблице 2.2. Видно, что σ_t , Δ_{np} и ρ_n практически не зависят от ошибок параметров ρ_{ch} и ρ_{chp} (распределений заряда в ядре и протоне, соответственно). Значение Δ_{np} , полученное для оптимальных параметров ρ_n , оказывается меньше нуля. Аналогичный результат для ядер 3He , 4He (-19% и -8%) получен в /44/ из анализа рассеяния протонов на гелии, а в /45/ для ^{40}Ca из анализа упругого рассеяния $K^{+40}Ca$. Существенно, что Δ_{np} слабо зависит от параметризации и ферми-усреднения

K^+N -амплитуд. Из таблиц 2.1 и 2.2 видно, что на величину σ_t сильно влияют выбор типа потенциала и усреднение K^+N -амплитуд по фермиевскому движению нуклонов в ядре и слабо все остальные факторы. Необходимо, однако, отметить, что использованный здесь алгоритм учета ферми-движения /46/ весьма груб.

Таблица 2.2. Оптимальные параметры p_p и p_n для ядер ^{12}C и ^{40}Ca

Вид p_N	K^+N ампл.	a_p, c_p, w_p	a_n, c_n, w_n	$\Delta_{np}, \%$	$\sigma_t, мб$
^{12}C					
G1	IV ^{a, б}	1,665{25}	1,34{1}	-20{1}	167{2}
G1	IV ^a	1,567	1,41(8)	-10(5)	187(4)
G1	IV ^b	1,567	1,41(8)	-10(5)	168(3)
G1	I ^b	1,567	1,36(5)	-13(3)	162(2)
G1	II ^b	1,567	1,40	-11	174
G1	III ^b	1,567	1,38(7)	-12(4)	169(2)
G1	V ^b	1,567	1,40	-11	173
G2	IV ^b	1,53{3}	1,45{2}(8)	-11{2}(+6)	167(3)
		2,41{30}	0,7{2}(+7)	-4	
Φ	IV ^a	0,5224 2,355 -0,149	0,45 1,96 -0,2	-18(4)	187
Φ	IV	0,5224 2,355 -0,149	0,38 2,06 -0,2	-20(5)	167
Φ	IV ^b	0,43 2,44 -0,2	0,49 1,99 -0,2	-11(5)	167
^{40}Ca					
BC	IV ^a	0,563 3,51	0,45(5) 3,37(15)	-10(5)	499(5)
BC	IV	0,563	0,40	-10	461
BC	IV ^b	3,51 0,48 3,58	3,47 0,43(3) 3,48(15)	-5(5)	461(3)
Φ	IV ^b	0,48 3,58 0,0	0,54(-9) 3,57(-30) -0,32(+32)	-6(5)	460(3)

Примечание. а- учет ферми-усреднения; б- расчет для $p_p = p_{ch}$; { }- разброс величин, обусловленный разбросом параметров p_{ch} и p_{chp} ; ()- разброс, вызванный ошибками измерения дифференциального сечения; a_N и c_N даны в Фм.

Введение неравенства r_p и r_{ch} и предположение о различии r_p и r_{ch} приводят к улучшениям согласия с экспериментальными распределениями для случая $K^+{}^{12}C$ -рассеяния (рис.2.2). Для случая $K^+{}^{40}Ca$ -рассеяния полученные улучшения менее значительны.

2.2. Об отношении полных сечений $K^+{}^{12}C$ - и K^+d -взаимодействий

Начиная с середины 80-х годов в печати дискутируется вопрос о чувствительности K^+ -мезонов промежуточных энергий к "разбуханию" нуклонов /47/, либо изменению свойств K^+N -взаимодействия в ядре /48-50/. Экспериментальным критерием выбиралось отношение полных сечений

$$R = \frac{\sigma(K^+{}^{12}C)}{\sigma(K^+d)}$$

Отмечается, что ошибки измерения и вычисления этого отношения меньше ошибок измерения и вычисления полных K^+A -сечений в отдельности, так как неточности имеют тенденцию к сокращению в величине R /12/.

В работах /47-49/ результаты опытов /30,48/ сравниваются с расчетами /47,49/, особенность которых заключается в процедуре преобразования потенциала /51,52/ из импульсного представления в координатное согласно алгоритму /53/, отличному от использованного здесь наиболее распространенного метода получения потенциалов типа Кисслингера. Результаты вычислений /47,49,54/ и данные опытов /30,48/ приведены на рисунке 2.4. Можно сделать вывод, что расчет, учитывающий модификацию K^+N -взаимодействия, обусловленную влиянием ядерной среды, дает лучшее, хотя и не полное, согласие с опытом.

С использованием потенциала (2.1) и параметров дейтона, приведенных в разделе 2.1, параметров ${}^{12}C$ из табл.2.2 (T2), были рассчитаны величины $\sigma_t(K^+{}^{12}C)$, (K^+d) и R . Результаты представлены на рисунках 2.3 и 2.4. На рис.2.3 приведена также кривая для R , полученная в данной работе, с кинематическим множителем в приближении отсутствия связи нуклона. Видно, что эта зависимость не выходит за пределы заштрихованной области, соответствующей погрешности расчетов /47/. Было рассчитано также дифференциальное сечение упругого K^+d -рассеяния и проведено сравнение вычисленных кривых с опытом (см. рис.2.4). Как следует из анализа рис.2.3 и 2.4, лучше описание экспериментальных данных получено в случае $K^+{}^{12}C$ -рассеяния.

римента дает ρ_R в форме (2.6).

Из рис.2.3 видно, что расчет с использованием потенциала типа Киссингера и приближения сильной связи нуклона хорошо передает энергетическую зависимость величины R и позволяет удовлетворительно описать известные экспериментальные данные по $K^+{}^{12}C$ - и K^+d - рассеянию. При этом не требуется введение поправок, связанных с "разбуханием" нуклона в ядре.

2.3. Сравнение рассеяния π , N , K^+ на ядрах

Выше было показано, что при использовании потенциала (2.1), построенного на базе импульсного приближения, удается описать практически все известные на настоящий момент данные по рассеянию каонов ядрами при $p_K^{12}C < 1,5 \text{ ГэВ/с}$. Интересно провести анализ применимости потенциала (2.1) для описания экспериментальных данных по взаимодействию π и p с ядрами с целью использования его для расчетов реакций выбивания.

Результаты таких вычислений сравниваются с опытом на рис. 2.5-2.8. Расчет, в котором коэффициенты потенциала вычислялись через амплитуды свободного $\bar{\chi}N$ - рассеяния, взятые при энергии, определяемой начальной частицей, изображен штриховой линией. Из рисунков видно, что для $\pi^+{}^{12}C$ - рассеяния удается получить удовлетворительное согласие с опытом при энергиях пионов выше 100 МэВ в полных сечениях b_t , сечениях реакций b_r и выше 70 МэВ в дифференциальных сечениях упругого рассеяния.

Для $p{}^{12}C$ - взаимодействий расчеты близки к эксперименту в области энергий выше 300 МэВ. Наблюдающееся в диапазоне 100-300 МэВ превышение теоретических сечений над опытными уменьшается с ростом энергии.

В области энергий ниже 70-100 МэВ в $p{}^{12}C$ - взаимодействии наблюдается другая картина: расчетные b_t меньше экспериментальных, а сечения реакции b_r близки к опыту. Анализ показал, что такая ситуация возникает в результате занижения в расчете сечений упругого рассеяния (главным образом за счет существенного занижения рассеяния на малые углы). В отличие от $p\bar{A}$ и $\pi\bar{A}$ - взаимодействий, расчеты для рассеяния K^+ на d и ${}^{12}C$ оказываются очень близкими к экспериментальным данным (рис.2.1;2.2). Это указывает на более простой механизм

K^+ -ядерного взаимодействия по сравнению с p - и π - ядерным.

Плохое согласие в низкоэнергетичном πA - рассеянии приводит к необходимости введения в πA - потенциал известных поправок, предложенных в /23, 60, 61/. В настоящей работе рассматривалось три вида поправок:

- 1) поправка на двухнуклонное поглощение;
- 2) учет эриксон-эриксоновского фактора (учет двухнуклонных корреляций);
- 3) учет фермиевского движения нуклонов (в s -и p - элементарных амплитудах);

Проведенный анализ показал, что к существенному улучшению согласия в интегральных характеристиках $\pi^+ \cdot ^{12}C$ взаимодействия приводит учет Эриксон-Эриксон фактора и двухнуклонного поглощения /60, 61/ (см. рис. 2.5), остальные поправки слабо изменяют расчетные величины.

Для выяснения степени влияния двухнуклонных корреляций на K^+A - и NA - потенциал были произведены расчеты этих взаимодействий с учетом эриксон-эриксоновского фактора в потенциале (2.1). Установлено, что такой учет приводит к малым изменениям рассчитываемых величин . Необходимо отметить, что анализ подобных поправок второго порядка к потенциалу в NA , проведенный в /62/, также указывает на малый их вклад в измеряемые величины.

2.4. Учет поля ядра

Для улучшения согласия эксперимента с расчетом, выполненным на основе изложенного выше алгоритма, можно предложить следующую процедуру учета поля ядра при вычислении амплитуд рассеяния налетающих частиц на внутриядерных нуклонах.

При построении xN -потенциала в (2.1) используется xN -амплитуда на массовой поверхности, причем энергия xN взаимодействия (в с.ц.и.) определяется из свободной кинематики по входным частицам. Однако реальный процесс элементарного взаимодействия происходит в поле ядра, и при распространении частицы x в ядре ее энергия изменяется ядерным потенциалом; кроме того, использование *on-shell* xN -амплитуд требует, чтобы и вторая частица - внутриядерный нуклон- была эффективно "свободной", а это приводит к дополнительному изменению xN -энергии на глубину потенциала, в котором находится связанный

нуклон. Для учета этого обстоятельства амплитуда xN -рассеяния $t_{xN}(\vec{k}, \vec{k}, E)$ может быть заменена на $t_{xN}(\vec{k}, \vec{k}, E - U_{xN}(r))$, где $U_{xN}(r)$ – параметр модели, определяемый реальной частью потенциала $\bar{x}A$ -взаимодействия.

Таким образом, учет потенциального поля ядра вышеописанным способом приводит к переопределению энергии, при которой рассчитывается амплитуда xN -рассеяния.

Результаты расчетов, учитывающих влияние поля ядра, представлены на рис. 2.1, 2.3, 2.5–2.8 сплошными кривыми. Заметно улучшение согласия в pA -рассеянии при $T_p^{LC} = 100$ – 300 МэВ в интегральных сечениях и 50 – 200 МэВ в дифференциальных. Необходимо отметить, что согласие с экспериментальными данными расчетов, учитывающих влияние поля ядра в той области углов, где справедлив потенциал (2.1), не хуже согласия, даваемого микроскопическими вычислениями /63/ (рис. 2.8), а согласие расчетов b_t с опытом при $T_p^{LC} < 200$ МэВ близко к результатам недавнего обширного феноменологического анализа $p^{12}C$ -рассеяния /64/ (см. рис. 2.9). Для $\pi^{12}C$ -рассеяния заметно улучшение в дифференциальных сечениях упругого рассеяния π^+ -мезонов при энергиях ниже 300 МэВ и для π^- в области 70 – 300 МэВ. Область ниже 70 МэВ для отрицательных пинонов подогнать сдвигом $U_{xN}(r)$ не удалось. Для $K^{+12}C$ -рассеяния существенных изменений в рассчитанных величинах не наблюдается.

Из полученных результатов следует, что учет поля ядра улучшает согласие рассчитанных и экспериментально наблюдаемых величин для πA - и pA -рассеяния, подтверждает простоту механизма K^+A -взаимодействия.

2.5. Off-shell K^+ -ядерные амплитуды

При исследовании off-shell поведения xN -амплитуд наиболее распространенным в литературе является метод феноменологических сепарабельных потенциалов. Для случая частица-ядерного взаимодействия вопросы off-shell-поведения исследованы значительно хуже. Имеются единичные работы (см., например, /65, 66/), где на базе сепарабельных потенциалов рассчитываются off-shell-амплитуды для случая рассеяния на легчайших ядрах ($d, {}^4He$) с целью использования в дальнейшем для расчетов реакций выбивания кластеров.

С другой стороны, в отличие от χ нуклонного взаимодействия для рассеяния частиц на ядрах существует большое коли-

чество моделей, позволяющих получать согласие расчета и эксперимента по упругому рассеянию, то есть дающих информацию о поведении $\bar{x}A$ -амплитуд на энергетической поверхности. Необходимо отметить, что получаемая в таких моделях информация, содержащаяся в волновой функции, описывающей $\bar{x}A$ -систему, включает также сведения о half-off-shell-амплитуде. Этот факт общеизвестен /67/, однако каких либо расчетов, использующих микроскопические $\bar{x}A$ потенциалы для исследования off-shell $\bar{x}A$ -свойств, до последнего времени не проводилось.

Как было показано выше, использование потенциала (2.1) $\bar{x}A$ -взаимодействия для случая $x = K^+, \pi^+, N$ позволяет получать неплохое согласие с экспериментом в указанных выше областях начальных энергий. В связи с этим возникает интерес к исследованию off-shell-свойств частица-ядерных амплитуд, рассчитанных на основе потенциала (2.1).

Развивая полученные в /68/ формулы на случай наличия спин-орбитального потенциала, можно получить следующие выражения half-off-shell парциальной амплитуды:

$$f_{jl}(k', k_0; s_{xA}(k_0)) = R_{jl}(k', k_0) f_{jl}(k_0, k_0; s_{xA}(k_0)),$$

где функция Noyes-Kowalski

$$\begin{aligned} R_{jl}(k', k_0) &= \left(\int_0^\infty r^2 dr j_1(k'r) \langle U_{xA} \Psi \rangle_{jl} \right) \times \\ &\quad \times \left(\int_0^\infty r^2 dr j_1(k_0 r) \langle U_{xA} \Psi \rangle_{jl} \right)^{-1}, \end{aligned}$$

а величина $\langle U_{xA} \Psi \rangle_{jl}$ определяется из уравнения:

$$\left(\frac{d^2\Psi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\Psi}{dr} + k_0^2 - \frac{1(l+1)}{r^2} \right) \Psi_{jl} = \langle U_{xA} \Psi \rangle_{jl}.$$

Необходимо отметить, что для описания взаимодействия частиц с ядрами требуется значительно большее, чем для $\bar{x}N$ -систем, количество парциальных амплитуд. Поэтому, удобнее при анализе off-shell-свойств использовать интегральную характеристику - half-off-shell-сечение. Для этих целей введем функцию $f_0(k', k_0)$ для сечений, которая является аналогом функции Noyes-Kowalsky для амплитуд:

$$f_0(k', k_0) = \frac{\sigma(k', k_0; s_{xA}(k_0))}{\sigma_{xA}(k_0)},$$

Переход к f_0 вызван желанием сравнить off-shell- свойства для различных зондов.

Результаты расчетов f_0 для K^+d ; K^+, π^-, p - рассеяния на ядрах ^{11}B и ^{12}C приведены на рисунке 2.10. Из вида кривых можно сделать вывод об очень сильном сходе с энергетической поверхности амплитуд рассеяния частиц на ядрах.

3. Ядерные реакции

В настоящем разделе представлены результаты экспериментальных исследований некоторых каналов ядерных реакций с K^+ -мезонами при энергиях 60, 130, 200, 268 и 480 МэВ.

Получены интегральные сечения и различные дифференциальные характеристики. Разработана методика расчета этих реакций на основе диаграммной техники, метода искаженных волн, модели внутриядерного каскада. Теоретические модели описаны на случай налетающих пионов и протонов.

Показано, что детальная информация, которую дают эксперименты, выполненные с регистрацией полной кинематики, представляют собой важный этап в решении вопроса о механизме каон-ядерных взаимодействий.

3.1. Эксперимент

Ввиду отсутствия интенсивных каонных пучков, единственной возможной методикой эксперимента может быть использование камерных методов (пузырьковые, фотоэмulsionционные), из которых наиболее предпочтительными представляются ядерные фотоэмulsionии, как дающие меньшие кинематические ограничения. Выбор ядерной фотоэмulsionии в качестве мишени и детектирующего устройства важен еще и потому, что позволяет ставить эксперимент в полной геометрии, а это существенно для понимания каон-ядерных взаимодействий.

Экспериментальные данные по расщеплению ядер K -мезонами, обсуждаемые в данной работе, получены с использованием фотоэмulsionционных камер, облученных на ускорителе У-10 ИТЭФ. Облучение проводилось на магнитооптическом канале с электростатической сепарацией. Разброс начальных импульсов положительных каонов и протонов не превышал 2% /69/. Примесь π и p не превышает 2%. Идентификация каналов реакций осуществлялась на основе кинематического анализа расщеплений и ионизационных измерений.

Интегральные сечения реакций, усредненные по легким ядрам (C, N, O), для фотоэмulsionии БР2×2 и (C, O) для фотоэмulsionии ПР2-ПВС приведены в таблице 3.1. Указанные ошибки включают

Таблица 3.1. Интегральные сечения реакций, усредненные по легким ядрам фотоэмulsionии

Реакция	Сечение, мб				
	60 МэВ	130 МэВ	200 МэВ	268 МэВ	480 МэВ
K^+K^+p	14,6±3,1	12,3±1,9	11,1±1,8	12,9±1,8	10,1±1,6
K^+K^+n	7,5±1,4	7,3±1,3	6,9±1,3	7,1±1,3	-
K^+K^0p	1,1±0,4	3,8±0,9	5,7±1,4	7,2±1,3	-
$K^+K^+\alpha$	2,6±0,7	1,8±0,5	2,1±0,6	2,0±0,6	1,6±0,6
$K^+K^+\alpha$	4,9±0,8	4,5±0,8	3,4±0,6	3,1±0,7	2,8±0,7
$K^+K^+3\alpha$	5,6±0,6	4,7±0,5	3,8±0,4	3,2±0,4	3,3±0,3
$K^+K^+n\mu$	4,8±1,1	5,2±1,3	6,4±1,8	7,5±2,0	-
$K^+K^0p\mu$	2,9±1,0	3,5±1,2	4,0±1,4	5,3±1,3	-

статистические погрешности, неточности в определении концентрации ядер, потока налетающих частиц, эффективности регистрации событий и неоднозначности идентификации.

Из приведенных выше таблиц видно, что сечения реакций ($K^+ K^+ p$) и ($K^+ K^+ n$) практически не зависят от энергии налетающей частицы, а сечение реакции ($K^+ K^0 p$) увеличивается с ростом энергии. Такое поведение сечений качественно повторяет энергетическую зависимость сечения свободного $K^+ N$ -рассеяния. Это обстоятельство может служить указанием на возможный заметный вклад прямых процессов в вышеупомянутых реакциях. Впрочем, такое предположение может оказаться неверным, так как совокупность нескольких процессов может имитировать вышеупомянутое поведение сечения.

В таблице 3.2 приведены парциальные сечения реакции ($K^+ - K^+ p$) на ядрах $^{12}C, ^{14}N, ^{16}O$, при энергиях 60, 130, 200 МэВ, полученные методом статистического разделения событий. При

энергиях 268 и 480 МэВ (из-за больших ошибок) и к реакциям (K^+, K^+n) и (K^+, K^0p) подобный путь, к сожалению, не пригоден.

Таблица 3.2. Парциальные сечения реакции (K^+, K^+p) на ядрах, полученные методом статистического разделения событий

Ядро	Сечение, мб		
	60 МэВ	130 МэВ	200 МэВ
^{12}C	$15,2 \pm 2,7$	$13,5 \pm 2,2$	$11,9 \pm 2,0$
^{14}N	$8,3 \pm 1,9$	$4,6 \pm 0,9$	$7,8 \pm 1,6$
^{16}O	$15,4 \pm 2,7$	$13,1 \pm 2,2$	$11,0 \pm 2,1$

Сечения реакций (K^+, K^+d) и $(K^+, K^+\alpha)$, $(K^+, K^+3\alpha)$ уменьшаются, а сечения реакций (K, KNN) растут с ростом энергии налетающей частицы.

Кроме интегральных сечений, при постановке экспериментов в полной кинематике имеются большие возможности для получения различных дифференциальных характеристик реакций.

На рис.3.1-3.4 для примера представлены основные дифференциальные характеристики реакций $(K^+, K^+ p)$ /70,71,72/: импульсные и угловые распределения остаточных ядер, угловые и энергетические распределения протонов, дифференциальные сечения рассеяния K^+ -мезонов, распределения по углу Треймана-Янга. Большой объем полученной экспериментальной информации позволяет провести исследования зависимости дифференциальных характеристик рассматриваемых реакций от начальной энергии, что может способствовать более надежной идентификации механизма их взаимодействия.

Сравнивая опытные данные, можно отметить схожесть форм распределений. Импульсные спектры остаточных ядер имеют максимум в области переданного импульса $q \approx 120-150$ МэВ/с и, практически, обрываются при $q \approx 400$ МэВ/с, хотя максимально возможные, удовлетворяющие законам сохранения, импульсы q равны 550, 800, 1300, 1800 МэВ/с для начальных энергий 60, 130, 200, 268 и 480 МэВ соответственно. Вторичные протоны вылетают преимущественно в переднюю полусферу. Соответствующие угловые распределения резко вытянуты в область малых углов. В случае рассеянных каонов имеется схожая ситуация, но анизотропия углового распределения несколько меньше, по сра-

внению с угловым распределением нуклонов. Что касается углов вылета остаточных ядер, то, как в случае каонов и нуклонов, они летят в большей своей части под углами, меньшими 90° .

Для энергетических спектров нуклонов характерным, как правило, является наличие изотропии в жесткой части спектра и некоторого избытка медленных частиц (в области до 20 МэВ). Средняя энергия нуклонов достаточно велика и составляет приблизительно половину от разности начальной энергии каона и энергии связи. В распределениях по углу Треймана-Янга наблюдается увеличение числа событий для малых углов и присутствует явно выраженная изотропная часть. Важно также отметить, что при заданной начальной энергии идентичные характеристики реакций $(K^+, K^+ p)$, $(K^+, K^+ n)$, $(K^+, K^0 p)$ близки по форме.

Несмотря на отмеченную выше схожесть распределений реакций (K^+, KN) , можно отметить и некоторые отличительные особенности. Так, импульсные спектры остаточных ядер при начальной энергии 60 МэВ имеют более размытую форму, чем при других энергиях. Угловое распределение остаточных ядер здесь сильнее вытянуто вперед. С ростом начальной энергии такая анизотропия уменьшается. В то же время, с увеличением начальной энергии сильнее вытягиваются вперед угловые распределения рассеянных каонов и выбитых нуклонов. Необходимо отметить некоторые изменения и в энергетических спектрах нуклонов: при энергиях 480 и 268 МэВ они, практически, изотропны, а когда энергия инициирующего каона равна 200, 130, 60 МэВ, в этих распределениях появляется некоторый избыток частиц с энергиями, меньшими 15–20 МэВ.

Приведенные выше сходство и различия в дифференциальных характеристиках реакций (K^+, KN) могут служить указанием на близость механизма этих взаимодействий при заданной начальной энергии и некоторую зависимость процесса протекания реакции от начальной энергии.

На рис. 3.5 и 3.6 представлены основные дифференциальные характеристики реакций $(K^+, K^+ d)$.

Сравнивая опытные данные по реакции $(K^+, K^+ d)$, можно обнаружить схожесть форм импульсных спектров остаточных ядер при всех энергиях. Эти спектры демонстрируют значительное сечение образования ядер-спектраторов в области переданного импульса $q \approx 180-200$ МэВ/с и обрываются при $q \approx 400$ МэВ/с.

Угловые распределения дейтонов вытянуты в область малых углов. Для рассеянных каонов наблюдается подобная ситуация. Можно отметить, что анизотропия этих распределений увеличивается с ростом энергии начальной частицы. Преимущественные углы вылета остаточных ядер сосредоточены главным образом в передней полусфере. В отличие от дифференциальных сечений рассеяния каонов и угловых распределений дейтонов угловые спектры остаточных ядер с ростом энергии становятся более изотропными.

Энергетические спектры дейтонов имеют максимум в области небольших энергий и плавно спадают с ростом последней. Наличие жесткой части спектра указывает на присутствие прямых процессов. В распределениях по углу Треймана-Янга, как и в случае реакций $(K^+, K\bar{N})$, наблюдается увеличение числа событий для малых углов и присутствует изотропная часть.

Несмотря на отмеченную выше схожесть распределений реакций (K^+, Kd) , можно отметить, что импульсные спектры остаточных ядер при начальной энергии 60 МэВ, как и в случае реакций (K^+, KN) имеют более размытую форму, чем при других энергиях. Угловое распределение остаточных ядер здесь также сильнее вытянуто вперед. С ростом начальной энергии такая анизотропия уменьшается. В то же время, с увеличением начальной энергии сильнее вытягиваются вперед угловые распределения рассеянных каонов и выбитых нуклонов.

3.2. Теоретические модели

При теоретическом анализе трехчастичных ядерных реакций используются, как правило, три основных подхода: дисперсионная теория, метод искаженных волн, метод уравнений Фаддеева. В рамках каждого подхода, имеющего свои достоинства и недостатки, существует множество различных модификаций.

В данном разделе проведен теоретический анализ трехчастичных ядерных реакций, основанный на: а) когерентном суммировании диаграмм в дисперсионной теории, б) методе искаженных волн с учетом спин-орбитальной связи, в) модифицированной оптико-каскадной модели.

Адекватные результаты, полученные в различных теоретических подходах, дают возможность сделать более надежные заключения о механизме ядерных реакций.

3.2.1. Дисперсионная теория (ДТ)

Согласно ДТ /73/ матричный элемент реакции может быть представлен в виде суммы амплитуд различных диаграмм, то есть:

$$M^{\mu_A \mu_X}_{\mu_B \mu_Y \mu_Z} = \sum_{n=1}^N M^{\mu_A \mu_X}_{\mu_B \mu_Y \mu_Z} (n) ,$$

где n — номер диаграммы;

N — число диаграмм.

При описании реакций выбивания были использованы следующие типы диаграмм (см. рис. 3.7): полюсная; треугольные, описывающие взаимодействие в начальном и конечном состояниях; ромбические, описывающие взаимодействие и в начальном состоянии и в конечном; диаграммы двукратного перерассеяния в конечном состоянии и диаграмма, соответствующая двухстадийному механизму.

Амплитуды диаграмм вычислялись на основе общих правил дисперсионной теории /73-78/.

Используемые диаграммы содержат пять типов вершинных функций: амплитуда виртуального распада ядра на две частицы, амплитуда распада возбужденного ядра, амплитуды упругого рассеяния частиц на нуклонах и ядрах и амплитуда неупругого рассеяния частиц на ядрах.

Трехлучевые вершины виртуального распада рассчитывались на основе оболочечной модели /79/. Учитывались основное и первые возбужденные состояния остаточных ядер ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O . Спектроскопические факторы брались из /80/. Параметры одночастичных потенциалов, использованные для расчета ЯВФ-ядер ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , приведены в табл. 3.3. В расчетах использовался также батлеровский форм-фактор.

Амплитуды рассеяния налетающих частиц на нуклонах на энергетической поверхности восстанавливались по данным фазового анализа /3,9/ для K^+N , /20,81,82/ NN-и /83/ πN -рассеяния. Методика расчета соответствующих off-shell амплитуд была описана выше. Амплитуды перерассеяния частиц на ядрах рассчитывались на основе микроскопического оптического потенциала (2.1). Расчет диаграммы рис. 3.7, и аналогичен описанному ниже.

3.2.2. DWIA

Полный матричный элемент реакции $\bar{x} + A \rightarrow B + \bar{y} + \bar{z}$ записывался в виде суммы матричных элементов процессов прямого выбивания $M(\bar{y})$ частицы y из ядра A и двухстадийного процесса $M(A^*)$ – процесса неупругого рассеяния налетающей частицы на ядре A с возбуждением последнего в районе гигантского резонанса и последующим развалом его на ядро-остаток и частицу y :

$$|M|^2 = \frac{1}{(2S_A + 1)(2S_x + 1)} \sum_{\mu_x \mu_A \mu_B \mu_y \mu_z} |M_{\mu_B \mu_y \mu_z}^{\mu_x \mu_A}(y) + M_{\mu_B \mu_y \mu_z}^{\mu_x \mu_A}(A^*)|^2.$$

После соответствующих преобразований, учитывающих рекомендации работ /84-87/, выражение для $M(y)$ записывается в виде:

$$\begin{aligned} M_{\mu_y \mu_z}^{\mu_x \mu_A} &= \sum_{\lambda, J, L, \Lambda, M} O(\lambda, J, L) C_{JMS_B \mu_B}^{A \mu_A} C_{JM}^{LM} \sum_{LAS_y \mu_y' \mu_z' \mu_x' \mu_z} T_{\mu_z' \mu_y' \mu_z}^{\mu_x' \mu_y} (\vec{p}_x, \vec{p}_y, \vec{p}_z) \times \\ &\quad \times T_{\mu_x' \mu_y' \mu_z}^{\mu_x \mu_y \mu_z} (\lambda, J, L, \Lambda, M), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} T_{\mu_z' \mu_y' \mu_z}^{\mu_x' \mu_y} (\lambda, J, L, \Lambda, M) &= \int_{\mu_z' \mu_z} \Psi^{(-)*}(\vec{k}_{zB}, \vec{r}) \Psi^{(-)*}(\vec{k}_{yB}, \vec{r}) \Psi^{(+)}(\vec{k}_{xA}, g\vec{r}) \times \\ &\quad \times \Phi_{\lambda}^J L_{\Lambda}^M (\vec{r}) G(\vec{r}) d\vec{r}, \quad g = B/A. \end{aligned}$$

В этом выражении O – полная спектроскопическая амплитуда, C – коэффициенты Клебша-Гордана, Ψ – искаженные волновые функции, Φ – интегралы перекртия, G – множитель, производящий преобразование Ψ из с.ц.и. в л.с. за счет разновременности событий в с.ц.и. и л.с. и учитывающий движение центров инерции xA , yB и zB в л.с. в плосковолновом пределе.

$T_{\mu_z' \mu_y' \mu_z}^{\mu_x' \mu_y} (\vec{k}_{xy}, \vec{k}_{zy})$ – инвариантная двухчастичная амп-

литуда перехода $x + y' \rightarrow z + y$ вне энергетической поверхности (см. раздел 1.2); J, L, M, Λ – полный и орбитальный моменты y' , а также их проекции; λ – дополнительные квантовые числа, необходимые для полного описания связанного состояния y' /84/.

Искаженные волновые функции вычислялись с использованием оптической модели с микроскопическим потенциалом типа Кислингера. Учитывалось спин-орбитальное взаимодействие (см. раздел 2.1).

Интегралы перекрытия Φ вычислялись в потенциале Вудса-Саксона со спин-орбитальной связью. Глубина U и радиус полуспада C потенциала подгонялись так, чтобы корректно воспроизводить энергии отделения нуклонов из ядер ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O , а также rms-радиусы ядер из электронного рассеяния. Диффузность a и константа α_{LS} спин-орбитальной связи были фиксированы. Использованные и полученные параметры приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3. Параметры потенциала связанного состояния $1p$ -протона, использованные в расчете

Ядро	$U, \text{МэВ}$	$c, \text{Фм}$	$a, \text{Фм}$	$N_{LS}, \text{Фм}^2$	$r_{\text{rms}}, \text{Фм}$
C	50,84	3,38	0,63	0,28	2,306
N	40,25	3,47	0,63	0,28	2,40
O	41,16	3,85	0,63	0,28	2,589

Двухстадийный механизм рассматривался как процесс неупругого рассеяния x на A с образованием возбужденного ядра A^* с массой M^* и распадом его через уровень e_0 в модели комплексной энергии. При этом учитывалась спиновая структура промежуточных состояний. В результате использовалось следующее выражение:

$$\frac{\mu_A \mu_x (s_{A^*})}{\mu_y \mu_z \mu_B} (A^*) = \frac{1}{(e_* - e_0) + i\Gamma/2} \sum_{\mu_{A^*}} T_{\mu_z \mu_{A^*}}^{\mu_x \mu_A} T_{\mu_y \mu_B}^{\mu_{A^*}}$$

Для конкретных расчетов матричного элемента двухстадийного процесса применялась модель, в которой гигантский резонанс данной мультипольности описывался одним широким уровнем, так как использование в расчетах набора экспериментально наблюдаемых уровней привело бы к большому количеству неопределенных параметров относительных фаз матричных элементов. Методика и параметры расчета двухстадийного механизма подробно изложены в [88].

В заключение настоящего пункта необходимо отметить, что приведенные выше формулы справедливы для случая " \bar{y} " - кластер. Отличие изложенной выше методики расчетов трехчастичных ядерных реакций от существующих алгоритмов DWIA заключается в учете двух механизмов, возможности проведения расчетов как в ограниченной, так и в полной кинематике. При вычислении матричного элемента квазиупругого выбивания используется приближение факторизации амплитуды, при вычислении входящих в него искаженных волновых функций учитываются релятивистские эффекты, используется микроскопическая оптическая модель, учитывающая спин-орбитальное взаимодействие.

3.2.3. М В К

Если учесть особенности K^+N -взаимодействия, такие, как малое сечение рассеяния, большая длина свободного пробега касна в ядре, отсутствие резонансов в системе K^+N при энергиях ниже 500 МэВ, естественной представляется попытка проанализировать результаты опыта на основе модели внутридядерного каскада.

Интересной представляется оптико-каскадная модель взаимодействия каонов с ядрами, построенная на основе работ /89, 90/. Расчет импульсного и пространственного распределения нуклонов в ядре производился в модели оболочек с потенциалом Вудса-Саксона с учетом спин-орбитального взаимодействия. Вычисление длины свободного пробега K^+ мезона и его потенциальной энергии в ядре основывалось на использовании оптического каон-ядерного потенциала, приведенного выше.

Потенциальная энергия и длина свободного пробега каона в ядре определяется по обычным формулам:

$$U = \operatorname{Re}(U_{\text{опт}}^{\text{ЭФ}}) \quad \text{и} \quad L^{-1} = \frac{2E \operatorname{Im}(U_{\text{опт}}^{\text{ЭФ}})}{K},$$

где E, K -соответственно энергия и импульс K^+ -мезона в системе центра инерции K^+ -ядро.

Выражение для $U_{\text{опт}}^{\text{ЭФ}}$ может быть получено из (2.1) и имеет вид:

$$U_{\text{опт}}^{\text{ЭФ}} = \{K^2 - [K^2 - 2EU_c + (U_c + U_{\text{опт}}^0)^2 + A_2 p^2/r - A_1 p - \\ - A \frac{\Delta^2}{3} r^2 - A \frac{\Delta^4}{4} r^4]/(A_p - 1)\}/2E - U_c.$$

Полученный каон-ядерный потенциал приведен на рис.3.8 на примере ядра ^{12}C . Использование потенциала такого вида может быть оправдано тем обстоятельством, что рассчитанное с ним дифференциальное сечение упругого рассеяния $\text{K}^+ \text{ } ^{12}\text{C}$ в оптической модели дает хорошее согласие с опытом.

3.3. Анализ результатов

Ниже приведены результаты расчетов некоторых каналов ((K, KN) , (K, Kd) , $(\text{p}, 2\text{p})$, $(\pi, \pi\text{p})$), выполненных на основе вышеперечисленных моделей. В реакциях (K, KN) рассчитывалось выбивание 1p-нуклонов из ядер ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O при энергиях 60, 130, 200, 268 и 480 МэВ. Полученные результаты были усреднены по ядрам C, N, O с учетом их концентраций в ядерной фотоэмulsionии. Результаты расчетов сечений приведены в таблицах 3.4 и 3.5. Дифференциальные распределения для некоторых каналов приведены на рис. 3.1-3.4.

Было получено, что в полном фазовом пространстве в рассчитанных величинах интерференция между двухстадийным механизмом и остальными процессами практически полностью отсутствует. Не проявляется также интерференция между мультиполь-

Таблица 3.4. Интегральные сечения реакции $(\text{K}^+, \text{K}^+\text{p})$ на легких ядрах, мб

T_{K} , МэВ	σ_y (DWIA)	$\sigma_{\text{теор}}$ (ДТ)	$\sigma_{\text{теор}}$ Λ^*	σ_{Σ} (DWIA)	σ_{Σ} (ДТ)	$\sigma_{\text{теор}}$ (МВК)	$\sigma_{\text{эксп}}$
60	3,4	7,9	4,8	8,2	12,7	9,75	14,6+3,1
130	6,91	10,7	2,24	9,2	12,94	12,46	12,3+1,9
200	9,0	11,3	1,58	10,5	12,88	13,11	11,1+1,8
268	10,2	10,9	0,86	11,1	11,76	13,10	12,9+1,8
480	11,0	9,6	0,77	11,8	10,37	14,9	10,1+1,6

ностями в двухстадийном процессе при использовании упомянутой выше модели расчета и наборе параметров резонансных состояний. Отметим, что включение в расчет двухстадийного механизма приводит к улучшению согласия расчета и опыта, особенно при энергиях 60 и 130 МэВ. Установлено, что результаты расчета при всех энергиях в рамках диаграммной техники и DWIA близки, хотя в деталях имеются различия.

Таблица 3.5. Интегральные сечения реакции (K^+, K^+n) на легких ядрах, мб

T_K , МэВ	σ_y (DWIA)	$\sigma_{\text{теор}}$ (ДТ)	$\sigma_{\text{теор}}$ A^*	σ_{Σ} (DWIA)	σ_{Σ} (ДТ)	$\sigma_{\text{теор}}$ (МВК)	$\sigma_{\text{эксп}}$
60	1,1	2,3	4,8	5,9	7,1	4,2	$7,5 \pm 1,4$
130	2,9	3,8	2,24	5,14	6,04	6,87	$7,3 \pm 1,3$
200	4,85	4,5	1,58	6,43	6,08	5,5	$6,9 \pm 1,3$
268	5,9	6,1	0,86	6,76	6,96	7,15	$7,1 \pm 1,3$
480	-	-	-	-	-	-	-

Проведенный анализ показал, что влияние схода с энергетической поверхности в каон-нуклонных амплитудах на результаты расчетов реакций (K, KN) по диаграммной технике и в приближении DWIA мало (5%).

Расчеты, выполненные на основе ДТ, показывают, что только учет всех диаграмм рис. 3.7 позволяет удовлетворительно описать сечения реакций и дифференциальные распределения. При этом:

а) процессы, описываемые треугольными диаграммами, играют значительную роль при всех рассмотренных энергиях. Амплитуды треугольных диаграмм имеют деструктивную интерференцию с амплитудой полюсной диаграммы. Сечение, рассчитанное с матричным элементом реакции в виде суммы амплитуд полюсной и треугольных диаграмм, приблизительно в два раза меньше, чем рассчитанное в полюсном приближении;

б) при расчетах слагаемых амплитуд треугольных диаграмм взаимодействия в конечном состоянии (рис. 3.7б, в), содержащих интеграл в смысле главного значения, необходимо учитывать внеэнергетическое поведение амплитуд упругого рассеяния каонов и протонов на ядрах. Роль этих слагаемых падает с ростом энергии инициирующих каонов, при энергиях $T_K = 268$ и 480 МэВ ими можно пренебречь. Такого же типа слагаемое амплитуды диаграммы взаимодействия в начальном состоянии (рис. 3.7г) пренебрежимо мало при всех рассмотренных начальных энергиях $T_K = 60, 130, 200, 268, 480$ МэВ;

в) амплитуды диаграмм двукратных перерассеяний (рис.

3.7д,е,ж,з) при начальных энергиях $T_K = 130, 200, 268$ и 480 МэВ можно рассматривать как малые поправки по отношению к амплитудам треугольных диаграмм (рис. 3.7, б, в, г). Для начальных энергий $T_K = 268$ и 480 МэВ ими можно пренебречь. При энергии 60 МэВ их вклад в полную амплитуду существен и сравним с вкладом треугольных диаграмм. Среди слагаемых амплитуд диаграмм двукратных перерассеяний имеются такие, которые деструктивно интерферируют с амплитудами треугольных диаграмм. С уменьшением начальной энергии роль процессов, описываемых диаграммами рис. 3.7д, е, ж, з, возрастает. Можно ожидать, что при начальных энергиях меньше 50 МэВ их вклад в полную амплитуду реакции будет очень большим.

Качество описания экспериментальных данных по реакциям (K, KN) на основе модели внутриддерного каскада иллюстрируется табл. 3.4 и 3.5 и рис. 3.1–3.4.

3.3.1. ($p, 2p$)- и ($\pi^+, \pi^+ p$)-реакции в компланарной геометрии

Для проверки применимости вышеизложенных схем (ДТ, DWIA) расчетов реакций выбивания, инициированных другими зондами, были произведены расчеты реакций ($p, 2p$) в компланарной симметричной геометрии при $T_p^{LC} = 155$ МэВ и ($\pi^+, \pi^+ p$)-в компланарной несимметричной геометрии при $T_{\pi}^{LC} = 199$ МэВ на ядре ^{12}C с выбиванием 1 p -протона. Экспериментальные данные взяты из работ /91, 92/. Результаты вычислений приведены на рис. 3.9. Из него видно, что для ($p, 2p$) и ($\pi, \pi p$) реакций расчеты в различных приближениях близки друг другу и удовлетворительно воспроизводят эксперимент (при энергиях выше 150 МэВ).

3.3.2. Реакция ($K^+, K^+ d$)

Методика расчета реакций выбивания дейтонов каонами аналогична изложенной выше для реакций (K, KN). Отличия в расчетах матричного элемента прямого выбивания заключались в следующем: использовалась оптическая модель с феноменологическим потенциалом /93/ для дейтон-ядерного рассеяния.

Интегралы перекрытия Φ вычислялись в потенциале Вудса-Саксона. Радиус полуспада c и диффузность a были взяты равными: $c = 1,3(A-2)^{1/3}$ Фм, $a=0,73$ Фм. Глубина потенциала U подгонялась так, чтобы корректно воспроизводить энергию от-

деления дейтона. Для возбужденных состояний ядра - остатка энергия отделения увеличивалась на энергию возбуждения. Спектроскопические факторы брались из работы /80/.

Для сравнения с полученными в настоящей работе опытными данными был произведен расчет реакции (K^+, K^+d) на легких ядрах фотоэмulsionии.

Полученные в расчете интегральные сечения сравниваются с экспериментом в таблице 3.6.. Дифференциальные распределения приведены на рис. 3.5 и 3.6.

Таблица 3.6. Интегральные сечения реакции (K^+, K^+d) на легких ядрах, мб

T_{K^+} , МэВ	σ_y теор (DWIA)	σ теор (ДТ)	σ_A^* теор	σ_Σ теор (DWIA)	σ_Σ теор (ДТ)	σ экспл
130	1,0	1,2	0,43	1,43	1,63	1,8+0,3
268	1,3	1,4	0,22	1,52	1,62	2,0+0,3

Из рисунка и таблицы видно, что расчет качественно правильно воспроизводит опыт, однако в угловых распределениях частиц, а также в импульсном и энергетическом спектрах имеются определенные разногласия эксперимента и расчетных кривых. Интересно отметить, что, как и в случае реакций выбивания нуклона, DWIA и ДТ дают близкие результаты.

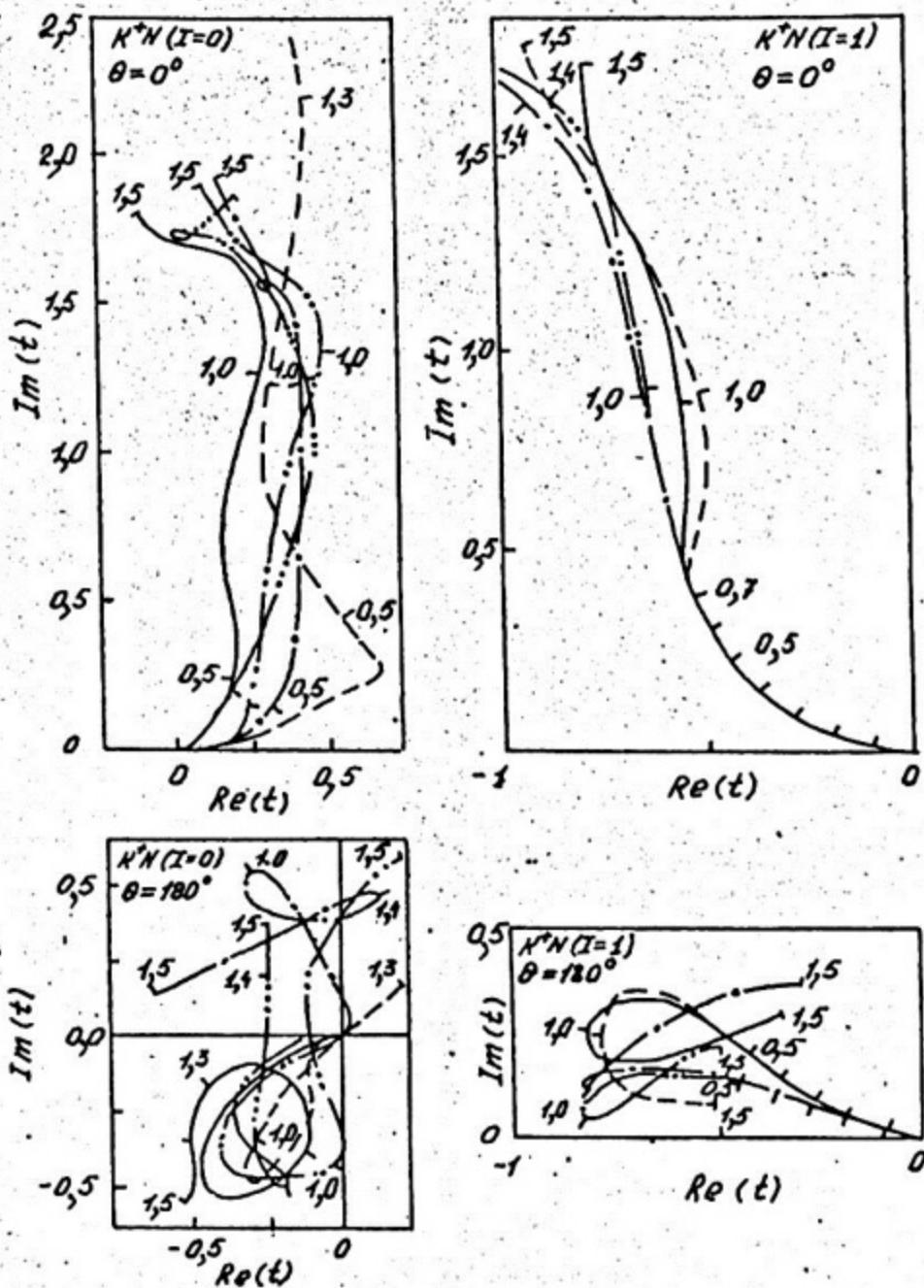


Рис. 1.1. Диаграммы Аргана для K^+N ($I=0,1$) амплитуд рассеяния вперед и назад. Кривые $I=0$: сплошная – фазовый анализ /9/, штриховая – /7/, штриховая с точкой, двумя и тремя точками – решения A, C, D BGRT /8/; $I=1$: сплошная – /9/, штриховая – /7/, штриховая с точкой, двумя точками – решения I, III /5/

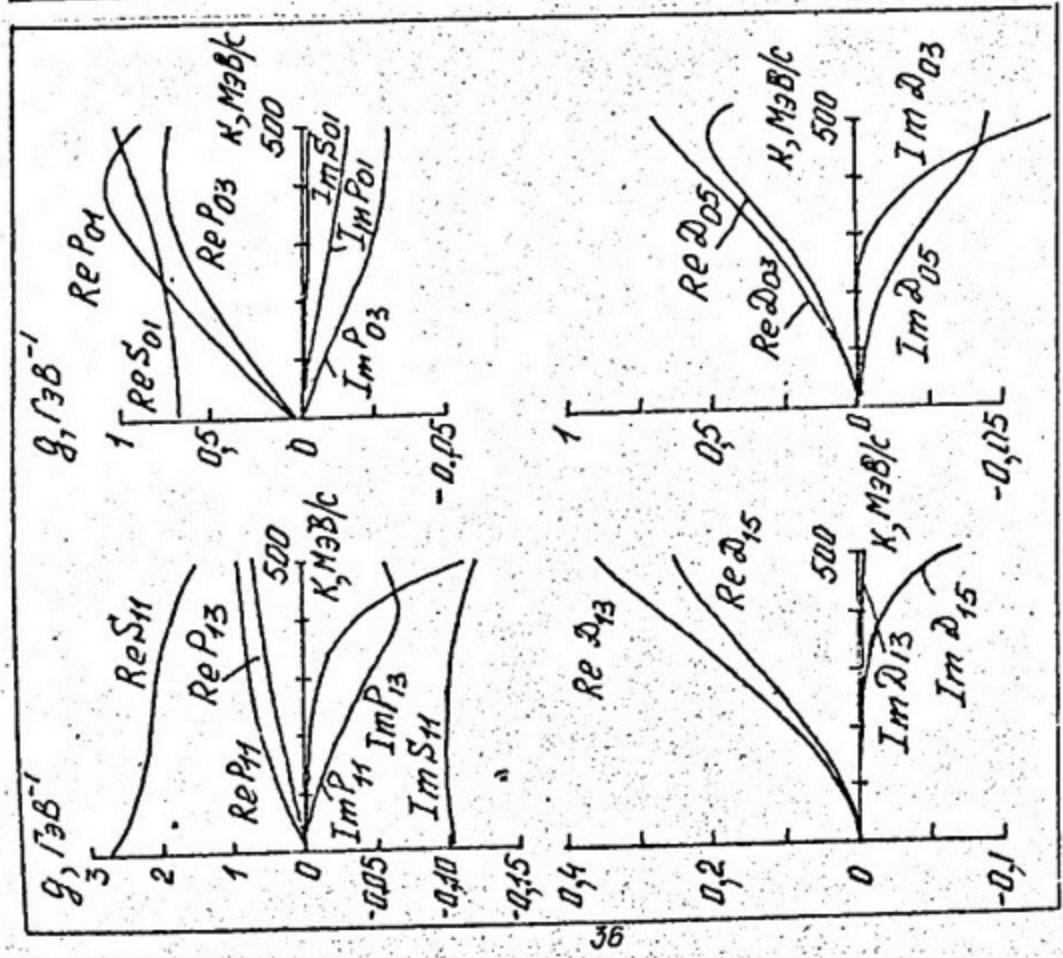


Рис. 1.2. Формфакторы сепарированного потенциала \bar{K}^+N -взаимодействия /9/, полученные методом решения обратной задачи рассеяния

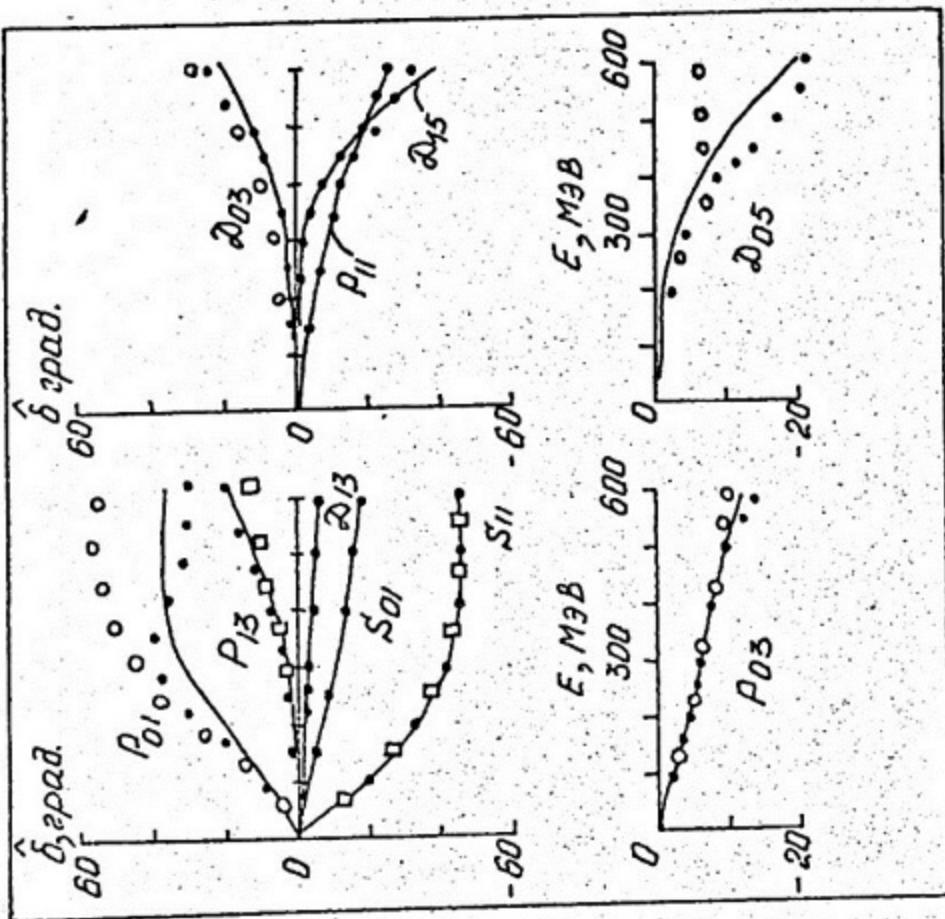


Рис. 1.3. Псевдоупругие фазы \bar{K}^+N -рассеяния. Кривая — расчет с параметрами таблицы 1.1. Эксперимент: темные точки — параметризация /9/, светлые точки — фазовый анализ /7/, светлые квадраты — /15/.

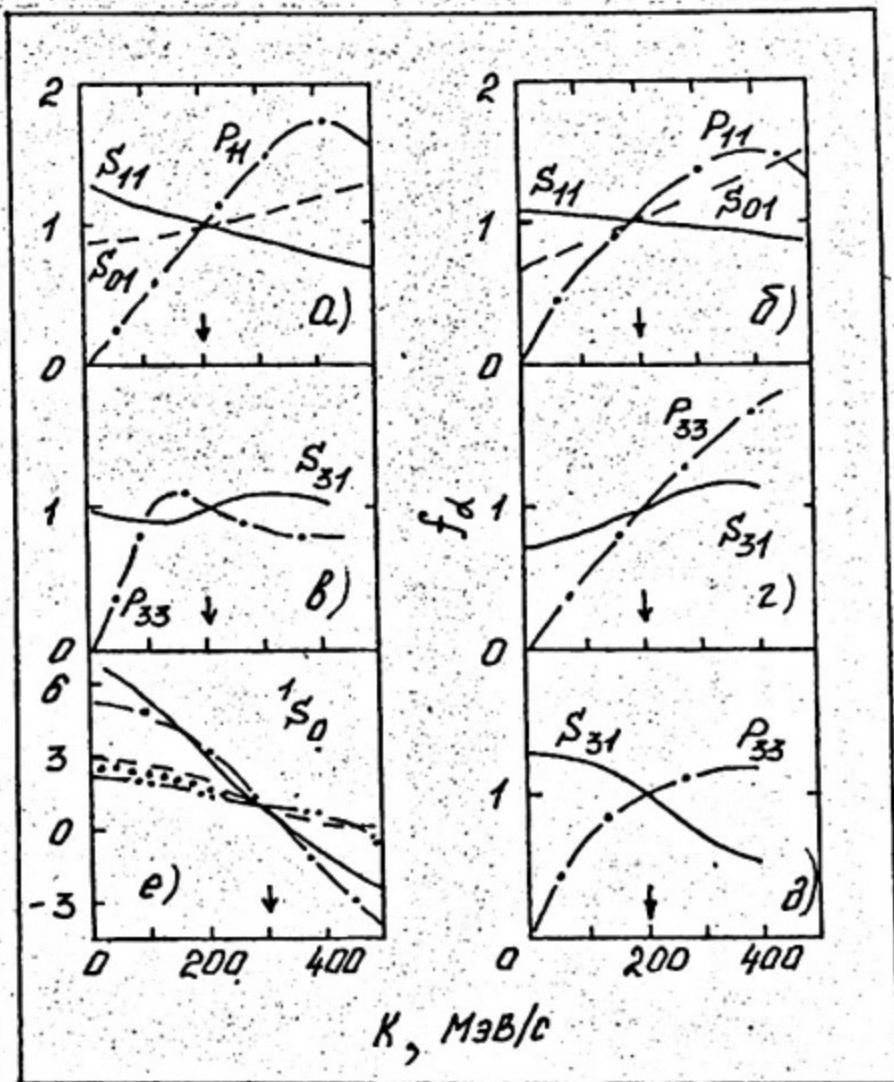


Рис.1.4. Функции Noyes-Kowalski для $f_\alpha(k, k_0)$.
Для K^+N -амплитуды: а – потенциал получен как решение обратной задачи рассеяния; б – /16/; в, г, д – потенциалы /13/, /19/, /18/ соответственно; е – $\bar{p}N$ -рассеяния. Потенциалы: сплошная (Парижский) – /17/, штриховая с точкой – /21/, пунктирная – /19/, точечная и штриховая с двумя точками – разные наборы потенциала /22/ (Гауссиан)

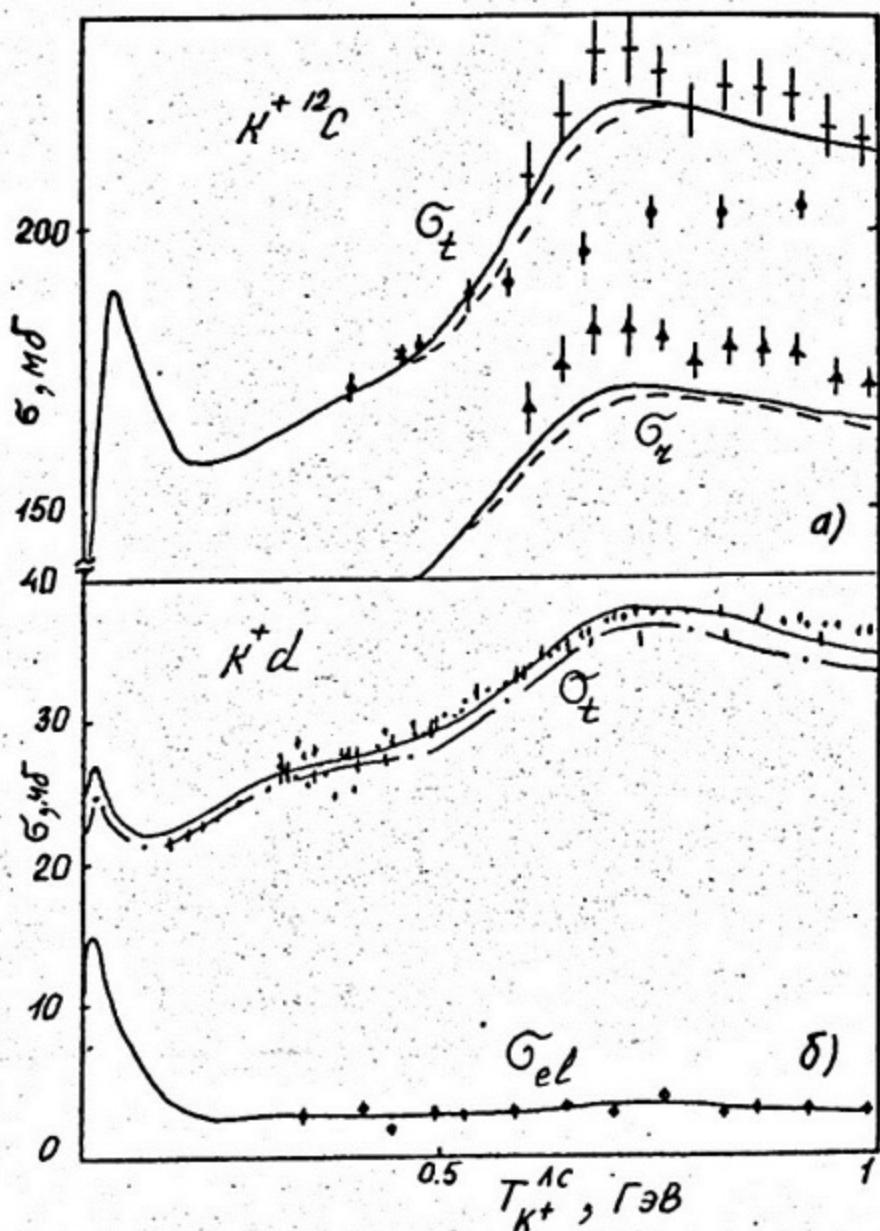


Рис.2.1 Интегральные сечения $K^+{^{12}C}$ и K^+d -рассеяния.
 Эксперимент: /30-33,42/ - ^{12}C , /42/-d. Расчет /39/:
 а - см. пояснения в тексте, б - сплошная кривая –
 форм-фактор Гартенхауза-Моравчика, штриховая с точкой-
 Хюльтина

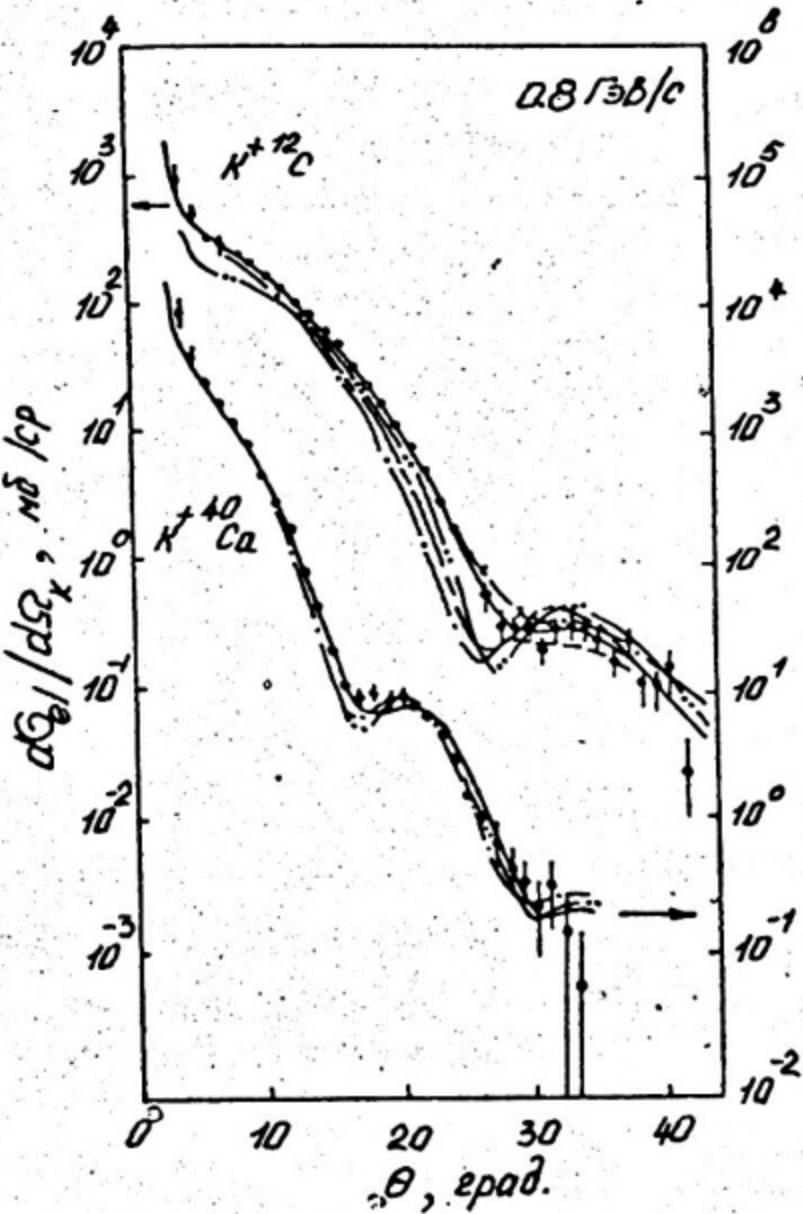


Рис.2.2 Дифференциальное сечение упругого $K^+{^{12}C}$ -и $K^+{^{40}Ca}$ -рас-
сения при начальном импульсе 0,8 ГэВ/с. Точки - эксперимент /32/. Кривые: штриховые с точкой и двумя точками - /32, 43/, сплошная штриховая и штрих-пунктирная /41/-получены в пред-
положении $\rho_n \neq \rho_p \neq \rho_{ch}$, $\rho_n \neq \rho_p = \rho_{ch}$, $\rho_n = \rho_p = \rho_{ch}$
соответственно; штриховая с крестом-расчет с потенциалом
эф
 U_{opt} .

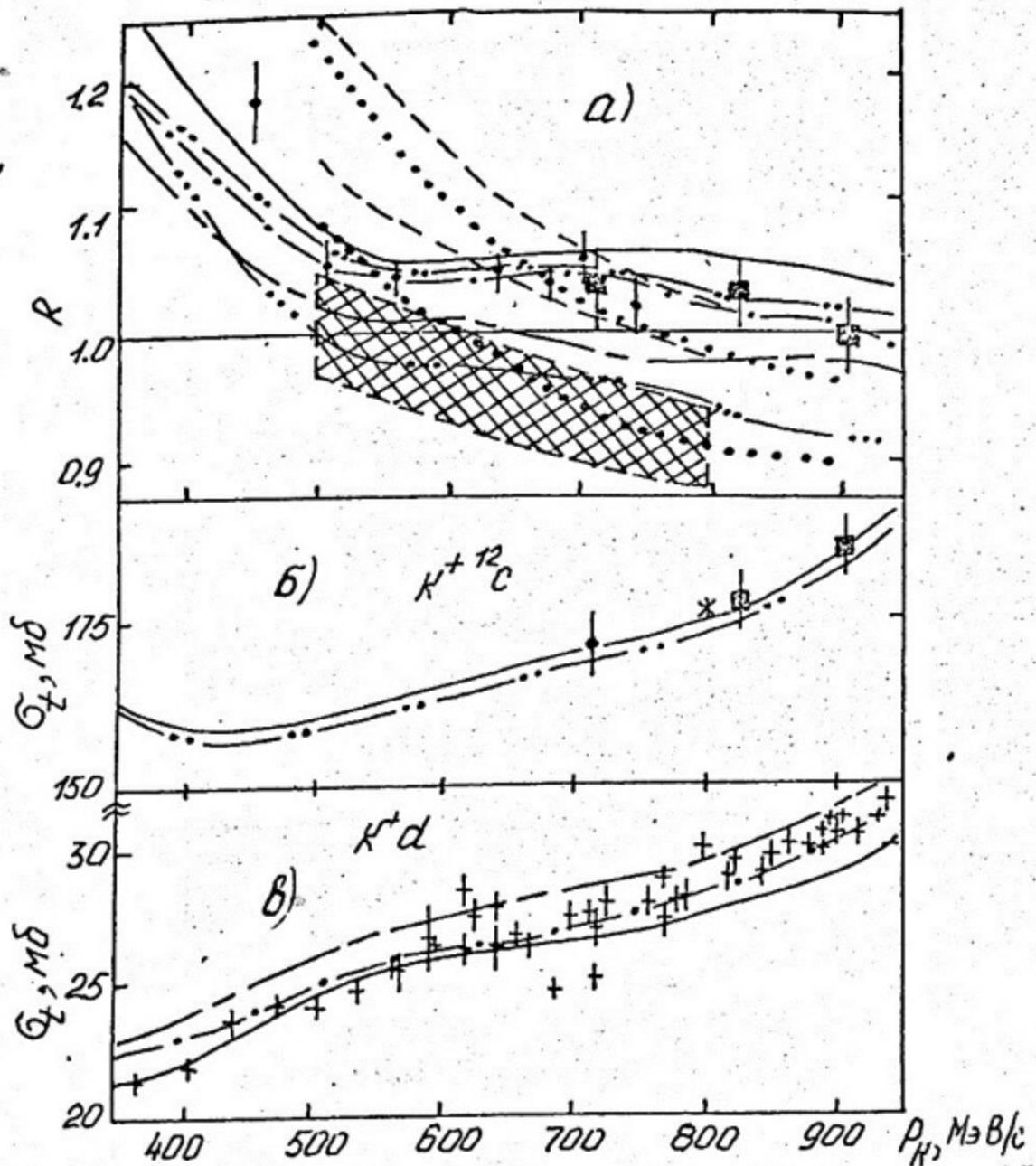


Рис.2.3. Зависимость сечений взаимодействия $K^+ {^{12}C}$ и $K^+ d$ и их отношения $R = (\sigma_t(K^+ {^{12}C})/\sigma_t(K^+ d))$ от начальной энергии; а, в - линии сплошная, штриховая с точкой, штрихпунктирная - расчеты с дейтонной плотностью в форме Хюльтена, Гатенхауза-Моравчика и Гауссиана и использованием сплошной кривой рис. б, штриховая с тремя точками - расчет с формфактором Хюльтена в приближении отсутствия связи нуклона, штриховая с двумя точками получена с использованием штриховой с двумя точками рис. б и формфактора Гартенхауза-Моравчика, штриховые и точечные кривые - расчеты работ /47/, /49/ с учетом "разбухания" нуклона (вверху) и без него (заштрихованная область)

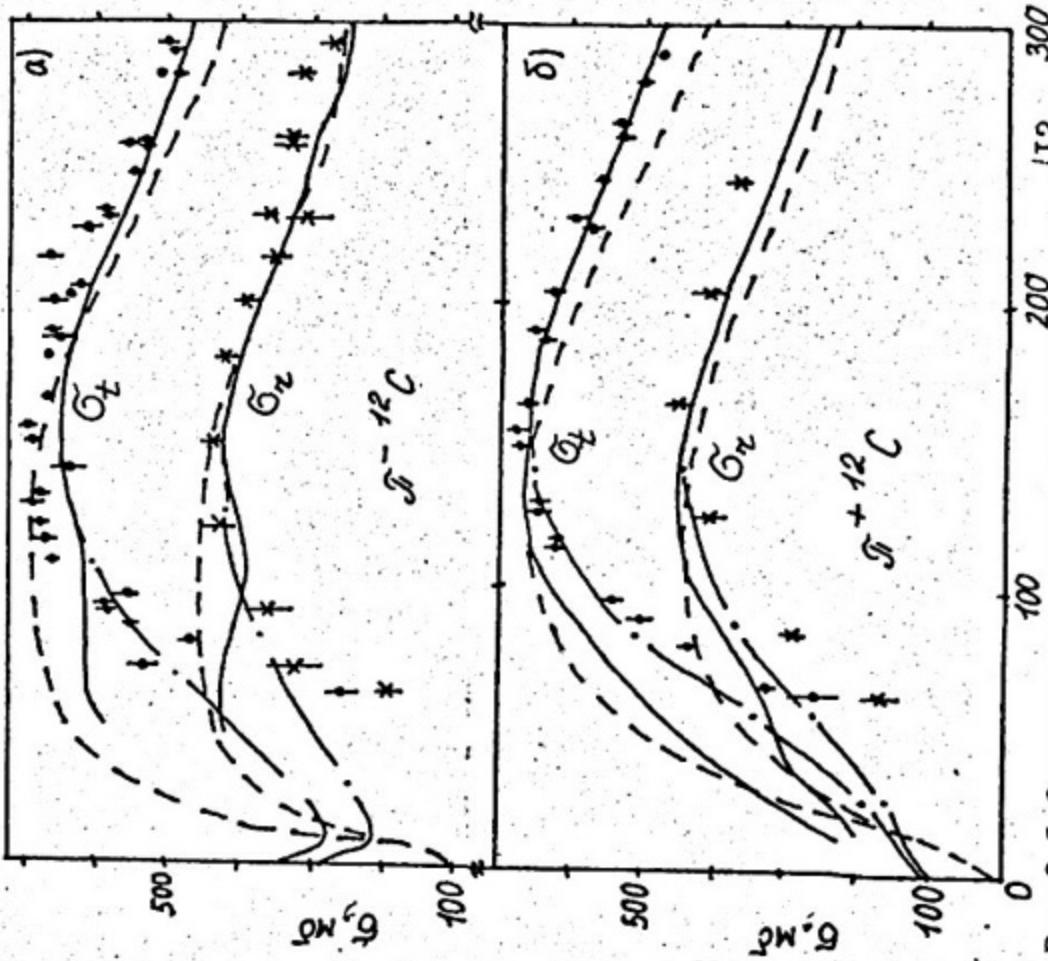


Рис.2.4.Дифференциальные сечения упругого π^+ -рассеяния при начальных лабораторных импульсах каона 0,6 и 0,9 ГэВ/с (цифры у кривых). Кривые - расчет (то же, что рис. 2.3, б); точки: эксперимент -/28/, кресты -/55/, квадраты -/56/. Штриховая кривая на верхнем графике при импульсе 0,64 ГэВ/с и сплошная при 0,587 ГэВ/с демонстрируют изменение расчета с энергией для крайних значений импульсов, при которых берутся опытные данные

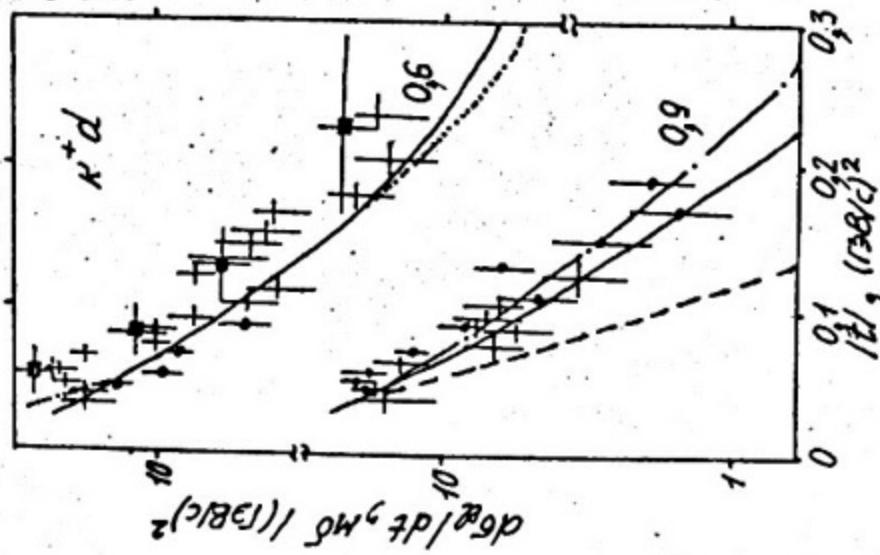


Рис.2.5.Зависимость интегральных сечений $\pi^{+}12C$ от энергии. Точки, кресты - эксперимент; а - штриховые с точкой кривые - расчет с учетом поправок п.2.3 (см.текст); сплошная и пунктирная кривые - расчеты с учетом и без учета влияния поля ядра на элементарные амплитуды /39/ (см.текст)

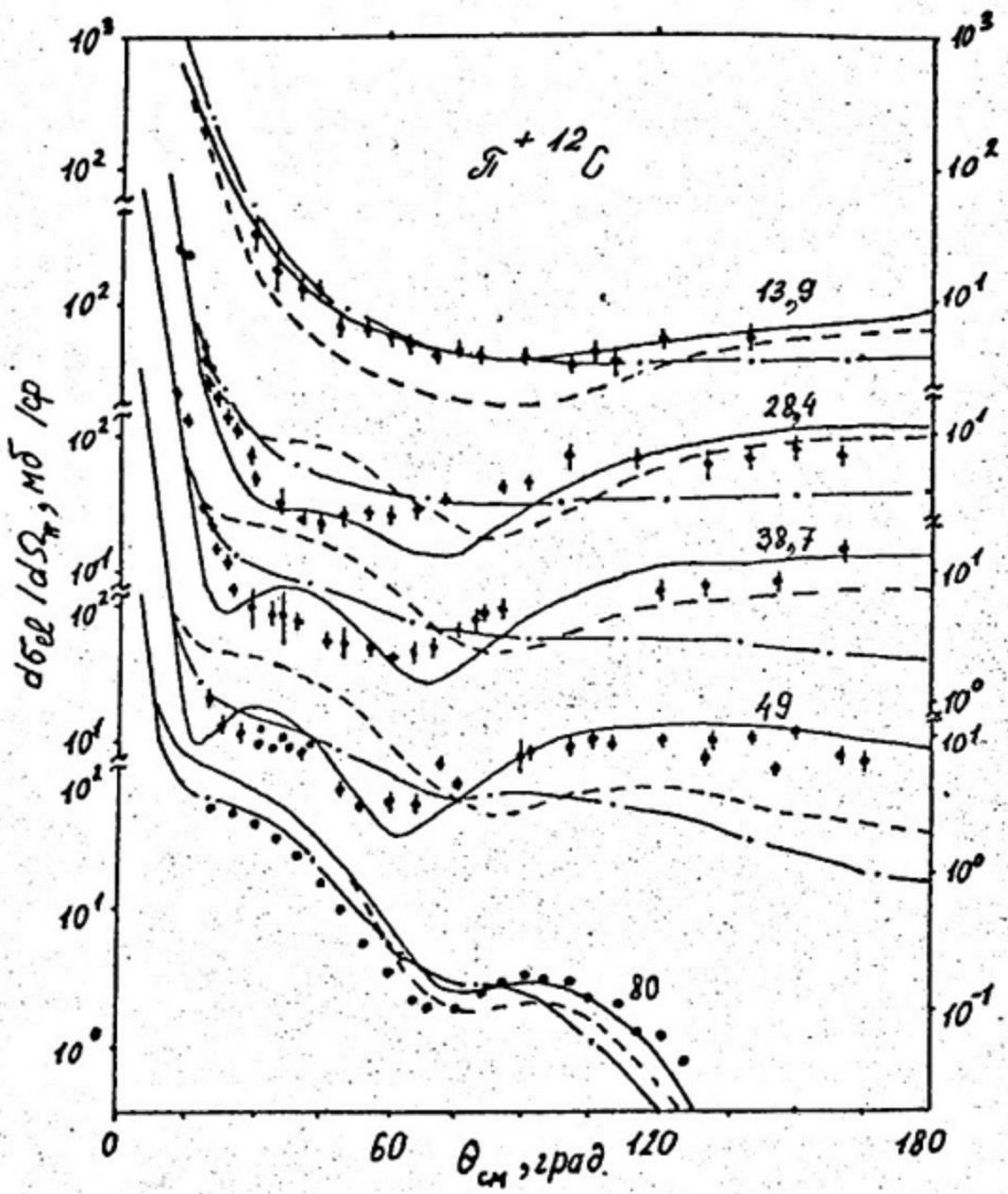


Рис. 2.6. Дифференциальные сечения упругого $\pi^+ {^{12}\text{C}}$ -рассеяния. Обозначения, как на рис.2.5.

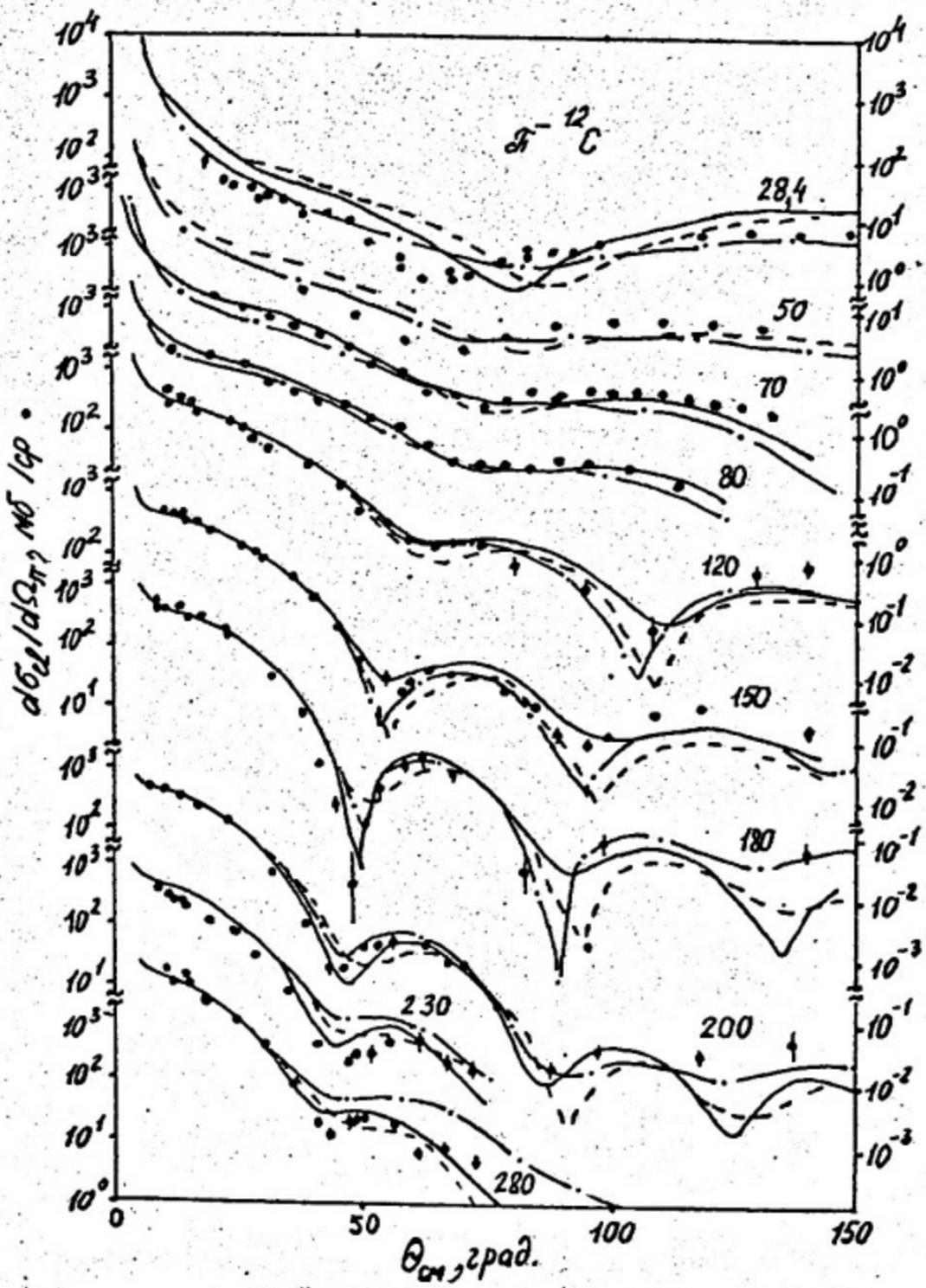


Рис. 2.7. Дифференциальные сечения упругого π^- - ^{12}C -рассеяния. Обозначения как на рис. 2.5

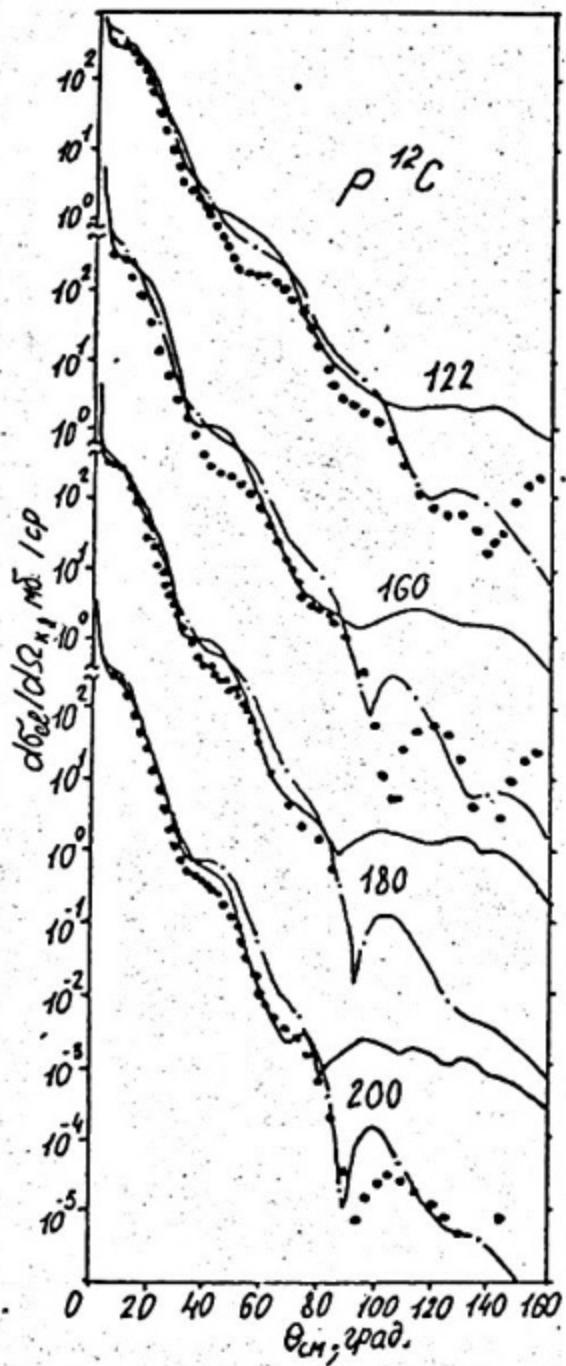


Рис. 2.8. Сравнение дифференциальных сечений упругого $p^{12}C$ -рассеяния в области кинетических лабораторных энергий нуклона выше 100 МэВ, рассчитанных с потенциалом (2.1) (с учетом поля ядра) и более сложного микроскопического потенциала в /57/ (штрих-пунктирные линии); точки: эксперимент /57/.

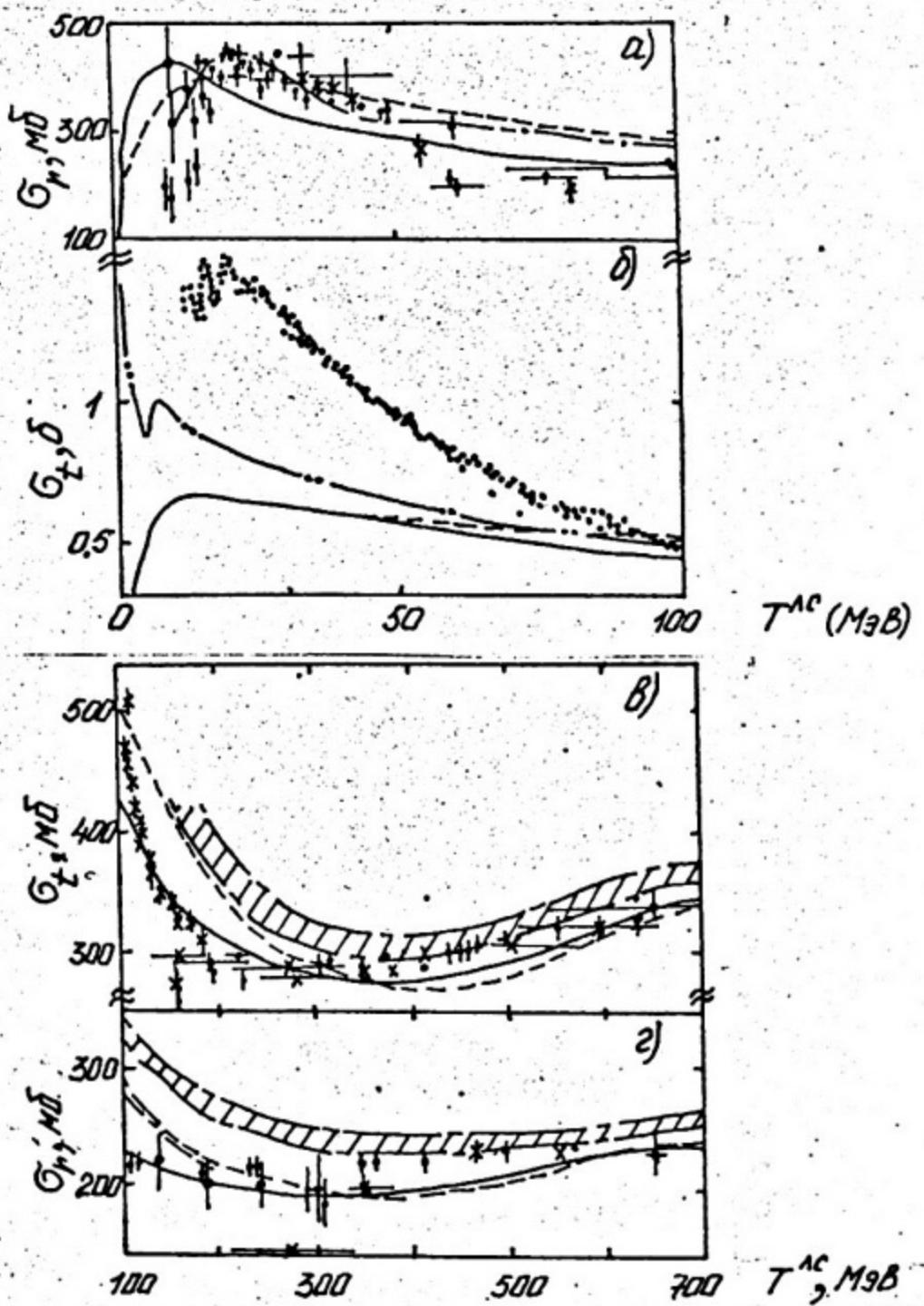


Рис. 2.9. Интегральные сечения взаимодействия нуклонов с ^{12}C . На всех графиках сплошная и пунктирная кривые – расчеты с учетом и без учета влияния поля ядра на элементарные амплитуды /39/ (см. текст); а – эксперимент: точки – протоны, косые кресты – нейтроны; расчет – $p^{12}\text{C}$ -рассеяние, штрих-пунктирная с точкой – расчет /58/; б – точки – эксперимент $n^{12}\text{C}$, штриховая с двумя точками – расчет для $n^{12}\text{C}$ /39/; в, г – обозначения те же, что и на рис. "а"; заштрихованная область – расчеты /59/.

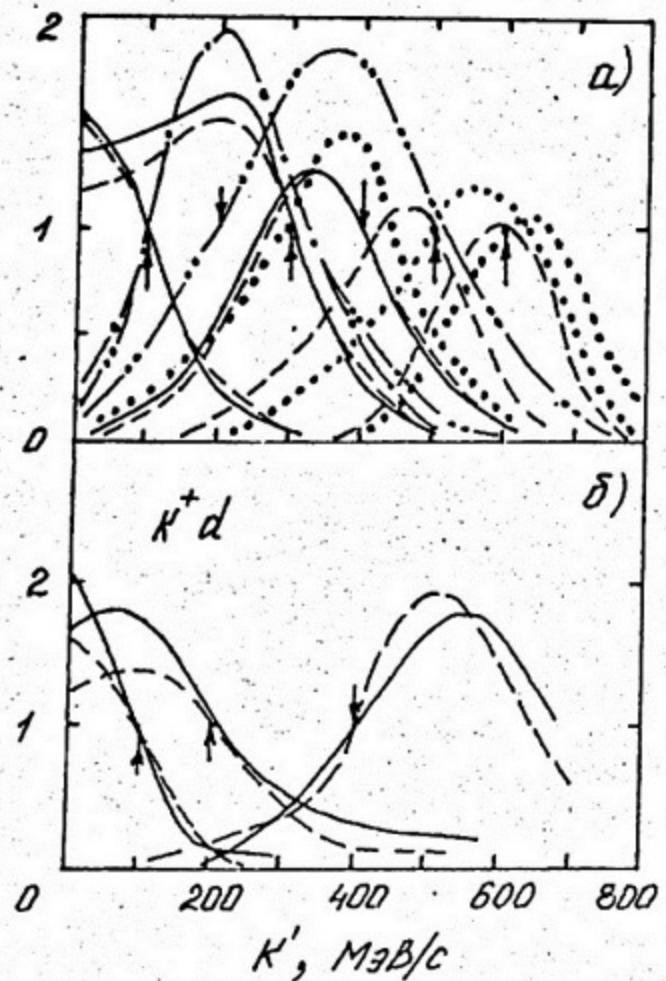


Рис. 2.10. Функции Noyes-Kowalsky для рассеяния частиц на ядрах; а - сплошная - $K^+ {^{12}C}$, штриховая - $K^+ {^{11}B}$, штриховая с точкой - $\pi^- {^{11}B}$, штриховая с двумя точками - $\pi^+ {^{12}C}$, точечная - $p {^{11}B}$;
 б - сплошная и пунктирная - соответственно расчеты с форм-факторами дейтона в форме Гартенхауза-Моравчика и Хюльтена. Стрелочкой указано значение k_0 .

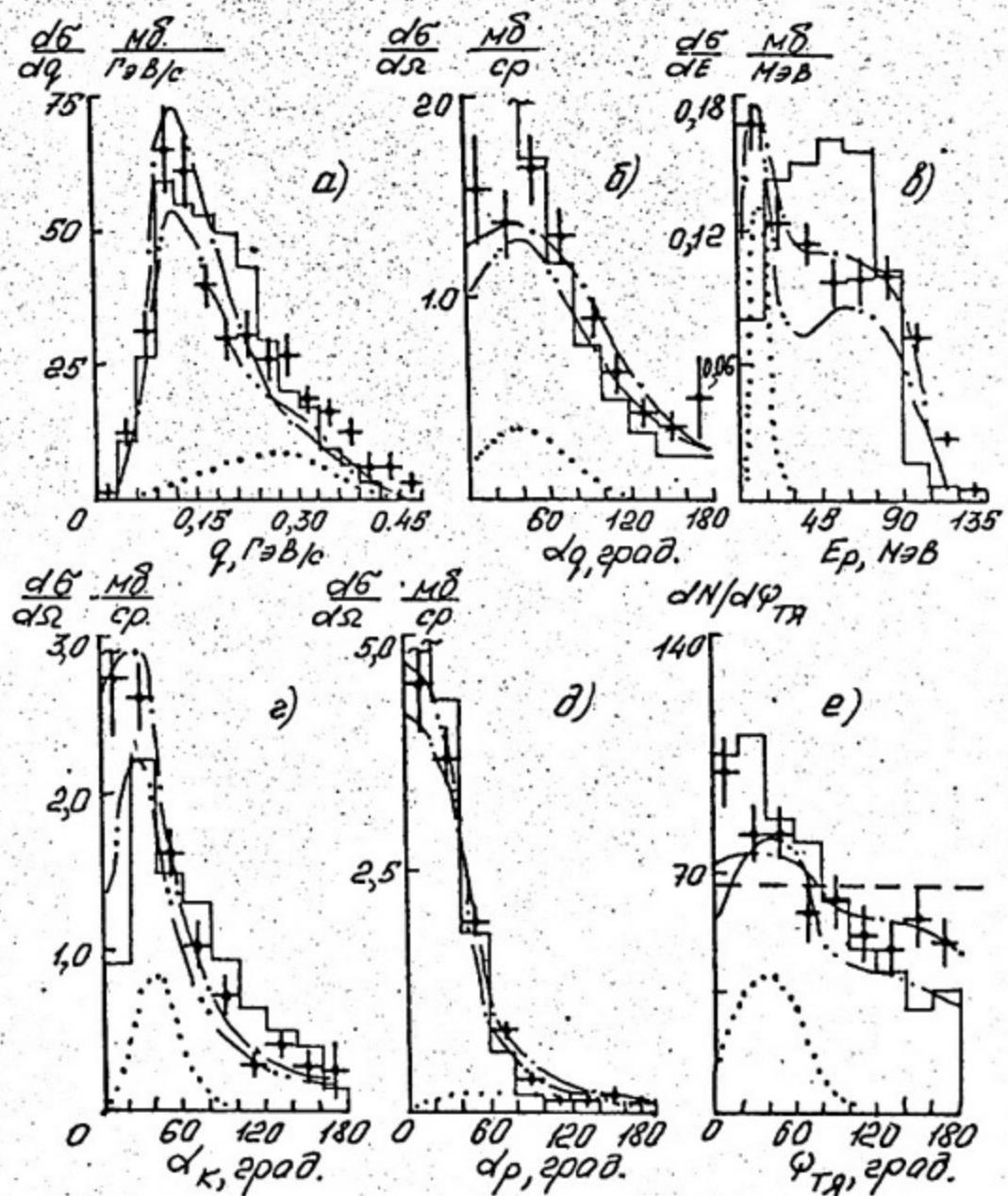


Рис. 3.1 Дифференциальные распределения для реакций (K^+ , K^+p) на легких ядрах при $p_K^{LC} = 0,37$ ГэВ/с. Кривые: точечные – двухстадийный механизм, штриховая с двумя точками – DWIA (сумма процессов), штриховая с точкой – DT (сумма всех диаграмм), гистограмма – MBK

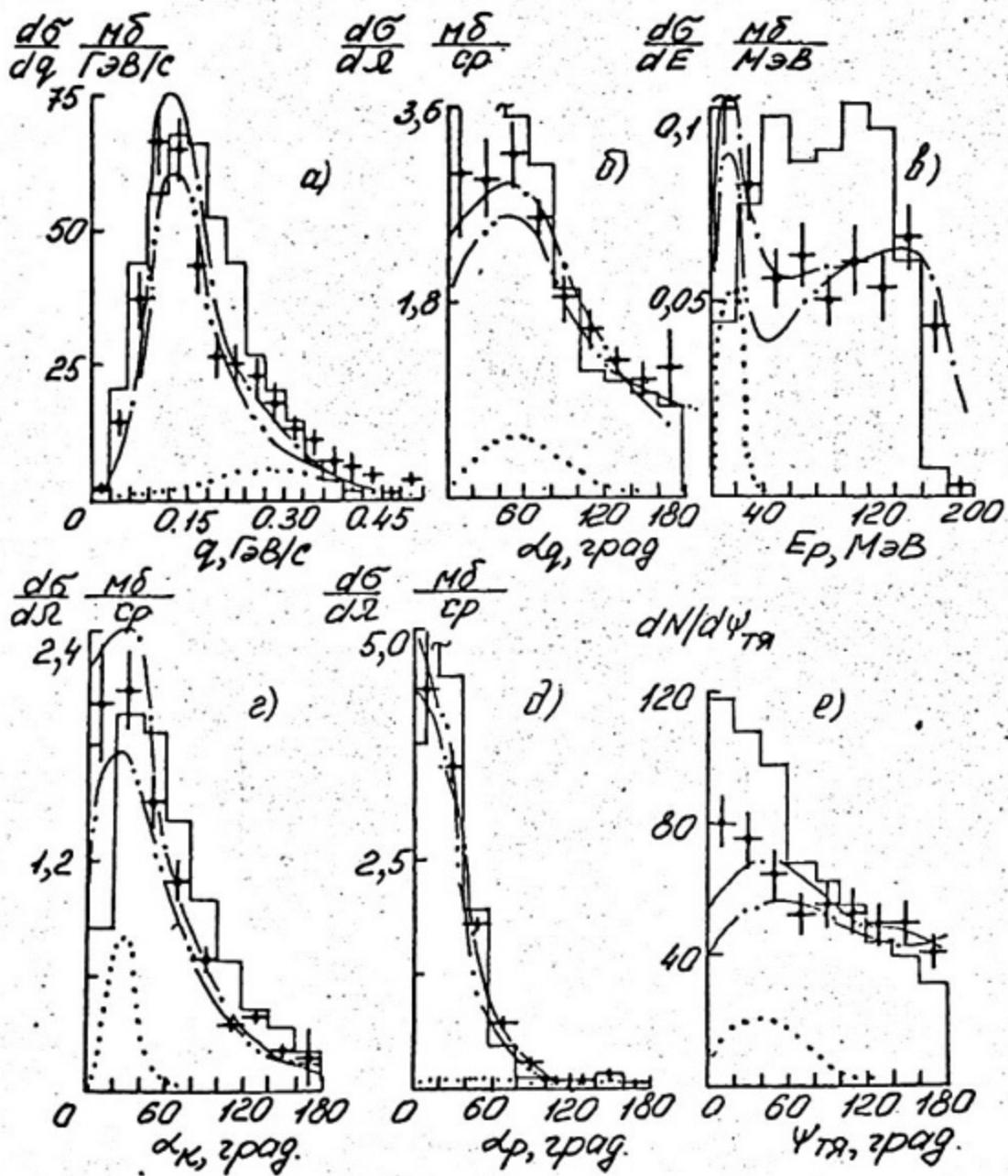


Рис.3.2. То же, что на рис 3.1, при начальном импульсе 0,48 ГэВ/с.

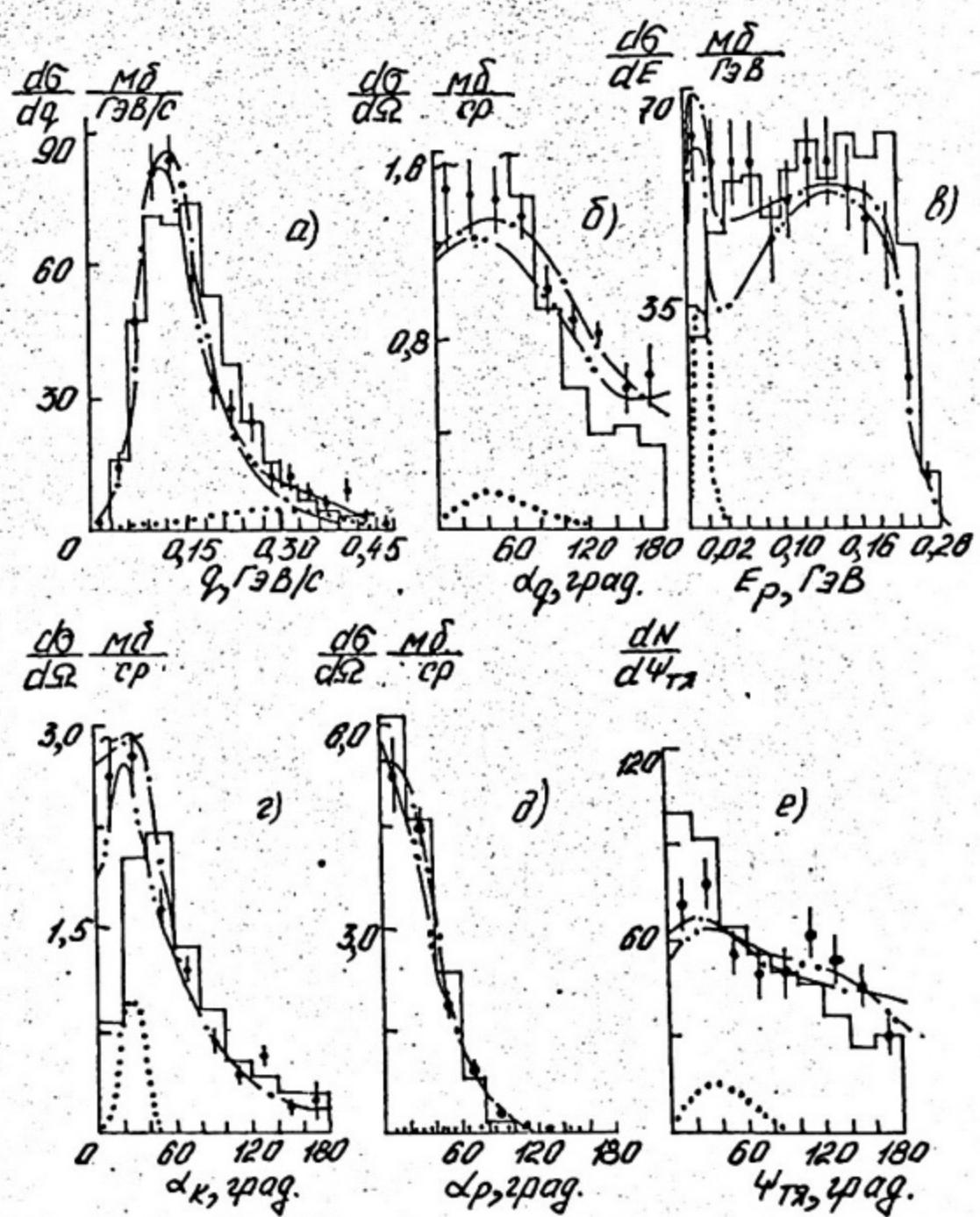


Рис.3.3. То же, что на рис.3.1, при начальном импульсе 0,6 ГэВ/с.

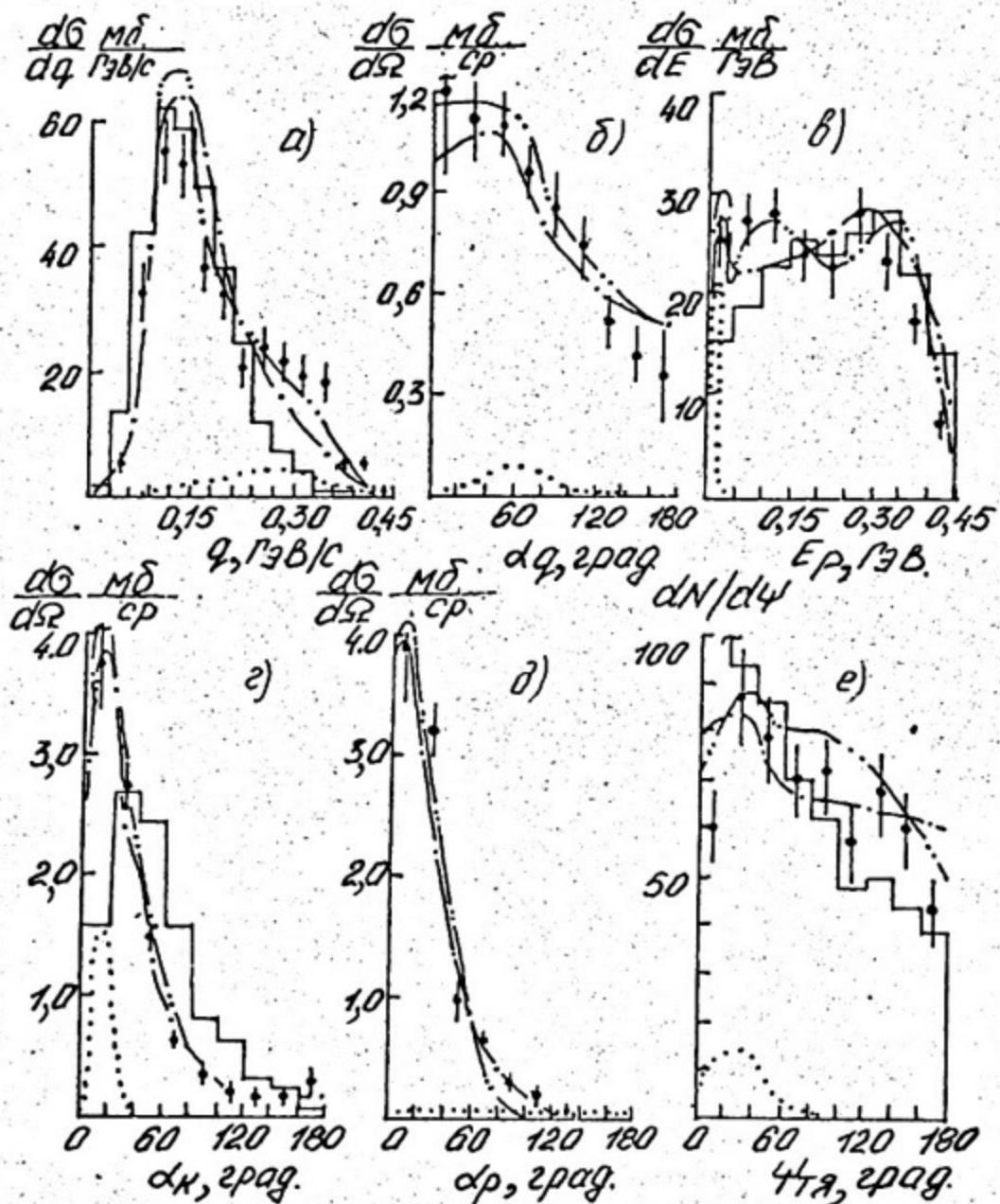


Рис.3.4. То же, что на рис.3.1, при начальном импульсе 0,85 ГэВ/с.

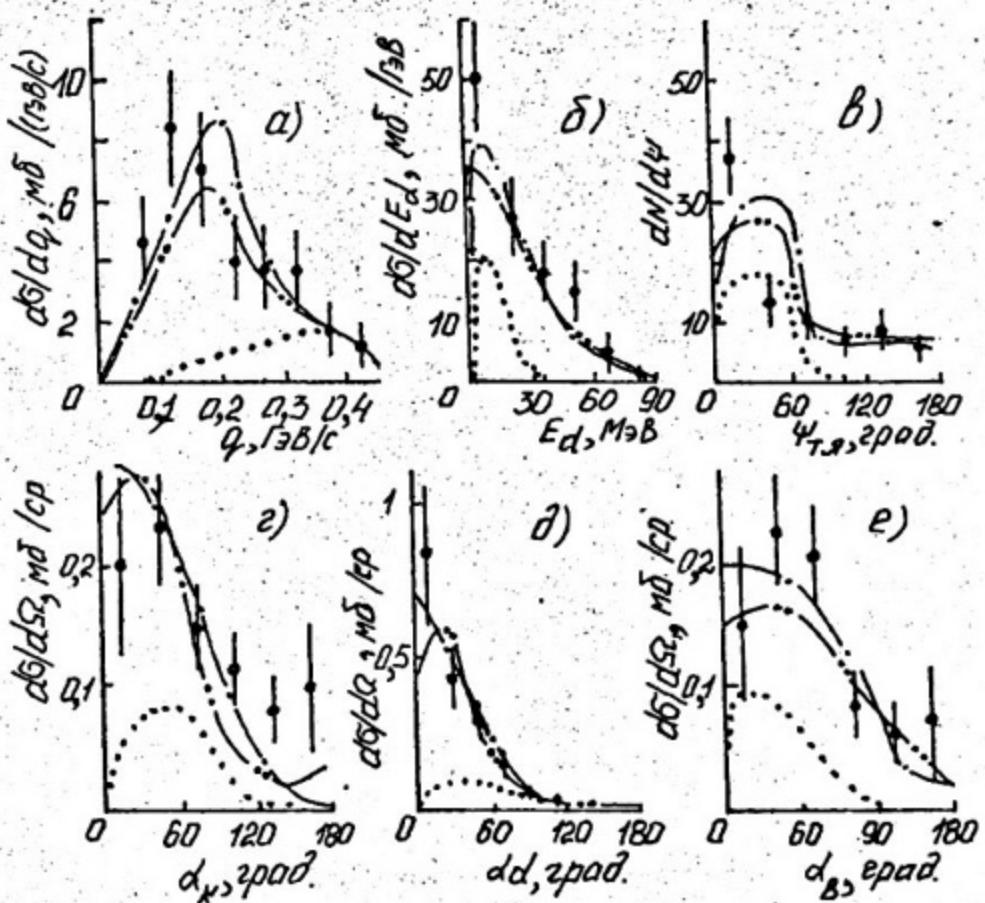


Рис. 3.5. Дифференциальные распределения для реакций (K^+, K^+d) на легких ядрах при начальном импульсе $0,37 \text{ ГэВ/с}$. Обозначения, как на рис. 3.1

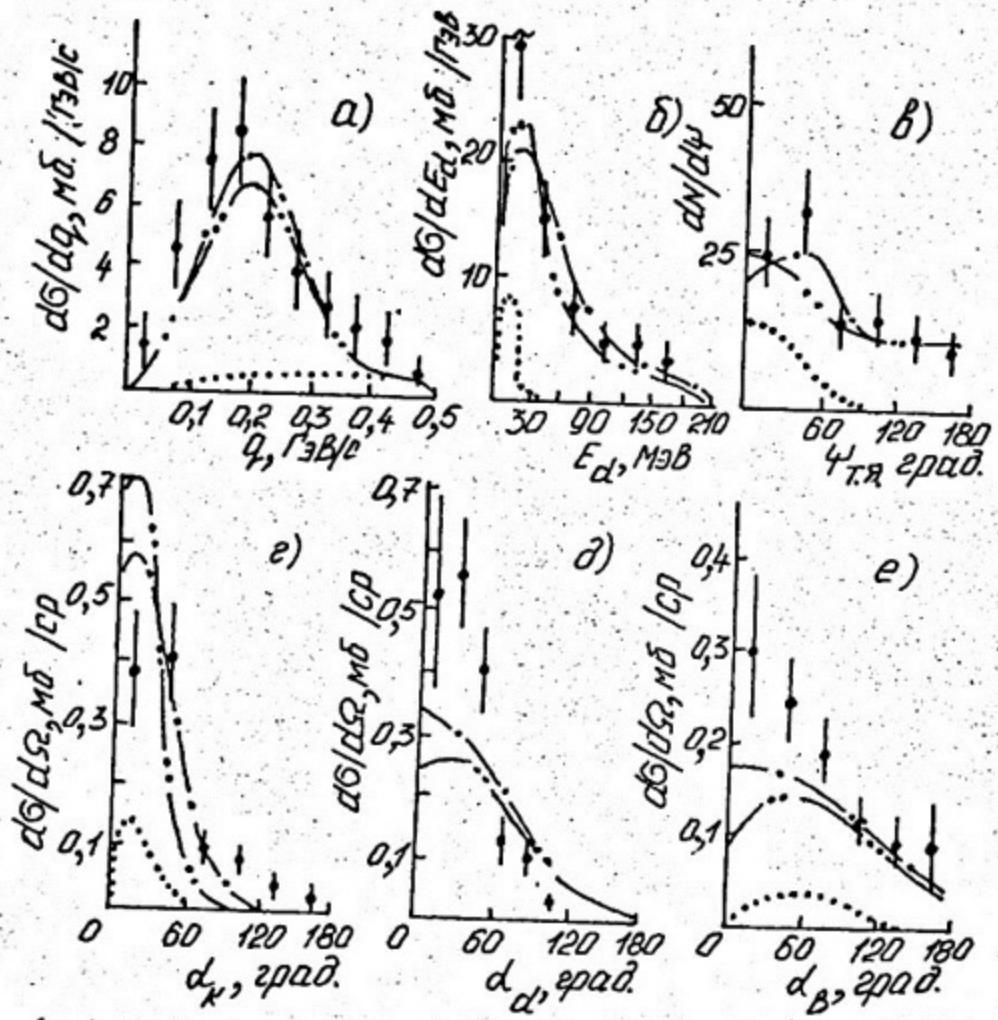


Рис.3.6. То же, что на рис.3.5, при начальном импульсе 0,6 ГэВ/с

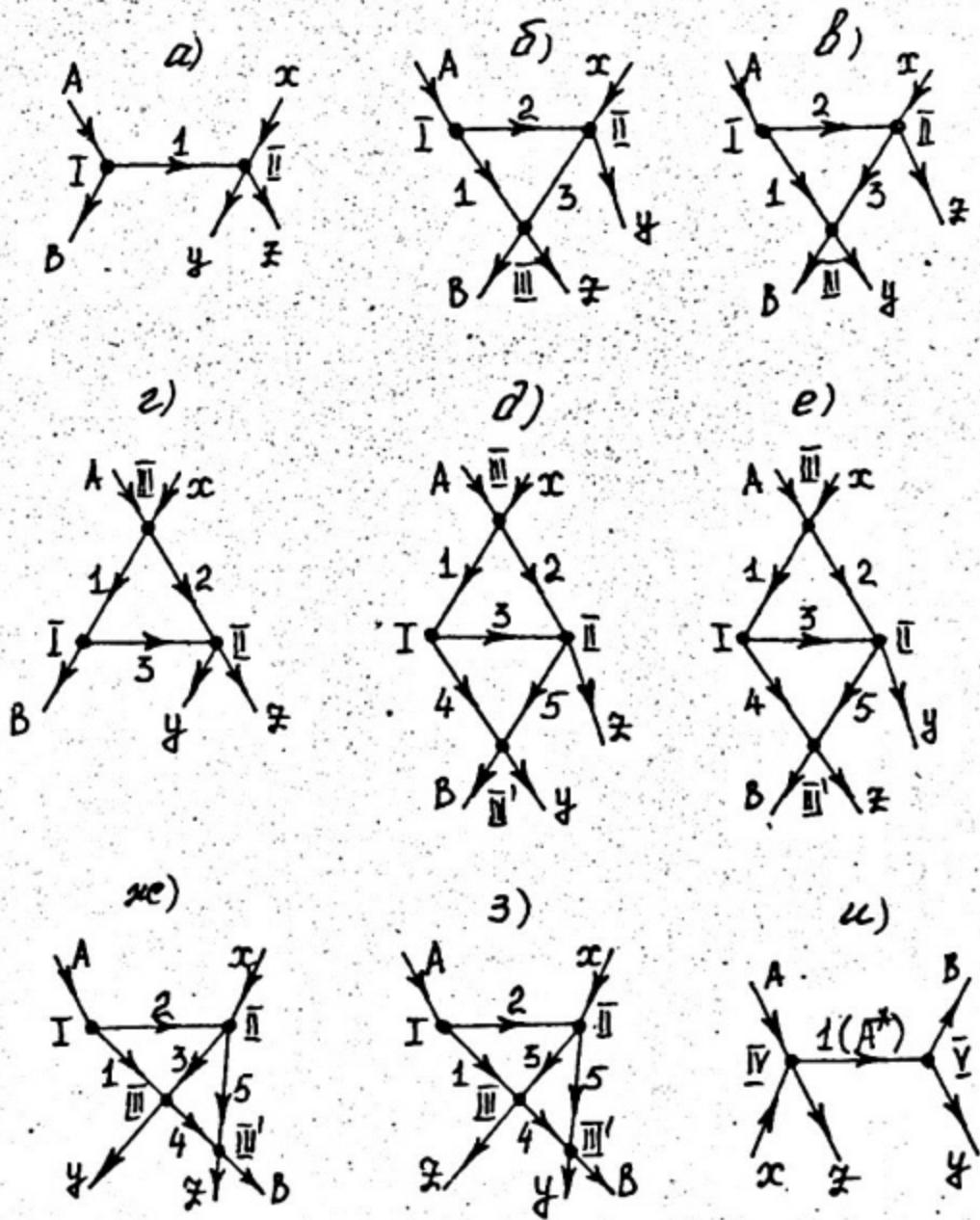


Рис 3.7. Диаграммы, использованные при расчетах по дисперсионной теории

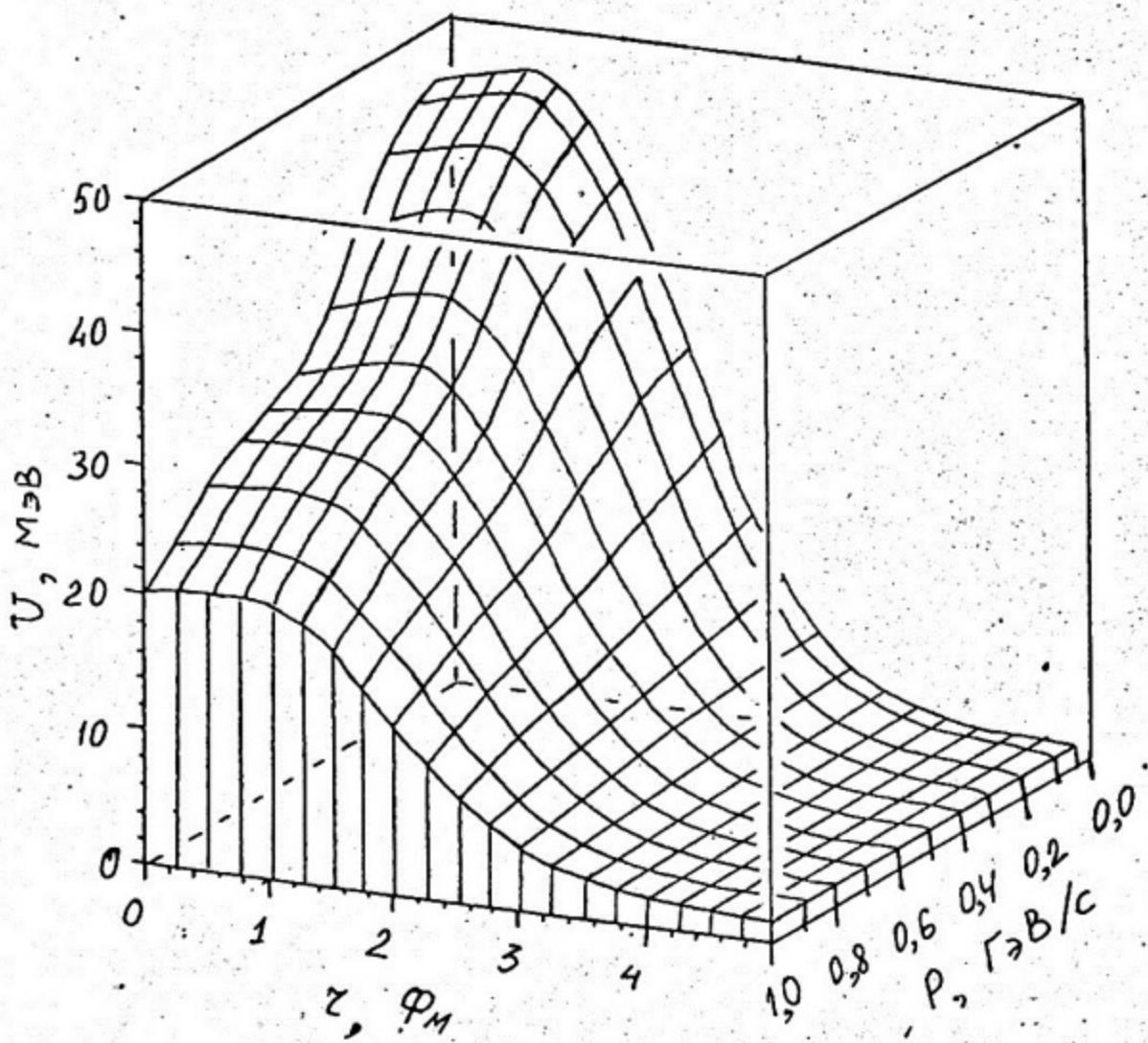


Рис.3.8. Реальная часть эффективного потенциала $K^+ {^{12}C}$ взаимодействия (см. раздел 3.2.3).

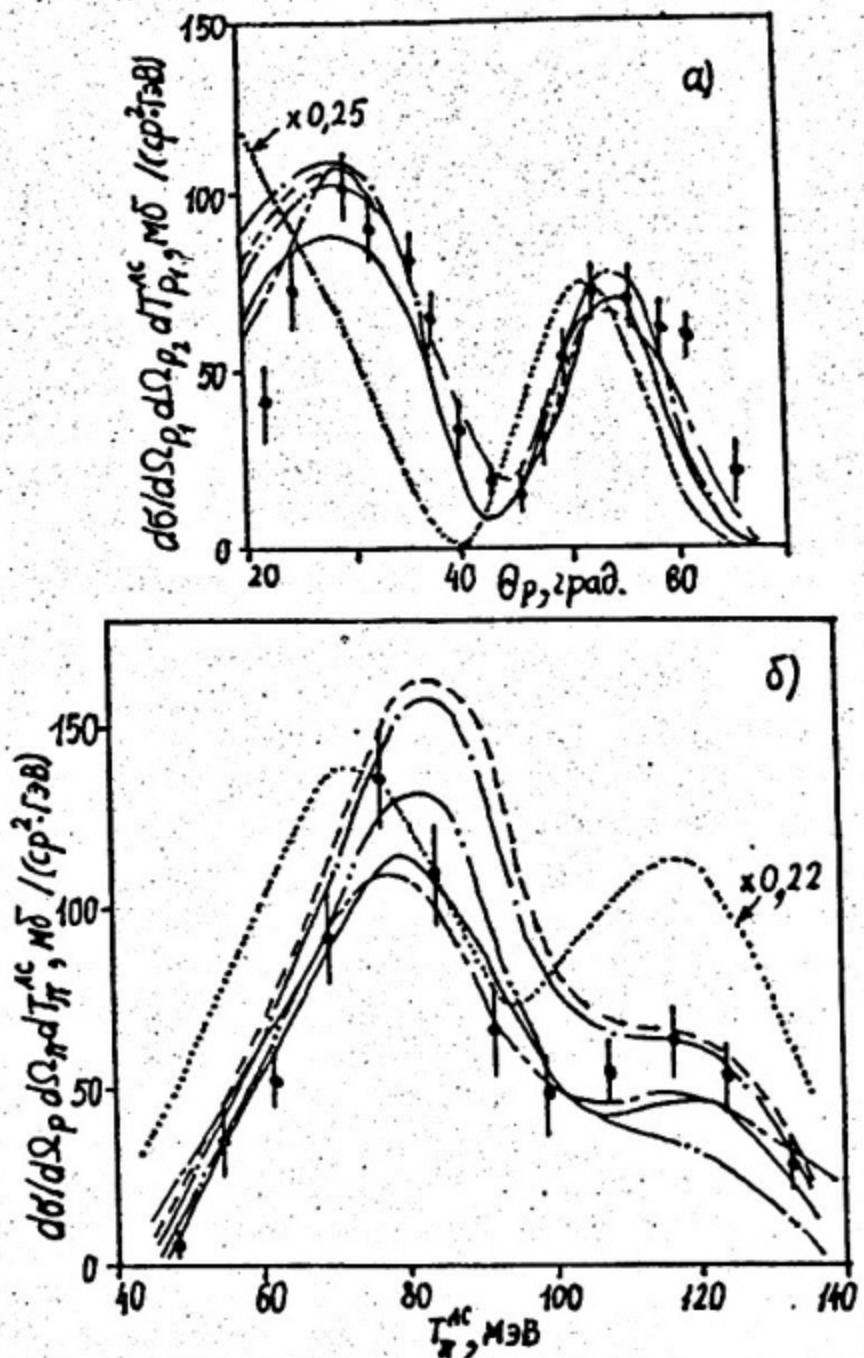


Рис.3.9. ($p, 2p$) (а) и ($\pi^+, \pi^+ p$) (б) реакция в компланарной геометрии. Кривые: точечная – PWIA on-shell E_f , сплошная с точкой – DWIA on-shell E_f , сплошная с двумя точками – DWIA on-shell E_i , сплошная – DWIA (E_f) off-shell (с учетом поля ядра), сплошная с черточкой – DT.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dover C.B., Walker G.E. //Phys. reports. 1982. v.89, N1. p.1-177.
2. Труды третьего международного симпозиума "Пион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия". Л.:ЛИЯФ.1989. T.2. 451 с.
3. Arndt R.A., Roper L.D. K^+ -proton partial wave analysis to 3 GeV/c:// Phys. Rev. 1985. D31. N9. p.2230.
4. Народецкий И.М., Симонов Ю.А. //ЯФ. 1978. т.28. с.1356.
5. Giacomelli G., Lugaresi-Serra P, Mandvioli G et al. //Nucl. Phys. 1970. v.B20. N2. p.301.
6. Giacomelli G, Lugaressi-Serra P, Mandrioli G. et al. //Nucl. Phys. 1974. v.B71. p.138.
7. Corden M.J., Cox G.F., Kelsey D.P. et al. // Phys.Rev. 1982. v. D25. N3. p.720.
8. Hashimoto K. //Phys. Rev. 1984. v.C29. N4. p.1377.
9. Martin B.R. et al.//Nucl.Phys. 1975. v.B94. N3. p.413.
10. Nakajama K., Kim N., Kobayashi S. et al. //Phys. Lett. 1982. v.B112. N1. p.80.
11. Бердников Я.А., Махов А.М. //ЯФ. 1989. т.49. N5. с.1443.
12. Dover C.B., Walker G. //Phys. Rev. 1979. v.C19. N4. p.1393.
13. Coronis C., Landau R.H. //Phys. Rev. 1981. v.C24. N2, p.605.
14. Бердников Я.А., Остроумов В.И., Шишло А.П. Деп. в ВИНТИ 4.07.88. N 6465-В88. Л. 1988.
15. McLeod R.J., Afnan I.R. //Phys. Rev. 1985. v.C32. N1. p.822.
16. Бердников Я.А., Шишло А. // ЯФ. 1989. т.49. вып.2. с.528.
17. Mathelitsch L., Plessas W., Schweiger W. //Phys. Rev. 1982. v.C26. p.65.
18. Бердников Я.А., Шишло А.П. //ЯФ. т.51. вып.3. с. 805.
- 19.. Mathelitsch L., Garcilazo H. //Phys. Rev. 1985. v.C32. N5. p. 1635.
20. Arndt R.A., Hackman R.H., Roper L.D. // Rhys. Rev. 1974. v.C9. N2. p. 555.
21. Lacombe M., Loisen B., Richard J.M. et al. //Phys. Rev. 1980. v.C21. N3. p.861.
22. Wright P.C., Storer R.G., McCarthy I.E. // Phys.Rev. 1978. v.C17. N2. p. 473.
23. Кириллов-Угрюмов В.Г., Никитин Ю.П., Сергеев Ф.М. Атомы и мезоны. 1980. М.: Атомиздат . 216 с.

24. Баррет Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер..
Киев: Наукова думка . 1981 . 420 с.
25. Watson K.M. // Phys. Rev. 1953. v.89. N3. p.575.
26. Francis N.C., Watson K.M. // Phys. Rev. 1953. v.92. N1.
p.291-303.
27. Ray L., Hoffmann G.W., Thaler R.H. //Phys. Rev. 1980.
v.C22. N4. p. 1454.
28. Giacomelli G., Lugaresi- Serra P., Mandrioli G. et al.
// Nucl. Phys. 1974. v.B68. N2. p.285.
29. de Jager C.W., de Vries H., de Vries C. // At.Data and
Nucl.Data Tabl. 1974. v.14. N5-6. p.479.
30. Bugg D.V., Glimore R.S., Knight K.M. et al.,
//Phys. Rev. 1968. v.168. N5. p. 1466.
31. Abrams P.J., Cool R.L., Giacomelli G. et al.
// Phys. Rev. 1971. v.D4. N11. p.3235.
32. Marlow D., Barnes P.D., Colella N.J. et al. // Phys.Rev.
1982. v.C25. N5. p.2619.
33. Dover C.B., Moffa P.T. //Phys. Rev. 1977. v.C16. N3. p.1087.
34. Kisslinger L.S. // Phys. Rev. 1980. v.C22.. N3. p.1207.
35. Toyama F.M. //Progr. Theor. Phys. 1983. v.70. N5. p.1299.
36. Krell M., Thomas A.W. //Can.J.Phys. 1983. v.61. N3. p.703.
37. Blaskmon M.L.; Goldstain G.R. //Phys.Rev. 1969. v.179. N5.
p.1480.
38. Cotanch S.R. // Phys. Rev. 1981. v.C23. N2. p.807.
39. Бердников Я.А., Махов А.М., //ЯФ 1990. т.52. вып. 5(11).
с.1372.
40. Бердников Я.А., Махов А.М. // Деп. в ВИНИТИ 10.08.88.
N6463-B88. Л. 1988. 34 с.
41. Бердников Я.А., Махов А.М., Остроумов В.И.
// ЯФ. 1989. т.49. N4. с.995.
42. Flaminio V., Graf I.F., Hansen J.D. et al.
Report CERN-HERA 79-02. 1979. Geneva. CERN. 360 p.
43. Chaumeaux A., Lemaire M. // Phys.Rev. 1983. v.C28. N2.. p.772.
44. Алхазов Г.Д., Белостоцкий С.Л., Доценко Ю.В. и др.
// ЯФ. 1985. т.41. N3. с.561.
45. Ling-hiang K., Fan-xin K., Xian-hui L. // Phys.Energy.Fort.
et Phys.Nucl. 1985. v.9. N1. p.46.
46. Zorn B.S., Zorn G.T. Phys. Rev. 1960. v.120. N5. p.1898.
47. Siegel P.B. et. all. //Phys. Rev. 1985. v.C31. N6. p.2184.
48. Piasetzky E. // Nuov. Cim. 1989. v. 102A. N1. p.281.

49. Brown G.E., Dover C.B., Siegel P.B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. v.80. N26. p. 2723.
50. Цыбульников А.В. // ЯФ. 1990. т.51. N1. с.299.
51. Landau R.H. // Comp. Phys. Com. 1982. v.28. p.109.
52. Paez M.J., Landau R.H. // Phys. Rev. 1981. v.C24. N3. p.1120.
53. Siegel P.B., Kaufmann W.B., Gibbs W.R. // Phys. Rev. 1984. v.C30. N4.
54. Бердников Я.А., Махов А.М. // ЯФ. 1990. т.51. N3. с.910.
55. Sakitt M., Skelly J., Thompson J.A. // Phys. Rev. 1975. v. D4. N11. p.3386.
56. Glazier R.G., Shaw G.A., Trewrett D. et al. K^d scattering. // Phys. Rev. 1977. v. D15. N5. p.1200.
57. Rikus L., Nakano K., Geramb V. // Nucl. Phys. 1984. v. A414. N3. p. 413-455.
58. Comfort J.R., Karp B.C. // Phys. Rev. 1980. v.C21. N6. p.2162.
59. Ray L. // Phys. Rev. 1979. v.C20. N5. p. 1857-1872.
60. Stricker K., Mc Manus M., Carr J.A. // Phys. Rev. 1979. v.C19. N3. p.929.
61. Gill D.K., Erdman K.L., Blackmore E.W. et al. // Phys. Rev. 1982. v.C26. N3. p. 1306.
62. Auger J.P., Lazard C., Lombard R.J. // J. Phys. 1981. v. G7. N12. p. 1627.
63. Rikus L., Nakano K., Geramb V. // Nucl. Phys. 1984. v. A414. N3. p. 414.
64. Comfort J.R., Karp B.C. // Phys. Rev. 1980. v.C21. N6. p.2162.
65. Вдовин А.И., Головин А.В., Лощаков И.И. // ЭЧАЯ. 1987. т.18. N6. с.1343..
66. Вдовин А.И., Головин А.В., Лощаков И.И. // ЯФ. 1987. т.45. N6. с.1595.
67. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат. 1983. 352 с.
68. Бердников Я.А., Шишло А.П. // ЯФ. 1990. т.51. вып.4. С.1023.
69. Бармин В.В., Голубчиков В.М., Горохов А.И. и др. // Препринт ИТЭФ-99. М. 1977
70. Бердников Я.А., Шишло А.П., Остроумов В.И. // ЯФ. 1989. т.50. вып.9. с. 671.
71. Бердников Я.А. и др. // Изв. Каз. АН ССР. 1989. N4. с.73.
72. Бердников Я.А. и др. // ЯФ. 1991. т.53. вып.1. стр.200.

73. Шапиро И.С. Теория прямых ядерных реакций. М.:Госатомиздат, 1963.
74. Колыбасов В.М., Лексин Г.А., Шапиро И.С. //УФН. 1974. т.113. №2. с.239.
75. Блохинцев Л.Д., Борбей И., Долинский Э.И. // ЭЧАЯ, 1977. т.8. №6. с.1189.
76. Бердников Я.А., Шишло А.П. //ЯФ. 1989. т.50. вып.10.с.985.
77. Бердников Я.А., Шишло А.П. //ЯФ. 1990. т.52. вып4(10). с.1015.
78. Berdnikov Ya.A., Ostroumov. V.I. Proc. int. symp. "πN-NN". Gatchina. April 17-22. 1989.
79. Антуфьев Ю.П., Дейнеко А.С., Сарава В.Д. и др. // Препринт ХФТИ АН СССР. N82-56. Харьков. 1982.
80. Бояркина А.Н. Структура ядер 1p-оболочки. М.:МГУ. 1973.
81. Arndt R.A., Roper L.D., Bryan R.A. et al. // Phys. Rev. 1983. v.D28. N1. p.97.
82. Arndt R.A., Hyslop J.S., Roper L.D. //Phys. Rev. 1987. v.D35. N1. p.128.
83. Rowe G., Solomon M., Landau R.H. // Phys. Rev. 1978. v. C18. N1. p.584.
84. Chant N.S., Roos P.G. //Phys. Rev. 1977. v.C15. N1. p.57.
85. Chant N.S., Roos P.G. // Phys. Rev. 1983. v. C27. N 3. p. 1060.
86. Chant N.S., Rees L., Roos P.G. // Phys. Rev. Lett. 1982. v.48. N26. p.1784.
87. Rees L., Chant N.S., Roos P.G. // Phys. Rev. 1982. v.C26. N4. p.1580.
88. Бердников Я.А., Махов А.М., Остроумов В.И. //ЯФ. 1989. т.52. вып.1(7). с.76.
89. Нестеров М.М., Тараков Н.А. Тез. докл. XXIX сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 1979. с.143.
90. Нестеров М.М.; Тараков Н.А. //ЖЭТФ. 1984. т.86. с.390.
91. Hourany E., Yuasa T., Dideles J.P. et al. // Nucl. Phys. 1971. v.A162. N3. p.624.
92. Ziolk H.J., Ellis R.J., Ziolk K.O.H. // Phys. Rev. 1981. v.C24. N6. p. 2674.
93. Bojowald J., Machner H., Nann H. et al. // Phys.Rev. 1988. v.C38. N3. p.1153.

2p. 90к

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
I. $K^+ N$ -рассеяние	7
I.1. Псевдорезонансные структуры в $K^+ N$ -амплитудах	7
I.2. Амплитуды рассеяния частиц на нуклонах вне энергетической поверхности (<i>off-shell</i>)	8
I.3. Сравнение <i>off-shell</i> свойств амплитуд $KN^- pN^-$ и πN -рассеяния	10
2. Рассеяние K^+ -мезонов ядрами	II
2.1. Микроскопический оптический потенциал	II
2.2. Об отношении полных сечений $K^+ {}^{12}C^-$ и $K^+ d^-$ взаимодействий	17
2.3. Сравнение рассеяния π, N, K^+ на ядрах	18
2.4. Учет поля ядра	19
2.5. <i>Off-shell</i> K^+ -ядерные амплитуды	20
3. Ядерные реакции	22
3.1. Эксперимент	22
3.2. Теоретические модели	26
3.2.1. Дисперсионная теория (ДТ)	27
3.2.2. DWIA	28
3.2.3. МВК	30
3.3. Анализ результатов	31
3.3.1. $(p, 2p)$ - и $(\pi^+, \pi^+ p)$ -реакции в компланарной геометрии	33
3.3.2. Реакция $(K^+, K^+ d)$	33
Список литературы	56

Редактор Н.Н.Антонова

Техн.редактор Е.Н.Кочубей

Тем. план 1991 г., по письму

Подписано в печать 19.4.91

Формат 60x84 I/16

Печ. л. 3,75 Уч.-изд.л. 3,75 Тираж 180 экз. Изд.№ 054-I

Заказ 917 Цена 20 коп.

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31