

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

СЗЗЗ.5

Ц-979

2 - 5375

Ч. Цэрэн

О КРАТНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ
С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Специальность 041 - математическая
и теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор Л.И. Липидус

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук Б.М. Головин,
кандидат физико-математических наук В.Л. Любошиц

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физико-технический институт АН УССР

Автореферат разослан 1970 года
Защита диссертации состоится 1970 года на
заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

О.А. Займидорога

2 - 5375

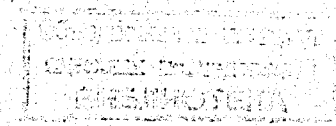
Ч. Цэрэн

О КРАТНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ
С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Специальность 041 - математическая
и теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

7222 бр.



Характерной для широкого класса взаимодействий элементарных частиц с атомными ядрами является существенная роль многократных столкновений частиц с нуклонами ядра. К числу наиболее известных проявлений наличия таких столкновений относится дефект полных сечений, т.е. разность между полным сечением взаимодействия частиц с ядром и суммой полных сечений взаимодействия их с нуклонами ядра. Впервые объяснение этому эффекту на примере рассеяния π -мезонов дейтронами дал Глаубер^{/1/}. Его теория многократного рассеяния быстрых частиц ядром, развитая в рамках нерелятивистской квантовой механики^{/2/}, нашла блестящее подтверждение в опытах по упругому рассеянию π -мезонов и протонов легкими ядрами^{/3,4/}.

Все это привело ряд авторов, с одной стороны, к попыткам обосновать теорию Глаубера в рамках более общей, нежели потенциальная, теории рассеяния, а с другой стороны, к поискам новых, экспериментально проверяемых, предсказаний его теории.

Вопросам обоснования теории Глаубера и некоторым применениям ее к задачам рассеяния частиц дейтронами посвящена первая глава настоящей диссертации. В §1 этой главы дано краткое изложение основ теории Глаубера. Поскольку основное предположение Глаубера о том, что результирующий сдвиг фазы, обусловленный рассеянием на ядре, равен сумме сдвигов фаз рассеяния на каждом из нуклонов, может быть обосновано лишь в потенциальной теории, строго говоря, неприменимой к описанию

взаимодействия элементарных частиц, желательно, если это возможно, получить результат Глаубера в рамках более общей теории. За основу была избрана теория многократного рассеяния Ватсона, позволяющая выразить амплитуду рассеяния частиц на системе нуклонов через амплитуды взаимодействия этой частицы с отдельными нуклонами, независимо от конкретного вида гамильтониана взаимодействия.

В §2 показано, что в пределе высоких энергий при правдоподобных предположениях о поведении амплитуды рассеяния и в пренебрежении энергий взаимодействия нуклонов по сравнению с энергией налетающей частицы, бесконечный ряд, которым представляется амплитуда рассеяния в теории Ватсона, превращается в конечный, совпадающий в случае, если амплитуды рассеяния частицы отдельными нуклонами коммутируют (что справедливо, если пренебречь их спиновой и изоспиновой зависимостью) с оригинальными выражениями Глаубера.

Боле того, получено обобщение глауберовской теории на случай любых некоммутирующих операторов перехода

$$T(b) = 2ik \int \phi_i^*(r_1, \dots, r_n) \left\{ \sum_{i=1}^n \Gamma_{ix}(b-s_i) - \sum_{\substack{i \neq j \\ i \neq \ell}}^n \theta(z_i - z_j) \Gamma_{ix}(b-s_i) \Gamma_{jx}(b-s_j) + \sum_{\substack{i \neq j \\ j \neq \ell}}^n \theta(z_i - z_j) \theta(z_j - z_\ell) \times (1) \right. \\ \left. \times \Gamma_{ix}^*(b-s_i) \Gamma_{jx}(b-s_j) \Gamma_{\ell x}(b-s_\ell) - \dots \right\} \phi_i(r_1, \dots, r_n) dr_1 \dots dr_n,$$

где $\Gamma(b-s)$ - известная из теории Глаубера^{/2/} функция профиля, являющаяся двумерным фурье-образом амплитуды рассеяния, а ϕ_i и ϕ_f - волновые функции начального и конечного состояния ядра.

В последующих параграфах рассмотрено применение теории Глаубера к вычислениям некоторых поляризационных эффектов в процессах упругого рассеяния π -мезонов и нуклонов дейтронами. Автором показано, что зависимость полного сечения взаимодействия любой частицы с дейтроном от выстроенности (квадруполяризации) дейтрона, как частицы спина 1, обусловлена лишь членом двукратного рассеяния в амплитуде и отсутствует в приближении учёта только амплитуд однократного рассеяния.

В §3,4 получены явные выражения для зависящей от выстроенности части полного сечения взаимодействия π -мезонов и нуклонов с дейтронами.

Ввиду относительной простоты и значительной точности измерения полных сечений не исключено, что такие измерения могут быть полезными для оценки величины тензорной поляризации дейтериевой мишени, если учитывать существенную сложность других методов измерения этой поляризации.

Наконец, в §5 обсуждаются поляризационные эксперименты в πd и Nd упругом рассеянии в районе предполагавшегося "провала" в дифференциальном сечении.

Теория Глаубера в ее простейшей форме предсказывает провал в дифференциальном сечении упругого рассеяния пionsов и протонов неполяризованными дейтронами при значении передаваемого импульса $|t| = 0,3 + 0,4$ (Гэв/с)², если нуклоны в дейтроне находятся только в S-состоянии.

Поскольку экспериментально было установлено отсутствие ожидаемого провала, различными авторами были предложены возможные объяснения этого явления. Наиболее правдоподобными, по-видимому, являются следующие:

а) Надлежащим выбором D-компоненты волновой функции дейтрона, не противоречащим данным по его электромагнитным характеристикам, можно "заполнить" предсказываемый провал;

б) То же самое можно сделать, если учесть вклад неупругих промежуточных состояний в амплитуду двукратного рассеяния.

Различить эти две возможности позволяют лишь поляризационные измерения в области предполагаемого минимума.

Если работает в основном второй механизм, то после упругого рассеяния π -мезонов или нуклонов на дейтроне его поляризационное состояние не меняется. Если же существенную роль играет первый механизм, то состояние поляризации дейтронов меняется.

Экспериментальное исследование этих эффектов позволило бы установить как роль D -волновой компоненты состояния дейтрона, что весьма интересно с точки зрения структуры дейтрона, так и роль неупругих процессов в промежуточном состоянии, что очень интересно для развития теории Глаубера.

В главе II рассматривается квазиупругое рассеяние быстрых частиц дейтронами, т.е. такой процесс, в котором не рождаются новые частицы, но дейтрон может разваливаться.

Для изучения взаимодействия элементарных частиц с нейтронами в качестве мишени квазисвободных нейтронов зачастую используется дейтериевая мишень. При этом для отделения квазиупругого рассеяния частицы на нейтроне от квазиупругого рассеяния ее протоном и от последовательного соударения ее с протоном и нейтроном ставятся эксперименты на совпадение, в которых помимо рассеиваемой частицы регистрируется нейтрон отдачи под "сопряженными" углами. Ввиду сравнительно низкой эффективности нейтронных счетчиков значительная часть событий реакции "избегает" детектирования при такой постановке опыта.

Поэтому представляется желательным извлекать информацию о взаимодействии частиц с нейтронами непосредственно из результата измерений, в которых детектируется лишь рассеиваемая частица. Но сечение такого процесса наряду с суммой се-

чений рассеяния на нейтроне и протоне содержит также существенный вклад от амплитуды последовательного рассеяния на обоих нуклонах дейтрона (перерассеяние).

Сечение квазиупругого рассеяния частиц на дейтроне с учетом перерассеяния рассматривалось Глаубером и Франко^{15/} в области сверхвысоких энергий, где работает теория Глаубера. Однако необходимым условием применимости этой теории является требование, чтобы энергия налетающей частицы была не только много больше характерных энергий движения нуклонов в дейтроне, но и настолько велика, чтобы существенный вклад в амплитуду взаимодействия частицы с нуклонами давало бесконечное число парциальных амплитуд, плавно меняющихся с изменением орбитального момента.

Существует, однако, довольно широкая и интересная область энергий, в которой выполняется первое и нарушается второе условие применимости теории Глаубера. Именно для этой области энергий и проведено рассмотрение квазиупругого рассеяния частиц дейтронами.

В § 2 этой главы основные методы расчета демонстрируются на примере рассеяния бесспиновых частиц бесспиновым дейтроном. Рассматривается дифференциальное сечение рассеяния частицы дейтроном, соответствующее детектированию рассеянной частицы под определенным углом и просуммированное по всем конечным состояниям протона и нейтрона. Учитывается вклад в амплитуду рассеяния как однократных столкновений частицы с нейтроном или протоном, так и последовательного двукратного рассеяния на одном из них, а затем на другом.

При вычислении дифференциального сечения пренебрегается зависимостью от импульсов нуклонов в дейтроне по сравнению с импульсами падающей и рассеянной частиц всюду, где это не приводит к появлению сингулярности. Оказывается, что помимо волновой функции дейтрона зависимость от внутридейтронных импульсов необходимо сохранить также в пропагаторе, входящем в выражение для амплитуды двукратного рассеяния. Зависимостью

же амплитуд рассеяния от внутриядерного движения нуклонов пренебрегается, как это обычно делается при рассмотрении рассеяния быстрых частиц. В этом приближении учета лишь основных членов получается следующая связь между сечением квазиупругого рассеяния частицы дейтроном на данный угол и характеристиками рассеяния ее протоном и нейтроном:

$$\frac{d\sigma_d}{d\Omega_q} = \left\{ \frac{d\sigma_p}{d\Omega_q}(k, q) + \frac{d\sigma_n}{d\Omega_q}(k, q) + 2S(k-q) \operatorname{Re} f_p f_n^* \right\} -$$

$$-\frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \left\{ \frac{d\sigma_p}{d\Omega_q}(k, q) [\sigma_n^t(q) + \sigma_n^t(k)] + \frac{d\sigma_n}{d\Omega_q}(k, q) \times \right.$$

$$\left. \times [\sigma_p^t(q) + \sigma_p^t(k)] \right\} + \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \left\{ \int \left[\frac{d\sigma_p}{d\Omega_s}(k, s) \times \right. \right.$$

$$\left. \times \frac{d\sigma_n}{d\Omega_q}(s, q) + \frac{d\sigma_n}{d\Omega_s}(k, s) \frac{d\sigma_p}{d\Omega_q}(s, q) \right] d\Omega_s \left. \right\}.$$

(2)

Выражение в первых фигурных скобках представляет вклад однократного рассеяния. При этом $\frac{d\sigma_n}{d\Omega_q}$ и $\frac{d\sigma_p}{d\Omega_q}$ - сечения рассеяния частиц на покоящихся нейтроне и протоне соответственно, f_n и f_p - соответствующие амплитуды рассеяния, k - импульс падающей частицы, q - ее импульс после рассеяния на покоящемся нуклоне в заданном направлении, $S(k-q)$ - формфактор дейтрона.

Выражение во вторых фигурных скобках обусловлено интерференцией амплитуд однократных и двукратных рассеяний, причем величины $\frac{d\sigma_p}{d\Omega_q}$ и $\frac{d\sigma_n}{d\Omega_q}$ те же, что и в предыдущем случае, а σ_p^t и σ_n^t - полные сечения взаимодействия рассматриваемой частицы с протоном и нейтроном при энергиях, соответствующих импульсам k и q .

Наконец, выражение в третьих фигурных скобках есть вклад двукратного рассеяния. Величины $\frac{d\sigma_n}{d\Omega}$ и $\frac{d\sigma_p}{d\Omega}$, как и в предыдущих случаях, - дифференциальные сечения налетающей частицы на покоящихся нейтроне и протоне, но при несколько отличных от предыдущих значений аргументов. Та из величин $\frac{d\sigma_{n,p}}{d\Omega_s}$, которая стоит под знаком интеграла слева, соответствует упругому рассеянию частиц с импульсом k на покоящемся нуклоне в элементе телесного угла $d\Omega_s$, по которому ведется интегрирование. Правый сомножитель подинтегрального выражения соответствует сечению перерассеяния частицы, рассеянной на первом нуклоне в телесный угол $d\Omega_q$ детектирования и относится к иной начальной энергии, а именно к энергии, которой частица обладает после первого рассеяния. Два члена в третьих фигурных скобках означают две возможности: рассеяние частицы сначала на протоне, а затем ее перерассеяние на нейтроне и наоборот.

Интерференция амплитуд, соответствующая этим двум механизмам, оказывается величиной порядка $\frac{1}{kr_d}$ от выписанного в третьих фигурных скобках выражения, где k - импульс налетающей частицы, а r_d - характерное расстояние в дейтроне, и мала при достаточно высоких энергиях.

Формула (2), как уже указывалось выше, справедлива лишь для бесспинового случая. Учет спиновой зависимости амплитуд рассеяния и спиновой структуры волновой функции дейтрона приводит к замене величины $\frac{d\sigma_N}{d\Omega}(\sigma_N^t)$ во вторых и третьих фигурных скобках некоторыми билинейными (линейными) комбинациями амплитуд.

Кроме того, учет двух последовательных перезарядок в амплитуде двукратного рассеяния возможен, если рассеиваемая частица имеет отличный от нуклона изоспин, что приводит к добавлению новых слагаемых в формуле (2).

Явные выражения для дифференциального сечения рассеяния псевдоскалярных мезонов и нуклонов дейтронами с учетом спинов и изотопической структуры амплитуды приведены соответственно в §§ 3 и 4. В приложении А к главе II получены также выражения для поляризационных тензоров, позволяющие вычислить сечение и поляризации нуклонов при рассеянии поляризованного нуклона неполяризованным дейтроном.

Полученные результаты будут полезными при использовании данных по квазиупругому рассеянию для проведения фазового анализа мезон-нуклонного и нуклон-нуклонного рассеяния в области энергий в несколько сотен Мэв.

В предыдущих главах обсуждались такие процессы, в которых двукратное рассеяние выступало как поправка, хотя и существенная, к основному механизму однократных рассеяний. Однако в природе существуют процессы, которые не могут идти в присутствии только одного нуклона, а требуют по крайней мере двух, т.е. наличия именно ядерной мишени.

Наиболее известным из таких процессов является двойная перезарядка π -мезонов, впервые экспериментально обнаруженная в Дубне. Этот процесс, а также процесс двойной перезарядки Σ -гиперонов, на возможность которого недавно обратилось внимание, обусловлены двумя последовательными перезарядками π -мезонов и Σ -гиперонов.

$$\pi^- + 2p \rightarrow \pi^0 p \rightarrow \pi^+ + 2n \quad (\pi^+ + 2n \rightarrow \pi^0 p \rightarrow \pi^- + 2p)$$

$$\Sigma^- + 2p \rightarrow \Sigma^0 p \rightarrow \Sigma^+ + 2n \quad (\Sigma^+ + 2n \rightarrow \Sigma^0 p \rightarrow \Sigma^- + 2p)$$

Эта и другая возможность двойной перезарядки Σ -гиперонов

через Λ^0 -цепочку

$$\Sigma^- + 2p \rightarrow \Lambda^0 p \rightarrow \Sigma^+ + 2n$$

обсуждается в § 5 главы III.

В работе Лапидуса, Тарасова и автора /6/ было указано на существование специфических двухступенчатых процессов, возможных при взаимодействии K -мезонов с атомными ядрами, приводящих к рождению K -мезонов и двух гиперонов. Этот так называемый процесс с двойным изменением странности K -мезонов может также идти лишь в присутствии двух нуклонов, причем возможны две схемы двухступенчатого процесса, приводящие к одному и тому же конечному состоянию, либо $\bar{K} 2N \rightarrow \pi YN \rightarrow K 2Y$, либо $\bar{K} 2N \rightarrow \Xi KN \rightarrow K 2Y$.

Подробному обсуждению механизмов различных реакций, приводящих к двойному изменению странности K -мезонов, посвящен § 2 гл. III. Там же указывается, что эти реакции, поскольку они приводят к образованию двух гиперонов в конечном состоянии, являются, по-видимому, уникальными для исследования гиперон-гиперонного взаимодействия.

В § 3 рассматриваются простейшие реакции с двойным изменением странности K -мезонов, возможные на дейтериевой мишени.

$$\bar{K} d \rightarrow K Y_1 Y_2$$

Поскольку амплитуда таких процессов имеет ту же структуру, что и амплитуда двукратного рассеяния частицы на дейтроне, сечение этих реакций имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \Sigma \int \frac{d\sigma_1}{d\Omega'} d\Omega' \frac{d\sigma_2}{d\Omega} \quad (3)$$

где $\frac{d\sigma_1}{d\Omega'}$ и $\frac{d\sigma_2}{d\Omega}$ - дифференциальные сечения соответственно первой и второй ступеней рассеяния.

Таким образом, помимо сечения взаимодействия на каждом этапе в окончательное выражение входит характеристика распределения нуклонов в дейтроне – среднее значение обратного квадрата расстояния между нуклонами.

Характерно, что при достаточно высоких энергиях налетающей частицы характеристики взаимодействия ее с нуклонами и характеристики распределения нуклонов в дейтроне разделяются, что может быть использовано для извлечения информации о последних. Такой простой результат позволяет надеяться, что и для сечений двухступенчатых процессов на более сложных ядрах можно получить простые выражения, содержащие помимо сечений одноступенчатых процессов также некоторую характеристику взаимного расположения нуклонов.

§ 4 последней главы посвящен рассмотрению этого вопроса. Изучается произвольный двухступенчатый процесс, требующий участия двух нуклонов и идущий по схеме



где X – частица, падающая на ядро, например π или K – мезоны или Σ – гипероны. N_1 , N_2 – нуклоны ядра, с которыми она взаимодействует, приводя к рождению барионов B_1 и B_2 и мезона Z , Y – промежуточный продукт первой ступени рассеяния $XN_1 \rightarrow YB_1$.

Энергия падающей частицы X предполагается настолько большой, что можно пренебречь движением нуклонов в ядре, так что реакции $XN_1 \rightarrow YB_1$ и $YN_2 \rightarrow ZB_2$ идут как бы на покоящихся нуклонах. Далее рассматриваются такие углы рассеяния, чтобы энергии продуктов реакции Z , B_1 , B_2 были также много больше характерных внутриядерных энергий. Это позволяет пренебречь взаимодействием в конечном состоянии частиц Z , B_1 , B_2 с "остаточным ядром" по крайней мере для легких ядер. Суммирование по конечным состояниям остаточного ядра, под которым подразумевается система

нуклонов, не участвующих непосредственно в реакции $XN_1N_2 \rightarrow ZB_1B_2$, производится с помощью условия полноты. Таким образом, окончательное выражение для сечения зависит лишь от характеристики реакций $XN_1 \rightarrow YB_1$ и $YN_2 \rightarrow ZB_2$ и волновой функции исходного ядра и имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{B_1} d\Omega_{B_2}} = \sum_{i,k} \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{(r_i - r_k)^2} \right\rangle \frac{d\sigma_1}{d\Omega_{B_1}} \frac{d\sigma_2}{d\Omega_{B_2}} \quad (4)$$

В выражении (4) $d\Omega_{B_1}$ и $d\Omega_{B_2}$ – элементы телесных углов в направлении вылета барионов B_1 и B_2 , $\frac{d\sigma_1}{d\Omega_{B_1}}$ и $\frac{d\sigma_2}{d\Omega_{B_2}}$ – сечения реакций соответственно $XN_1 \rightarrow YB_1$ и $YN_2 \rightarrow ZB_2$, $\left\langle \frac{1}{(r_i - r_k)^2} \right\rangle$ – среднее значение обратного квадрата расстояния между нуклонами, на которых происходят реакции, суммированное по всем парам нуклонов, на которых рассматриваемый процесс $XN_1N_2 \rightarrow YB_1B_2$ может идти.

Таким образом, сечение двойной перезарядки π^- – мезона (или Σ^- – гиперона) определяется взаимным расположением протонов и чувствительно к их парным корреляциям, а сечение двойной перезарядки π^+ – мезона (или Σ^+ – гиперона) – к корреляциям нейтронов. Протон-нейтронные корреляции поддаются изучению процессов $K^- p p \rightarrow K^0 2Y$ и $\bar{K}^0 p p \rightarrow K^+ 2Y$.

Итак, как видно из вышеизложенного, работа посвящена исследованию некоторых аспектов кратного взаимодействия при столкновении элементарных частиц с ядрами. Безусловно, помимо рассмотренных вопросов существует масса других интересных проблем кратного взаимодействия, изучение которых выходит за рамки настоящей диссертации.

Основные результаты диссертации изложены в работах /6-15/.

Литература

1. R.J. Glauber. Phys.Rev., 100, 242 (1955).
2. R.J. Glauber. Lectures in Theoretical Physics, v.1,315 Interscience Publ. Inc. New York (1959).
3. H. Palevsky, et al. Phys.Rev.Lett., 18, 1200 (1967),
19, 387 (1967).
4. W. Czyz, L. Lesniak. Phys.Lett., 24B, 227 (1967).
5. V. Franco, R. Glauber. Phys.Rev., 156, 1685 (1967).
6. Л.И. Лapidус, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Препринт ОИЯИ P2-5028 (1970).
7. Л.И. Лapidус, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Сообщение ОИЯИ P2-5231 (1970).
8. А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Сообщение ОИЯИ P2-5078 (1970).
9. А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Препринт ОИЯИ P2-4994 (1970).
Ядерная физика, т.12, вып.5, стр. 978 (1970).
10. А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Сообщение ОИЯИ P2-5343 (1970).
11. А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Препринт ОИЯИ P2-5286 (1970).
12. Ч. Цэрэн. Ядерная физика, т. 8, вып. 5, стр. 908 (1968).
Препринт ОИЯИ P2-3546 (1967).
13. Ч. Цэрэн. Ядерная физика, т. 8, вып. 6, стр. 1227 (1967).
Препринт ОИЯИ P2-3778 (1968).
14. Ч. Цэрэн. Сообщение ОИЯИ, P2-4272 (1969).
15. Ч. Цэрэн. Ядерная физика. т. 11, вып. 2, стр. 382 (1970).
Препринт ОИЯИ P2-4486 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 сентября 1970 года.