

Глава 1

Вклад перерасеяния пиона в образование кумулятивных протонов

В этой главе рассмотрен вклад перерасеяния пиона в рождение протонов в заднюю полусферу при столкновении быстрой частицы с дейтроном. Рассчитаны сечения этого процесса для любых углов вылета протона в заднюю полусферу и с учетом зависимости от начальной энергии в области 10-70 ГэВ. Экспериментальный наплыв в сечении рождения протонов назад с импульсами 0,3-0,5 ГэВ/с воспроизводится вкладом упругого (с учетом возможной перезарядки) перерасеяния пиона на втором нуклоне дейтрона и обусловлен резонансным характером πN -сечений в области Δ -резонанса. Показано, что предсказания величины вклада этого процесса, сделанные на основе предварительных расчетов в нашей работе [265] в 1978 году при отсутствии экспериментальных данных, хорошо согласуются с полученными позднее в 1982 году экспериментальными данными [25], а также с результатами уточненных расчетов проведенных в [273]. Отдельно обсуждается роль времени жизни и эффект времени формирования промежуточной частицы в процессах перерасеяния.

Изложение в этой главе основано на работах [267, 268, 271, 273].

1.1 Вклад перерасеяния пиона на нуклонах дейтрона в образование кумулятивных протонов на 180°

1.1.1 Предварительный анализ

Наблюдение кумулятивного рождения частиц на ядрах дает возможность изучить поведение ядерного вещества на малых расстояниях между нуклонами и обнаружить кварковую структуру ядра. Однако, чтобы изу-

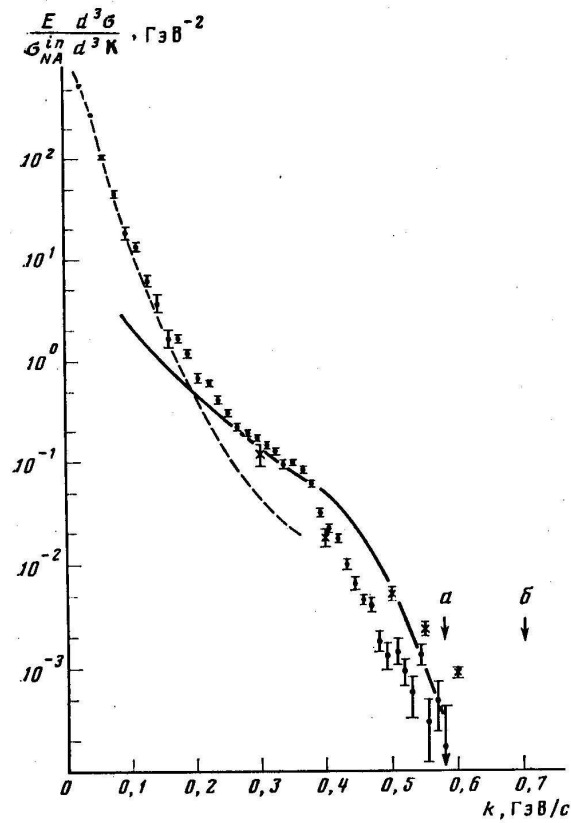


Рисунок 1.1: Точки ● - экспериментальные данные (1982 г.) [25] $E d^3\sigma / \sigma_{NC}^{in} d^3\mathbf{k}$ по процессу (1.1) в системе покоя дейтрона (начальный импульс $p=4,45$ ГэВ/с/нуклон, a - кинематическая граница этого процесса). Сплошная кривая - расчет (1978 г.) [265] по формуле (1.3) вклада от перерасеяния пиона в рождение кумулятивных протонов из дейтрона $E d^3\sigma / \sigma_{NC}^{in} d^3\mathbf{k}$ (диаграмма на рис. 1.2) при асимптотически высоких начальных энергиях ($p \rightarrow \infty$), b - его кинематическая граница. Точками \times показаны для сравнения результаты экспериментов [19] по процессу $p + d \rightarrow p(180^\circ) + X$ при начальном импульсе $p=8,6$ ГэВ/с. Штриховая кривая - вклад фермиевского движения нуклонов в процесс (1.1) (по работе [25])

чать особенности структуры ядра на малых расстояниях, необходимо сначала выделить затеняющий вклад происходящий от процессов, протекающих на больших ядерных расстояниях. Одним из таких вкладов является вклад от перерасеяния пиона на нуклонах дейтрона в процесс образования кумулятивных протонов.

Обратимся к результатам экспериментов [25] по прецизионному измерению сечения реакции стриппинга дейтрона на ядрах углерода:



при начальном импульсе дейтрона $p=4,45$ ГэВ/с на один нуклон. Результаты этих экспериментов приведены на рис. 1.1 в антилабораторной системе отсчета, где дейтрон покоится, а протоны вылетают назад с им-

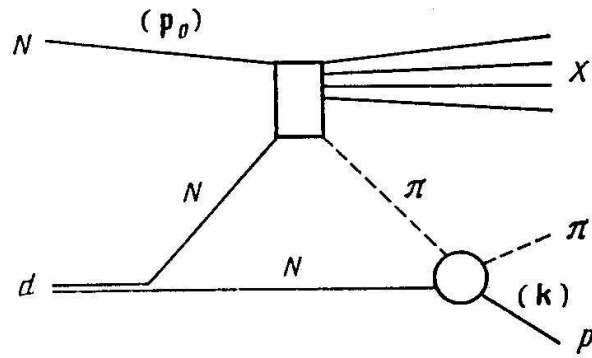


Рисунок 1.2: Фейнмановская диаграмма для вклада от перерасеяния пиона в рождение кумулятивных протонов из дейтрона при высоких энергиях

пульсом $k = |\mathbf{k}|$ и, таким образом, являются кумулятивными:

$$h(\mathbf{p}) + d \longrightarrow p(\mathbf{k}) + X, \quad (1.2)$$

где h - частица-снаряд (в данном случае ядро углерода с импульсом $p = |\mathbf{p}| = 4,45$ ГэВ/с на нуклон), налетающая на дейтрон. Эти данные обнаруживают подъем ("наплыв") в области импульсов летящих назад протонов $k = 0,3 \div 0,5$ ГэВ/с, который не может быть описан за счет ферми-движения нуклонов в дейтроне (штриховая кривая на рис. 1.1 [25]).

В этих же работах [25] такой наплыв был интерпретирован как проявление примеси шестикварковой компоненты дейтрона и дибарионных резонансов. Однако, как многократно отмечалось в литературе, определенный вклад в рождение кумулятивных частиц может дать перерасеяние на отдельных нуклонах ядра [104]-[109], [262, 265, 271, 272], т.е. вклад от процессов протекающих на больших ядерных расстояниях.

В частности, в реакции (1.2) существенный вклад вносит упругое перерасеяние пиона на нуклонах дейтрона (см. рис. 1.2). На важность этого вклада было впервые указано в нашей работе [265], хотя в то время еще не были известны экспериментальные данные [25] по реакции (1.1). При этом наплыв в экспериментальном сечении возникает из-за резонансного поведения амплитуды рассеяния промежуточного пиона на втором нуклоне дейтрона в области Δ -резонанса.

В этом разделе мы хотели бы обратить внимание на то, что особенности спектра рожденных в (1.1) протонов вполне могут быть вполне объяснены вкладом от перерасеяния пионов на нуклонах дейтрона без привлечения дибарионных резонансов и шестикварковой компоненты дейтронной волновой функции. Этот процесс является в некотором смысле уникальным. Наши многочисленные исследования вклада процессов перерасеяния в рождение кумулятивных частиц [262, 263, 264, 265, 266, 268] показали, что существует только один случай при рождении кумулятив-

ных частиц из дейтрона, когда упругое или квазиупругое перерасеяние дает значительный вклад: это как раз случай рождения кумулятивных протонов за счет упругого перерасеяния пиона.

Графически этот процесс изображен на рис. 1.2. Перерасеивающийся пион летит назад, но не является кумулятивным из-за его малой массы. Этим объясняется относительно большая вероятность такого процесса. Техника расчета вклада процессов перерасеяния изложена в [265]. Там же для сечения рождения кумулятивного протона из дейтрона точно назад ($\vartheta = 180^\circ$) при асимптотически больших начальных энергиях ($p \rightarrow \infty$) была получена формула (см. также ее обобщение на случай рождения кумулятивных протонов из более тяжелых ядер точно назад в работе [268])

$$\vartheta = 180^\circ \quad (1.3)$$

(Это формула (8) из [265].)

Для асимптотически больших начальных энергий (реально для импульса дейтрона в (1.1) $p \geq 10$ ГэВ/с/нуклон) и в пренебрежении ядерными эффектами в углероде-мишени рассчитанный вклад перерасеяния пиона на рис. 1.1 изображен сплошной кривой. Эксперимент относится к более низким значениям, но предварительное сравнение возможно, поскольку имеются достаточно четкие экспериментальные указания на наличие раннего ядерного скейлинга при выборе подходящих переменных [18, 32]. Более детальный расчет, учитывающий зависимость от начальной энергии, и для произвольного угла вылета кумулятивного протона проведен в следующем разделе 1.2 этой главы.

Однако, как видно из рис. 1.1, даже в этом приближении расчетная кривая воспроизводит наблюдающийся наплыв при $k=0,3 \div 0,4$ ГэВ/с. Он возникает как следствие резонансного поведения амплитуды πN -рассеяния промежуточного пиона на втором нуклоне в области Δ -резонанса. В области $k < 0,2$ ГэВ/с вклад перерасеяния оказывается меньше, чем вклад от ферми-движения. В области больших k вклад перерасеяния доминирует, причем расчетная кривая лежит даже несколько выше экспериментальных точек. Это расхождение по крайней мере частично может быть объяснено разницей в величине начального импульса, который в реальном эксперименте [25] недостаточно высок. На рис. 1.1 обозначены стрелками a и b кинематические границы для процесса (1.1) при $p=4,45$ ГэВ/с/нуклон и $p \rightarrow \infty$ соответственно. Ясно, что с ростом энергии нижняя часть экспериментальных точек имеет тенденцию сдвигаться вправо, и тем самым расхождение с расчетом уменьшается. Иллюстрацией этого могут служить экспериментальные данные [19] по реакции (1.2), когда

налетающим адроном (h) являлся протон с начальным импульсом $p=8,6$ ГэВ/с:

$$p + d \rightarrow p(180^\circ) + X$$

(кресты на рис. 1.1).

В заключение этого раздела кратко остановимся на вопросе о характере зависимости предложенного механизма от изотопических свойств частицы, взаимодействующей с дейтроном. Легко видеть, что изотопическая зависимость в процессах типа изображенного на рис. 1.2 возникает лишь при низких энергиях, когда начальное соударение носит упругий или квазиупругий характер. При больших энергиях рожденный пион принадлежит области фрагментации дейтрона и в силу скейлинга вероятность его образования не зависит от изотопических свойств частицы, налетающей на дейтрон.

Отметим, что даже при небольших начальных энергиях возникающая в механизмах с взаимодействием частиц в конечном состоянии изотопическая зависимость не носит столь резкого характера, чтобы ее можно было зарегистрировать с помощью разностного эксперимента, обсуждавшегося в [25] (замена углерода на полиэтилен). Так, большое отношение 5 для процессов стриппинга дейтронов на протоне и на нейтроне, на которое ссылаются авторы [25], имеет место только для бинарных реакций в обоих актах взаимодействия и для изобары с изоспином $3/2$ в промежуточном состоянии [107]. Однако, согласно нашим оценкам [262], в отличие от процесса перерасеяния пиона, процесс перерасеяния Δ -изобары подавлен, т.к. не очень быстрые Δ -изобары (с импульсом $Q_\Delta \leq 0,5$ ГэВ/с в системе покоя дейтрона) не успевают дожить до столкновения со вторым нуклоном дейтрона даже с учетом релятивистского замедления времени в ее собственной системе отсчета. В действие вступает фактор: $\exp(-R\Gamma_\Delta M_\Delta/Q_\Delta)$, дающий вероятность нераспада резонанса ширины Γ_Δ и массы M_Δ до момента столкновения со вторым нуклоном дейтрона на расстоянии R .

Этот подавленный процесс перерасеяния Δ -изобары на нуклонах дейтрона, не следует смешивать с той доминирующей (как мы увидим в следующем разделе этой главы) ролью, которую играет вклад Δ -изобары в амплитуду πN -рассеяния при перерасеянии промежуточного пиона на втором нуклоне дейтрона, о котором мы упоминали выше.

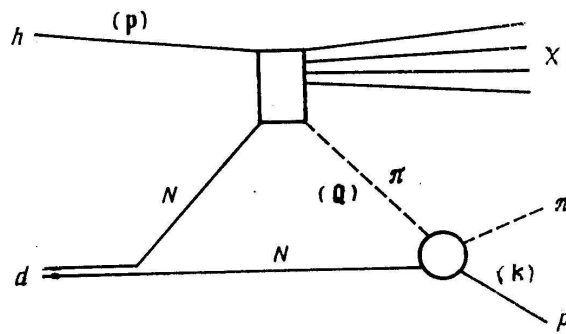


Рисунок 1.3: Фейнмановская диаграмма для вклада перерассеяния пиона в рождение кумулятивных протонов из дейтрона

1.2 Нахождение угловой зависимости выхода кумулятивных протонов, рожденных за счет перерассеяния пиона на нуклонах дейтрона

Проделанные в [265] расчеты вклада перерассеяния пиона относились лишь к выходу кумулятивных нуклонов точно назад (180° в л.с. (1.2)). Энергия налетающей частицы в них считалась весьма большой (много больше 10 ГэВ), а для сечения πN -рассеяния учитывался лишь вклад Δ -резонанса в амплитуду с изоспином $3/2$ и N^* -резонанса в амплитуду с изоспином $1/2$.

В настоящем разделе проводится подробный расчет вклада перерассеяния пиона в кумулятивное сечение рождения протонов на дейтроне в реакции (1.2) на любые углы в задней полусфере с учетом зависимости от энергии налетающей частицы и использованием экспериментальных сечений πN -рассеяния. Такой детальный расчет необходим для выделения из экспериментальных сечений вклада от малых расстояний. Результаты настоящего расчета в области углов, близких к 180° , подтверждают вывод, сделанный нами ранее в предыдущем разделе 1.1 [271]: экспериментальные кривые в области наплыва $k=0,3 \div 0,5$ ГэВ/с воспроизводятся вкладом от перерассеяния пиона. Расчет не использует никаких подгоночных параметров. Однако неопределенности в расчетных сечениях, связанные с неточным знанием экспериментальных сечений элементарных процессов, остаются еще значительными и могут количественно изменить результат на $\leq 50\%$. Для более уверенного понимания механизма рождения кумулятивных протонов на дейтроне требуется дополнительная экспериментальная информация об угловой зависимости сечения.

1.2.1 Расчет вклада от перерасеяния пиона

Основная формула для вычисления вклада перерасеяния в инклюзивное сечение рождения частиц, соответствующего графикам типа рис. 1.3, в случае, когда взаимодействие с обоими нуклонами включает неупругие процессы, была получена в [262]. Она имеет очевидный вероятностный характер:

$$I_{hd \rightarrow p}(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi R^2} \int \frac{d^3\mathbf{Q}}{Q_0} I_{hN \rightarrow \pi}(\mathbf{Q}) I_{\pi N \rightarrow p}(\mathbf{Q}, \mathbf{k}). \quad (1.4)$$

Здесь $I_{hd \rightarrow p}(\mathbf{k}) = k_0 d^3/d^3\mathbf{k}$ - инклюзивное сечение процесса (1.2), $I_{hN \rightarrow \pi}$ - аналогичное сечение для рождения пиона с импульсом \mathbf{Q} на покоящемся нуклоне, а $I_{\pi N \rightarrow p}$ - инклюзивное сечение рождения протона с импульсом \mathbf{k} при столкновении пиона с импульсом \mathbf{Q} с покоящимся нуклоном. Используются обозначения: $k_0 = (m^2 + k^2)^{\frac{1}{2}}$ и $Q_0 = (\mu^2 + Q^2)^{\frac{1}{2}}$, где m и μ - соответственно массы нуклона и пиона. Величина $1/R^2$ представляет собой средний обратный квадрат радиуса дейтрона:

$$1/R^2 = \int d^3\mathbf{r} \Psi^2(r)/r^2$$

где Ψ - волновая функция дейтрона.

Для рождения кумулятивного протона назад перерасеивающийся пион должен иметь импульс \mathbf{Q} , направленный в заднюю полусферу и поэтому, как следует из кинематики, по величине он небольшой (< 1 ГэВ/с в л.с.о.). В этой области основной вклад в инклюзивное сечение $I_{\pi N \rightarrow p}$ вносит упругий канал (рис. 1.3). Тогда инклюзивное сечение $I_{\pi N \rightarrow p}(\mathbf{Q}, \mathbf{k})$ заменяется на дифференциальное сечение упругого πN -рассеяния $F \equiv d\sigma/d\Omega$, одно интегрирование снимается и вместо (1.4) находим:

$$I_{hd \rightarrow p}(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi R^2 \sin \vartheta} \int \frac{dQ dQ_z}{Q_y} I_{hN \rightarrow \pi}(x, Q_{\perp}) F(w_2, \cos \vartheta_2) M(Q). \quad (1.5)$$

Здесь предполагается, что налетающий адрон с импульсом \mathbf{p} движется по оси z , а импульс регистрируемого протона \mathbf{k} лежит в плоскости xz , под углом ϑ к оси z (л.с.о.). Величины Q_z и Q_{\perp} обозначают продольную и поперечную компоненты импульса пиона по отношению к \mathbf{p} . При таком выборе осей координат:

$$\mathbf{p} = (0, 0, p), \quad \mathbf{k} = (k \sin \vartheta, 0, k \cos \vartheta),$$

$$\mathbf{Q} = (Q_{\perp}, Q_z) = (Q_x, Q_y, Q_z).$$

Величина x - фейнмановская переменная для первого столкновения, определенная как отношение продольной компоненты \mathbf{Q} в с.ц.и. первого столкновения к ее максимальному значению: $x = Q_z^*/Q_z^*_{max}$; w_2 и ϑ_2 - полная

энергия и угол рассеяния в с.с.и. для второго соударения. Кинематический множитель $M(Q)$ имеет вид

$$M(Q) = 2w_2^4(Q_0 - T)/[mkQ_0(Q_0 + m)(Q^2m^2 + \mu^2w_2^2)^{\frac{1}{2}}], \quad (1.6)$$

где $T = k_0 - m$ - кинетическая энергия кумулятивного протона в л.с.о.

Когда налетающим адроном h является тоже нуклон, аргументы подынтегральных функций в формуле (1.5) выражаются через переменные интегрирования Q и Q_z следующим образом:

для сечения $F \equiv d\sigma_{\pi N}/d\Omega$ -

$$w_2^2 = m^2 + \mu^2 + 2mQ_0, \quad \cos \vartheta_2 = 1 - w_2^2 T / (Q^2 m), \quad (1.7)$$

для сечения $I_{hN \rightarrow \pi}$ -

$$x = \frac{Q_z - vQ_0}{2m[(1 - \bar{B}/2m)^2 - \gamma^2 - Q_{\perp}^2/s_1]^{\frac{1}{2}}}, \quad Q_{\perp} = (Q^2 - Q_z^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.8)$$

где

$$\begin{aligned} s_1 &= 2m(m + p_0), & p_0 &= (m^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}, & v &= 2mp/s_1, \\ \gamma &= (1 - v^2)^{\frac{1}{2}} = 2m/\sqrt{s_1}, & \bar{B} &= m(v^2 + \mu^2/s_1). \end{aligned} \quad (1.9)$$

Наконец, Q_y , входящее в формулу (1.5), выражается через переменные интегрирования Q и Q_z следующим образом:

$$Q_y = (Q_{\perp}^2 - Q_x^2)^{\frac{1}{2}}, \quad Q_x = (B - Q_z \cos \vartheta) / \sin \vartheta, \quad (1.10)$$

где $B = (Q_0 + m)T/k$, а Q_{\perp} находится по формуле (1.8).

Использование в качестве переменных интегрирования в (1.5) величин Q и Q_z удобно в двух отношениях. Во-первых, как видно из (1.7), w^2 и ϑ_2 зависят только от Q и не зависят от Q_z , поэтому сечение F , так же как и кинематический множитель $M(Q)$ (1.6), можно вынести в формуле (1.5) за знак внутреннего интеграла по Q_z , что существенно облегчает численное интегрирование. Во-вторых, в этих переменных удается найти явные, хотя и громоздкие, выражения для пределов интегрирования в (1.5). Их вывод и обсуждение деталей кинематики вынесены в отдельный парагр. 1.2.3. Подчеркнем, что наше рассмотрение относится к общему случаю произвольной (не обязательно очень большой) энергии налетающего адрона. Это обстоятельство, а также учет любых значений угла ϑ приводят к заметному усложнению кинематики и формул по сравнению с [265, 268]. Так, при $\vartheta \neq 180^\circ$ имеем в (1.5). двукратный интеграл, а не однократный, как в работах [265, 268]. Предельный переход $\vartheta \rightarrow 180^\circ$ обсуждается в конце парагр. 1.2.3.

Формулы (1.4) и (1.5) не учитывают спины и изоспины частиц. Для их учета мы используем то обстоятельство, что при высоких энергиях взаимодействие осуществляется без передачи квантовых чисел от снаряда к мишени. Тогда учет спина сводится к использованию в (1.4) и (1.5) сечений, усредненных по начальным и просуммированных по конечным поляризациям частиц. Учет изоспина приводит к замене в (1.5)

$$I_{hN \rightarrow \pi} \longrightarrow I^+ F^+ + I^- F^-, \quad (1.11)$$

где I^\pm - инклюзивное сечение рождения π^\pm в hp -соударении (пион принадлежит области фрагментации протона), а F^\pm - комбинации дифференциальных сечений F_i , упругого πN -рассеяния:

$$F^+ = \frac{5}{4}F_1 + \frac{1}{4}(F_2 + F_3), \quad F^- = \frac{1}{4}F_1 + \frac{5}{4}(F_2 + F_3). \quad (1.12)$$

Сечения F_1 , F_2 и F_3 относятся соответственно к реакциям $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$. Детали учета спинов и изоспинов в этом процессе можно найти в [265].

1.2.2 Численные расчеты и обсуждение

Расчеты по формуле (1.5) с учетом (1.11) и (1.12) требуют знания экспериментальных сечений F_i в области импульсов пиона $Q \leq 0,7$ ГэВ/с. Имеющиеся в литературе параметризации F_i , ограничены областью меньших импульсов. Поэтому нами специально для этого расчета была построена параметризация экспериментальных данных для F_i в указанной области импульсов в виде

$$F_i = a_i(\tau) + b_i(\tau)\tau z + c_i(\tau)(\tau z)^2, \quad (1.13)$$

где $\tau = Q_0 - \mu$ - кинетическая энергия пиона в л.с.о., а $z = \cos \vartheta_2$. Вид функций a_i , b_i и c_i для этой параметризации, которая может представлять и самостоятельный интерес, приведен в табл. 1.1. При их нахождении были использованы экспериментальные данные из [111]-[114]. Множители τ и τ^2 перед b_i и c_i , в (1.13) обеспечивают правильное пороговое поведение при $\tau \rightarrow 0$, если при этом a_i , b_i и c_i стремятся к константам. Инклюзивные сечения рождения I^\pm для реакций $pp \rightarrow \pi^\pm X$ были взяты в форме, заимствованной из работы [115]:

$$I^\pm = [(40 \ln p - a^\pm)(1 - x)^7 + b^\pm(1 - x)^{n^\pm}] \exp(-5, 1Q_\perp), \quad (1.14)$$

где $a^+ = 139$, $a^- = 91$, $b^+ = 89$, $b^- = 41$, $n^+ = 3$, $n^- = 4$, импульсы берутся в ГэВ/с, а сечения - в мбн/ГэВ². Эта формула непосредственно работает

Коэф- фици- ент	τ	Аппроксимационная формула
a_1	0–0,15	$0,3+127\tau^2+1480\tau^3$
	0,15–0,36	$f: 4,76 \cdot 10^{-2}; 5,48 \cdot 10^{-3}; 0,17; 0$ (см. Примечание)
	0,36–0,58	$0,5+13(\tau-0,6)^2$
b_1	0–0,24	$f: 2,76(\tau-0,166); 3,6 \cdot 10^{-3}; 0,166; -4$
	0,24–0,58	$47,7-145\tau+116,3\tau^2$
c_1	0–0,14	$200+352,4\tau+28095\tau^2$
	0,14–0,38	$f: 3,1; 3,6 \cdot 10^{-3}; 0,156; -25$
	0,38–0,58	$80,6/\tau - 262+219\tau$
a_2	0–0,03	0,25
	0,03–0,13	$2,5\tau+0,175$
	0,13–0,17	$15\tau-1,45$
	0,17–0,41	$f: 1,9 \cdot 10^{-3}; 3,025 \cdot 10^{-3}; 0,17; 0,47$
	0,41–0,58	$0,32+19,5\delta^2+58\delta^3; \delta=\tau-0,53$
b_2	0–0,13	$3,5+11,5\tau$
	0,13–0,31	$f: 5,1 \cdot 10^{-3}; 1,156 \cdot 10^{-3}; 0,13; 0,6$
	0,31–0,58	$1,75+4,68\delta+17,8\delta^2+253\delta^3; \delta=\tau-0,45$
c_2	0–0,13	$-60+163\tau+9867\tau^2$
	0,13–0,31	$f: 1,24; 8,1 \cdot 10^{-3}; 0,11; -18$
	0,31–0,51	$7,4+75(\tau-0,36)^2$
	0,51–0,58	$10,4-760(\tau-0,55)^2$
a_3	0–0,11	$0,4+12(\tau-0,03)^2$
	0,11–0,35	$f: 6,86 \cdot 10^{-3}; 4,9 \cdot 10^{-3}; 0,18; 0,3$
	0,35–0,41	0,49
	0,41–0,58	$0,97-1,16\tau$
b_3	0–0,11	-14,7
	0,11–0,15	$407,5\tau-59,53$
	0,15–0,21	$51\tau-6,05$
	0,21–0,41	$f: 4 \cdot 10^{-2}; 8,836 \cdot 10^{-3}; 0,248; 0,8$
	0,41–0,58	$0,03-2,63\tau$
c_3	0–0,11	$138+6920(\tau-0,042)^2$
	0,11–0,15	$3875\tau-256$
	0,15–0,226	$842-3446\tau$
	0,226–0,31	$192-571\tau$
	0,31–0,374	$69,7-176,6\tau$
	0,374–0,41	$19,3-41,7\tau$
	0,41–0,58	$6,3\tau-0,38$

Таблица 1.1: Вид коэффициентов a_i , b_i и c_i в формуле (1.13) для дифференциальных сечений F_i , упругого πN -рассеяния. τ необходимо брать в ГэВ, тогда сечения F_i , рассчитанные по формуле (1.13), будут выражены в мбн.

Примечание: Запись $f: A; \Gamma; \tau_0; C$ означает, что для нахождения коэффициента в первом столбце таблицы нужно воспользоваться формулой $f(\tau) = A/[(\tau - \tau_0)^2 + \Gamma] + C$.

в области $30 \leq p \leq 70$ ГэВ/с. Однако анализ экспериментальных данных [116, 117] показывает, что выход на скейлинг происходит быстрее всего в переменной $\tilde{x} = Q_0^*/Q_0^*{}_{max}$, в которой он наблюдается уже при $p \simeq 10$ ГэВ/с. Используя этот факт, можно с помощью (1.14) аппроксимировать I^\pm , начиная с $p \simeq 10$ ГэВ/с. При меньших энергиях нарушения скейлинга уже слишком сложны. Кроме того, как уже отмечалось в конце предыдущего раздела, лишь при достаточно высоких начальных энергиях ($p \geq 10$ ГэВ/с) учет влияния изоспинов сводится к простой замене (1.11). Все это ограничило возможности нашего расчета импульсами налетающего адрона не меньшими чем 10 ГэВ/с.

Для среднего обратного квадрата радиуса дейтрона использовано, как и в работе [265], значение $1/R^2 = 1/44$ ГэВ², получающееся при использовании хюльтеновской волновой функции дейтрона с параметрами 46 и

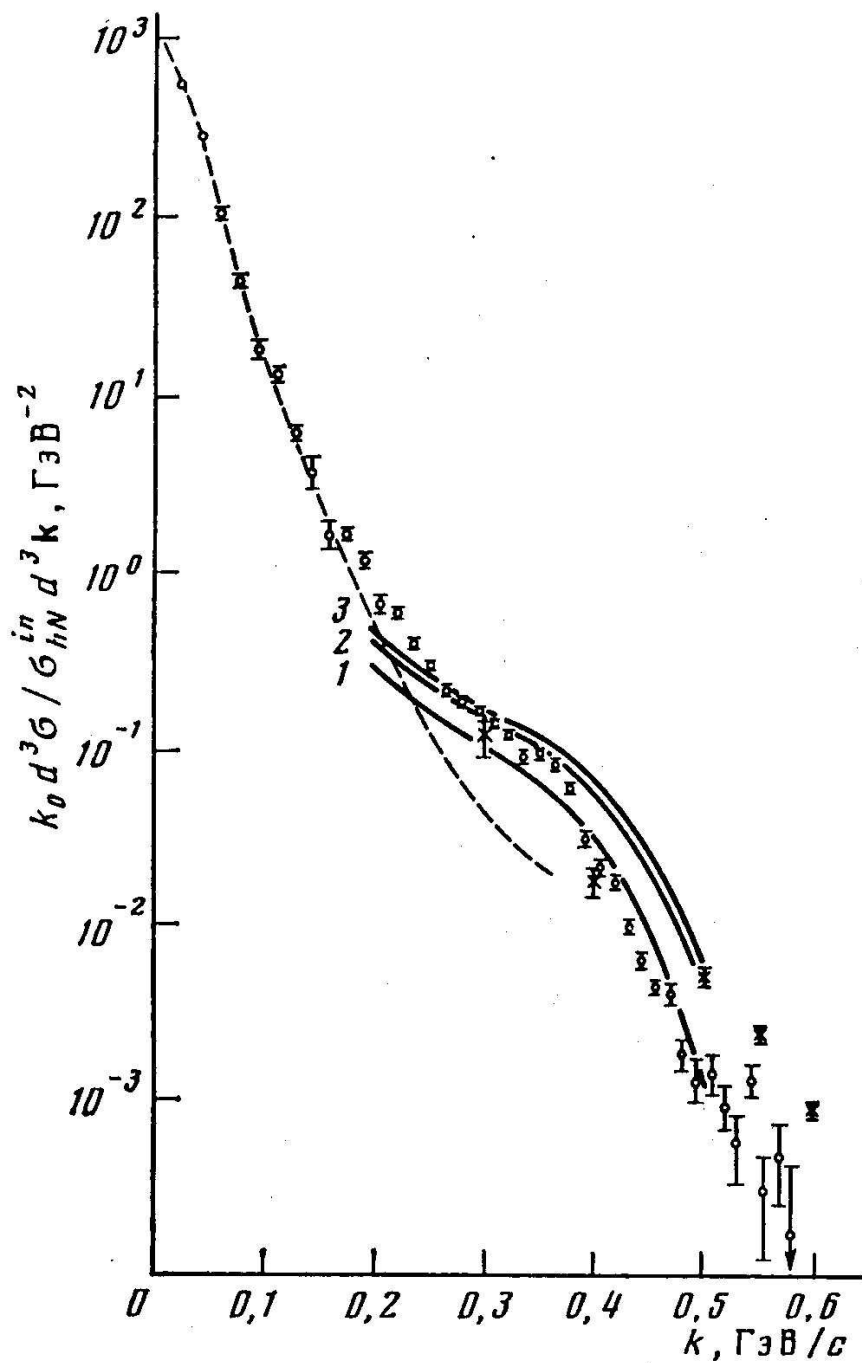


Рисунок 1.4: Рождение кумулятивных протонов из дейтрона точно назад. Сплошные кривые - вклад перерассеяния пиона (h - нуклон с импульсом p): 1 - $p=10$ ГэВ/с, 2 - 30 ГэВ/с, 3 - 70 ГэВ/с; штриховая кривая - вклад фермиевского движения нуклонов (по работе [25]). Точки - экспериментальные данные по процессу (1.2): \circ - из работы [25] в системе покоя дейтрона (h - ядро углерода с импульсом $p=4,45$ ГэВ/с на нуклон), \times - из работы [19] (h - протон с импульсом $p=8,6$ ГэВ/с)

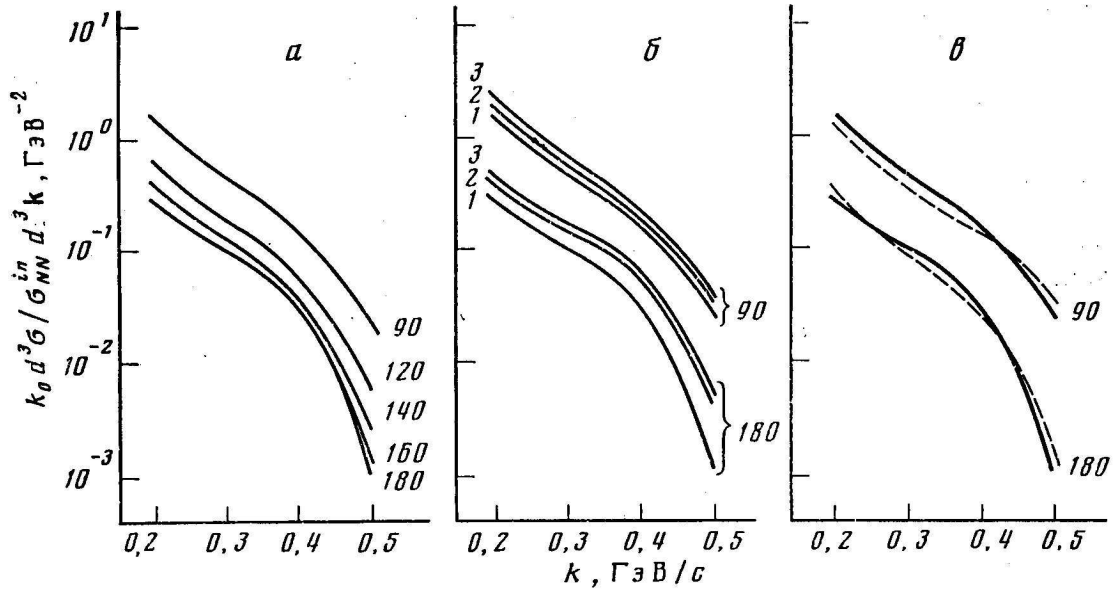


Рисунок 1.5: Вклад перерассеяния пиона в процесс (1.2) (h - нуклон с импульсом p):
a - для различных углов вылета протона (указаны около кривых в град), $p=10$ ГэВ/с;
б - для углов 90 и 180° при p , равном: 1 - 10, 2 - 30, 3 - 70 ГэВ/с; *в* - с учетом сечений F_i упругого πN -рассеяния - сплошные кривые (см. формулу (1.13) и табл. 1.1); с учетом вклада только Δ -резонанса в сечения πN -рассеяния - штриховые кривые; $p=10$ ГэВ/с

230 МэВ [118] .

На рис. 1.4 представлены результаты нашего расчета для $I_{hd \rightarrow p} / \sigma_{hN}^{in}$ точно назад ($\vartheta=180^\circ$) в зависимости от импульса регистрируемого протона k (в системе покоя дейтрона) при значениях импульса налетающего адрона $p=10, 30$ и 70 ГэВ/с. Видно, что форма кривой в области $k=0,3 \div 0,5$ ГэВ/с в точности соответствует экспериментальному наплыву. По абсолютной величине сечения тоже наблюдается хорошее согласие, хотя экспериментальные точки относятся к несколько более низким энергиям, чем наш расчет для минимального импульса $p=10$ ГэВ/с. В эксперименте [25] в системе покоя дейтрона (1.2) роль налетающего адрона играет ядро углерода с импульсом $p=4,45$ ГэВ/с на нуклон. Сравнение с экспериментом не оставляет сомнений в том, что наплыв на экспериментальной кривой связан с перерассеянием пиона и обусловлен резонансным характером πN -амплитуды.

Угловая зависимость вклада перерассеяния приведена на рис. 1.5*a* для импульса налетающего адрона $p=10$ ГэВ/с. Видно, что вклад быстро растет с уменьшением угла, причем наплыв в области $k=0,3 \div 0,5$ ГэВ/с несколько замазывается. На рис. 1.5*б* представлена зависимость сечения для угла $\vartheta=90^\circ$ от импульса налетающего адрона p . Эта зависимость оказывается более слабой, чем для протонов, вылетающих назад, $\vartheta=180^\circ$.

Наконец, на рис. 1.5в показана роль резонансного вклада в πN -сечениях в формировании сечения рождения кумулятивных протонов. Учет фоновой части πN -амплитуды весьма незначительно меняет величину и форму выхода протонов за счет перерасеяния пионов.

Таким образом, результаты нашего расчета указывают на существенную роль процесса перерасеяния промежуточного пиона в рождении кумулятивных протонов на дейтроне. Экспериментальный наплыв в рождении протонов назад с $k=0,3 \div 0,5$ ГэВ/с объясняется резонансным поведением πN -амплитуды перерасеивающегося пиона. Погрешности в расчете еще достаточно заметны. В основном они связаны с неточным знанием инклюзивных сечений $hp \rightarrow \pi^\pm X$ в области сравнительно низких энергий и с невозможностью свести в этой области учет изоспинов частиц к простой замене (1.11). Подчеркнем, что в предложенном механизме основной вклад дает перерасеяние пиона, находящегося на массовой поверхности. В этом случае отпадает необходимость аналитического продолжения амплитуд на рис. 1.3 до массовой оболочки и увеличивается надежность выполненных расчетов.

Проделанный расчет устанавливает угловую зависимость сечения выхода протонов из дейтрона в заднюю полусферу в системе покоя дейтрона.

1.2.3 Кинематика перерасеяния пиона в дейтроне и пределы интегрирования в формуле (1.5)

Из законов сохранения энергии в первом и втором соударениях (см. рис. 1.3) получаем соответственно (предполагается, что налетающим адроном h является нуклон)

$$m + p_0 \geq Q_0 + [4m^2 + (\mathbf{p} - \mathbf{Q})^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.15)$$

$$m + Q_0 = k_0 + [\mu^2 + (\mathbf{Q} - \mathbf{k})^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.16)$$

(использованы обозначения данного раздела). Направляя оси координат так, как описано в тексте после формулы (1.5), условия (1.15) и (1.16) можно предоставить в виде

$$Q_0/m - 2p Q_z/s_1 \leq 1 - (4m^2 - \mu^2)/s_1, \quad (1.17)$$

$$-TQ_0/k + Q_z \cos \vartheta + Q_x \sin \vartheta = Tm/k, \quad (1.18)$$

$$Q_0^2 - Q_z^2 - Q_x^2 \geq \mu^2. \quad (1.19)$$

Здесь s_1 взято из (1.9), а определение T дано после формулы (1.6). Выражения (1.17) и (1.19) выделяют на плоскости $Q_0 Q_z$ некоторую область Ω . На рис. 1.6 она заштрихована. При изменении начальной энергии на рис.

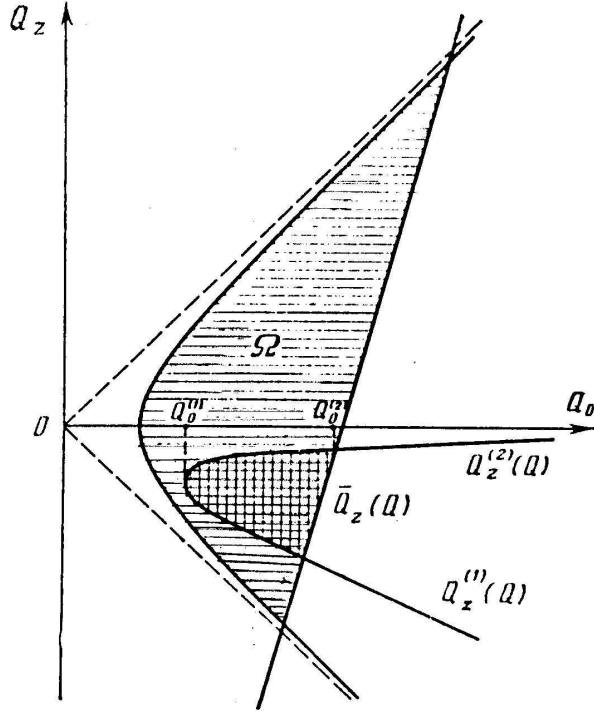


Рисунок 1.6: Область интегрирования в двойном интеграле (1.5) при $\vartheta \neq 180^\circ$

1.6 перемещается только прямая: с увеличением p она поворачивается по часовой стрелке и опускается вниз, стремясь к своему предельному положению, параллельному асимптоте гиперболы $Q_z = Q_0$. При $p = p_1 \simeq 0,793$ ГэВ/с прямая касается гиперболы и область Ω вырождается в точку, что соответствует невозможности рождения пиона при $p \leq p_1$. Рождение пионов назад возможно лишь при условии $Q_z < 0$, ему соответствует $p > p_2 \simeq 0,838$ ГэВ/с.

Область интегрирования в (1.5) получается пересечением гиперболического сегмента $\bar{\Omega}$ в пространстве $Q_0 Q_z Q_x$ (формулы (1.17) и (1.19)) плоскостью (1.18) и последующим проектированием получившегося сечения на плоскость $Q_0 Q_z$. В результате такого проектирования получаем область, по которой и надо интегрировать в (1.5). Она выделена на рис. 1.6 двойной штриховкой. Явный вид пределов интегрирования

$$\max[\bar{Q}_z(Q), Q_z^{(1)}(Q)] \leq Q_z \leq Q_z^{(2)}(Q), \quad Q^{(1)} \leq Q \leq Q^{(2)} \quad (1.20)$$

дается формулами, следующими из (1.17)-(1.19) и рис. 1.6:

$$Q_z^{(1,2)}(Q) = B \cos \vartheta \pm (Q^2 - B^2)^{\frac{1}{2}} \sin \vartheta \quad (1.21)$$

(B определено после формулы (1.10)),

$$\bar{Q}_z(Q) = (Q_0 - \bar{B})/v \quad (1.22)$$

(\bar{B} и v взяты из (1.9)). Нижний предел интегрирования по Q равен

$$Q^{(1)} = k/2 + [(k/2)^2 - (m^2 - \mu^2)T/2m]^{\frac{1}{2}} \quad (1.23)$$

Для определения верхнего предела $Q^{(2)}$ служит цепочка формул:

$$\begin{aligned} \alpha &= T/k, & \omega &= \alpha(\bar{B} + m), & \rho &= \alpha v - \cos \vartheta, \\ a &= \gamma^2 \sin^2 \vartheta + \rho^2, & b &= \bar{B}v \sin^2 \vartheta - \rho\omega, \\ \Delta &= \bar{B}^2(1 - \alpha^2) + 2\bar{B}m\alpha(v \cos \vartheta - \alpha) - \gamma^2\alpha^2 m^2 - \mu^2 a, \\ d &= (b + \sin \vartheta \sqrt{\Delta})/a, & Q_0^{(2)} &= vd + \bar{B}, & Q^{(2)} &= (Q_0^{(2)2} - \mu^2)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Громоздкость этих кинематических формул обусловлена отсутствием каких-либо приближений. В частности, мы не предполагаем, что p велико, и поэтому сохраняем все массовые члены. Напомним также, что импульсы начального адрона \mathbf{p} , перерасеивающегося пиона \mathbf{Q} и рождающегося кумулятивного протона \mathbf{k} в общем случае не лежат в одной плоскости.

В заключение обсудим переход к случаю рождения кумулятивных протонов в реакции (1.2) точно назад ($\vartheta=180^\circ$). Как известно [265, 268], в этом случае в силу осевой симметрии (из-за того, что $\mathbf{k} \updownarrow \mathbf{p}$) интеграл (1.5) должен сводиться к однократному. Действительно, из (1.21) видно, что ширина области интегрирования по Q_z при $\vartheta \rightarrow 180^\circ$ стремится к нулю (т. е. область, отмеченная двойной штриховкой на рис. 1.6, вырождается в отрезок), но одновременно, как ясно из (1.5), значение подинтегральной функции стремится к бесконечности из-за наличия в знаменателе $\sin \vartheta$. Аккуратно вычисляя предел $\vartheta \rightarrow 180^\circ$, получаем из (1.5) следующий однократный интеграл:

$$I_{hd \rightarrow p}^{180^\circ}(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi R^2} \int dQ I_{hN \rightarrow \pi}(x, Q_\perp) F(w_2, \cos \vartheta_2) M(Q). \quad (1.25)$$

При этом для переменных, входящих в (1.25), верны все прежние формулы, если в них, исходя из (1.21), положить $Q_z = -B$. Если в формуле (1.25) взять еще предел $p \rightarrow \infty$, отвечающий большим начальным энергиям, и перейти к переменным, используемым в работе [265], то этот частный случай совпадает с формулой (1.3) (формула (8) из работы [265]).

1.3 Анализ роли времени формирования перерасеивающегося адрона и его связь с поведением амплитуд вне массовой оболочки

В этом разделе показано, что эффект растущего с импульсом времени формирования перерасеивающегося адрона можно формально получить, если предположить, что амплитуды взаимодействия этого адрона с нуклонами дейтрона убывают при его сходе с массовой поверхности. При

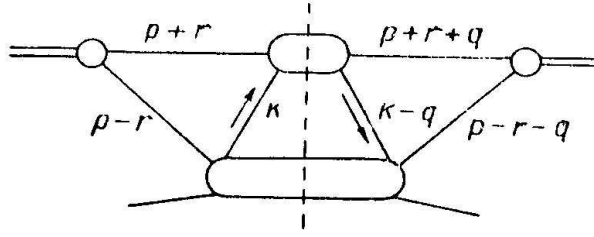


Рисунок 1.7: Фейнмановская диаграмма для сечения процесса, в котором адрон, рожденный в первом неупругом соударении, перерассеивается неупруго и на втором нуклоне дейтрона.

этом принципиально важную роль для возникновения этого эффекта, играет моделирование этого убывания функциями с нужными аналитическими свойствами.

1.3.1 Вычисление диаграммы

Рассмотрим процесс перерассеяния адрона на нуклонах дейтрона, приводящий к множественному рождению, на каждом из этих нуклонов. Сечение процесса дается диаграммой на рис. 1.7. Многие авторы высказывали соображения, что поскольку для адрона с импульсом $|\mathbf{k}| \gg \mu$ длина продольных виртуальных флуктуаций имеет порядок $|\mathbf{k}|/\mu$ (μ - масса этого адрона, $\hbar = c = 1$), то такой же порядок имеет и время формирования и, следовательно, если нуклоны дейтрона находятся на меньшем расстоянии, вероятность взаимодействия адрона с вторым нуклоном дейтрона будет подавлена.

В работе [119] высказано утверждение, что можно формально учесть время формирования промежуточного адрона, если предположить, что амплитуды, изображенные блоками на рис. 1.7, убывают при сходе промежуточного адрона с массовой поверхности. Там же в дополнении приведено и доказательство этого утверждения. Его, однако, как мы увидим ниже, нельзя считать полностью корректным. Как показано в настоящем параграфе [267], принципиальную роль играет учет правильных аналитических свойств амплитуд при сходе с массовой оболочки. Только в этом случае мы обнаруживаем эффект растущего с импульсом времени формирования промежуточной частицы.

Обратимся к анализу диаграммы на рис. 1.7. Используя работу [120], легко показать, что эта диаграмма приведет к следующему выражению для сечения (см. формулу (A.12) в [119], а также [262]):

$$\sigma = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{\sqrt{\mathbf{k}^2 + \mu^2}} \left(\sqrt{\mathbf{k}^2 + \mu^2} \frac{d^3\sigma'}{d^3\mathbf{k}} \right) \sigma'' X(\mathbf{k}) \quad (1.26)$$

здесь $d^3\sigma'/d^3\mathbf{k}$ - инклюзивное сечение рождения адрона на первом нуклоне дейтрона, σ'' - полное сечение неупругого рассеяния адрона на нуклоне,

$$X(\mathbf{k}) = \int I(\mathbf{k}, \mathbf{q}) \rho(4\mathbf{q}^2) d^3\mathbf{k} / (2\pi)^3, \quad (1.27)$$

$$I(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + \mu^2} |\mathbf{k}| i \int \frac{dk_0}{2\pi i} \frac{F(k^2 - \mu^2)}{(k^2 - \mu^2 + i0)} \frac{F^*(k^2 - \mu^2 + 2\beta)}{(k^2 - \mu^2 + 2\beta - i0)}, \quad (1.28)$$

где $\beta = (kq) = |\mathbf{k}|q_z$ (предполагается, что так как $q_0 \sim \mathbf{q}^2/2m \ll |\mathbf{q}|$, то $(k-q)^2 = k^2 + 2\beta$), функция F моделирует убывание амплитуд в диаграмме на рис. 1.7 при сходе с массовой поверхности, ρ - формфактор дейтрона:

$$\rho(4\mathbf{q}^2) = \int d^3\mathbf{r} |\psi(\mathbf{r})|^2 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (1.29)$$

а $\psi(\mathbf{r})$ - волновая функция дейтрона. Подставляя (1.29) в (1.27), имеем

$$X(\mathbf{k}) = \int dz |\psi(z, \mathbf{r}_\perp = 0)|^2 \varphi(z), \quad (1.30)$$

$$\varphi(z) = \int \frac{dq_z}{2\pi} e^{iq_z z} I(q_z) = \frac{1}{|\mathbf{k}|} \int \frac{d\beta}{2\pi} e^{2ix\beta} I(\beta), \quad (1.31)$$

$x = z/(2|\mathbf{k}|)$, а I находится из (1.28). Из формулы (1.30) становится ясно, что время формирования должно определяться характером функции $\varphi(z)$. Ниже будет вычислено $\varphi(z)$ для различных видов функции F (см. следующий параграф 1.3.2).

Удобно преобразовать равенства (1.31) и (1.28) таким образом:

$$\varphi(z) = (-\Delta) \int \frac{dk_0}{2\pi i} \int \frac{dy}{2\pi i} e^{ix[y - (k_0^2 - \Delta^2)]} \frac{F(k_0^2 - \Delta^2)}{(k_0^2 - \Delta^2 + i0)} \frac{F^*(y)}{(y - i0)}, \quad (1.32)$$

$\Delta = \sqrt{\mathbf{k}^2 + \mu^2}$, а $y = 2\beta + k_0^2 - \Delta^2$ введено вместо β . Видим, что в выражении (1.32) произошла факторизация:

$$\varphi(z) = A\left(\frac{z}{2|\mathbf{k}|}\right) B\left(\frac{z}{2|\mathbf{k}|}\right) = A(x)B(x), \quad (1.33)$$

$$A(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{2\pi i} e^{ixy} \frac{F^*(y)}{y - i0}, \quad (1.34)$$

$$B(x) = (-\Delta) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_0}{2\pi i} e^{ix(k_0^2 - \Delta^2)} \frac{F(k_0^2 - \Delta^2)}{k_0^2 - \Delta^2 + i0} \quad (1.35)$$

Если перейти от переменной k_0 в (1.35) к переменной $y = \Delta^2 - k_0^2$, то (1.35) примет вид:

$$B(x) = \Delta \int_{-\infty}^{\Delta^2} \frac{dy}{2\pi i} e^{ixy} \frac{F(-y)}{\sqrt{\Delta^2 - y}(y - i0)}, \quad (1.36)$$

Поскольку мы интересуемся быстрым адроном, то можно устремить в (1.36) Δ к бесконечности. Тогда

$$B(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{2\pi i} e^{ixy} \frac{F(-y)}{y - i0}, \quad (1.37)$$

что отличается от $A(x)$ только заменой $F^*(y)$ на $F(-y)$.

1.3.2 Моделирование убывания амплитуд при сходе с массовой поверхности

Вычислим $\varphi(z)$ по формулам (1.33), (1.34) и (1.37) для функций F разного вида.

а) $F = 1$:

$$\begin{aligned} A(x) &= B(x) = \theta(x), \\ \varphi(z) &= \theta(z). \end{aligned} \quad (1.38)$$

б) $F(y) = m^2/(y - m^2 + i0)$:

$$A(x) = -\theta(x)[1 - \exp(ixm^2)], \quad (1.39)$$

$$B(x) = -\theta(x)[1 - \exp(-ixm^2)], \quad (1.40)$$

$$\varphi(z) = 2\theta(z) \left[1 - \cos\left(\frac{zm^2}{2|\mathbf{k}|}\right) \right]. \quad (1.41)$$

в) $F(y) = m^4/(y^2 + m^4)$:

$$\begin{aligned} A(x) &= B(x) = \\ &= \theta(x)[1 - (1/2)\exp(-xm^2)] + \theta(-x)(1/2)\exp(xm^2), \end{aligned} \quad (1.42)$$

$$\varphi(z) = \theta(z) \left[1 - \exp\left(-\frac{zm^2}{2|\mathbf{k}|}\right) \right] + \frac{1}{4} \exp\left(-\frac{|z|m^2}{|\mathbf{k}|}\right). \quad (1.43)$$

г) $F(y) = \exp(iny)$, $n = 1/m^2$:

$$A(x) = B(x) = \theta(x - 1/m^2), \quad (1.44)$$

$$\varphi(z) = \theta\left(z - \frac{2|\mathbf{k}|}{m^2}\right). \quad (1.45)$$

д) $F(y) = \exp(-ny^2)$, $n = 1/m^4$:

$$A(x) = B(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{2\pi i} e^{-ny^2 + ixy} \frac{1}{y - i0}, \quad (1.46)$$

при $|z| \gg 2|\mathbf{k}|/m^2$ из (1.46) имеем:

$$\varphi(z) = \theta(z) \left[1 - \frac{2|\mathbf{k}|}{\sqrt{\pi}zm^2} e^{-\left(\frac{zm^2}{4|\mathbf{k}|}\right)^2} \right]^2 + \theta(-z) \left[\frac{2|\mathbf{k}|}{\sqrt{\pi}zm^2} e^{-\left(\frac{zm^2}{4|\mathbf{k}|}\right)^2} \right]^2, \quad (1.47)$$

при $z = 0$:

$$\varphi(0) = 1/4. \quad (1.48)$$

Поясним как получаются формулы (1.47) и (1.48) для случая d). Интеграл (1.46) не вычисляется явно, однако его легко оценить. Сдвинем контур на величину $ix/(2n)$ вверх или вниз по мнимой оси в зависимости от знака x ; $y = t + ix/(2n)$. При $x > 0$ после протаскивания контура через полюс $y = i0$ полюс окажется окруженным участком контура. При $x < 0$ этого не произойдет. В результате имеем

$$A(x) = \theta(x) \left[1 + \tilde{J}(x) e^{-\frac{x^2}{4n}} \right] + \theta(-x) \tilde{J}(x) e^{-\frac{x^2}{4n}}, \quad (1.49)$$

где

$$\tilde{J}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi i} e^{-nt^2} \frac{1}{t + ix/(2n)}. \quad (1.50)$$

В формуле (1.50) два вида обрезания: $t \sim 1/\sqrt{n}$ и $t \sim x/n$. Условие $1/\sqrt{n} \ll x/n$ эквивалентно условию $z \gg 2|\mathbf{k}|/m^2$. В этом случае

$$\tilde{J}(x) = -\sqrt{\frac{n}{\pi}} \frac{1}{x}, \quad |\tilde{J}(x)| \ll 1. \quad (1.51)$$

Вычислим еще значение $A(x=0)$. Из (1.46) имеем

$$A(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{2\pi i} e^{-ny^2} \frac{1}{y - i\epsilon}, \quad (1.52)$$

Известно [121], что (1.52) эквивалентно

$$A(0) = \frac{1}{2} \exp(\epsilon^2 n) [1 - \Phi(\epsilon\sqrt{n})], \quad \Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-t^2} dt. \quad (1.53)$$

При $\epsilon \rightarrow 0$ получаем $A(0) = 1/2$.

Перейдем к анализу полученных в a)- d) результатов. Мы видим, что только функции F с правильными аналитическими свойствами приводят к возникновению времени формирования адрона. Действительно, в b) и z) $\varphi(z) = 0$ при $z \leq 0$ и $\varphi(z)$ становится порядка единицы только при $z \sim |\mathbf{k}|/m^2$. Заметим, что для z) это справедливо только при $n > 0$ (1.44). Последнее связано с тем, что функция F в z) обладает правильными аналитическими свойствами только при $n > 0$, что можно понять, если обратиться к записи пропагатора в α -представлении

$$(k^2 - \mu^2 + i0)^{-1} = -i \int_0^\infty \exp[i\alpha(k^2 - \mu^2 + i0)] d\alpha.$$

Если же выбрано F с неправильными аналитическими свойствами, как в ϵ) и δ), то эффект времени формирования адрона не возникает. Действительно, и в (1.43) и в (1.48) $\varphi(z) = 1/4 \neq 0$, т. е. адрон взаимодействует со вторым нуклоном, даже если тот находится рядом с первым ($z = 0$). Кроме того, в этих случаях, как и следовало ожидать, нарушается причинность: $\varphi(z) \neq 0$ при $z < 0$ (сравните с a), \bar{b}) и z)). Однако без убывающих F время формирования не возникает. Так, в a), хотя причинность и не нарушена, $\varphi(z) = 0$ при $z < 0$, но $\varphi(z) = 1$ при любом, даже очень малом, положительном z .

В заключение остановимся на анализе работы [119]. Доказательство в работе [119] основывается на F вида $F(y) = \theta(m^2 - |y|)$. Ясно, что такой вид F обладает неправильными аналитическими свойствами (как ϵ) и δ)) и не приводит к времени формирования адрона. То, что его удается получить в [119] с такой функцией F , является следствием ряда неточностей, допущенных в процессе вывода. Так, из (A.16) с использованием V.p. $1/q_z$ не следует тех выводов, которые делают затем авторы в [119]. Кроме того, из (A.10) вытекает, что вместо V.p. $1/q_z$; должно стоять $1/(q_z - i0)$. Но и с учетом этого из формулы (A.16) в [119] время формирования не возникает.