

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Д-795

9/11-74

P2-8080

4744/2-74

С.Дубничка, О.В.Думбрайс, М.Сташель

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ СВЯЗИ K_{Λ} И K_{Σ}
НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ПО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ
СЕЧЕНИЯМ ПРОЦЕССОВ $\bar{p}p \rightarrow K \bar{K}^+$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$
И $pp \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2-8080

С.Дубничка,¹ О.В.Думбрайс,² М.Сташель³

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ СВЯЗИ K_{Λ} И K_{Σ}
НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ПО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ
СЕЧЕНИЯМ ПРОЦЕССОВ $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$
И $pp \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$

Направлено в *Physics Letters*

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

¹ Институт физики Словацкой Академии наук,
Братислава, Чехословакия.

² НИИЯФ МГУ.

³ Варшавский университет, Польша.

Дубничка С., Думбрайс О.В., Стасель М.

P2-8080

Определение констант связи $K\Lambda$ и $K\Sigma$ на основе данных по дифференциальным сечениям процессов $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ и $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$

Определены константы связи $K\Lambda$ и $K\Sigma$ на основе существующих данных по дифференциальным сечениям процессов $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ и $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$. Метод основан на экстраполяции $d\sigma/d\Omega$ к гиперонному и каонным полюсам, соответственно. Используется техника конформных отображений. Результаты вычислений не противоречат предсказаниям $SU(3)$ симметрии.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Dubnicka S., Dumbrajs O.V., Staszal M.

P2-8080

Determination of the Coupling Constants $K\Lambda$ and $K\Sigma$ from Data on the Differential Cross Sections of Processes $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ and $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$

A determination of the coupling constants $K\Lambda$ and $K\Sigma$ from existing differential cross section data for processes $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ and $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$ has been carried out. The method is based on the extrapolation of $d\sigma/d\Omega$ to the hyperon and kaon poles respectively, exploiting conformal mapping techniques. Calculations result in the values which favor $SU(3)$ predictions.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

Определение констант связи $K\Lambda$ и $K\Sigma$ интересно с точки зрения проверки предсказаний $SU(3)$ -симметрии. Согласно последней, константы связи $K\Lambda$ и $K\Sigma$ связаны посредством соотношений:

$$g_{Kp\Lambda}^2 = \frac{1}{3} (1 + 2\alpha)^2 g_{\pi NN}^2 ;$$

$$g_{Kp\Sigma}^2 = (1 - 2\alpha)^2 g_{\pi NN}^2 ,$$

/1/

где $g_{\pi NN}^2 = 14,6$ - обычная константа связи πNN , а параметр α уточняет величину связи F-типа, присутствующую, вследствие наличия двух 8 представлений, в 8×8 представлении $SU(3)$. Связь /1/ становится более строгой, если предположить справедливость $SU(6)$ -симметрии, которая требует $\alpha = 0,4$. Следовательно,

$$g_{Kp\Lambda}^2 \approx g_{\pi NN}^2 ;$$

$$g_{Kp\Sigma}^2 = g_{Kp\Lambda}^2 / 27 .$$

/2/

Было предпринято много попыток /более 50 работ/ определения констант связи $K\Lambda$ и $K\Sigma$. Отметим лишь самые последние /1-7/. Подробное рассмотрение этого вопроса можно найти в обзорах /8-10/. Для того, чтобы проиллюстрировать недостаточность наших знаний о связи $K\Lambda$ и $K\Sigma$, приведем наименьшие и наибольшие значения из таблиц обзора /10/:

$$2,3 \leq g_{Kp\Lambda}^2 \leq 60 ; \quad 0 \leq g_{Kp\Sigma}^2 \leq 3,5 .$$

В настоящей работе мы основываемся на гипотезе об аналитичности амплитуды бинарной реакции в $\cos\theta$ -плоскости. Величины констант связи извлекаются при помощи экстраполяции дифференциальных сечений из физической области к полюсам амплитуды рассеяния в $\cos\theta$ -плоскости. Этот метод хорошо известен, математическую основу метода и ссылки на предыдущие работы можно найти, например, в [11-13].

Разрезанная $\cos\theta$ -плоскость отображается в унифокальный эллипс в z -плоскости. При этом область, где существуют измерения, отображается в интервал $-1 \leq z \leq 1$, а разрезы u - и t -каналов на эллипс. Полюса остаются внутри эллипса. Если устранить их явным образом, то получающееся выражение аналитично внутри эллипса и может быть разложено в сходящийся ряд.

Мы пользовались следующими разложениями:

1/ для процесса $\bar{p}p \rightarrow K^-K^+$

$$(z - z_\Lambda)^2 (z - z_\Sigma)^2 \frac{d\sigma(z)}{d\Omega} = \sum_{n=1}^M A_n B_n T_n(z); \quad /3/$$

2/ для процессов $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ и $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\Sigma^+$

$$(z - z_{K_1^+K_0^0})^2 \frac{d\sigma(z)}{d\Omega} = \sum_{n=1}^M A_n B_n T_n(z). \quad /4/$$

Здесь $T_n(z)$ - полиномы Чебышева, $B_n = (R^{2(n-1)} + R^{-2(n-1)} + 2\delta_{n-1,0})^{-1/2}$, R - сумма полюсов эллипса, A_n - коэффициенты, получающиеся из подгонки.

Константы связи $g_{K^+p\Lambda}^2$ и $g_{K^+p\Sigma}^2$ /изотопинвариантность требует: $g_{K^+p\Sigma^+}^2 = 2g_{K^+p\Sigma^0}^2$ / могут быть вы-

ражены через величину $\sum_{n=1}^M A_n B_n T_n(z_{pole})$ следующим образом * :

* Вывод см. в Приложении.

$$g_{K^+p\Lambda}^4 = \sum_{n=1}^M A_n B_n T_n(z_\Lambda) \left\{ \frac{(z_\Lambda - z_\Sigma)^2 10(\hbar c)^2}{32(p^2 + m_p^2) q p^3} \times \right. \\ \left. \times [q^2 p^2 (1 - \cos^2 \theta_\Lambda) + q^2 m_p^2 + 2m_p(m_p + m_\Lambda) q p \cos \theta_\Lambda + \right. \\ \left. + (m_p + m_\Lambda)^2 p^2] \left(\frac{dz}{d \cos \theta} \right)_{\cos \theta_\Lambda}^2 \right\}^{-1}, \quad /5/$$

где $p = 0,5\sqrt{s - 4m_p^2}$, $q = 0,5\sqrt{s - 4m_K^2}$ /множитель $10(\hbar c)^2$ ($\hbar c = 0,1973$ фм ГэВ/ введен для согласования единиц измерения, когда $d\sigma/d\Omega$ измеряется в мб/,

$$g_{K^+p\Lambda, K^0p\Sigma^+}^4 = \sum_{n=1}^M A_n B_n T_n(z_{K^+, K^0}) \left\{ \frac{10(\hbar c)^2}{16(p^2 + m^2) q p^3} [m_p m_\Lambda \Sigma^- \right. \\ \left. - \sqrt{(p^2 + m^2)(q^2 + m_\Lambda^2)} + p q \cos \theta_{K^+, K^0}] \left(\frac{dz}{d \cos \theta} \right)_{\cos \theta_{K^+, K^0}}^2 \right\}^{-1}, \quad /6/$$

где $q = 0,5\sqrt{s - 4m_{\Lambda, \Sigma}^2}$.

Результаты подгонок представлены в табл. 1-3.

На основе табл. 1 можно сделать заключение, что реакция $\bar{p}p \rightarrow K^-K^+$ не очень подходит для нашей цели. При низких энергиях полюс находится на значительном расстоянии от физической области. С другой стороны, хорошо известно и отлично видно на рисунках работы [14], что передний пик с ростом энергии "вымирает" очень быстро. Ввиду тесной связи между передним пиком в дифференциальном сечении и вкладом от обмена гиперонным полюсом в t -канале, кажется, что определение константы связи $g_{K^+p\Lambda}^2$ на основе данных по этой реакции является трудной задачей. Однако ближайший разрез / $\pi\Lambda$ -обмен/ находится достаточно далеко для проведения стабильного аналитического продолжения к Λ -полюсу. Наши результаты по существу основаны на анализе данных

Таблица 1

Результаты подгонки к данным по дифференциальным сечениям процесса $\bar{p}p \rightarrow K^-K^+$ и извлеченные значения константы связи $g_{Kp\Lambda}^2$. Степень ряда (3) определялась на основе критерия сходимости Катковского (см., например, /11,12/).

Лаб. им-пульс \bar{p} (ГэВ/с)	Область подгонки в $\cos \theta$ -плоскости	$\cos \theta_{\Lambda}$	Число экспериментальных точек	M	χ^2	$g_{Kp\Lambda}^2 \pm \Delta g_{Kp\Lambda}^2$	Ссылки
0,90	-0,97+0,94	3,0	20	3	57,45	13,1+1,5	14
1,00	-0,94+0,91	2,77	20	3	40,96	12,1+1,3	14
1,10	-0,80+0,97	2,58	21	3	44,27	9,6+1,1	14
1,16	-0,92+0,96	2,49	20	3	36,18	10,9+0,9	14
1,30	-0,91+0,96	2,30	19	3	27,91	8,7+0,9	14
1,36	-0,99+0,98	2,24	20	3	42,10	9,5+0,5	14
1,50	-0,93+0,98	2,10	20	3	45,66	7,7+0,6	14
1,80	-0,92+0,99	1,89	20	4	209,65	14,2+0,6	14
1,99	-0,94+0,97	1,80	20	4	23,22	11,3+1,4	14
2,40	-0,96+0,98	1,64	20	4	156,82	7,8+0,5	14
5,00	-0,92+0,93	1,29	17	3	24,34	15,3+1,1	15

Таблица 2

Результаты подгонок к данным по дифференциальным сечениям процесса $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ и извлеченные значения константы связи $g_{Kp\Lambda}^2$. Данные работ, обозначенных звездочкой, проанализированы в компиляции /23/, которой мы и пользовались. Остальные соглашения такие же, что в табл. 1.

Лаб. им-пульс \bar{p} (ГэВ/с)	Область подгонки в $\cos \theta$ -плоскости	$\cos \theta_{K^+}$	Число эксп. точек	M	χ^2	$g_{Kp\Lambda}^2 \pm \Delta g_{Kp\Lambda}^2$	Ссылки
2,19	-0,80+1,0	1,34	11	3	2,93	4,8+0,2	16*)
2,43	-0,90+0,99	1,26	19	4	15,52	5,7+0,6	17*)
2,70	0,33+0,98	1,21	14	4	4,17	10,9+2,0	18*)
3,60	0,21+0,99	1,12	30	5	70,34	12,0+0,7	19
3,66	0,56+1,00	1,12	21	4	15,14	7,7+1,5	20*)
3,66	0,64+0,95	1,12	7	4	5,92	11,3+1,9	21*)
5,70	0,54+0,99	1,06	39	4	51,46	8,0+0,6	22*)

Таблица 3

Результаты подгонок к данным по дифференциальным сечениям процесса $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^+$ и извлеченные значения константы связи $g_{K^+ p \Sigma^+}^2$. Соглашения такие же, что в табл. 2.

Лаб. им- пульс \bar{p} (ГэВ/с)	Область подгонки в $\cos \Theta -$ плоскости	$\cos \Theta_{k^0}$	Число эксп. точек	M	χ^2	$g_{K^+ p \Sigma^+}^2$ $\pm \Delta g_{K^+ p \Sigma^+}^2$	ССЫЛ- КИ
3,50	0,44±0,97	1,17	12	2	19,27	1,3±0,2	21*
3,60	0,07±0,99	1,16	31	3	81,14	1,7±0,2	19
5,70	0,59±1,00	1,07	34	3	26,96	1,9±0,3	22*

только одной работы, где они представлены в графической форме. Поэтому вполне могло случиться, что мы занизили величины экспериментальных ошибок. Было бы желательно иметь больше хороших данных об этой реакции при различных энергиях.

По-видимому, реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$ более благоприятны для извлечения констант связи: полюса находятся ближе, а передний пик /обмен каонами/ с энергией "вымирает" значительно медленнее.

Наши значения среднего арифметического $g_{K^+ p \Lambda}^2 = 10,1$ и $g_{K^+ p \Sigma}^2 = 1,6$ подтверждают предсказания SU(3) симметрии /8/.

В итоге, нам кажется, что еще раз продемонстрирована пригодность этого метода извлечения констант связи. Не следует забывать, что он свободен от многих предположений и модельно-зависящих факторов, которые присущи дисперсионным соотношениям и другим методам.

Мы благодарны М.Шептицкой за некоторые полезные замечания.

Приложение

Полюсные вклады в инвариантные амплитуды процессов $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$, $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \Lambda$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$, соответствующие обмену частицами Λ , K и K^0 в t -канале, имеют следующий вид:

$$M(s, t)_{\Lambda} = - \frac{m_p}{2} \frac{G_{K^+ p \Lambda}^2}{t - m_{\Lambda}^2} \{ \bar{v}(p_1) (\gamma q_2) u(p_2) + (m_p + m_{\Lambda}) \bar{v}(p_1) u(p_2) \}; \quad /A.1/$$

$$M(s, t)_{K^+, K^0} = m_p m_{\Lambda, \Sigma^+} \frac{G_{K^+ p \Lambda, K^+ p \Sigma}^2}{t - m_{K^+, K^0}^2} \times \quad /A.2/$$

$$\times \bar{v}(p_1) \gamma_5 v(q_1) \bar{u}(q_2) \gamma_5 u(p_2) .$$

Здесь $p_1 p_2$ и q_1, q_2 означают четырехмерные импульсы частиц в начальном и в конечном состояниях соответственно, $v(p)$ - биспинор Дирака, описывающий античастицы, $u(p)$ - биспинор Дирака, описывающий частицы, а G_{KNY} - константы связи

$$G_{KNY}^2 = 4\pi \cdot g_{KNY}^2 \quad /A.3/$$

Подставив /A.1-2/ в дифференциальное сечение для бинарных реакций

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{p} \frac{1}{16\pi^2 s} \sum_{s_i, s_f} |M(s, t)|^2, \quad /A.4/$$

где $q = |\vec{q}_1| = |\vec{q}_2|$, $p = |\vec{p}_1| = |\vec{p}_2|$ и перейдя в формулах /3/ и /4/ к пределу $z \rightarrow z_{pole}$, получаем выражения, из которых при помощи элементарных алгебраических операций приходим к формулам /5/ и /6/.

Литература

1. E.Pietarinen and C.P.Knudsen, *Nucl.Phys.*, **B67**, 637 (1973).
2. N.Sznajder Hald, J.L.Petersen and G.Nenciu, *Nucl.Phys.*, **B59**, 93 (1973).
3. C.López and F.J.Yndurain, *Nucl.Phys.*, **B64**, 315 (1973).
4. A.Cruz and A.Mabres, *University of Zaragoza preprint*, August, 1973.
5. T.Kariya, *Progr. Theor. Phys.*, **50**, 891 (1973).
6. O.V.Dumbrajs and M.Staszal. *JINR preprint P2-7823 (1974)*, submitted to *Nucl.Phys.*
7. P.Baillon et al. *CERN/D.Ph.II/Phys. 74-6*, submitted to *Phys.Lett.*
8. B.R.Martin. *Springer Tracts in Modern Physics*, **55**, 73 (1970).
9. A.D.Martin. *Springer Tracts in Modern Physics*, **55**, 142 (1970).
10. N.M.Queen, M.Restignoli and G.Violini. *Fortschr.Phys.*, **21**, 651 (1973).
11. S.Dubnicka, O.V.Dumbrajs and F.Nichitiu. *Nucl.Phys.*, **A217**, 535 (1973).
12. O.V.Dumbrajs, Kh.Chernev and Z.Zlatanov. *Nucl.Phys.*, **B69**, 336 (1974).
13. S.Dubnicka, O.V.Dumbrajs. *JINR preprint E2-7731 (1974)*.
14. E.Eisenhandler et al. *Phys.Lett.*, **47B**, 531 (1973).
15. A.Eide et al. *Nucl.Phys.*, **B60**, 173 (1973).
16. N.Kwak et al. *Phys.Rev.*, **186**, 1392 (1969).
17. J.Badier et al. *Phys.Lett.*, **25B**, 152 (1967).
18. G.P.Fisher et al. *Phys.Rev.*, **161**, 1335 (1967).
19. H.W.Atherton et al. *Nucl.Phys.*, **B69**, 1 (1974).
20. C.Balthay et al. *Phys.Rev.*, **140**, B1027 (1965).
21. B.Musgrave et al. *Nuovo Cimento*, **35**, 735 (1965).
22. H.W.Atherton et al. *Phys.Lett.*, **30B**, 494 (1969).
23. J.E.Enstrom et al. *Lawrence Berkeley Laboratory. LBL-58*, May, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июля 1974 года.