

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



C 323.2
Д-82

P2 - 7823

О.В.Думбрайс, М.Стасель

2594/74

МОДУЛЬ И НУЛИ АМПЛИТУД РАССЕЙНИЯ
ВПЕРЕД И ОГРАНИЧЕНИЯ НА ЗНАЧЕНИЯ
КОНСТАНТ СВЯЗИ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7823

О.В.Думбрайс,¹ М.Сташель.²

МОДУЛЬ И НУЛИ АМПЛИТУД РАССЕЯНИЯ
ВПЕРЕД И ОГРАНИЧЕНИЯ НА ЗНАЧЕНИЯ
КОНСТАНТ СВЯЗИ

Направлено в *Nuclear Physics* "B"

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

¹ НИИЯФ МГУ.

² Варшавский университет, Польша.

1. Введение

Гипотеза об аналитичности является одним из наиболее плодотворных предположений в физике высоких энергий. С разной степенью строгости для разных процессов оказалось возможным доказать, что амплитуды рассеяния вперед являются аналитическими функциями энергий частиц, за исключением сингулярностей, которые связаны с другими физическими процессами. Дисперсионные соотношения и правила сумм обычно связывают реальную и мнимую части амплитуды через контурные интегралы. Однако только мнимая часть доступна непосредственному измерению. Самым прямым способом определения реальной части амплитуды на основе экспериментальных данных является использование соотношения

$$(\text{Re } f)^2 = (d\sigma/d\Omega)_0 - (k\sigma_{\text{tot}}/4\pi)^2, \quad /1/$$

где $(d\sigma/d\Omega)_0$ - дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед, σ_{tot} - полное сечение, k - импульс в л.с. и f - амплитуда рассеяния вперед в л.с. Практически это означает, что очень часто экспериментальное значение реальной части известно только с точностью до знака, поскольку в эксперименте не всегда удается проводить измерения в области кулоновской интерференции, что позволило бы определить знак. Кроме того, частицы, конечно, не обязательно заряжены.

В нашем анализе мы рассматриваем значения $(d\sigma/d\Omega)_0$ как единственную вводимую экспериментальную информацию*. Другими словами, мы ищем ограничения и корреляции, которые аналитичность накладывает на амплитуду рассеяния вперед, если ее модуль известен на разрезах в комплексной энергетической плоскости. Вообще говоря, такие ограничения имеют вид неравенств. При этом проявляется особая роль нулей амплитуды, которые игнорируются в обычных анализах, основанных на дисперсионных соотношениях для рассеяния вперед и на правилах сумм. Некоторые приложения таких неравенств к другим проблемам физики высоких энергий недавно подытожены в работах /2,3/.

В настоящей работе мы сначала проверяем метод в случае $\pi^+ p$ -рассеяния вперед, а потом анализируем заново все доступные экспериментальные данные по модулю амплитуд $K^+ p$ -, pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния вперед. Мы получаем ряд сильных корреляций между значениями констант связи, положениями нулей амплитуды и значениями некоторых интегралов по нефизической области.

Описание метода

Пусть $f(\omega)$ является амплитудой рассеяния вперед в л.с., ω_{pole} и ω_{zero} означают положения ее полюса и нуля, соответственно. Введем новую переменную

$$\xi = \frac{\sqrt{\frac{\omega}{\omega_L} + 1} - \sqrt{1 - \frac{\omega}{\omega_R}}}{\sqrt{\frac{\omega}{\omega_L} + 1} + \sqrt{1 - \frac{\omega}{\omega_R}}}, \quad /2/$$

где ω_L и ω_R означают начало левого и правого разрезов, соответственно. Ур. /2/ определяет конформное преобразование $\xi(\omega)$, которое преобразует всю разре-

заниую ω -плоскость на единичную окружность $|\xi|=1$ и ее внутренность. В частности, $\xi(\omega_L)=-1, \xi(\omega_R)=1$,

$$\xi(\omega_{pole}) = \xi_{pole}, \quad \xi(\omega_{zero}) = \xi_{zero},$$

а разрезы отображаются на единичную окружность. Для удобства мы производим дополнительное отображение:

$$z = \frac{\xi - \xi_{pole}}{1 - \xi \xi_{pole}}, \quad /3/$$

которое отображает внутренность единичной окружности на саму себя при фиксированных точках $\xi = \pm 1$ и передвигает полюс в начало координат $z=0$.

Определим новую функцию $G(z)$:

$$G(z) = z f(z), \quad /4/$$

которая является аналитической внутри круга. Модуль $G(z)$ известен на окружности.

Модифицировав задачу в таком виде, мы можем использовать теорему Сеге^{/4/}, которая утверждает, что функция

$$\bar{G}(z) = G(z)/Q(z), \quad /5/$$

где

$$Q(z) = \exp \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \ln |G(e^{i\theta})| \left(\frac{e^{i\theta} + z}{e^{i\theta} - z} \right) d\theta \quad /6/$$

является аналитической внутри круга, а ее модуль меньше 1, т.е.

$$|\bar{G}(z)| < 1 \quad \text{для} \quad |z| < 1. \quad /7/$$

Благодаря свойству /7/ мы можем к функции $\bar{G}(z)$ применить обобщенную лемму Шварца^{/5/}, которая гласит:

* В этой работе мы сознательно не касаемся очень важного вопроса об экстраполяции дифференциального сечения к направлению вперед /см., например, /1/ /.

$$\left| \frac{\tilde{G}(z_1) - \tilde{G}(z_2)}{1 - \tilde{G}(z_1)\tilde{G}(z_2)} \right| < \left| \frac{z_1 - z_2}{1 - z_1\bar{z}_2} \right| \quad /8/$$

и

$$|\tilde{G}'(z)| < \frac{1 - |\tilde{G}(z)|^2}{1 - |z|^2} \quad /9/$$

для любых $|z_1| < 1$, $|z_2| < 1$, $|z| < 1$. Неравенства /7/, /8/ и /9/ фактически и являются искомыми ограничениями. Применим их к конкретным процессам.

3. $\pi^\pm p$ -рассеяние вперед

Аналитическая структура амплитуды $\pi^\pm p$ -рассеяния вперед в ω -плоскости показана на рис. 1. Амплитуда

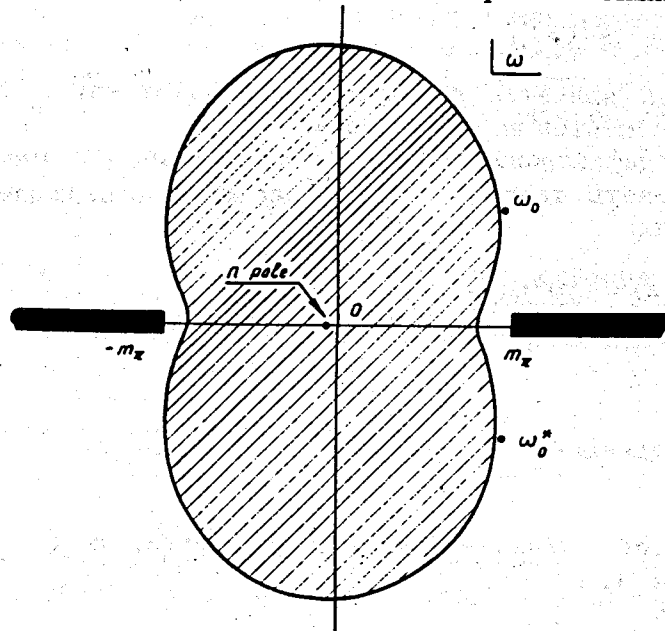


Рис. 1. Аналитическая структура амплитуды $\pi^\pm p$ -рассеяния вперед в плоскости лаб. энергии. Заштрихованная область запрещена для нулей, если $g_{\pi_0 pp}^2 \geq 14,63$; ω_0 и ω_0^* - положения нулей, найденные в работе /7/.

$f(z)$ имеет полюс в точке $z=0$, поэтому

$$f(z) = a_{-1}/z + a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + \dots, \quad /10/$$

$$G(z) = a_{-1} + a_0 z + a_1 z^2 + a_2 z^3 + \dots, \quad /11/$$

где a_{-1} означает вычет.

Имеем

$$\tilde{G}'(z) = \frac{G'(z) - G(z)P(z)}{Q(z)}, \quad /12/$$

где

$$P(z) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \ln |G(e^{i\theta})| \frac{\cos \theta - 2z + z^2 \cos \theta}{(1 + z^2 - 2z \cos \theta)^2} d\theta. \quad /13/$$

Неравенства /7/ и /9/ при $z=0$ приводят к ограничениям

$$|a_{-1}| < M, \quad /14/$$

$$-M + \frac{a_{-1}^2}{M} + a_{-1} N < a_0 < M - \frac{a_{-1}^2}{M} + a_{-1} N, \quad /15/$$

где

$$M = \exp \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \ln \left| \left(\frac{d\sigma(e^{i\theta})}{d\Omega} \right)_0 \right| d\theta, \quad /16/$$

$$N = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \ln \left| \left(\frac{d\sigma(e^{i\theta})}{d\Omega} \right)_0 \right| \cos \theta d\theta. \quad /17/$$

Теперь можно было бы вычислить значения величин M и N на основе экспериментальных данных по $(d\sigma/d\Omega)_0$ и найти соответствующие ограничения на a_0 и константу связи $g_{\pi_0 pp}^2$, которая связана с вычетом a_{-1} следующим образом:

$$a_{-1} = 2g_{\pi^0 p p}^2 \frac{(m_n - m_p)^2 - m_\pi^2}{4m_p^2} \text{fc} \left(\frac{dz}{d\omega} \right)_{z=0}, \quad /18/$$

где $\text{fc} = 0,1973$ фм ГэВ, а $(d\sigma/d\Omega)_0$ измеряется в единицах фм². Однако в случае $\pi^\pm p$ -рассеяния вперед, которое мы рассматриваем как объект проверки нашего метода, мы решили использовать в качестве исходных данных таблицы пион-нуклонных амплитуд /6/, составленные на основе вычислений по дисперсионным соотношениям.

Мы получили следующие значения ограничений:

$$g_{\pi^0 p p}^2 < 47,5 \quad /19/$$

$$-0,311 \text{ фм} < a_0 < 0,365 \text{ фм} \quad /20/$$

Ограничения /20/ получены путем подстановки $g_{\pi^0 p p}^2 = 14,6$ в неравенство /15/.

Далее, мы использовали вычисления дисперсионных соотношений /7/, которые установили, что амплитуда $\pi^\pm p$ -рассеяния вперед имеет только два нуля /пару комплексно-сопряженных нулей/. Эта информация позволяет сузить границы путем модификации ур. /11/ в следующей форме:

$$G(z) = \frac{(1-zz_0^*)(1-zz_0)}{(z-z_0)(z-z_0^*)} (a_{-1} + a_0 z + a_1 z^2 + a_2 z^3 + \dots), \quad /21/$$

где z_0 и z_0^* - положения нулей.

На основе неравенств /8/ и /9/ мы получаем

$$|a_{-1}| < |z_0|^2 M, \quad /22/$$

$$|z_0|^2 \left[-M + \frac{a_{-1}^2}{|z_0|^4 M} + \frac{a_{-1} N}{|z_0|^2} - \right. \quad /23/$$

$$\left. - \frac{2 \text{Re} z_0 (1 - |z_0|^2) a_{-1}}{|z_0|^4} \right] < a_0 <$$

$$< |z_0|^2 \left[M - \frac{a_{-1}^2}{|z_0|^4 M} + \frac{a_{-1} N}{|z_0|^2} - \frac{2 \text{Re} z_0 (1 - |z_0|^2) a_{-1}}{|z_0|^4} \right],$$

соответственно.

С одной стороны, неравенство /22/ позволяет найти область в комплексной плоскости ω , где не могут существовать комплексные нули /см. рис. 1/. Подставляя $g_{\pi^0 p p}^2 \sim 14,6$, мы получаем

$$|z_0| \geq 0,554. \quad /24/$$

Интересно отметить /см. рис. 1/, что положения нулей, найденные в /7/, удовлетворяют этому требованию. Поэтому результаты вычислений работ /6,7/ не противоречат друг другу. Однако по какой-то, очевидно, динамической, причине эти положения нулей находятся очень близко к границе запрещенной области.

С другой стороны, если рассматривать положения этих нулей как независимую информацию, то неравенства /22/ и /23/ приводят к более жестким ограничениям

$$g_{\pi^0 p p}^2 < 15,5, \quad /25/$$

$$-0,160 \text{ фм} < a_0 < -0,140 \text{ фм} \quad /26/$$

Таким образом, важность знания положений нулей явно продемонстрирована.

Важно подчеркнуть, что, благодаря логарифму в подынтегральном выражении, рассматриваемый метод довольно нечувствителен к ошибкам значений $(d\sigma/d\Omega)_0$.

4. $K^\pm p$ -рассеяние

Аналитическая структура амплитуды $K^\pm p$ -рассеяния вперед в ω -плоскости показана на рис. 2. В z -плоскости амплитуда $f(z)$ имеет Λ - и Σ -полюса в точках z_Λ, z_Σ и три нуля /8/: один действительный нуль между двумя полюсами $z_{0 \text{ real}}$ и пару комплексно сопряженных нулей в точках z_0, z_0^* . Более того, положения последних найдены независимо в работах /8,9/ при помощи двух различных методов аналитического продолжения без использования информации о значениях констант связей. Поэтому мы можем использовать знание положений этих нулей в качестве независимой исходной информации.

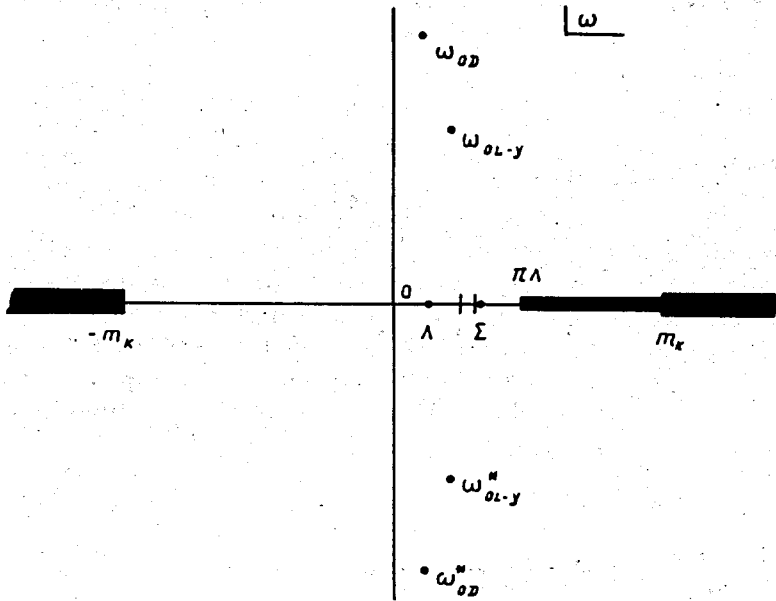


Рис. 2. Аналитическая структура амплитуды $K^\pm p$ -рассеяния вперед в плоскости лаб. энергии. Положение действительного нуля заключено между двумя черточками, если $g_{\Sigma KN}^2 \geq 5$; $\omega_{0D}, \omega_{0D}^*$ и $\omega_{0L-y}, \omega_{0L-y}^*$ — положения нулей, найденные в работах /8/ и /9/, соответственно.

Определим новую функцию $G(z)$, которая не имеет полюсов и нулей внутри единичного круга:

$$G(z) = \frac{z(z-z_\Sigma)(1-zz_0^*)(1-zz_0)(1-zz_{0 \text{ real}})}{(1-zz_\Sigma)(z-z_0)(z-z_0^*)(z-z_{0 \text{ real}})} f(z). \quad /27/$$

Используя /5/, /6/ и /16/, мы получаем

$$\tilde{G}(z_\Lambda) = a_{-1\Lambda} \frac{z_\Sigma}{|z_0|^2 z_{0 \text{ real}}} M^{-1}, \quad /28/$$

$$\tilde{G}(z_\Sigma) = a_{-1\Sigma} \frac{z_\Sigma(1-z_\Sigma z_0^*)(1-z_\Sigma z_0)(1-z_\Sigma z_{0 \text{ real}})}{(1-z_\Sigma^2)(z_\Sigma-z_0)(z_\Sigma-z_0^*)(z_\Sigma-z_{0 \text{ real}})} L^{-1}, \quad /29/$$

где

$$L = \exp \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \ln \left| \left(\frac{d\sigma(e^{i\theta})}{d\Omega} \right)_0 \right| \frac{(1-z_\Sigma^2)d\theta}{(1+z_\Sigma^2-2z_\Sigma \cos\theta)}, \quad /30/$$

и

$$a_{-1\Lambda} = g_{\Lambda KN}^2 \frac{(m_\Lambda - m_p)^2 - m_K^2}{4m_p^2} \text{hc} \left(\frac{dz}{d\omega} \right)_{z=0}, \quad /31/$$

$$a_{-1\Sigma} = g_{\Sigma KN}^2 \frac{(m_\Sigma - m_p)^2 - m_K^2}{4m_p^2} \text{hc} \left(\frac{dz}{d\omega} \right)_{z=z_\Sigma}. \quad /32/$$

Ограничимся применением только двух неравенств /7/ и /8/, где мы подставляем $z=z_\Lambda$, $z=z_\Sigma$ и $z_1=z_\Lambda$, $z_2=z_\Sigma$, соответственно. Первое из этих неравенств приводит к отдельным ограничениям на кон-

станты связи, а второе устанавливает связь между ними.

Уточним теперь исходные данные. В нефизической области и в низкоэнергетической области K^-p -рассеяния мы использовали три разные параметризации: параметризацию постоянной длины рассеяния ^{/10/}, параметризацию K -матрицы нулевого радиуса ^{/11/} и параметризацию K -матрицы эффективного радиуса ^{/12/}. Низкоэнергетическая область K^+p -рассеяния описывалась параметризацией эффективного радиуса s -волны ^{/13/}. При остальных энергиях мы использовали экспериментальные данные по $(d\sigma/d\Omega)_0$ из компиляций ^{/14,15/} и самые последние измерения ^{/16,17/}. Важно подчеркнуть, что наш метод нечувствителен по отношению к высокоэнергетическим данным, поскольку высокоэнергетическая область очень сжата в z -плоскости. Основной вклад в интегралы в ^{/16/} и ^{/30/} дает низкоэнергетическая область. Однако примечательно, что благодаря логарифму в этих уравнениях, результаты анализа оказались нечувствительными к конкретным параметризациям. Все три параметризации дали практически совпадающие результаты. С другой стороны, ограничения оказались очень сильно зависящими от знания расположения нулей. Поэтому в таблице мы приводим результаты в двух вариантах: 1/ с использованием положений нулей (ω_{0D} , ω_{0D}^*); найденных в работе ^{/8/}; 2/ с использованием положений нулей ω_{0L-Y} , ω_{0L-Y}^* , найденных в работе ^{/9/}. Положение третьего нуля между двумя полюсами оставалось в виде свободного параметра и была найдена область, где его существование крайне маловероятно. На основе результатов, представленных в таблице, и делая очень вероятные предположения ^{/18,19/} о том, что $g_{\Sigma KN}^2 \lesssim 3$, $g_{\Lambda KN}^2 \gtrsim 5$, можно заключить, что

$$\omega_{0 \text{ real}} \gtrsim 0,125 \text{ ГэВ} \quad /33/$$

при использовании значений ω_{0D} , ω_{0D}^* и

$$\omega_{0 \text{ real}} \gtrsim 0,129 \text{ ГэВ} \quad /34/$$

для значений ω_{0L-Y} , ω_{0L-Y}^* .

Если игнорировать существование действительного нуля, то можно найти ограничение на сумму обеих констант связи. Предполагая $g_{\Sigma KN}^2 \lesssim 3$, получаем

$$g_{\Lambda KN}^2 + g_{\Sigma KN}^2 < 23,2, \quad \text{с } \omega_{0D} \quad /35/$$

$$g_{\Lambda KN}^2 + g_{\Sigma KN}^2 < 17,1, \quad \text{с } \omega_{0L-Y} \quad /36/$$

Если исключить из рассмотрения и комплексные нули, то

$$g_{\Lambda KN}^2 + g_{\Sigma KN}^2 < 60,3. \quad /36' /$$

5. pp^- , $\bar{p}p^-$ -рассеяние

Амплитуда в этом случае имеет пионный полюс в точке $z=0$. Число ее нулей неизвестно. Однако в ^{/20/} показано, что амплитуда pp^- , $\bar{p}p^-$ -рассеяния вперед могла бы иметь по крайней мере две пары комплексно сопряженных нулей. Положение этих нулей было найдено в ^{/20/} модельно-независимым способом. Экспериментальные значения $(d\sigma/d\Omega)_0$ для низкоэнергетического pp^- -рассеяния были взяты из компиляции ^{/21/}, а для средних энергий - из компиляции ^{/22/}. При очень высоких энергиях данные по $(d\sigma/d\Omega)_0$ брались из работы ^{/23/}.

В случае $\bar{p}p^-$ -рассеяния от 0,195 до 16 ГэВ/с использовалась компиляция ^{/24/}, кроме того, из работы ^{/25/} были взяты два значения при высоких энергиях, вплоть до 40 ГэВ/с. По нашим сведениям, не существует надежных параметризаций амплитуды $\bar{p}p^-$ -рассеяния в нефизической и низкоэнергетической областях /см., например, ^{/20,26/}/. Поэтому мы оставили значение интеграла по этой области в виде свободного параметра и, используя величину $g_{\pi^0 pp^-}^2 = 14,6$ в качестве исходной информации, нашли ограничение на это значение. По аналогии с неравенствами ^{/14/} и ^{/22/}, мы рассматриваем неравенства

$$|a_{-1}| < \exp(I_1 + I_2), \quad /37/$$

$$|a_{-1}| < |z_{01}|^2 |z_{02}|^2 \exp(I_1 + I_2), \quad /38/$$

где вычет a_{-1} в пионном полюсе задан в следующем виде

$$a_{-1} = g_{\pi^0 pp}^2 \frac{m^2}{8m_p^2} \operatorname{Res} \left(\frac{dz}{d\Omega} \right)_{z=0} \quad /39/$$

и

$$I_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\theta_1} \ln \left| \left(\frac{d\sigma(e^{i\theta})}{d\Omega} \right)_0 \right| d\theta, \quad /40/$$

$$I_2 = \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_1}^{\pi} \ln \left| \left(\frac{d\sigma(e^{i\theta})}{d\Omega} \right)_0 \right| d\theta, \quad /41/$$

где $\theta_1 = 1,032$ соответствует импульсу $0,195 \text{ ГэВ/с}$. Вычисление неравенств /37/ и /38/ приводит к ограничениям:

$$I_1 > -3,12 \text{ фм}, \quad /42/$$

$$I_1 > -2,99 \text{ фм}. \quad /43/$$

Сравнивая /42/ и /43/, мы приходим к выводу, что информация о положениях нулей в этом случае несущественно улучшает ограничения, что является следствием расположения нулей для pp^- , $\bar{p}p^-$ -рассеяния вперед сравнительно далеко от полюса.

6. Выводы

Мы показали, что, как правило, существует строгая корреляция между положениями нулей и значениями констант связей. С другой стороны, положения нулей известны с гораздо худшей точностью, чем значения констант связей или длин рассеяния. Это нам кажется странным, поскольку мы думаем, что положения нулей должны иметь тот же статус в теории, что и значения констант связи или длин рассеяния. Тем более это так

Таблица

Зависимость ограничений на константы связи от положения действительного нуля; $\omega_\lambda = 0,064 \text{ гэв}$, $\omega_\tau = 0,159 \text{ гэв}$

$\omega_0 \text{ real}$ (Гэв)	Верхняя граница для $g_{\pi KN}^1$ из нер. (7)	Верхняя граница для $g_{\pi KN}^2$ из нер. (7)	Верхняя граница для $g_{\pi KN}^3$ из нер. (8). Предполагая $g_{\pi KN}^1 \leq 3$	$\omega_0 - \omega_{0D}$	$\omega_0 - \omega_{0L-Y}$
0,074	18,1	13,0	1,4	0,9	0,4
0,092	15,0	10,8	4,3	2,8	1,4
0,111	11,5	8,3	7,5	5,0	2,8
0,121	9,6	6,9	9,2	6,2	3,7
0,130	7,5	5,4	11,1	7,4	5,2
0,140	5,2	3,8	13,1	8,7	7,6
0,144	4,0	2,9	14,1	9,4	9,0
0,149	2,8	2,0	15,2	10,2	10,2 ^{жжж}
0,154	1,4	1,0	16,4	10,9	10,9 ^{жжжж}
Существование $\omega_0 \text{ real}$ не учтено	80,9	58,3	72,9	48,6	14,1
Существование нулей не учтено	192,4		224,3		57,3

ж) Предполагая $g_{\pi KN}^2 \leq 2,8$

жж) Предполагая $g_{\pi KN}^1 \leq 1,4$

жжж) Предполагая $g_{\pi KN}^3 \leq 2,0$

жжжж) Предполагая $g_{\pi KN}^1 \leq 1$.

на практике. Например, если производить вычисления, основанные на дисперсионных соотношениях для логарифма амплитуды /см., например, /27/ /, то положения нулей играют роль констант связи.

В случае $\pi^{\pm}p$ -рассеяния найдена область, запрещенная для существования нулей. Остается понять, почему нули, найденные в работе /7/, находятся очень близко к границе этой области. Было бы интересно найти физическую интерпретацию коэффициента a_0 , ограничения на значения которого мы нашли. Подобные ограничения на $a_{0\Lambda}$, $a_{0\Sigma}$ могли бы быть легко найдены в случае $K^{\pm}p$ -рассеяния вперед. На основе результатов, представленных в таблице, можно утверждать, что наш анализ исключает большие / $\geq 16 \div 20$ / значения константы связи $g_{\Lambda KN}^2$ в противоположность недавним предположениям /28/.

В случае pp -, $\bar{p}p$ -рассеяния было бы интересно сравнить предсказания некоторых моделей с нашими ограничениями на значения интегралов по нефизической и низкоэнергетической областям.

Мы признательны С.Дубничке и В.И.Журавлеву за полезные замечания. М.Сташель благодарна Объединенному институту ядерных исследований за гостеприимство.

Литература

1. O.V.Dumbrajs, Kh.Chernev and Z.Zlatanov. *Nucl.Phys.*, B69, 336 (1974).
2. V.I.Zhuravlev, *PhD Thesis, JINR* 1971.
3. S.Okubo. *University of Rochester preprint COO-3065-53* (1973).
4. I.I.Privalov. "Boundary Properties of Analytic Functions" (in Russian), Second Edition, Moscow-Leningrad 1950, p. 170.
5. G.M.Golusin. "Geometrical Theory of Functions of Complex Variable" (in Russian), Second Edition, Moscow 1966, p. 319.
6. G.Hohler and R.Strauss, *University of Karlsruhe preprint*, October 1970.
7. S.Jorna and J.A.McClure. *Nucl.Phys.*, B13, 68 (1969).
8. O.V.Dumbrajs. *Nucl.Phys.*, B38, 600 (1972).
9. C.Lopez and F.J.Yndurain. *Nucl.Phys.*, B64, 315 (1973).
10. J.K.Kim. *Phys.Rev.Lett.*, 14, 29 (1965); *Columbia University report Nevis-149*, 1966.
11. A.D.Martin and G.G.Ross. *Nucl.Phys.*, B16, 479 (1970).

12. J.K.Kim. *Phys.Rev.Lett.*, 19, 1074 (1967).
13. A.D.Martin and R.Perrin. *Nucl.Phys.*, B10, 125 (1969).
14. O.V.Dumbrajs, T.Yu.Dumbrajs and N.M.Queen. *Fortschr.Phys.*, 19, 491 (1971).
15. N.M.Queen. *Birmingham University report UB-KP-2-73*, October 1973.
16. K.Abe et al. *University of Maryland preprint, AEC-ORO-2504-212*, October 1973.
17. J.R.Cambell et al. *Nucl.Phys.*, B64, 1 (1973).
18. N.M.Queen, M.Restignoli and G.Violini. *Fortschr.Phys.*, 17, 467 (1969).
19. N.M.Queen, M.Restignoli and G.Violini. *Fortschr.Phys.* 21, 651 (1973).
20. O.V.Dumbrajs. *Nucl.Phys.*, B46, 164 (1972).
21. И.В.Амирханов, Р.Ю.Зулькарнеев, Х.Муртазаев. *Сообщение ОИЯИ, P1-7576*, Дубна, 1973.
22. O.Benary and R.Price. *Lawrence Radiation Laboratory preprint UCRL-20000 NN*, August 1970.
23. V.Bartenev et al. *Phys.Rev.Lett.*, 31, 1367 (1973).
24. J.E.Enstrom et al. *Lawrence Berkeley Laboratory preprint LBL-58*, May 1972.
25. Yu.M.Antipov et al. *Yadernaya Fizika*, 18, 353 (1973).
26. G.Bialkowski and S.Pokorski. *Nuovo Cimento*, 57A, 219 (1968).
27. O.V.Dumbrajs and M.Staszal. *JINR Preprint P2-7853*, Dubna, 1974.
28. L.L.Smalley. *University of Alabama preprint UAH-72-1*, June 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 марта 1974 года.