

5028

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P2 - 5028

Л.И. Липидус, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

О ПРОЦЕССАХ
С ДВОЙНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ
К-МЕЗОНОВ

1970

P2 - 5028

Л.И. Липидус, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн

О ПРОЦЕССАХ
С ДВОЙНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ
К-МЕЗОНОВ

Направлено в ЖЭТФ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Summary

The well known properties of K-mesons and their interactions with nucleons determine the basic behaviour of such interactions of kaons with nucleus where the transformations $K^- \rightarrow K^+$, $K^- \rightarrow K^0$, $K^0 \rightarrow K^+$ take place. In these double strange exchange interactions of kaons on nucleus two $Y(\Lambda, \Sigma)$ hyperons with the strangeness $S = -1$ occur. This new process is similar to the well-known process of pion double charge exchange. The thresholds for K-meson double strange exchange process are equal to about 450 MeV for the production of the Λ pair and to about 650 MeV for the production of the Σ pair (on ${}^4\text{He}$). Due to the fact that all the known hyperons and their resonances have negative strangeness the kaon double strange exchange process can occur only in K^- - or K^0 -beams but not in the K^+ one.

The possibility of kaon double strange exchange as a two step charge exchange processes on nucleons is forbidden by the conservation of strangeness. But the kaon double strange exchange process is allowed (as a second-order process) with the help of the so-called pion chain (2) and (3) and also with the help of the so-called Ξ hyperon chain (5), (6) and (7). The relative contributions of both the chains depend on particle energy. The table presents the final states in $K^- - {}^4\text{He}_2$ interactions with the proper thresholds and hypernuclei which can be produced. Expressions (9) and (10) give us possible kaon double strange exchange processes on deuterons.

Section 2 of the paper is connected with the derivation of cross section formulae for process under consideration in the Glauber approximation. The process amplitude f on nucleons is connected with the so-called profile function Γ with the help of (11). The profile function for double strange exchange process and for pion double charge exchange is given through the profile functions of processes on nucleons in the lowest order of interaction in (12). Differential cross-section expression (13) can be transformed with the help of (12) and closure condition to (14). The substitution of (15) in (14) gives us (16) after the integration over $d^3b d^3b'$ takes place. Neglecting some interference terms and supposing that elementary amplitudes f as a function of momentum transfer sharper than integrals like (16'), we come to (17). The supposition (18) about the wave function of nucleons is not valid for the deuteron. For the last case we have (19) and (20). In (17) amplitudes f_1 and f_2 are given in (17') and (17'') for pion and hyperon chains, respectively. In (19) the quantity l' belongs to pion and Ξ hyperon momenta for the above mentioned chains, respectively; $\langle \frac{1}{r^2} \rangle_d$ coincides with the same value in the well-known formula for the Glauber correction.

With the help of experimental data on pion double charge exchange ^[2] from (21) we obtain the estimation for F_π . With this value for $F_K = F_\pi$ with experimental data on the $K + N \rightarrow Y + \pi$ and $K + N \rightarrow Y + K$ processes we have from (22) the estimation $\sigma_K = 2\mu b$ for the cross section of strange charge exchange processes at ≈ 2 GeV. The contributions of pion and hyperon chains to the cross section become approximately the same. When experimental data on the energy spectrum and angular distribution available more detailed analysis as in ^[13,14] for pion double charge exchange becomes possible.

The estimation $\sigma_K = 3\mu b$ for the cross section of double strange exchange on deuteron follows from (20) when the value

$$\frac{1}{4\pi} \langle \frac{1}{r^2} \rangle_d = \frac{1}{300 \text{ mb}} \text{ is used.}$$

The experimental efforts in the search for and investigation of the double strange exchange process gives us more information on hyperon-pair production, hyperon-hyperon interaction, and may be, hypernuclei with double $\Lambda\Lambda$ hyperfragments included.

Preliminary experimental data mentioned in ^[17] seem to be connected with the process under consideration.

I

А. Изучение процессов двойной перезарядки пионов при их взаимодействии с атомными ядрами

$$(A, Z)(\pi^\pm, \pi^\mp)(A, Z \pm 2) \quad (1)$$

дает возможность подойти к поиску необычных ядер. Достаточно полная теория этого специфического процесса превращения пионов может позволить получить дополнительные сведения о распределениях нейтронов и протонов в ядрах при сопоставлении данных о двойной перезарядке как π^+ , так и π^- -мезонов на одном ядре ^{x/}.

Существование процессов (1) и основные черты зависимости их сечений взаимодействия, наряду со свойствами ядер, определяются основными свойствами пионов и их сильного взаимодействия с нуклонами.

Известные данные о свойствах K-мезонов, об образовании K-мезонов и KN- (\bar{K} -N) взаимодействии определяют основные качественные представления об аналогичном процессе своеобразного взаимодей-

^{x/} Недавно Кофед-Хансен и Марголис ^[1] обсуждали влияние распределений нейтронов и протонов в ядрах на сечения обычной перезарядки пионов и K-мезонов на ядрах. Интересно выяснить, не обесценивают ли неопределенности, связанные с физикой ядра, возрастающую (по сравнению с обычной перезарядкой) чувствительность результатов по изучению двойной перезарядки пионов к распределению нейтронов и протонов в ядрах.

ствия K^- -мезонов с ядрами, при котором в результате сильных (сохраняющих странность) взаимодействий происходит превращение $K^- \rightarrow K^+$, $K^+ \rightarrow K^0$, $\bar{K}^0 \rightarrow K^+$ с переходом двух нуклонов ядра в два гиперона со странностью $S = -1$.

Как следует из проводимого ниже рассмотрения, такие процессы можно наблюдать в пучках K^- -мезонов отрицательной странности, причём энергия частиц должна превышать 450-650 Мэв.

Существующие экспериментальные данные [2-4] о двойной перезарядке пионов, по крайней мере вплоть до энергий налетающих пионов в 200-300 Мэв, связывают [5-14], в основном, с двумя последовательными перезарядками пионов на нуклонах внутри ядра.

Для K^- -мезонов две последовательные перезарядки на нуклонах ядра не могут привести к двойному изменению знака заряда (и странности) K^- -мезона, поскольку K^+ (K^0) - и K^- (\bar{K}^0) - мезоны имеют различные странности.

K^- образованию двух гиперонов $Y \equiv \Lambda, \Sigma$ со странностью $S = -1$ приводят несколько других последовательных соударений внутри ядер с участием (на промежуточном этапе) пионов, а также Ξ^- -гиперонов.

Б. В одном случае сначала в результате K^-N взаимодействия



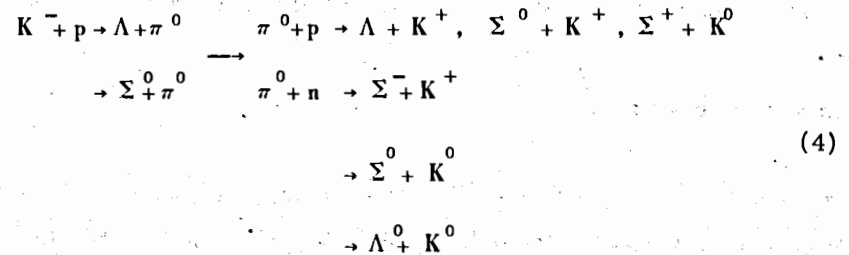
образуется Y -гиперон с $S = -1$ и пион (π). На втором этапе в результате $\pi-N$ взаимодействия образовавшегося пиона с нуклоном ядра



рождается второй Y -гиперон вместе с K^+ - или K^0 -мезоном.

Поскольку все известные гипероны (и их резонансы) имеют отрицательную странность, такой процесс последовательного изменения странности может происходить только с K^- и \bar{K}^0 -мезонами, но не с K^+ -мезонами.

Таким образом, в результате, например, последовательности процессов



происходит превращение K^- -мезонов в K^+ (или K^0) с одновременным образованием двух гиперонов со странностью $S = -1$. Кроме того, в K^-p взаимодействиях образуются резонансы и более тяжелые нестранные мезоны; встречающиеся здесь более массивные промежуточные состояния будут играть свою роль при больших энергиях.

В. Рассмотренная цепочка процессов не является единственной. Как известно, при взаимодействии K^+ - (и \bar{K}^0) - мезонов с отдельными нуклонами в реакциях вида



происходит изменение странности K^- -мезонов.

Экспериментально (см., например, /15/) в интервале импульсов K^- -мезонов (1,26 - 1,84) Гэв/с сечения процессов (5) и (6) составляют соответственно около 100 мкбарн и около (30-100) мкбарн. При экспериментальном исследовании вклад процессов образования Ξ -гиперонов должен быть учтен. Реакции (5) и (6) будут давать вклад в сечение образования пары Y -гиперонов в конечном состоянии за счёт процесса

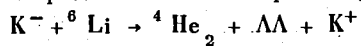


Относительный вклад пионной и Ξ -гиперонной цепочек при различных энергиях будет различным. Поскольку в рассматриваемых процессах будут образовываться пары гиперонов, среди продуктов реакций будут встречаться гиперядра, а также двойные гиперядра.

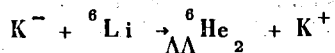
Г. В отличие от сечения двойной перезарядки пионов сечения процессов двойной перезарядки K^- -мезонов имеют энергетический порог.

Рассматривая ядра ${}^4\text{He}_2$ в качестве примера, а также имея в виду возможные эксперименты с гелиевыми пузырьковыми или стримерными камерами, мы даем в таблице перечень реакций, которые могут приводить к превращению $K^- \rightarrow K^{+,0}$ в $K^- - {}^4\text{He}_2$ взаимодействиях. Некоторые из отмеченных выше процессов могут привести к образованию Σ^- или двойных $\Lambda\Lambda$ -гиперфрагментов. При экспериментах с ядрами ${}^3\text{He}_2$ в качестве мишени станут возможными поиски ядер $\Lambda\Lambda n^3$ и $\Lambda\Lambda H^3$.

Для экспериментов с более тяжелыми ядрами в качестве мишеней может представлять интерес изучение процессов вида



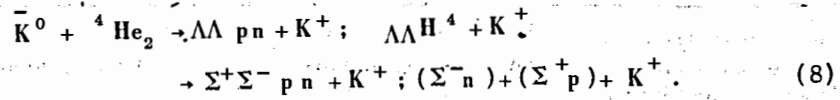
или



Таблица

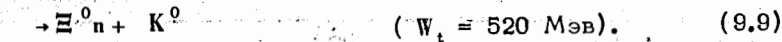
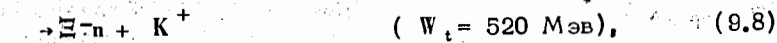
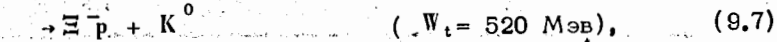
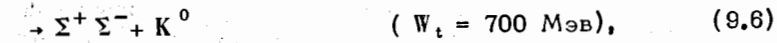
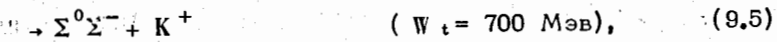
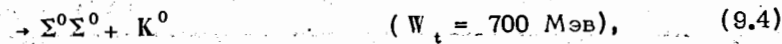
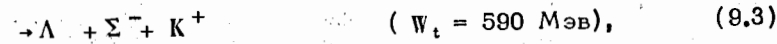
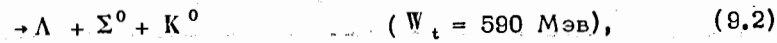
Конечные состояния, возникающие при $K^- - {}^4\text{He}_2$ взаимодействии	Пороговая энергия K^- -мезонов (Мэв) W_t	Примечание
$\Lambda\Lambda nn + K^+$	440	Возможно образование двойного гиперядра $\Lambda\Lambda n^4$
$\Lambda\Sigma^0 nn + K^+$	535	
$\Sigma^0\Sigma^0 nn + K^+$	630	
$\Sigma^+\Sigma^- nn + K^+$	630	Возможно образование (Σ^-n) -ядра
$\Xi^0 nnp + K^+$	470	Процесс происходит по схеме $K^- + p, p \rightarrow K^+ + \Xi^- p \rightarrow K^+ + \Xi^0 n$
$\Xi^- nnp + K^+$	480	Реакция происходит на отдельном протоне
$\Lambda\Sigma^+ np + K^0$	535	
$\Sigma^0\Sigma^+ np + K^0$	630	
$\Lambda\Lambda np + K^0$	440	Возможно образование ядра $\Lambda\Lambda H^4$
$\Xi^0 nnp + K^0$	470	Реакция происходит на отдельном протоне
$\Xi^- npp + K^0$	480	Реакция происходит на отдельном нейтроне
$\Sigma^+\Sigma^- np + K^0$	630	Возможно образование (Σ^-n) - и (Σ^+p) -ядер
$\Sigma^0\Sigma^0 np + K^0$	630	
$\Lambda\Sigma^0 np + K^0$	535	Возможно образование ядра ΛH^3

Отметим, что в пучке нейтральных К-мезонов можно наблюдать, например, процессы

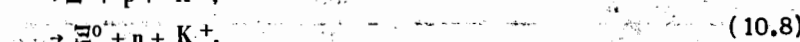


Эти и другие реакции с \bar{K}^0 -мезонами нетрудно получить из таблицы, заменяя K^- на \bar{K}^0 в начальном состоянии и K^0 на K^+ - в конечном.

Процессы с двойным изменением странности К-мезонов могут происходить при взаимодействии К-мезонов с дейтронами



и



Реакции (9) и (10) могут быть интересными с точки зрения попыток изучения гиперон-гиперонных взаимодействий.

В силу изотопической инвариантности между сечениями процессов двойного изменения странности К-мезонов (9) и (10) имеют место простые соотношения. Так, например,

$$\sigma(9,1) = \sigma(10,1),$$

$$\sigma(9,4) = \sigma(10,4).$$

II

Надежная теоретическая оценка величины ожидаемых сечений двойной передачи странности представляет некоторые трудности. Теория аналогичных процессов для пионов рассматривалась различными авторами /8-13/ в различных приближениях и продолжает развиваться (см., например, /14/).

Последовательные соударения внутри ядра, приводящие и к двойной перезарядке пионов, и к двойному изменению странности К-мезонов, близки к последовательным соударениям, приводящим к известной поправке Глаубера /16/. Поэтому применим метод Глаубера для рассмотрения обсуждаемых здесь процессов при высоких энергиях частиц.

В рамках применения приближения Глаубера амплитуда $f(\vec{q})$ (где $\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}$ с хорошей точностью - двумерный вектор, так как $\vec{k}_q \approx 0$; \vec{k} - импульс падающего, а \vec{k}' - образующегося мезона) связана с так называемой функцией профиля $\Gamma(\vec{b})$

$$f(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int \Gamma(\vec{b}) e^{-i\vec{q}\vec{b}} d^2\vec{b}. \quad (11)$$

Функция профиля для взаимодействия с системой выражается через функции профиля элементарных процессов в случае двойной перезарядки в низшем приближении по степеням взаимодействия следующим образом:

$$\Gamma_{f_1}(\vec{b}) = \int \Phi_f^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots) \sum_{i \neq k} \Theta(z_i - z_k) \Gamma_2(\vec{b} - \vec{s}_k) \times \\ \times \Gamma_1(\vec{b} - \vec{s}_i) \Phi_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_k) d\tau. \quad (12)$$

Здесь $\Phi_{i,f}$ - волновые функции начального и конечного состояний, \vec{r}_i - координаты нуклонов, z_i - их продольные (вдоль \vec{k}), а \vec{s}_i - их поперечные компоненты, $\Theta(x)$ - известная ступенчатая функция. Выражение для дифференциального сечения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \sum_{if} \int \Gamma_{if}^*(\vec{b}') e^{i\vec{q}\vec{b}'} d^2\vec{b}' \int \Gamma_{if}(\vec{b}) e^{-i\vec{q}\vec{b}} d^2\vec{b} \quad (13)$$

с учётом (12) и условия полноты можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int d^2\vec{b} d^2\vec{b}' e^{i\vec{q}(\vec{b}' - \vec{b})} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_n \times \\ \times |\Phi_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n)|^2 \sum_{i \neq k} \Theta(z_i - z_k) \Gamma_1^*(\vec{b}' - \vec{s}_i) \Gamma_2(\vec{b}' - \vec{s}_k) \times \\ \times \sum_{\ell \neq j} \Theta(z_\ell - z_j) \Gamma_2^*(\vec{b} - \vec{s}_j) \Gamma_1(\vec{b} - \vec{s}_\ell). \quad (14)$$

Подставляя в (14) соотношения

$$\Gamma_{1,2}(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi ik} \int f_{1,2}(\vec{\Delta}) e^{i\vec{\Delta}\vec{b}} d^2\vec{\Delta}, \quad (15)$$

обратные (11), и выполняя интегрирование по $d^2\vec{b} d^2\vec{b}'$, получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi k)^2} \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_n |\Phi_f(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)|^2 d^2\vec{\Delta}_1 d^2\vec{\Delta}_2 \\ d^2\vec{\Delta}_3 d^2\vec{\Delta}_4 f_2^*(\vec{\Delta}_4) f_1^*(\vec{\Delta}_3) f_1(\vec{\Delta}_1) f_2(\vec{\Delta}_2) \\ \delta^{(2)}(\vec{q} - \vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2) \delta^{(2)}(\vec{q} - \vec{\Delta}_3 - \vec{\Delta}_4) \times \\ \times \sum_{i \neq k} \sum_{\ell \neq j} \Theta(z_i - z_k) \Theta(z_\ell - z_j) \times \\ \times \exp i(\vec{\Delta}_4 \vec{s}_i + \vec{\Delta}_3 \vec{s}_k - \vec{\Delta}_2 \vec{s}_j - \vec{\Delta}_1 \vec{s}_\ell). \quad (16)$$

Нетрудно убедиться, что при q , больших тех, при которых интегралы вида

$$\int e^{i\vec{q}\vec{s}_i} d\vec{s}_i |\Phi_f(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)|^2 \quad (16')$$

существенно отличны от нуля, в ^{/16/} остаются лишь члены с $i = \ell$ и $k = j$. Считая далее, что упомянутые выше интегралы от волновых функций как функции от передаваемых импульсов меняются гораздо быстрее, чем величины f , получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \int d^2\vec{\Delta} |f_1(\frac{\vec{q}}{2} - \vec{\Delta})|^2 |f_2(\frac{\vec{q}}{2} + \vec{\Delta})|^2 \quad (17)$$

$$\sum_{ik} dz_1 dz_2 ds_1^2 \rho_i(z_1, \vec{s}_1) \rho_k(z_2, \vec{s}_2).$$

Здесь предполагалось, что

$$|\Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n)|^2 = \prod_1 \rho_1(\vec{r}_1). \quad (18)$$

Сумма по парам нуклонов в (17) дает в случае двойной перезарядки π^+ -мезонов очевидный множитель $n(n-1)$, где n - эффективное число нейтронов в ядре. Для двойной перезарядки π^- -мезонов возникает множитель $Z(Z-1)$, где Z - эффективное число протонов.

Амплитуды f_1 и f_2 в (17) - амплитуды мезон-барийонных процессов на первом и втором этапах двойной перезарядки. В случае двойной перезарядки пионов f_1 и f_2 - амплитуды перезарядки пионов на нуклонах. Для процессов двойной передачи странности K -мезонов

$$f_1 = f_1(K^- + p \rightarrow Y + \pi); \quad f_2 = f_2(\pi + N \rightarrow Y + K) \quad (17')$$

(пионная цепочка) и

$$f_1 = f_1(K^- + p \rightarrow \Xi + K); \quad f_2 = f_2(\Xi + N \rightarrow Y + Y) \quad (17'')$$

(Ξ -гиперонная цепочка).

Формула (17), справедливая вообще при высоких энергиях, неприменима из-за условия (18) для процессов (9) и (10). В случае дейтрона как мишени рассмотрение диаграммы, изображенной на рисунке, приводит^{x/} (в пренебрежении зависимостью от спинов) к выражению вида

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d \int d\Omega_\ell \sum \sigma_2(\ell) \frac{d\sigma_1}{d\Omega_\ell}, \quad (19)$$

^{x/} Более подробное рассмотрение процессов двойной передачи странности на дейтронах проводится в отдельной работе.

где ℓ - импульс пиона или Ξ -гиперона для пионной и Ξ -гиперонной цепочек, σ_1 и σ_2 - сечения на первом и втором этапах соответственно, $\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d$ совпадает с аналогичной величиной, входящей в выражение для поправки Глаубера. При слабой зависимости σ_2 от Ω (что, по-видимому, не совсем правильно для Ξ -цепочки), вынося σ_2 из-под знака интеграла, получаем

$$\sigma_k = \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d \sum \sigma_1 \sigma_2. \quad (20)$$

III

Из общей структуры выражения (17) следует, в частности, что в области его применимости для отношения сечения двойной перезарядки π^+ -мезонов (σ_+) к сечению двойной перезарядки π^- -мезонов (σ_-) на одном и том же ядре получим

$$\frac{\sigma_+}{\sigma_-} \approx \frac{n(n-1)}{Z(Z-1)} \frac{F_{\pi^+}}{F_{\pi^-}},$$

где зависящая от характеристик ядра функция F_{π^\pm} имеет размерность обратного квадрата длины. Отметим, что согласно данным группы Дубны^{/2/} на ядрах эмульсии при энергии пионов около 200 Мэв

$$\sigma_+ = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \quad \text{и} \quad \frac{F_+}{F_-} = 1,91 \begin{matrix} +0,95 \\ -0,64 \end{matrix}$$

$$\sigma_- = (0,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

Для двойной перезарядки пионов из (17) следует, что

$$\sigma_{\pi^\pm} \approx \sigma_{1\pi} \cdot \sigma_{2\pi} P_{\pi^\pm} F_{\pi^\pm}. \quad (21)$$

где $\sigma_{1\pi} = \sigma_{2\pi}$ - сечения перезарядки пионов на отдельных нуклонах, $P_{\pi^{\pm}}$ равно $n(n-1)$ для двойной перезарядки π^{+-} , и $Z(Z-1)$ для двойной перезарядки π^{-} -мезонов. В соответствии с экспериментальными данными ^{12/} для F_{π} получаем

$$F_{\pi} \approx \frac{1}{2500} 10^{24} \text{ см}^{-2}.$$

Для сечения двойной перезарядки K-мезонов из (17) имеем

$$\sigma_k \approx \sigma_{1k} \sigma_{2k} P_k F_k, \quad (22)$$

где под σ_{1k} понимается сечение $K^{-} + p \rightarrow Y + \pi$ взаимодействия, а $\sigma_{2k} = \sigma(\pi N \rightarrow \Lambda K)$. Величина P_k учитывает эффективное число нуклонов, а функция F_k для данного ядра отличается от F_{π} заменой двух нуклонов на два гиперона в конечном состоянии.

Из (17), (22) и того факта, что вдали от порога с ростом энергии K-мезонов сечения σ_{1k} и σ_{2k} уменьшаются, можно ожидать, что интересная для экспериментальных исследований область энергий K^{-} - и K^0 -мезонов находится при $\approx 2 \text{ ГэВ}^x/$.

Если учесть, что ^{18,19/}

$$\sigma_{1k} = \sigma(K^{-} p \rightarrow Y \pi) \approx 2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{2k} = \sigma(\pi N \rightarrow Y K) \approx 1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

то из (22) при $Z = 50$ и $F_k \approx F_{\pi}$ получим, что $\sigma_k \approx 2 \text{ мкбарн}$.

^{x/} После завершения настоящей работы стало известно предварительное сообщение ^{17/} о результатах двух экспериментов, в ходе которых по-видимому, получены первые экспериментальные результаты, связанные с процессами двойной передачи странности.

Учитывая, что

$$\sigma(\bar{K} + N \rightarrow \Xi + K) \approx 10^{-28} \text{ см}^2,$$

и принимая (с учётом некоторой подавленности в рамках SU_3 -симметрии)

$$\sigma(\Xi N \rightarrow Y Y) \approx 10 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

получим, что вклад Ξ - цепочки сопоставим с вкладом пионной цепочки, если нет сильного различия в величинах F_k и F_{Ξ} . Для оценки возможного различия в этих величинах необходим дополнительный анализ. Ξ - цепочка может представлять особый интерес в связи с изучением гиперядер, включая двойные.

Как видно из (20), при $\frac{1}{4\pi} < \frac{1}{r^2} >_d \approx 1/300$ мбарн для величины сечения процессов двойной передачи странности на дейтронах получаем

$$\sigma_k \approx 3 \text{ мкбарн}.$$

При дальнейшем уточнении может оказаться необходимым учет интерференции амплитуд различных вкладов.

Подведем некоторые итоги. Известные данные о свойствах K-мезонов и их взаимодействиях с нуклонами заставляют ожидать процесса двойной передачи странности K-мезонов при их взаимодействии с ядрами. Ввиду того, что известные гипероны и их резонансы имеют отрицательную странность, такие процессы возможны лишь для K^{-} - и \bar{K}^0 -мезонов. Двойная перезарядка K-мезонов имеет место выше некоторой пороговой энергии $\approx 450-650 \text{ МэВ}$. Она может происходить как на тяжелых, так и на таких легких ядрах, как ядра гелия и дейтроны. Энергия \bar{K} -мезонов, при которой можно, по-видимому, начать исследования, находится около 2 ГэВ. Оценка сечения с использованием

экспериментальных данных об элементарных процессах приводит к значению около нескольких микробарн. Проведение экспериментального исследования по поиску и изучению процессов с двойной передачей странности K^- -мезонов позволит накопить сведения о процессах с образованием пар гиперонов и, возможно, гиперядер, включая двойные гиперфрагменты. Исследование процессов двойной перезарядки K^- -мезонов на дейтронах представляет интерес для получения данных о гиперон-гиперонных взаимодействиях.

Авторы благодарны Ю.А. Батусову, Ф. Бекеру, А.Г. Володько, Б. Понтекорво, В.М. Сидорову, Ю.А. Шербакову, В.А. Ярбе за полезные обсуждения многих вопросов физики двойной перезарядки пионов и K^- -мезонов.

Л и т е р а т у р а

1. O. Kofoed-Hansen, B. Margolis. Nucl. Phys., B11, 455 (1969).
2. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ, 46, 817 (1964).
3. J.P. Massue, G. Baumann, H. Braun, and P. Cuer. Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucleaire (Paris, Juillet, 1964), p. 326.
4. L. Gilly, M. Jean Meunier, M. Spighel, J.P. Stroot, P. Duteil, and A. Rote. Phys. Lett., 11, 244 (1964).
5. S.D. Drell, H.J. Lipkin, and A. de Shalit (цитировано в /6,7,8,9/).
6. T. Ericson. Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure (CERN 63, 28 June, 1963), p. 68.
7. M. Jean. Suppl. Nuovo Cim., 2, 400 (1964).
8. R.G. Parsons, J.S. Trefil, S.D. Drell. Phys. Rev., 138 B, 847 (1965).
9. F. Becker, Z. Maric. Nuovo Cim., 36, 1395 (1965).

10. S. Barshay, G.E. Brown. Phys. Lett., 16, 165 (1965).
11. T. Kohmura. Prog. Theor. Phys., 33, 480 (1965).
12. D.S. Koltun, A. Reitan. Phys. Rev., 139 B, 1372 (1965).
13. F. Becker, Z. Maric. Nuovo Cim., 16B, 174 (1966).
14. F. Becker, C. Schmit. Analysis of Double Charge Exchange of Pions on ^4He . Strasbourg, Preprint, 1969.
15. G. Burgun, J. Meyer, E. Pauli, B. Tallini, J. Vrana, A. De Bellefon, A. Bethon, K.L. Rangan, J. Beaney, S.M. Deen, C.M. Fisher, J.R. Smith. Nucl. Phys., B84, 47 (1968).
16. R.J. Glauber. High-Energy Physics and Nuclear Structure (North-Holland Publ. Comp. Amsterdam, 1967), p. 311. Boulder Lectures in Theoretical Physics, 1 (1958). (Interscience Publ. Inc., New York, 1959).
17. D. Cline, R. Laumann, J. Mapp. Study of $Y-N$ and $Y-Y$ Interactions Using Final State Interactions. Proc. of Intern. Conf. on Hypernuclear Physics at Argonne National Lab., 1969, v. 1, p. 92.
18. R. Armenteros, M. Ferro-Luzzi, D.W.G. S. Leith, R. Levi-Setti, A. Minten, R.D. Tripp, H. Filthuth, V. Hepp, E. Kluge, H. Schneider, R. Barloutand, P. Granet, J. Meyer, J.-P. Porte. Nucl. Phys., B8, 233 (1968).
19. Р. Далитц. Странные частицы и сильные взаимодействия. М., 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1970 года.