

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-85-470

В.Б.Виноградов, Н.А.Кобылинский,¹
Ю.А.Кульчицкий,² В.В.Тимохин³

АНАЛИЗ ГИПЕРЗАРЯДОВООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ
 $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ И $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$
И СВОЙСТВА СТРАННЫХ РЕДЖЕ-ТРАЕКТОРИЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Институт теоретической физики АН УССР, Киев

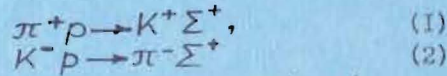
² Институт физики АН БССР, Минск

³ Институт проблем моделирования
в энергетике АН УССР, Киев

1985

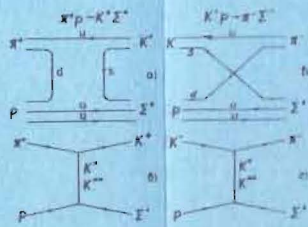
I. Введение

Два связанных кроссинг-преобразованием гиперзарядообменных процесса



являлись предметом интенсивных экспериментальных /1-14/ и теоретических /15-27/ исследований в течение последних пятнадцати лет.

На рис. 1 приведены кварковые (а, в) и реджевские (б, г) диаграммы для процессов (1) и (2). Доминирующими для этих процессов являются обмены векторным K^* и тензорным K^{**} реджеонами.



Теоретический анализ этих процессов производился с помощью различных реджевских моделей, отличавшихся параметризацией основных реджеонов, спецификой учета вторичных сингулярностей, степенью использования гипотезы обменного вырождения и ко-

Рис. 1. Кварковые (а, в) и реджевские (б, г) диаграммы для процессов (1) и (2).

личеством свободных параметров /15-27/. Эти модели с той или иной степенью согласия описывали имеющиеся экспериментальные данные о процессах (1) и (2). Как правило (см., например, /20, 23, 28/), появление новых экспериментальных данных приводило к расхождению предсказаний модели с экспериментом и, как следствие, к усложнению моделей.

Последовательное описание гиперзарядообменных процессов (1) и (2) было выполнено в работах /22, 27/ в рамках квазизикональной модели. Проведенный анализ совокупности экспериментальных измерений и предсказаний этой модели указывал на наличие слабого обменного вырождения "странных" траекторий K^* и K^{**} .

Процессы (1) и (2) являются одним из немногих источников информации о поведении редже-траекторий странных мезонов. До сих пор остается открытым вопрос о параметрах этих траекторий в области рассеяния и, что существенно, о степени нарушения обменного вырождения для них. Согласно дуальной топологической унитаризации (ДТУ) /29-32/, на планарном уровне эти траектории вырождены; нарушение вырожденности происходит при учете тороидальных и более высоких поправок в топологическом разложении. Предсказывается, что эти поправки должны быть значительны в области рассеяния и, возможно, первых резонансов, но будут быстро исчезать при увеличении спина реджеона.

Знание параметров редже-траекторий важно в современных теоретических моделях. В кварк-партоновых моделях величины интерсептов траекторий используются при параметризации структурных функций адронов /33/. Исследуется вопрос о связи квантовой хромодинамики (КХД) с реджистикой, об определении параметров редже-траекторий в рамках КХД /34/.

Целью данной работы является извлечение информации о странных траекториях K^* и K^{**} в области рассеяния. При этом используется вся совокупность экспериментальных данных по этим процессам, включая недавние точные измерения дифференциального сечения реакции (1) при энергии 12 ГэВ /14/, проведенные с помощью установки ГИПЕРОН /35/ на серпуховском ускорителе.

Для анализа процессов (1) и (2) мы используем реджевскую модель /24/, содержащую вклады двух ведущих реджеонов - K^* и K^{**} - и двух эффективных сингулярностей - векторной и тензорной. При этом вырожденность сингулярностей противоположной сигнатуры не предполагается.

В разделах II и III приведены модель, методика определения параметров модели и описание экспериментальных данных. В разделе IV мы сравниваем полученные значения параметров странных траекторий с результатами других работ и обсуждаем вопрос об их оптимальном значении в области рассеяния. В разделе V анализируется вся совокупность данных по странным траекториям - как в области рассеяния, так и в области резонансов. При этом тщательно отделяются вклады, обусловленные нестабильностью резонансов на траекториях, и выделяется планарное слагаемое траекторий.

II. Модель

Дифференциальные сечения $d\sigma/dt$ и поляризация гиперонов P в процессах (1) и (2) выражаются через амплитуды без переворота спина - $A^{(n)}$ и с переворотом спина - $A^{(f)}$:

$$\frac{d\sigma}{dt} = |A^{(n)}|^2 + |A^{(f)}|^2, \quad (3)$$

$$P \frac{d\sigma}{dt} = -2 \operatorname{Im} (A^{(n)} A^{*(f)}).$$

Амплитуды $A^{(n)}$ и $A^{(f)}$ содержат вклады ведущих векторного $v=K^*$ и тензорного $\tau=K^{**}$ реджеонов и вторичных v' и τ' редже-сингулярностей,

$$\begin{aligned} A^{(n,f)}(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) &= A_{\tau}^{(n,f)} - A_{v'}^{(n,f)} + A_{\tau'}^{(n,f)} - A_{v'}^{(n,f)}, \\ A^{(n,f)}(K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+) &= A_{\tau}^{(n,f)} + A_{v'}^{(n,f)} + A_{\tau'}^{(n,f)} + A_{v'}^{(n,f)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где для $R = \tau, v, \tau', v'$

$$A_R^{(n,f)} = d_R^{(n,f)} \cdot \beta_R^{(n,f)} \cdot \eta_R \cdot \left(\frac{S}{S_{OR}}\right)^{\alpha_R - 1}, \quad (5)$$

$$\beta_R^{(n)} = \alpha_R (1 + \alpha_R) (1 + C_R t),$$

$$\beta_R^{(f)} = \alpha_R (1 + \alpha_R) \sqrt{t_{min} - t}, \quad (6)$$

$$\alpha_R(t) = \alpha_R(0) + \alpha'_R t,$$

$$\eta_R = \begin{cases} i - dg(\pi\alpha_R/2), & \text{для } R = T, T'; \\ -i - tg(\pi\alpha_R/2), & \text{для } R = V, V'. \end{cases}$$

Амплитуды (5) для каждого из четырех реджеонов содержат 6 свободных параметров: $\alpha_R(0)$, α'_R , $d_R^{(n)}$, $d_R^{(f)}$, S_{OR} , C_R . Вторичные сингулярности параметризованы в полюсном виде. В отличие от [20,24] допускается наличие нулей в вычетах ведущих реджеонов, а также присутствие вторичных сингулярностей в амплитудах с переворотом спина.

III. Определение параметров модели. Описание экспериментальных данных

Параметры модели были определены методом наименьших квадратов. С помощью программы MINUIT [36] минимизировался функционал:

$$\chi^2 = \sum_{k,i} \left(\frac{(1 + \Gamma_k) (d\sigma/dt)_{ki}^3 - (d\sigma/dt)_i}{\Delta (d\sigma/dt)_{ki}^3} \right)^2 + \sum_{k,j} \left(\frac{P_{kj}^3 - P_j}{\Delta P_{kj}^3} \right)^2 \quad (7)$$

при условии, что при $|t| \leq 0,3$ (ГэВ/с)²

$$\begin{aligned} |A_{V'}^{(n)}| &\leq \frac{1}{2} |A_V^{(n)}|, \\ |A_{T'}^{(n)}| &\leq \frac{1}{2} |A_T^{(n)}|. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $(d\sigma/dt)_{ki}^3$, P_{kj}^3 — экспериментальные величины дифференциальных сечений и поляризаций, измеренные в $i(j)$ -й точке (по t) k -го эксперимента; $(d\sigma/dt)_i$, P_j — соответствующие расчетные величины;

Γ_k — нормировка k -го эксперимента ($k = 1, \dots, 26$). Параметры Γ_k варьировались в пределах цитируемых систематических ошибок. При явном систематическом расхождении экспериментальных данных систематические ошибки увеличивались.

С помощью условий (8) были введены ограничения на величину вклада вторичных сингулярностей в той области, где доминирующим является вклад полюсных членов.

Минимизация функционала (7) дала $\chi^2_{min} = 626$ для 459 экспериментальных точек при 50 варьируемых параметрах (24 параметра модели и 26 нормировочных параметров Γ_k), т.е. $\chi^2/N = 1,5$, где N — число степеней свободы. Такое описание экспериментальных данных нельзя признать статистически удовлетворительным. Необходимо, однако, отметить, что данные по процессам (1) и (2) были получены различными группами, использующими различные экспериментальные установки и, по-

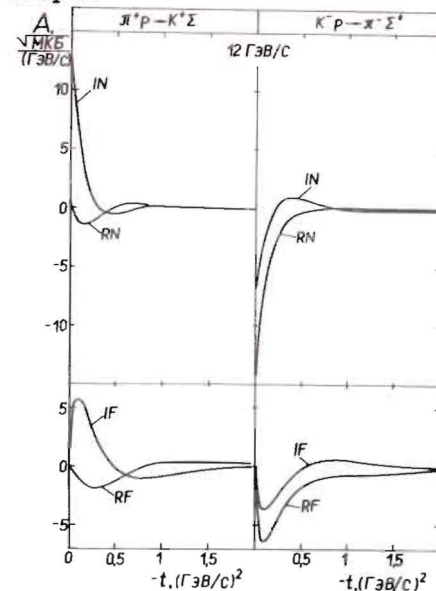
видимому, не всегда корректно оценивающими систематические ошибки [28,42]. В предыдущих описаниях степень согласия аналогична. Так, в работе [24] величина χ^2/N равна 1,64; в работе [20] — $\chi^2/N = 1,8$.

Полученные значения параметров представлены в таблице I.

Таблица I. Параметры модели, определенные в результате минимизации функционала (7).

	K_V	K_T	$K_{V'}$	$K_{T'}$
S_{OR} , (ГэВ) ²	0,201	0,0046	0,653	0,14
$d^{(n)}$, (мкбн) I/2/ГэВ/с	353	1118	331	202
$d^{(f)}$, (мкбн) I/2/ГэВ/с	884	1986	338	1062
c , (ГэВ/с) ⁻²	2,54	0,65	0,26	3,66
$\alpha(0)$	0,386	0,408	-0,034	0,093
α' , (ГэВ/с) ⁻²	0,655	0,522	0,548	0,562

Интерсепты ведущих реджеонов $\alpha_{V,T}(0)$ примерно равны 0,4, а вторичных сингулярностей $-(\alpha_{V',T'}(0)) \leq 0,1$, в то время как наклоны α' для всех траекторий находятся в интервале 0,5 — 0,7 (ГэВ/с)⁻², что согласуется с амплитудным анализом, выполненным в работе [20]. Относительная значимость остальных параметров иллюстрируется рис. 2 и 3, на которых приведены амплитуды для процессов (1) и (2) при 12 ГэВ/с, рассчитанные по формулам (4) — (6) с использованием найденных параметров.



На рис. 2 показаны реальные и мнимые части амплитуд с переворотом и без переворота спина в зависимости от переданного импульса. При малых переданных импульсах в этих реакциях доминирующими являются амплитуды без переворота спина. При этом в процессе (1) доминирует мнимая часть амплитуды без переворота спина, а в процессе (2) — реальная часть этой амплитуды, что согласуется

Рис. 2. Реальные (R) и мнимые (I) части амплитуд без переворота (N) и с переворотом (F) спина для процессов (1) и (2) при $P = 12$ ГэВ/с.

с предсказаниями дуальной теории о доминирующем вкладе в амплитуды процессов (1), (2) диаграмм, приведенных на рис. 1а, в /30,31,37,38/.

На рис. 3 показаны амплитуды, соответствующие вкладам отдельных реджеонов. При малых переданных импульсах доминируют основные векторный и тензорный полюсы, а при больших переданных импульсах существенный вклад вносят вторичные сингулярности.

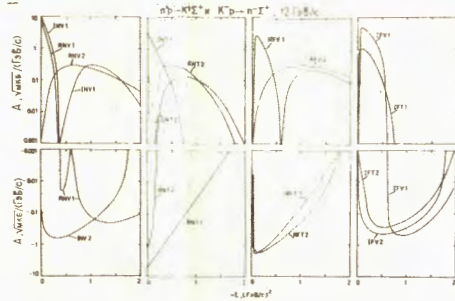


Рис. 3. Амплитуды (5) для векторного (V) и тензорного (T) обменов основных (1) и вторичных (2) сингулярностей.

На рис. 4 - 7 приведены экспериментальные данные и теоретические кривые для дифференциальных сечений и поляризации Σ^+ -гиперонов. Из этих рисунков видно,

что модель хорошо воспроизводит все данные без явного систематического расхождения по t - или s - зависимостям. При этом, в отличие от моделей /24,27/ наблюдается хорошее согласие (см. рис. 4м) с экспериментальными данными при $|t| < 0,05$ (ГэВ/с)², измеренными на установке ГИПЕРОН /14/. Заметим, что данные /14/ привели к изменению соотношения между амплитудами с переворотом и без переворота спина при малых значениях передаваемого импульса.

IV. Параметры странных траекторий в области рассеяния

В таблице 2 собраны значения интерсептов и наклонов странных траекторий, полученные в работах /20,24-27/ из обработки процессов гиперперезарядки. Несколько комментариев к таблице.

1. Мы не включили работы /39,40/, в которых при анализе процессов рассеяния на траектории налагаются условия, чтобы они проходили через соответствующие резонансы. Для установления структуры какой-либо траектории необходимо сравнивать ее поведение на различных, достаточно разнесенных по энергии интервалах, в частности, ее поведение в области резонансов и в области рассеяния. Дополнительные условия на траектории затрудняют решение этой задачи.

2. В большинстве работ при анализе процессов гиперперезарядки предполагалось равенство наклонов странных векторной и тензорной траекторий. Между тем оценка непланарных слагаемых в ДТУ показывает, что могут заметно расщепляться не только интерсепты, но и наклоны траекторий /29-32/.

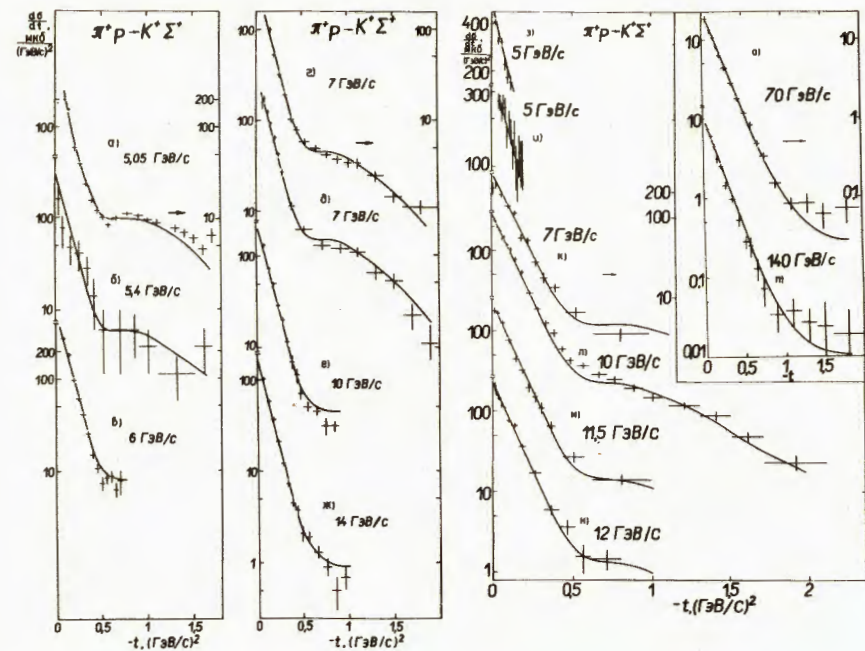


Рис. 4. Дифференциальные сечения процесса $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$: а) 5,05 ГэВ/с /3/; б) 5,4 ГэВ/с /1/; в) 6 ГэВ/с /6/; г) 7 ГэВ/с /3/; д) 7 ГэВ/с /12/; е) 10 ГэВ/с /6/; ж) 14 ГэВ/с /6/; з) 5 ГэВ/с /7/; и) 5 ГэВ/с /6/; к) 7 ГэВ/с /10/; л) 10 ГэВ/с /12/; м) 11,5 ГэВ/с /10/; н) 12 ГэВ/с /14/; о) 70 ГэВ/с /13/; п) 140 ГэВ/с /13/.

3. Как видно из таблицы 2, имеется большой разброс значений параметров странных траекторий в области рассеяния. Это вызвано не столько различием используемых моделей, сколько наборами анализируемых экспериментальных данных. Кроме того, в большинстве случаев авторами не указаны погрешности найденных ими параметров, что не позволяет корректно усреднить результаты разных работ. Оценки показывают, что в зависимости от точности используемых данных и их энергетического интервала погрешности могут составлять от 0,01 до 0,1 для интерсептов и от 0,03 до 0,2 для наклонов траекторий.

4. Указанные в таблице 2 погрешности параметров траекторий, определенных в нашей работе, соответствуют изменению χ^2 на 1, причем, при нахождении погрешности какого-либо параметра проводилась минимизация χ^2 по всем остальным параметрам и последующее увеличение погрешности на масштабный множитель $\sqrt{\chi^2/N}$ /41,42/.

странных редже-траекториях как в области рассеяния, так и в области резонансов /42/. Эта информация, однако, относится к физическим или "одежным" траекториям. В то же время в различных теоретических построениях мы имеем, как правило, дело с различными приближениями - планарными траекториями в дуальной теории или "голым" адронным спектром в моделях, основанных на КХД.

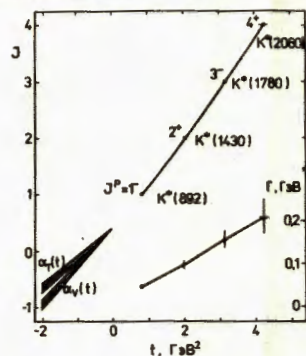


Рис. 8. Данные по страным редже-траекториям. Массы и ширины K^* -резонансов из /42/ (линии - линейные интерполяции); значения в области рассеяния (заштрихован коридор ошибок) соответствуют (9).

Чтобы извлечь из данных по траекториям их планарную компоненту, мы можем:
1) учесть на основе ДТУ непланарные поправки к траекториям, в данном случае - диаграммы тороидального типа, или 2) использовать правую аналитичность для траекторий

и данные по распадам резонансов. Второй метод, по нашему мнению, более эффективен при изучении связи области рассеяния и области резонансов, и мы остановимся далее на нем.

Сделаем сразу же замечание относительно некорректности проводимой во многих работах процедуры сравнения значений траекторий, полученных из данных по рассеянию и данных по резонансам. Так, линейная аппроксимация реальной части траектории по резонансам $K^*(892)$ и $K^*(1430)$ приводит к значению интерсепта $0,36 \pm 0,01$, которое неплохо согласуется со значениями (9), полученными из процессов гиперперезарядки. Этот факт служит зачастую основой для вывода о линейности траекторий на планарном уровне. Данный вывод, однако, как подчеркивалось в /43,44/ на примере других траекторий, является ошибочным и вызван пренебрежением нестабильностью резонансов.

Проведем дисперсионный анализ всех данных по страным траекториям. Следуя работам /24,30,31,43-46/, представим траектории в виде двух слагаемых

$$\alpha_{\nu, T}(t) = \bar{\alpha}(t) + \delta_{\nu, T}(t), \quad (10)$$

где $\bar{\alpha}(t)$ - ведущее или планарное слагаемое, а $\delta(t)$ - вклад легких порогов, обеспечивающий нестабильность резонансов и учитывающий непланарные эффекты.

Чтобы определить параметры планарного слагаемого $\bar{\alpha}(t)$, необходимо вычестить из $\alpha_{\nu, T}(t)$ вторичные слагаемые $\delta_{\nu, T}(t)$. Для вычисления

$Re \delta_{\nu, T}(t)$ будем использовать дисперсионное соотношение

$$Re \delta_{\nu, T}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^{\infty} dt' \frac{Im \alpha_{\nu, T}(t')}{t-t'} \quad (11)$$

и следующую простую параметризацию $Im \alpha_{\nu, T}(t)$:

$$Im \alpha_{\nu, T}(t) = \frac{R_J^{v, T}(t_{J+1}-t) - R_{J+1}^{v, T}(t_J-t)}{t_{J+1}-t_J}$$

при $t_J \leq t \leq t_{J+1}$,

где $J = 0, \dots, 5$; $R_J^{v, T} = Im \alpha_{\nu, T}(t_J)$, $\sqrt{t_0} = m_K + m_\pi$, $\sqrt{t_5} = 2,2$ ГэВ; $\sqrt{t_6} = 3$ ГэВ, а при $J = 1, \dots, 4$ - $\sqrt{t_J}$ и Γ_J - масса и ширина резонанса со спином J . В резонансах -

$$Im \alpha(t_J) = \Gamma_J \sqrt{t_J} Re[\alpha'(t_J)]. \quad (12)$$

Будем считать, что при $\sqrt{t} > 3$ ГэВ

$$Im \alpha_{\nu}(t) = Im \alpha_T(t) = R_\epsilon \sqrt{t/t_\epsilon}. \quad (13)$$

Заметим, что изменение поведения $Im \alpha(t)$ в этой области практически не сказывается на поведении $\alpha(t)$ в области рассеяния и первых резонансов.

Дисперсионный интеграл для $\delta_{\nu, T}(t)$ разобьем на два слагаемых - резонансное и асимптотическое:

$$\delta_{\nu, T}(t) = \delta_0 + I_1^{v, T}(t) + I_2(t), \quad (14)$$

где

$$I_1^{v, T} = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^{t_\epsilon} dt' \frac{Im \alpha_{\nu, T}(t')}{t'-t},$$

$$I_2(t) = \frac{t}{\pi} \int_{t_\epsilon}^{\infty} dt' \frac{Im \alpha(t')}{t'(t-t)},$$

а δ_0 - некоторый параметр, который удобно выбрать так, чтобы $Re \delta_{\nu}(m_{K^*}^2) = 0$.

Два замечания о планарном слагаемом $\bar{\alpha}(t)$. Во-первых, на планарном уровне нет расщепления векторной и тензорной траекторий, т.е. $\bar{\alpha}_\nu(t) = \bar{\alpha}_T(t)$. Расщепление может присутствовать лишь в δ -слагаемом и связано с некоторым различием характеристик распада резонансов с четными и нечетными спинами. Во-вторых, уже для физических траекторий $\alpha_\nu(t)$ и $\alpha_T(t)$ наблюдается увеличение наклона с ростом t . Этот эффект еще более заметен для планарного слагаемого $\bar{\alpha} = \alpha - \delta$. Поэтому выберем $\bar{\alpha}(t)$ в виде полинома второй степени по t .

Определив таким образом $\delta_{\nu, T}(t)$ и $\bar{\alpha}(t)$, мы минимизировали $\alpha_\nu(t)$ и $\alpha_T(t)$ к данным по массам, ширинам, интерсептам и наклонам. Минимум χ^2 и удовлетворительное описание всех данных дости-

гались при σ_T , показанном на рис. 9 а и б, и

$$\bar{\alpha}(t) = (0,499 \pm 0,009) + (0,595 \pm 0,015)t + (0,044 \pm 0,005)t^2. \quad (15)$$

Из рис. 9 б видно, что слагаемое $\delta(t)$ дает заметный вклад в реальную часть траектории, в частности,

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[\delta(m_{K^{**}}^2) - \delta(m_{K^*}^2)] &= 0,11 \pm 0,02, \\ \operatorname{Re}[\delta(m_{K^*}^2) - \delta(0)] &= 0,11 \pm 0,01, \\ \delta(0) - \delta(-1) &= 0,09 \pm 0,01. \end{aligned} \quad (16)$$

Заметим, что если для $\bar{\alpha}(t)$ использовать линейную аппроксимацию,

$$\bar{\alpha}(t) = 1 + (0,74 \pm 0,02)(t - m_{K^*}^2), \quad (17)$$

то в этом случае χ^2 возрастает на порядок, причем для интерсептов получается

$$\alpha_V(0) \approx \alpha_T(0) = 0,30 \pm 0,02, \quad (18)$$

что противоречит результату (9).

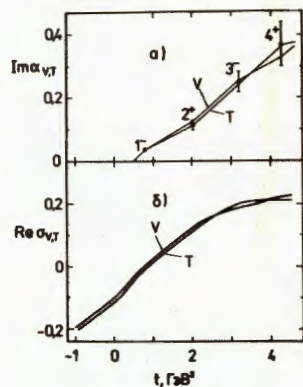


Рис. 9. Мнимая (а) и реальная (б) части δ -слагаемого векторной (V) и тензорной (T) траекторий. Точки на рис. 9а получены из ширины распада K^{**} -резонансов с $J^P = 1^-, 2^+, 3^-, 4^+ / 42/$.

Таким образом, планарная странная траектория $\bar{\alpha}(t)$, растет в области $-1 \leq t \leq 4 \text{ ГэВ}^2$ быстрее прямой — здесь $\bar{\alpha}'' = 0,09 \pm 0,01 \text{ ГэВ}^{-2}$. Этот факт, а также параметризацию (15) следует учитывать при восстановлении межкварковых потенциалов для странных реджеонов ^{/47/}. В частности,

известно, что, если потенциал растет с радиусом как r^y , то $\alpha(t) \sim t^{(y+1)/2y}$, т.е. чем быстрее рост с t траекторий, тем медленнее рост потенциала с радиусом. Анализ, проведенный выше, показывает, что при больших межкварковых расстояниях рост потенциала должен замедляться.

В рамках моделей струн и цветных трубок это можно интерпретировать как уменьшение коэффициента натяжения по мере растяжения струны или как уменьшение потенциальной энергии цветового поля, приходящегося на единицу длины трубки ^{/48,49/}.

Следует подчеркнуть, что проведенный в этом разделе анализ не опирается существенно на используемые параметризации, а базируется лишь на нескольких общих постулатах, главные из которых: 1) аналитичность траекторий на физическом листе, 2) положительность их мнимых частей и 3) рост мнимых частей не быстрее квадрата массы резонансов.

Мы благодарны Д.А.Будагову, В.Б.Флягину и В.П.Шелесту за плодотворные обсуждения и постоянный интерес к данной работе.

Литература

- Cooper W.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1968, **20**, p.472.
- Loos J.S. et al. Phys.Rev., 1968, **173**, p.1330.
- Pruss S.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1969, **23**, p.189.
- Han K.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1970, **24**, p.1353.
- Birnbaum D. et al. Phys.Lett., 1970, **31B**, p.484.
- Bashian A. et al. Phys.Rev., 1971, **D4**, p.2667.
- Kalbaci P. et al. Phys.Rev.Lett., 1971, **27**, p.74.
- Miller P.J. et al. Lett.Nuovo Cim., 1973, **6**, p.491.
- Chaurand B. et al. Nucl.Phys., 1976, **B117**, p.1.
- Baker P.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, **40**, p.678; Baker P.A. et al. Preprint IC/HENP/78/21, London, 1978.
- Baker P.A. et al. Nucl.Phys., 1980, **B166**, p.207.
- Berglund A. et al. Nucl.Phys., 1980, **B166**, p.25.
- May E.N. et al. Preprint ANL-HEP-CP-80-37, Argonne, 1980.
- Бещадзе Г.С. и др. ОИЯИ, ПИ-84-657, Дубна, 1984.
- Gilman F.J. et al. Phys.Lett., 1969, **29B**, p.673.
- Loos J.S. et al. Phys.Rev., 1972, **D6**, p.2463.
- Barger V. et al. Phys.Lett., 1972, **39B**, p.379.
- Sadoulet B. CERN/D.Ph.II/Phys.72-21, Geneva, 1972.
- Irving A.C. et al. Nuovo Cim., 1973, **16A**, p.573.
- Navelet H. et al. Nucl.Phys., 1976, **B104**, p.171.
- Berglund A. Thesis, Geneva, 1978.
- Аракелян Г.Г. и др. ЯФ, 1978, **28**, с.1040.
- Ward B.P. Phys.Rev., 1979, **D20**, p.683.
- Глушко Н.И. и др. ИТФ-80-104P, Киев, 1980.
- Salle M. et al. Hadronic Journal, 1980, **3**, p.1048.
- Kamran M. et al. Acta Phys. Pol., 1981, **B12**, p.221.
- Аракелян Г.Г. и др. ЯФ, 1983, **38**, с.1525.
- Moffiet K.C., SLAC-PUB-2208, Stanford, 1978.
- Lee H. Phys.Rev.Lett., 1973, **30**, p.719; Veneziano G. Phys.Lett., 1973, **43B**, p.413.
- Chew G.F., Rosenzweig C., Phys.Reports, 1978, **41C**, p.263.
- Chan Hong-Mo, Tsou Sheung Tsun. Preprint RL-76-080, Oxford, 1976.

32. Chang Hong-Mo et al. Phys. Lett., 1976, 63B, p. 441.
33. Kuti J., Weisskopf V.F., Phys. Rev., 1971, D4, p. 3418.
34. Hwa R.C. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, p. 305.
35. Антхов В.А. и др. ОИЯИ, ПІЗ-84-562, Дубна, 1984.
36. James F., Roos M. MINUIT, CERN Program Library, D506.
37. Harari H., Phys. Rev. Lett., 1969, 22, p. 562.
38. Rosner J.L. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, p. 689.
39. Rafique M. Hadronic J., 1983, 6, p. 1048.
40. Saleem M., Ali M., Hadronic J. 1983, 6, p. 1058.
41. Arndt R.A., Macgregor M.H. - Methods in Computational Physics, Academic Press, New York, 1966, v. 6, p. 253.
42. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, No2, part II.
43. Кобылинский Н.А., Тимохин В.В. УФЖ, 1977, 22, с. 1871.
44. Kobylinsky N.A., Prognimak A.V. Acta Phys. Polonica, 1978, B9, p. 149; Kobylinsky N.A. Acta Phys. Polonica, 1979, B10, p. 433.
45. Bugrij A.I., Kobylinsky N.A. Ann. Physik, 1975, 32, p. 297.
46. Kane G.L., Seidl A. Rev. Mod. Phys., 1976, 48, p. 309.
47. Quigg C. - Acta Phys. Polonica, 1984, B15, p. 53.
48. Artru X., Phys. Reports, 1983, v. 97, p. 147.
49. Andersson B. et al. - Phys. Reports, 1983, v. 97, p. 31.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1985 года.

Виноградов В.В. и др. P2-85-470
Анализ гиперзарядообменных процессов $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$
и $K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+$ и свойства странных редже-траекторий

С целью извлечения информации о странных редже-траекториях проведен детальный анализ всех имеющихся экспериментальных данных по гиперзарядообменным процессам $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ и $K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+$ в интервале энергий 5-140 ГэВ и квадратов переданных импульсов $/-2 \div 0/$ (ГэВ/с)² в рамках реджевской модели с учетом вторичных сингулярностей. Достигнуто удовлетворительное описание экспериментальных данных. Получены уточненные величины параметров /интерсептов и наклонов/ векторной K_V и тензорной K_T странных редже-траекторий. Выполнен дисперсионный анализ данных по странным траекториям как в области рассеяния, так и в области резонансов. Определена планарная странная траектория, имеющая нелинейное поведение в интервале $-1 \leq t \leq 4$ (ГэВ/с)², что следует учитывать при восстановлении межкварковых потенциалов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Vinogradov V.B. et al. P2-85-470
An Analysis of Hypercharge Exchange Processes $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$
and $K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+$ and the Properties of Strange Regge Trajectories

In order to derive information about the behaviour of strange Regge trajectories the detailed analysis of all available experimental data on hypercharge exchange reactions $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ and $K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+$ in the 5-140 GeV energy range and square transfer momenta $/-2 \div 0/$ (GeV/c)² in the framework of the Regge model with taking into account secondary singularities has been made. Satisfactory description of experimental data has been achieved. More accurate values of parameters (intercepts and slopes) of the vector K_V and tensor K_T strange trajectories have been obtained. Dispersion analysis of the data on strange trajectories both in the scattering region and in the resonance region has been performed. The planar strange trajectory having a nonlinear behaviour in the $-1 \leq t \leq 4$ (GeV/c)² has been determined. This fact should be taken into account under the reconstruction of the interquark potentials.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985