ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3253

В.Г. Писаренко

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ NN - И N$\bar{\bar{N}}$ - РАССЕЯНИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967.

Р2 - 3253

В.Г. Писаренко

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ NN - И N$\bar{N}$ - РАССЕЯНИЯ

В работах[1,2] было показано, что определенные предположения о высокоэнергетическом поведении амплитуды $f(\nu,t)$ позволяют писать безвычитательные дисперсионные соотношения по инвариантной энергетической переменной ν для величин $f(\nu,t)$ и $\nu\cdot f(\nu,t)$ при фиксированном переданном импульсе t, откуда следует правило сумм:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} Im\, f^{(-)}(\nu', t = const)\, d\nu' = 0, \qquad (1)$$

где $f^{(-)}(\nu,t)$ - антисимметричная при кроссинг-преобразовании амплитуда.

При получении соотношения (1) было существенно использовано предположение о достаточно быстром убывании амплитуды при $\nu \to \infty$.

Для амплитуд, которые не убывают достаточно быстро, правила сумм непосредственно в форме (1) не будут справедливы. Тем не менее, зная характер высокоэнергетического поведения такой амплитуды, можно писать безвычитательные дисперсионные соотношения по ν для $f(\nu) - \varphi(\nu)$ и $\nu\cdot[f(\nu)-\varphi(\nu)]$, если функция $\varphi(\nu)$ выбрана так, что абсолютная величина разности $|f(\nu)-\varphi(\nu)|$ убывает достаточно быстро при $\nu \to \infty$. То есть, в этом случае будет справедливо правило сумм:

$$\int_{-\infty}^{\infty} [\, Im\, f(\nu) - Im\, \varphi(\nu)\,]\, d\nu = 0. \qquad (2)$$

Как известно[4,12], анализ экспериментальных данных по рассеянию показал, что в области высоких энергий (5-30 Гэв) полные и дифференциальные сечения могут быть (с экспериментальной ошибкой) описаны суммой вкладов от полюсов Редже $\sum_i b_i \nu^{\alpha_i}$, причем b_i, α_i определяются из эксперимента. Так, например, для NN- и $N\bar{N}$-рассеяния при теоретическом Редже-анализе высокоэнергетических сечений в сумму $\sum_i b_i \nu^{\alpha_i}$ включают обычно пять членов: два вакуумных полюса P, P', Редже-полюса с квантовыми числами ρ и ω-мезонов и R-полюс (см., например, обзор К.Тер-Мартиросяна[12]).

Выбирая для α_i, b_i нужные значения, удается описать высокоэнергетическое поведение амплитуд суммой $\sum_i b_i \nu^{\alpha_i}$, и при этом разность между экспериментальным значением сечений и соответствующей суммой нескольких полюсов Редже (в области энергий, где имеется экспериментальная информация) меньше или порядка величины ошибки эксперимента. Однако пока нет оснований утверждать, что сечения рассеяния при очень высоких энергиях будут описываться такой суммой совершенно точно.

Определим $\delta(\nu)$ в области $\nu \geq A$ как разность амплитуды $f(\nu)$ и соответствующей простой высокоэнергетической Редже-модели:

$\nu \geq A$:

$$\delta(\nu) = f(\nu) - \sum_i b_i \nu^{\alpha_i} \qquad (3)$$

(Если α_i, b_i определены из эксперимента, то в области $\nu \geq A$: $|\delta(\nu)|$ меньше или порядка экспериментальной ошибки, с которой известно высокоэнергетическое поведение амплитуды $f(\nu)$).

Допуская, что для функции $\delta(\nu)$ можно сделать аналитическое продолжение в область всех значений комплексного переменного ν, предположим теперь, что для величин $f(\nu) - \delta(\nu) - \sum_i b_i \nu^{\alpha_i}$ и $\nu \cdot [f(\nu) - \delta(\nu) - \sum b_i \nu^{\alpha_i}]$ справедливы дисперсионные соотношения по ν без вычитаний при фиксированном переданном импульсе. Отсюда для кросс-антисимметричной амплитуды $f^{(-)}(\nu)$ получим:

$$\int_{\nu_0}^{A} [\mathrm{Im} f^{(-)}(\nu) - \mathrm{Im}\,\delta^{(-)}(\nu)] d\nu = \int_{\nu_0}^{\nu_{пор}} \mathrm{Im} f^{(-)}(\nu) d\nu + \int_{\nu_{пор}}^{A} \mathrm{Im} f^{(-)}(\nu) d\nu - \int_{\nu_0}^{A} \mathrm{Im}\,\delta^{(-)}(\nu) d\nu = \sum_i \frac{\mathrm{Im}\, b_i A^{\alpha_i+1}}{\alpha_i+1}, \qquad (4)$$

где ν_0 и $\nu_{пор}$ - нижняя и верхняя границы нефизической области рассматриваемого процесса.

Правила сумм типа (4) были получены впервые в работе[3]. Обозначим для дальнейшего:

$$\int_{\nu_0}^{\nu_{пор}} \mathrm{Im} f^{(-)}(\nu) d\nu - \int_{\nu_0}^{A} \mathrm{Im}\,\delta^{(-)}(\nu) d\nu \equiv \Delta^{(-)},$$

$$\int_{\nu_0}^{\nu_{пор}} \nu \cdot \mathrm{Im} f^{(+)}(\nu) d\nu - \int_{\nu_0}^{A} \nu \cdot \mathrm{Im}\,\delta^{(+)}(\nu) d\nu \equiv \Delta^{(+)}$$

где $f^{(+)}(\nu)$ - кросс-симметричная амплитуда.

В этих обозначениях правила сумм (4) запишутся следующим образом:

$$\Delta^{(-)} + \int_{\nu_{пор}}^{A} \mathrm{Im} f^{(-)}(\nu) d\nu = \sum_i \frac{\mathrm{Im}\, b_i A^{\alpha_i+1}}{\alpha_i+1} \qquad (5)$$

и аналогично для $f^{(+)}(\nu)$ получим:

$$\Delta^{(+)} + \int_{\nu_{пор}}^{A} \nu \cdot \mathrm{Im} f^{(+)}(\nu) d\nu = \sum_i \frac{\mathrm{Im}\, b_i A^{\alpha_i+2}}{\alpha_i+2}$$

Применим правила сумм (5) для NN- и $N\bar{N}$-рассеяния.

Правила сумм для NN- и $N\bar{N}$-рассеяния

Будем нормировать амплитуду f_{ab} рассеяния нуклона (или антинуклона) a на b так, что оптическая теорема в системе покоя нуклона (антинуклона) b имеет вид:

$$\mathrm{Im}\, f_{ab}(E, t=0) = K \cdot \sigma_{ab}^{tot}(E), \qquad (6)$$

где $a, b = p, \bar{p}, n, \bar{n}$; E, $K \equiv |\vec{K}|$ - энергия и импульс нуклона (антинуклона) a, соответственно.

При этом разность амплитуды рассеяния антинуклона $\bar{a}$ на нуклоне b и амплитуды рассеяния нуклона a на нуклоне b: $f^{(-)}_{ab}(\nu) = f_{\bar{a}b}(\nu) - f_{ab}(\nu)$ антисимметрична при кроссинг-преобразовании, а сумма $f^{(+)}_{ab}(\nu) = f_{\bar{a}b}(\nu) + f_{ab}(\nu)$ – симметрична при кроссинг-преобразовании.

При высоких энергиях $(\nu \geq A)$ полные сечения удается с экспериментальной точностью описать суммой вкладов от полюсов Редже с квантовыми числами ρ, ω -мезонов, а также двух вакуумных полюсов P, P' и R-полюса: /12/

$$\sigma_{pp}^{tot}(E) = B_P + B_{P'}\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_{P'}} - B_\omega\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_\omega} - B_\rho\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_\rho} + B_R\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_R},$$

$$\sigma_{pn}^{tot}(E) = B_P + B_{P'}\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_{P'}} - B_\omega\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_\omega} + B_\rho\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_\rho} - B_R\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_R},$$

$$\sigma_{\bar{p}p}^{tot}(E) = B_P + B_{P'}\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_{P'}} + B_\omega\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_\omega} + B_\rho\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_\rho} + B_R\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_R}, \quad (6)$$

$$\sigma_{\bar{p}n}^{tot}(E) = B_P + B_{P'}\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_{P'}} + B_\omega\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_\omega} - B_\rho\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_\rho} - B_R\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1-\alpha_R}.$$

Тогда правила сумм (5) примут вид:

$$\Delta_1^{(-)} + I_1 \equiv \int_{E_0}^{E_{пор}} Im f_{pp}^{(-)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} Im\,\delta_{pp}^{(-)}(E)\,dE + \int_{E_{пор}}^{A} K(\sigma_{\bar{p}n}^{tot} - \sigma_{pp}^{tot})\,dE =$$

$$= \frac{2B_\omega}{\alpha_\omega+1}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{\alpha_\omega-1} A^2 + \frac{2B_\rho}{\alpha_\rho+1}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{\alpha_\rho-1} A^2 \equiv R_1, \quad (6.1)$$

$$\Delta_2^{(+)} + I_2 \equiv \int_{E_0}^{E_{пор}} E\cdot Im f_{pp}^{(+)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} E\cdot Im\,\delta_{pp}^{(+)}(E)\,dE +$$

$$+ \int_{E_{пор}}^{A} K\cdot E(\sigma_{\bar{p}p}^{tot} + \sigma_{pp}^{tot})\,dE = \frac{2B_P}{\alpha_P+2}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{\alpha_P-1} A^3 + \quad (6.2)$$

$$+ \frac{2B_{P'}}{\alpha_{P'}+2}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{\alpha_{P'}-1} A^3 + \frac{2B_R}{\alpha_R+2}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{\alpha_R-1} A^3 \equiv R_2,$$

$$\Delta_3^{(-)} + I_3 \equiv \int_{E_0}^{E_{пор}} Im f_{pn}^{(-)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} Im\,\delta_{pn}^{(-)}(E)\,dE + \quad (6.3)$$

$$+ \int_{E_{пор}}^{A} K\cdot(\sigma_{\bar{p}n}^{tot} - \sigma_{pn}^{tot})\,dE = \frac{2B_\omega}{\alpha_\omega+1}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{1-\alpha_\omega} A^2 -$$

$$- \frac{2B_\rho}{\alpha_\rho+1}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{1-\alpha_\rho} A^2 \equiv R_3,$$

$$\Delta_4^{(+)} + I_4 \equiv \int_{E_0}^{E_{пор}} E\cdot Im f_{pn}^{(+)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} E\cdot Im\,\delta_{pn}^{(+)}(E)\,dE + \quad (6.4)$$

$$+ \int_{E_{пор}}^{A} K\cdot E(\sigma_{\bar{p}n}^{tot} + \sigma_{pn}^{tot})\,dE = \frac{2B_P}{\alpha_P+2}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{\alpha_P-1} A^3 +$$

$$+ \frac{2B_{P'}}{\alpha_{P'}+2}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{\alpha_{P'}-1} A^3 - \frac{2B_R}{\alpha_R+2}\left(\frac{A}{E_0}\right)^{\alpha_R-1} A^3 \equiv R_4$$

При этом правые части соотношений (6.1) - (6.4) обозначили через R_j, а последнее слагаемое в левой части каждого из соотношений (6.1) - (6.4) обозначили через I_j.

Чтобы непосредственно проверить, выполняются ли соотношения (6.1) - (6.4) необходимо вычислить интегралы $\int_{E_0}^{E_{пор}} Im f^{(-)}(E)\,dE$ и $\int_{E_0}^{E_{пор}} E\cdot Im f^{(+)}(E)\,dE$ по нефизической области NN- и $N\bar{N}$-рассеяния. В данном случае рассчитать такие интегралы чрезвычайно трудно, так как для NN- и $N\bar{N}$-рассеяния область нефизических значений энергии велика, так что, в частности, не пригоден метод аналитического продолжения фаз нуклон-нуклонного и нуклон-антинуклонного рассеяния в область энергий, меньших порогового. Расчет интегралов по нефизической области с помощью диаграмм Фейнмана связан с учетом многопионных диаграмм и т.п. и чрезвычайно громоздок. Кроме того, в соотношениях (6.1) - (6.4) не известны функции $Im\,\delta_{ab}(\nu)$.

Предполагая, что соотношения (6.1) - (6.4) выполняются, можно оценить с их помощью величины разностей

$$\int_{E_0}^{E_{пор}} Im\, f_{ab}^{(-)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} Im\,\delta_{ab}^{(-)}(E)\,dE \equiv \Delta_{ab}^{(-)}$$

и

$$\int_{E_0}^{E_{пор}} E\cdot Im\, f_{ab}^{(+)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} E\cdot Im\,\delta_{ab}^{(+)}(E)\,dE \equiv \Delta_{ab}^{(+)},$$

если использовать экспериментальную информацию о сечениях σ^{tot}_{NN}, $\sigma^{tot}_{N\bar N}$ и данные по высокоэнергетическому NN - и $N\bar N$ -взаимодействию. Поскольку экспериментальная информация для высокоэнергетического πN-, KN -рассеяния более точна, чем для NN - и $N\bar N$ -рассеяния, возьмем те значения параметров $\alpha_i \equiv \alpha_i(t=0)$, содержащихся в правых частях равенств (6.1) - (6.4), которые были получены из анализа высокоэнергетического πN - и KN-рассеяния[4] :

Таблица 1

α_P	$\alpha_{P'}$	α_ρ	α_ω	α_R
1,00	0,50±0,01	0,540±0,002	0,52±0,03	0,31±0,05

Для значений вычетов $B_i \equiv B_i(t=0)$ используем результаты непосредственного анализа NN - и $N\bar N$-рассеяния при высоких энергиях, приведенного в обзоре К. Тер-Мартиросяна[12] (используем нормировку E_0 = 1 Гэв) :

Таблица 2

B_P	$B_{P'}$	B_ρ	B_ω	B_R
36,2±0,3 мб	31,7 ± 0,1 мб	1,9±1,0 мб	19,0±1,0 мб	0,38±0,2 мб

Используя данные из таблиц 1, 2 и экспериментальные значения сечений σ^{tot}_{NN} и $\sigma^{tot}_{N\bar N}$ (см. Приложение), получаем из соотношений (6.1)-(6.4) для разных значений A:

Таблица 3

A	3 Гэв	5 Гэв	7 Гэв	10 Гэв
I_1	116,3±3,9	257,9±16,8	474,1±29,0	878,2±60,4
R_1	146,3±15,8	318,7±39,0	532,3±70,1	916,8±129,8
$\Delta_1^{(-)}$ (мб (Гэв)^2)	30,0±19,7	60,8±55,8	58,2±99,1	38,6±190,2
I_2	947,5±7,0	4 195±52,6	11.362±136	32.196±388
R_2	1065,1±25,6	4.447,8±53,8	11,258,6±144,5	32.226±420
$\Delta_2^{(+)}$ (мб (Гэв)^3)	117,6±32,6	252,8±106,4	-103,4±280,5	+30±808
I_3	123,8±8,3	286±26	490,9±80,4	839±213,5
R_3	119,5±15,8	259,8±39,0	433,3±70,1	745,4±129,8
$\Delta_3^{(-)}$ (мб (Гэв)^2)	-0 4,3±25,1	-26,2±65	-57,07±150,5	-93,6±343,3
I_4	905,0±18,9	4.252,7±89,7	11.612±424	33.222±1566
R_4	1 056,6±25,6	4.419,8±53,8	11.198±144,5	32.084±420
$\Delta_4^{(+)}$ (мб (Гэв)^3)	151,6±44,5	167,1±143,5	-414±568,5	-1.138±1986

Если считать, что режим Редже начинается с 5-7 Гэв, то из таблицы 3 видно, что в этой области величины разностей

$$\Delta_1^{(-)} \equiv \int_{E_0}^{E_{пор}} Im f_{pp}^{(-)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} Im\,\delta_{pp}^{(-)}(E)\,dE,$$

$$\Delta_2^{(+)} \equiv \int_{E_0}^{E_{пор}} E\cdot Im f_{pp}^{(+)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} E\cdot Im\,\delta_{pp}^{(+)}(E)\,dE,$$

$$\Delta_3^{(-)} \equiv \int_{E_0}^{E_{пор}} Im f_{pn}^{(-)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} Im\,\delta_{pn}^{(-)}(E)\,dE,$$

$$\Delta_4^{(+)} \equiv \int_{E_0}^{E_{пор}} E\cdot Im f_{pn}^{(+)}(E)\,dE - \int_{E_0}^{A} E\cdot Im\,\delta_{pn}^{(+)}(E)\,dE$$

по порядку величины меньше или равны ошибке, с которой вычисляются $I_{1,2,3,4}$ и $R_{1,2,3,4}$ по экспериментальным данным и, как видим, эти разности много меньше самих значений $I_{1,2,3,4}$ и $R_{1,2,3,4}$.

Чтобы более точно оценить значения $\Delta_{1,3}^{(-)}$ и $\Delta_{2,4}^{(+)}$ из соотношений (6.1) - (6.4), понадобятся более аккуратные данные эксперимента о NN- и $N\bar{N}$ -рассеянии в области $E \geqslant E_{пор.}$.

С другой стороны, уточнение экспериментальной информации о сечениях взаимодействия при низких и средних энергиях и данные о взаимодействиях частиц при сверхвысоких энергиях ($\gtrsim$ 20 Гэв) позволят получить величину функций $\delta_{ab}(\nu)$, а тогда с помощью правил сумм типа (5) удастся выразить интеграл от $Im f_{ab}(\nu)$ по нефизической области непосредственно через параметры высокоэнергетического рассеяния α_i, B_i и интегралы от сечений по области физического дореджевского рассеяния.

Отметим, что применение соотношений (5) для πN - и KN-рассеяния, как показано в работе [5], так же как и для NN- и $N\bar{N}$-рассеяния, дает, что разность $\Delta^{(\pm)}$ из (5) для πN - и KN -рассеяния порядка ошибки, с которой вычисляется правая часть соотношений (5) по экспериментальным данным, и эта разность $\Delta^{(\pm)}$ гораздо меньше вклада интеграла от $Im f(\nu)$ по области физического рассеяния от порога до $E=A$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

При вычислении левых частей соотношений (6.1) - (6.4) воспользуемся экспериментальными данными, приведенными в работах [7] - [11] и в обзоре [6]. В области очень малых энергий для оценки σ_{NN}, $\sigma_{N\bar{N}}$ воспользуемся приближением эффективного радиуса. Экспериментальная информация для NN - рассеяния достаточна для того, чтобы определить значения параметров теории эффективного радиуса: длин рассеяния a_i и величины эффективных радиусов ρ_i, а, значит, получить величины сечений NN -рассеяния при очень малых энергиях.

Однако для случая $N\bar{N}$ -рассеяния экспериментальная информация слишком бедна при малых энергиях, чтобы можно было определить значения параметров a_i и ρ_i для $N\bar{N}$-рассеяния. Тем не менее, воспользовавшись приближением эффективного радиуса, можно оценить верхнюю границу для значений сечений $\sigma_{N\bar{N}}^{tot}$, и, таким образом, оценить вклад интеграла $\int Im f(\nu)\,d\nu$ в области очень малых кинетических энергий (т.е. для значений $\nu \gtrsim \nu_{пор}$).

Для $N\bar{N}$ -столкновений при очень малых энергиях, в отличие от NN - рассеяния, с большой вероятностью могут происходить неупругие процессы. Поэтому фазы $N\bar{N}$ -рассеяния, а, значит, и a_i и ρ_i могут быть комплексными величинами.

В пределе бесконечно малых кинетических энергий K в приближении эффективного радиуса для $N\bar{N}$ -столкновений получаем [6]:

$$\lim_{K\to 0} \sigma_{N\bar{N}}^{el}(K) = \frac{\pi}{4}\left|a_{00}+a_{10}\right|^2 + \frac{3\pi}{4}\left|a_{01}+a_{11}\right|^2, \tag{П1}$$

$$\lim_{K\to 0} \sigma_{N\bar{N}}^{in}(K) = \frac{\pi}{2K}\left(-Im\,a_{00} - Im\,a_{10}\right) + \frac{3\pi}{2K}\left(-Im\,a_{01} - Im\,a_{11}\right), \tag{П2}$$

где a_{IJ} - длина рассеяния в состоянии с изоспином I и спином J, т.е. величина $\sigma_{N\bar{N}}^{el} \to const$ при $K\to 0$, а $\sigma_{N\bar{N}}^{in}$ растет при $K \to 0$ как $\frac{const}{K}$.

Экстраполяция данных по $p\bar{n}$, $p\bar{p}$ -рассеянию в область очень малых K дает [6]:

$$\sigma^{el}_{p\bar{n}}(K=0) \approx 60 \text{ мб},$$
$$\sigma^{el}_{p\bar{p}}(K=0) \approx 115 \text{ мб}. \qquad (\text{П.3}) \quad (\text{П4})$$

С другой стороны, из (П1) получаем неравенства:

$$p\bar{p}: \quad \frac{\pi}{4}\left(Im\, a_{00} + Im\, a_{10}\right)^2 + \frac{3\pi}{4}\left(Im\, a_{01} + Im\, a_{11}\right)^2 \lesssim 115 \text{ мб} \qquad (\text{П5})$$

$$p\bar{n}: \quad \frac{\pi}{4}\left(Im\, a_{10}\right)^2 + \frac{3\pi}{4}\left(Im\, a_{11}\right)^2 \lesssim 60 \text{ мб},$$

и из (П.2) аналогично получаем:

$$\lim_{K\to 0} K\cdot\sigma^{in}_{p\bar{p}}(K) = -\frac{\pi}{2}\left(Im\, a_{00} + Im\, a_{10}\right) - \frac{3\pi}{2}\left(Im\, a_{01} + Im\, a_{11}\right),$$

$$\lim_{K\to 0} K\cdot\sigma^{in}_{p\bar{n}}(K) = -\frac{\pi}{2} Im\, a_{10} - \frac{3\pi}{2} Im\, a_{11}. \qquad (\text{П6})$$

Из (П3) - (П6) легко находим:

$$\lim_{K\to 0} K\cdot\sigma^{tot}_{p\bar{p}}(K) = \lim_{K\to 0} K\cdot\left[\sigma^{el}_{p\bar{p}}(K) + \sigma^{in}_{p\bar{p}}(K)\right] \lesssim 7{,}5 \text{ мб}\cdot\text{Гэв},$$

$$\lim_{K\to 0} K\cdot\sigma^{tot}_{p\bar{n}}(K) = \lim_{K\to 0} K\cdot\left[\sigma^{el}_{p\bar{n}}(K) + \sigma^{in}_{p\bar{n}}(K)\right] \lesssim 5{,}5 \text{ мб}\cdot\text{Гэв}. \qquad (\text{П7})$$

В связи с результатом (П7) заметим, что непосредственная экстраполяция данных о $K\cdot\sigma^{tot}_{p\bar{p}}$ в точку $K=0$ дает: $K\cdot\sigma^{tot}_{p\bar{p}}(K)\big|_{K=0} \sim 7 \text{ мб}\cdot\text{Гэв}.$

С помощью (П7) находим, что вклад очень низких энергий (где отсутствует экспериментальная информация) в левые части соотношений (6.1) - (6.4) составляет от 0,01% до 0,7%.

Автор выражает большую благодарность академику Н.Н. Боголюбову за интерес к работе и ценные замечания, В.С. Барашенкову за обсуждение экспериментальных данных и К.В.Рериху и В.И.Журавлеву за обсуждение результатов.

Литература

1. A.A.Logunov, L.D.Soloviev. Nucl.Phys. 10, 60 (1959).
2. L.D.Soloviev. Journal of Nucl. Phys. 3, 188 (1966).
3. A.A.Logunov, L.D.Soloviev, A.N.Tavkhelidze. Preprint E2-3077, Dubna 1966.
4. R. J.N.Phillips, W.Rarita. Phys. Rev, 139, B1336 (1965).
5. В.И. Журавлев, К.В. Рерих. Препринт ОИЯИ Р2-3081, Дубна 1966.
6. В.С. Барашенков. Сечения взаимодействий элементарных частиц. Изд. "Наука", Москва, 1966.
7. D.Bugg et al. Phys. Rev., 146, 980 (1966).
8. Galbraith et al. Phys. Rev., 138, B913 (1965).
9. Czyzewski et al. Phys. Lett., 20, 554 (1966).
10. Armenteros et al. Phys. Rev., 119, 2068 (1960).
11. Amaldi et al. N.C., 34, 825 (1964).
12. К.Тер-Мартиросян, Сборник "Вопросы физики элементарных частиц", Ереван (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1967 г.