

3
Л-24

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

489

Лаборатория теоретической физики

Лаборатория ядерных проблем

D-489

Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ
И ОКОЛОПОРОГОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ

ЖЭТФ, 1960, т 39, в. 2, стр. 364-372.

Дубна 1960 год

D-489

Л.И.Лапидус, Чжоу Гуан-чжао

521/9
y.

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ
И ОКОЛОПОРОГОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Направлено в ЖЭТФ.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Аннотация

Показано, что в энергетическом спектре частиц α от реакции вида
 $A + B \rightarrow \alpha + C + D$ вблизи порога реакции $C + D \rightarrow E + F$ возможно появление энергетических немонотонностей.

В качестве примера анализируется спектр K^- -мезонов от реакции
 $N + N \rightarrow \Lambda + N + K^-$ в области энергий $\Lambda - N$ пары вблизи порога процесса
 $\Lambda + N \rightarrow \Sigma + N$. Для процесса $\rho + \rho \rightarrow \Lambda + N + K^-$ получены энергетический спектр K^- -мезонов, когда налетающие нуклоны неполяризованы, и поляризация барионов, когда налетающие нуклоны поляризованы.

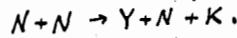
Обсуждаются энергетические немонотонности в спектре частиц для ряда других реакций.

В приложении анализируется рождение $\gamma - K^-$ пары в $n - p$ соударениях и обсуждается случай скалярной K^- -частицы.

I. Введение

Известно, что в процессах рождения частиц взаимодействие двух образующихся частиц влияет на энергетический спектр и угловое распределение третьей частицы. В некоторых случаях эффект взаимодействия в конечном состоянии может быть отделен от первичного механизма рождения частиц. Это имеет место, когда эффективный радиус первичного взаимодействия много меньше радиуса взаимодействия пары частиц в конечном состоянии. Более того, если взаимодействие пары частиц с другими разлетающимися частицами оказывается слабым, взаимодействие двух частиц в конечном состоянии можно характеризовать двухчастичными длинами рассеяния.

Теория взаимодействия в конечном состоянии была применена Мигдалом^{/1/}, Брюкнером и Ватсоном^{/2/} и Парунцевой^{/3/} к рождению мезонов в $N-N$ столкновениях. Недавно Хенлей^{/4/}, Фельдман и Мэттьюз^{/5/} применили ее к анализу реакции



^{/1/}

Они показали, что энергетический спектр K^- -мезонов сильно деформируется под влиянием $Y-N$ -взаимодействия.

Карплус и Родберг^{/6/} обобщили теорию взаимодействия в конечном состоянии на тот случай, когда сильное взаимодействие в конечном состоянии может привести к неупругому процессу.

В настоящей работе мы покажем, что вблизи порога рождения Σ -гиперона в энергетическом спектре K^- -частиц, образующихся вместе с Λ -гиперонами, будут иметь место некоторые аномалии. Они являются новым примером^{/7/} околовороговых аномалий, которые усиленно изучаются в последние годы.

Форма и вид околовороговых аномалий, помимо сечения нового неупругого процесса, зависят от спина и четности частиц. Изучение с достаточной точностью этих аномалий может помочь определить эти свойства рождающихся частиц.

В предположении о том, что конечное состояние реакции^{/1/} описывается

синглетной и триплетной S - волнами γ - N системы, во втором разделе настоящей работы анализируется кинематика реакции и получены выражения для энергетического спектра K - мезонов и поляризации Λ - частиц и нуклонов, когда падающий пучок нуклонов поляризован.

В третьем разделе дается общая формулировка теории неупругого взаимодействия в конечном состоянии. Мы исходим из унитарности S - матрицы и аналитичности амплитуды реакции.

В § 4 рассматриваются локальные околопороговые аномалии в энергетическом спектре K -мезонов в реакции $N + N \rightarrow \Lambda + N + K$ вблизи порога образования Σ - гиперона.

В заключении указаны некоторые другие подобные процессы и обсуждается возможное обобщение развитого метода на эти процессы.

2. Кинематика. Феноменологический анализ

Введем координаты Якоби в конечном состоянии трехчастичной системы

$$\vec{R} = \frac{M_N \vec{z}_N + M_Y \vec{z}_Y + M_K \vec{z}_K}{M_N + M_Y + M_K}; \vec{\delta} = \vec{z}_K - \frac{M_N \vec{z}_N + M_Y \vec{z}_Y}{M_N + M_Y}; \vec{z} = \vec{z}_N - \vec{z}_Y, \quad /2/$$

где M_N , M_Y и M_K - массы нуклона, гиперона и K - мезона, соответственно; \vec{z}_N , \vec{z}_Y и \vec{z}_K - их координаты. Импульсами, сопряженными к \vec{R} , $\vec{\delta}$ и \vec{z} будут \vec{P} , \vec{P}_Y и \vec{q} , соответственно. Полная энергия E в новых переменных равна

$$E = \frac{P_Y^2}{2m_Y} + \frac{q^2}{2m_Y} + M_K + M_Y - M_N \quad (\text{с.ч.и}), \quad /3/$$

где

$$m_Y = \frac{M_N M_Y}{M_N + M_Y} \quad /4/$$

$$m_Y = \frac{M_K (M_N + M_Y)}{M_K + M_N + M_Y} \quad /4/$$

полная масса и соответствующие приведенные массы.

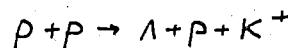
Фазовый объем конечного состояния выражается через p и q в следующем виде

$$dJ = m_p p_q q^2 dq d\Omega_p d\Omega_q,$$

15/

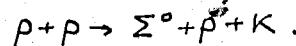
где $d\Omega_p$ и $d\Omega_q$ - телесные углы импульсов p и q , соответственно.

Рассмотрим для определенности реакцию



16/

ниже порога реакции



17/

Доступная энергия конечного состояния реакции /6/ в системе центра масс не превышает 80 Мэв, так что можно предположить, что образовавшиеся частицы находятся в S -состоянии.

Представим элемент S -матрицы в виде

$$\langle \Lambda p K^+ | S | pp \rangle = -2\pi i \delta(E_i - E_f) \langle \Lambda p K^+ | T | pp \rangle. \quad 18/$$

Если K -мезон является псевдоскалярной частицей, спиновая структура T - матрицы имеет вид

$$\begin{aligned} \langle \Lambda p K^+ | T | pp \rangle &= A_\Lambda (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{k}) + B_\Lambda \left\{ (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2, \vec{k}) + i (\vec{k} [\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2]) \right\} \\ &+ C_\Lambda \left\{ (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2, \vec{k}) - i (\vec{k} [\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2]) \right\}, \end{aligned}$$

18/

где $\vec{\sigma}$ - матрица спина, \vec{k} - единичный вектор по направлению налетающего протона; A_Λ , B_Λ и C_Λ - скалярные функции полной энергии E и относительного импульса p_Λ пары $\Lambda - N$. Так как в начальном состоянии имеются две тождественные частицы, элемент T - матрицы необходимо антисимметризовать по двум начальным протонам. Можно показать, что это приводит к тому, что $B_\Lambda = 0$.

Выражение для сечения реакции /6/ с неполяризованными частицами имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\Lambda dT} = (2\pi)^4 \frac{E}{2(E^2 - 4M_N^2)^{1/2}} (2m_\Lambda \mu_\Lambda)^{3/2} [T(T_{max} - T)]^{1/2} \times$$

$$\times [|A_\Lambda + C_\Lambda|^2 + |A_\Lambda - C_\Lambda|^2 + 2|C_\Lambda|^2],$$

/10/

где $T = \frac{q^2}{2\mu_\Lambda}$ — кинетическая энергия K -мезона относительно центра масс $\Lambda-N$ системы.

Если протоны в начальном состоянии поляризованы /вектор поляризации \vec{P}_1 , то \vec{P}_Λ — вектор поляризации Λ -частицы в конечном состоянии будет равен

$$\vec{P}_\Lambda [2|A_\Lambda|^2 + 4|C_\Lambda|^2] = 2[|A_\Lambda + C_\Lambda|^2 - |C_\Lambda|^2] (\vec{k} \vec{P}) \vec{k} +$$

$$+ [|A_\Lambda - C_\Lambda|^2 - |A_\Lambda + C_\Lambda|^2] \vec{P}.$$

/11/

Выражение для поляризации нуклонов в конечном состоянии отличается от /11/ знаком перед C_Λ .

3. Упругое взаимодействие в конечном состоянии

Рассмотрим условие унитарности

$$\langle \Lambda p K | T - T^* | pp \rangle = 2\pi i \sum_n \langle \Lambda p K | T | n \rangle \langle n | T^* | pp \rangle \delta(E_i - E_n),$$

/12/

где $|n\rangle$ — возможное промежуточное состояние, лежащее на той же энергетической поверхности, что и начальное состояние. Предположим, что в рассматриваемой области энергий мнимая часть T — матрицы связана, в основном, с сильным взаимодействием $\Lambda-p$ -системы. Тогда мы можем пренебречь в правой части /12/ всеми промежуточными состояниями, кроме $\Lambda p K$ состояния и приближенно заменим $\langle \Lambda p K | T | l' p' \rangle$ на $\langle \Lambda p | T | l' p' \rangle \langle k | K' \rangle$.

Это означает, что мы пренебрегаем взаимодействием между K -мезоном и $\Lambda-p$ парой.

Матричный элемент $\langle \Lambda P | T | \Lambda' P' \rangle$ в области малых энергий равен

$$\langle \Lambda P | T | \Lambda' P' \rangle = (4\pi^2 P_\lambda m_\lambda)^{-1} \left[\frac{1}{4} (3 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \alpha_3 + \frac{1}{4} (1 - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \alpha_1 \right], \quad /13/$$

где

$$\alpha_3 = e^{i\delta_3} \sin \delta_3 \quad /14/$$

и

$$\alpha_1 = e^{i\delta_1} \sin \delta_1, \quad /14'/$$

а δ_1 и δ_3 - фазы рассеяния в синглетном и триплетном состояниях, соответственно.

Опираясь на все эти предположения и учитывая инвариантность при обращении времени, из /12/ получаем

$$Im A_\lambda = \frac{Re \alpha_3}{1 - Im \alpha_3}, \quad Re A_\lambda = \frac{Im \alpha_3}{Re \alpha_3}, \quad Re A_\lambda = \operatorname{tg} \delta_3 \operatorname{Re} A_\lambda$$

$$Im C_\lambda = \operatorname{tg} \delta_1 \operatorname{Re} C_\lambda \quad /15/$$

$$A_\lambda = (1 + i \operatorname{tg} \delta_3) \operatorname{Re} A_\lambda \cong (1 + i \alpha_3 P_\lambda) \operatorname{Re} A_\lambda$$

$$C_\lambda = (1 + i \operatorname{tg} \delta_1) \operatorname{Re} C_\lambda \cong (1 + i \alpha_1 P_\lambda) \operatorname{Re} C_\lambda.$$

Из /15/ видно, что при $\delta \rightarrow 0$, т.е. в отсутствии взаимодействия в конечном состоянии, величины A_λ и C_λ являются действительными функциями. В рассматриваемой нами области энергий матричный элемент матрицы реакции является функцией двух величин — полной энергии E и ω — полной энергии Λ - P -системы.

Если все особенности амплитуды связаны с физическими процессами, то A_λ и C_λ как аналитические функции ω и E можно представить в виде

$$\frac{e^{i\delta(\omega)} \sin \delta(\omega)}{P_\lambda \alpha} f(\omega) F_\lambda(E), \quad /16/$$

где $f(\omega)$ — целая функция, которую для малых энергий можно заменить на константу.

Таким образом, окончательно аппроксимируем A_Λ и C_Λ выражениями

$$A_\Lambda = \frac{e^{i\delta_3} \sin \delta_3}{P_\Lambda Q_3} A_\Lambda^\circ$$

/16'/

$$C_\Lambda = \frac{e^{i\delta_1} \sin \delta_1}{P_\Lambda Q_1} C_\Lambda^\circ,$$

где Q_3 и Q_1 - триплетная и синглетная длины Λ - P рассеяния в S -состоянии, а A_Λ° и C_Λ° приближенно можно считать действительными функциями только полной энергии E .

Следовательно, учет унитарности S -матрицы и аналитичности амплитуды реакции приводит непосредственно к основным результатам теории взаимодействия в конечном состоянии /см, например 8'/.

С учетом /16/ выражения для сечения реакции и поляризации Λ -частиц можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{dT} = (2\pi)^4 \frac{E}{2(E^2 - 4M_N^2)^{1/2}} (4\pi)^2 (2m_\Lambda \mu_{\Lambda})^{3/2} [T(T_{max} - T)]^{1/2} \times$$

/17/

$$\left[2 \frac{\sin^2 \delta_3}{(P_\Lambda Q_3)^2} |A_\Lambda^\circ|^2 + 4 \frac{\sin^2 \delta_1}{(P_\Lambda Q_1)^2} |C_\Lambda^\circ|^2 \right];$$

$$\vec{P}_\Lambda \left[\frac{\sin^2 \delta_3}{(P_\Lambda Q_3)^2} |A_\Lambda^\circ|^2 + 2 \frac{\sin^2 \delta_1}{(P_\Lambda Q_1)^2} |C_\Lambda^\circ|^2 \right] = \left[\frac{\sin^2 \delta_3}{(P_\Lambda Q_3)^2} |A_\Lambda^\circ|^2 + \right.$$

/18/

$$+ 2 A_\Lambda^\circ C_\Lambda^\circ \frac{\sin \delta_1 \sin \delta_3 \cos(\delta_1 - \delta_3)}{P_\Lambda^2 Q_3 Q_1} (\vec{K} \vec{P})^\mu_K - 2 A_\Lambda^\circ C_\Lambda^\circ \frac{\sin \delta_1 \sin \delta_3 \cos(\delta_1 - \delta_3)}{P_\Lambda^2 Q_3 Q_1} \vec{P}$$

$(P_\Lambda^2 = 2m_\Lambda(T_{max} - T))$. Если в правой части /18/ изменить знак перед C_Λ° получается выражение для поляризации нуклонов отдачи. Выражение /17/ и /10/ можно рассматривать как обобщение результатов Хенлея, который пренебрегал зависимостью матрицы реакции от спина.

Из /17/ и /18/ видно, что исследование энергетического спектра K -мензонов и особенно поляризации Λ -частиц и нуклонов оказывается очень полезным для определения длин Λ - P -рассеяния.

4. Неупругое взаимодействие. Околопороговые особенности

При увеличении энергии открывается Σ -канал и можно ожидать изменения спектра K -мезонов и других величин в канале $\Lambda K \rho$.

В этом случае в условии унитарности /8/ мы должны рассмотреть в качестве возможного промежуточного состояния также и состояние $(\Sigma N' k)$.

Мы ограничимся взаимодействием только в S -состоянии..

Как и в предыдущем разделе примем, что^{x/}

$$\langle \Lambda N K | T | \Sigma N' k \rangle \cong \langle \Lambda N | T | \Sigma N' \rangle \langle K | k \rangle$$

и учтем, что

$$\langle \Lambda N | T | \Sigma N \rangle = [4\pi^2 P_\Lambda^{1/2} P_\Sigma^{1/2} m_\Lambda^{1/2} m_\Sigma^{1/2}]^{-1} \left[\frac{1}{4} (3 + \vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2) \beta_3 + \frac{1}{4} (1 - \vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2) \beta_1 \right] /19/$$

где индексами Λ и Σ отмечаются величины в соответствующих каналах

$$P_\Sigma = [2m_\Sigma (\epsilon' - T)]^{1/2}, \quad \epsilon' = E - M_\Sigma + M_\Lambda. \quad /20/$$

Предполагая, что связанные состояния ρ - Σ -системы отсутствуют, в области малых энергий представим зависимость β_3 и β_1 от энергии в виде

$$\beta_3 = \beta_3 P_\Sigma^{1/2}, \quad \beta_1 = \beta_1 P_\Sigma^{1/2}, \quad /21/$$

если внутренние четности Σ и Λ совпадают.

Влияние Σ -канала скажется для Λ -канала не только в виде дополнительного слагаемого в условии унитарности /8/, но также в виде дополнительного слагаемого в матричном элементе матрицы $\Lambda - \rho$ рассеяния, пропорционального P_Σ .

$$\alpha_3 = \alpha_3^0 + i C_3 P_\Sigma, \quad \alpha_1 = \alpha_1^0 + i C_1 P_\Sigma, \quad /22/$$

^{x/} Учет слагаемых вида $\langle pp/T^+|pp\rangle \langle pp/T|YN'k'\rangle$, малых для данной реакции, но необходимых в ряде случаев, усложняет выражения, не меняя основного результата.

где

$$C_{1,3} = \frac{P_\lambda}{4\pi} \bar{\sigma}_{1,3}^{\Sigma \rightarrow \Lambda}, \quad /23/$$

а $\bar{\sigma}_{1,3}^{\Sigma \rightarrow \Lambda}$ — полное сечение реакции $\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N$ в состоянии с моментом

С учетом /19/-/23/ мы получаем из /8/, что

$$Im A_\Lambda = (Im A_\Lambda)_{P_\Sigma=0} + A_\Lambda' P_\Sigma, \quad /24/$$

$$Im C_\Lambda = (Im C_\Lambda)_{P_\Sigma=0} + C_\Lambda' P_\Sigma,$$

где

$$A_\Lambda' = tg^2 \delta_3 \cdot A_\Lambda^\circ \cdot \frac{P_\Lambda}{4\pi} \bar{\sigma}_3^{\Sigma \rightarrow \Lambda} (P_\Sigma=0) + \frac{A_\Sigma^\circ \beta_3}{\cos^2 \delta_3} \quad (\delta_{1,3} \neq \frac{\pi}{2}) \quad /25/$$

$$C_\Lambda' = tg^2 \delta_1 \cdot C_\Lambda^\circ \cdot \frac{P_\Lambda}{4\pi} \bar{\sigma}_1^{\Sigma \rightarrow \Lambda} (P_\Sigma=0) + \frac{C_\Sigma^\circ \beta_1}{\cos^2 \delta_1}$$

Соотношение /24/ справедливо, когда кинетическая энергия K -мезона T меньше E' . При $T > E'$ становится невозможным рождение реальной Σ - частицы и мы должны положить

$$P_\Sigma \rightarrow i K_\Sigma,$$

где

$$K_\Sigma = \sqrt{2m_\Sigma (T-E')}, \quad T > E'$$

так что слагаемое, которое зависит линейно от K_Σ появляется в действительной части амплитуды реакции.

Наличие слагаемых, пропорциональных $P_\Sigma (T < E')$ и $K_\Sigma (T > E')$ приводит к обращению в бесконечность производной по энергии в энергетическом спектре K -мезонов и в зависимости от энергии поляризации Λ - частиц /и нуклонов/.

Порядок величины этих аномалий следует из /24/ и /25/, а их форма зависит от относительного знака A_Λ° , A_Σ° , $\beta_{3,1}$ и δ . Все четыре случая аномалий, обсуждавшихся в литературе для бинарных реакций, могут иметь место и в настоящем случае.

Отметим, что и в общем случае величины, заменяющие A_Λ' и C_Λ' имеют слагаемые, как связанные непосредственно с взаимодействием в конечном состоянии, так и не обусловленные им.

Все выражения в разделах 2,3 и 4 даны для рождения частиц в р-р-соударениях. Нетрудно обобщить их на случай $\bar{n}-\rho$ соударения. Это сделано в приложении. Там же обсуждается случай скалярной K -частицы.

Подчеркнем, что полученные в настоящем разделе выражения относятся к взаимодействию в S -состоянии конечной системы. Относительно большая разность масс Σ и Λ гиперонов делает затруднительным применение теории неупругого взаимодействия к анализу реакции /1/, однако основного утверждения о существовании в спектре немонотонности и причинах ее появления это не меняет.

Ранее было показано^{/9/}, что прямое аналитическое продолжение $P_\Sigma \rightarrow i k_\Sigma$ невозможно проводить, когда вблизи порога имеется резонанс. В этом случае необходимо привлечение метода дисперсионных соотношений. Так как аналитическое поведение амплитуды реакции, как функции ω , неясно, мы не проводили такого анализа. Однако, даже если такой резонанс имеет место, можно ожидать энергетической немонотонности при относительной энергии $\Lambda-N$ пары, равной порогу нового канала.

Если Σ и Λ имеют противоположные четности, первый член разложения в /22/ начнется с P_Σ^3 и в бесконечность обращается лишь вторая производная по энергии.

Следовательно, изучение пороговых аномалий в энергетическом спектре K -мезонов при достаточной высокой точности может оказаться полезным для определения относительной четности Σ и Λ частиц.

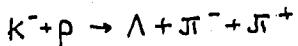
5. Обсуждение

Таким образом, эндотермические неупругие взаимодействия вида $C+\bar{D} \rightarrow E+F$ в конечном состоянии реакции $A+B \rightarrow \alpha+C+\bar{D}$ в силу аналитичности и унитарности S -матрицы могут приводить к энергетическим немонотонностям в спектре частиц α .

Для экспериментального исследования этих особенностей требуются, конечно, хорошие точности и высокие энергетические разрешения. Но в результате обнаружения и изучения их могут быть получены сведения о взаимодействии нестабильных частиц, о их спине и четности.

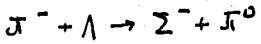
Выше мы рассмотрели рождение гиперонов и K^- -мезонов в $N-N$ -соударениях. Отметим ряд других процессов, в которых могут иметь место подобные аномалии, изучение которых может дать сведения о взаимодействии нестабильных частиц.

В спектре $\bar{\Lambda}^+$ -мезонов от реакции



/26/

вблизи порога



/27/

будет иметь место аномалия, величина и характер которой через амплитуду реакции /27/ связаны с $K^- p$ рассеянием при малых энергиях.

В спектре протонов от процесса рождения $\bar{\Lambda}^+$ -мезонов K^- -мезонами



/28/

возможна аномалия при энергии, соответствующей порогу реакции



/29/

если существуют силы, приводящие к подобной реакции.

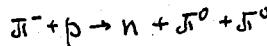
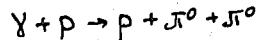
Если попытаться построить лагранжиан $\bar{\Lambda}-K^-$ взаимодействия и исключить из рассмотрения взаимодействия с производными, то получающееся выражение

$$L_{int} = g (\varphi_{\bar{\Lambda}}^i \cdot \varphi_{\bar{\Lambda}}^i) (\varphi_K^k \varphi_K^k)$$

инвариантно при вращении изотопического спина каждой частицы и все процессы $K-\bar{\Lambda}$ рассеяния с изменением заряда оказываются запрещенными.

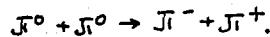
В более общих предположениях запрета реакции - /29/ получить не удается, поэтому обнаружение энергетической немонотонности в спектре протонов от реакции /28/ представляло бы интерес с точки зрения изучения симметрии $\bar{\Lambda}-K^-$ -взаимодействия.

Из реакций с участием двух $\bar{\Lambda}^+$ -мезонов интересно отметить, что в распределении нуклонов от реакций



/30/

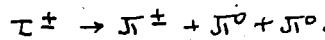
могут иметь место подобные аномалии при относительной энергии π^0 -мезонов, превышающей 9 Мэв, когда становится возможной реакция перезарядки



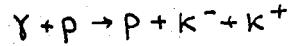
/31/

Учет пороговых явлений в реакции /31/ может привести к заметным эффектам в теории π - π -взаимодействия при малых энергиях.

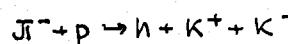
Существование порога в реакции /31/ может привести к немонотонности в спектре заряженных π -мезонов от τ' -распада



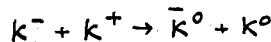
Аналогично /30/ в спектре нуклонов от реакций



/32/



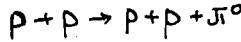
вблизи порога реакции



/33/

могут иметь место энергетические аномалии, связанные с K - K -взаимодействием. Более того, в конечном состоянии реакции /33/ отсутствует кулоновское взаимодействие, которое может смазать немонотонность /см. /10/.

В спектре протонов от реакции

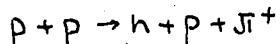


/34/

вблизи порога

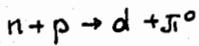


и в спектре π^+ -мезонов от реакции



/35/

вблизи порога

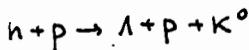


также будут иметь место энергетические немонотонности^{x/}.

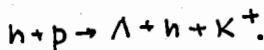
Приложение

A. Рождение псевдоскалярного К-мезона в $n-p$ соударении

В $n-p$ соударениях имеются две возможности для образования Λ -частицы



/A1/



/A2/

Обозначим амплитуды реакций в изотопически синглетном и триплетном состояниях через T_0 и T_1 , соответственно. Реакция /A1/ описывается тогда амплитудой $\frac{1}{2}(T_1 + T_0)$, а реакция /A2/ $\frac{1}{2}(T_1 - T_0)$. Спиновая зависимость изотопически триплетной амплитуды дается /9/ при $B_\Lambda = 0$, в то время как

$$\langle \Lambda N K | T_0 | NN \rangle = B_\Lambda \{ (\vec{\delta}_1 - \vec{\delta}_2, \vec{\kappa}) + i(\vec{\kappa} [\vec{\delta}_1, \vec{\delta}_2]) \}.$$

/A3/

При сделанных ранее предположениях мы можем учесть взаимодействие в конечном состоянии, положив

$$B_\Lambda = B_\Lambda^0 \frac{e^{i\delta_3} \sin \delta_3}{P_\Lambda \alpha_3},$$

/A4/

где B_Λ^0 — функция полной энергии E .

Выражения для сечения рождения и поляризации Λ -частиц имеют вид

^{x/} Длины рассеяния при малой энергии π^0-p системы отличаются от получающихся в рамках изотопической инвариантности ввиду существования нарушающих изотопическую инвариантность немонотонностей, связанных с реакцией $\pi^0 + p \rightarrow n + \pi^+$.

Оценка с помощью дисперсионных соотношений приводит к $\sim 5\%$ поправкам.

$$\frac{d\sigma}{dT} = (2\pi)^4 \frac{E}{2[E^2 - 4M_N^2]^{1/2}} \frac{1}{4} (4\pi)^2 (2m_\Lambda \mu_\Lambda)^{3/2} [T(T_{max} - T)]^{1/2} \times \\ [|A_\Lambda + C_\Lambda \pm B_\Lambda|^2 + |A_\Lambda - C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 + 2|C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2] \quad /A5/$$

и

$$\vec{P}_\Lambda [|A_\Lambda + C_\Lambda \pm B_\Lambda|^2 + |A_\Lambda - C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 + 2|C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2] = 2 [|A_\Lambda + C_\Lambda \pm B_\Lambda|^2 - \\ - |C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2] (\vec{\kappa} \vec{P}) \vec{\kappa} + [|A_\Lambda - C_\Lambda \mp B_\Lambda|^2 - |A_\Lambda + C_\Lambda \pm B_\Lambda|^2] \vec{P}. \quad /A6/$$

Знак плюс перед B_Λ имеет место для реакции /A1/, а минус - для /A.2/.

Из /A5/ и /A6/ нетрудно получить "правила интенсивности"

$$d\sigma(np \rightarrow \Lambda p K^0) = d\sigma(np \rightarrow \Lambda n K^+) \quad /A7/$$

и

$$\vec{P}_\Lambda (np \rightarrow \Lambda p K) = \vec{P}_\Lambda (np \rightarrow \Lambda n K^+), \text{ если } \vec{P} \parallel \vec{\kappa} \quad /A8/$$

Эти соотношения получены в предположении о том, что в конечном состоянии необходимо учитывать только S -волны. Соотношения могут быть использованы для экспериментальной проверки этого предположения.

В. Рождение скалярного К-мезона в $N-N$ -столкновениях

В этом случае

$$\langle \Lambda N K | T_1 | NN \rangle = A_\Lambda \quad /B1/$$

$$\langle \Lambda N K | T_0 | NN \rangle = B_\Lambda (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2),$$

а

$$A_\Lambda = A_\Lambda^0 \frac{e^{i\delta_1} s_{1n} \delta_1}{P_\Lambda Q_1}, \quad B_\Lambda = B_\Lambda^0 \frac{e^{i\delta_3} s_{1n} \delta_3}{P_\Lambda Q_3}. \quad /B2/$$

Если ввести

$$f(NN \rightarrow \Lambda N K) = \frac{d\sigma(NN \rightarrow \Lambda N K)}{dT} \cdot \frac{8 (E^2 - 4M_N^2)^{1/2}}{[T(T_{max} - T)]^{1/2} (2\pi)^4 E (4\pi)^2 (2m_\Lambda M_A)^{3/2}}$$

то для сечений и поляризации Λ - частиц во всех трех реакциях получаем

$$f(pp \rightarrow \Lambda p K^+) = |A_\Lambda|^2 \frac{\sin^2 \delta_1}{(p_\Lambda a_1)^2} \quad /B3/$$

$$\vec{P}_\Lambda (pp \rightarrow \Lambda p K) = \vec{P} \quad /B4/$$

$$f(np \rightarrow \Lambda N K) = f(pp \rightarrow \Lambda p K^+) + 3 |B_\Lambda|^2 \frac{\sin^2 \delta_3}{(p_\Lambda a_3)^2} \quad /B5/$$

$$\vec{P}_\Lambda (np \rightarrow \Lambda N K) = \frac{|A_\Lambda|^2 - |B_\Lambda|^2}{|A_\Lambda|^2 + |B_\Lambda|^2} \vec{P} \quad /B6/$$

Рукопись поступила в издательский отдел
17 февраля 1960 года.

Цитированная литература

1. А.Б. Мигдал. ЖЭТФ, 28, 10, 1955.
2. K. Brueckner, K.M. Watson. Phys.Rev., 83, 1, 1951;
K.M. Watson. Phys.Rev., 88, 1163, 1952.
3. Р. Парунцева. ЖЭТФ, 22, 123, 1952.
4. E.M. Henley. Phys.Rev., 106, 1083, 1957.
5. G. Feldman, P.T. Matthews. Phys.Rev., 109, 546, 1958.
6. R. Karplus, L.S. Rodberg. Phys.Rev., 115, 1058, 1959.
7. E.P. Wigner. Phys.Rev., 73, 1002, 1948.
А.И. Базь. ЖЭТФ, 36, 709, 1957.
G. Breit. Phys.Rev., 107, 1612, 1957.
R.G. Newton. Ann. of Phys. 4, 29, 1958.
R.K. Adair. Phys.Rev., 111, 632, 1958.
L. Fonda. Nuovo Cimento 13, 956, 1959.
8. В.Н. Грибов. ЖЭТФ, 33, 1431, 1957; 34, 849, 1958.
Nucl. Phys. 5, 653, 1958.
9. Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао. Препринт ОИЯИ D-467 /1960/.
10. R.G. Newton, L. Fonda. Ann. of Phys. 7, 133, 1959.