

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

904

P2-88-113

В.К.Сусленко*, И.И.Гайсак, Г.И.Колеров

**О ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ
ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА
ДЛЯ ОПИСАНИЯ pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ОБЛАСТИ 33 -РЕЗОНАНСА**

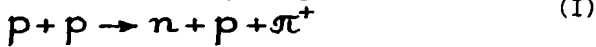
Направлено на сессию Отделения ядерной физики АН СССР,
Москва, 1988 г.

* Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

1988

В области промежуточных энергий от 0,60 до 1 ГэВ для описания pp-взаимодействий применимость модели однопионного обмена (ОРЕМ) /1/, учитывающей вклады от четырех фейнмановских полюсных диаграмм и их наиболее важных интерференций, была показана в / 2 - 6 / на примере реакции $pp \rightarrow n p \pi^+$. Уточненный вариант ОРЕМ /20/, в котором детально выполняется учет всех интерференций, был использован нами для анализа обширной экспериментальной информации 3-порядка дифференциальности, в частности, энергетических и (или) импульсных спектров пионов(+) при различных углах их вылета в широком диапазоне (см./20/ и рис. 2-4).

Как известно, основная идея модели ОРЕ состоит в предположении, что реакциям столкновения $NN \rightarrow NN\pi$ при энергиях до ~ 3 ГэВ соответствуют полюсные фейнмановские диаграммы с пионом в качестве промежуточной частицы. В частности, для реакции



в рамках ОРЕМ сопоставляются (см. рис.1) четыре диаграммы, в которых сплошные линии соответствуют нуклонам, штриховые - пионам и где P_1, P_2, Q_2, Q_4 и Q означают 4-импульсы, соответствующие участвующим в данной реакции частицам, а \mathcal{G}_i означает амплитуду виртуального πN^c -рассеяния для диаграмм на рис.1 ($i = 1, 2, 3, 4$).

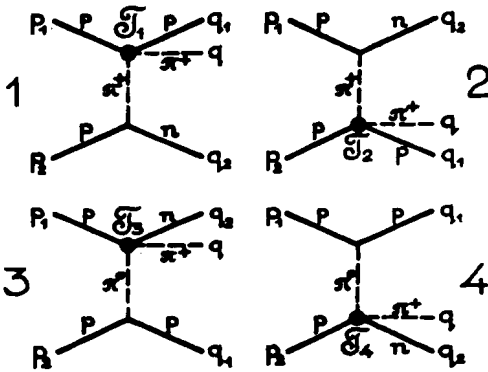


Рис.1 . Полюсные фейнмановские диаграммы, сопоставляемые реакции (I) в рамках используемого в /6-8,20/ варианта ОРЕМ.

Первые сравнения ОРЕМ с экспериментом /1,2/ были выполнены на уровне данных дифференциальностей 0-порядка (полное поперечное сечение) и 1-порядка (интегральные энергетические или импульсные спектры конечных нуклонов) преимущественно на примере реакции (I).

Затем в /3-6/ для сравнения были использованы экспериментальные данные 3-порядка — дифференциальные энергетические (импульсные) спектры при разных углах для пионов, образующихся в реакции (I) при энергиях налетающих протонов $T = 654 + 670, 730$ и 991 МэВ. Особенностью этого анализа было использование приближения в ОРЕМ, в котором вкладами интерференций диаграмм 1,3 и 2,4 пренебрегают, а в вершинах πN^* -рассеяния учитывают только вклад амплитуды 33-резонанса. Из вычислений в /1,5/ следует, что неучтенные вклады не превышают 1 + 5%. Однако эта оценка относится к энергиям ≥ 1 ГэВ. Вопрос о вкладе интерференций диаграмм 1,3 и 2,4 в интервале энергий 0,6-1 ГэВ. Точное решение этой проблемы дано в /6,7/ и на его основе нами создана программа ОРЕМ3 на языке Фортран /8/, обеспечивающая детальное сравнение уточненного варианта ОРЕМ как со всеми прежними данными, так и, в частности, с новыми данными 3-порядка при $T = 800$ МэВ /9/. Используемый нами вариант ОРЕМ содержит только один параметр (\bar{A}), который входит в функцию так называемого "пион-нуклонного формфактора" $G(K_i^2)$, остающаяся неопределенной в рамках ОРЕМ. Вид этой функции может быть установлен сравнением с экспериментом при некоторой фиксированной энергии внутри интервала применимости ОРЕМ, поскольку в случае доминирующей роли однопионного обмена этот формфактор должен зависеть только от переданного импульса K_i^2 и не зависеть от начальной энергии T .

В работах /2-6/ установлено, что функция вида

$$G(K_i^2) = \bar{A} \mu^2 / [K_i^2 + (\bar{A} + 1) \mu^2] \quad (2)$$

при $\bar{A} = 8 + 9$ достаточно хорошо описывает экспериментальные данные в интервале энергий $T = 0,6 \div 1$ ГэВ.

Кинематика реакций типа (I) описана в работах /10,6,7/.

Выражение для плотности дифференциального сечения 3-порядка для пионов в реакции (I), включающее точное выражение для квадрата матричного элемента /6,7/, удобно представлять в виде следующей суммы

$$^3\sigma_{\pi}^S \equiv \frac{d^3\sigma}{dT_{\pi}^S d\cos\theta_{\pi}^S d\varphi_{\pi}^S} = A + B + C + D \equiv ABCD, \quad (3)$$

где $A(B)$ — сумма дважды проинтегрированных квадратов матричных элементов диаграмм 1,3 (2,4), $C(D)$ — сумма дважды проинтегрированных интерференций диаграмм 1,2 и 3,4 (1,3 и 2,4), а символ S означает систему отсчета.

В ранее выполненных расчетах /1-6/ вычислялись только вклады ABC . Затем именно в нашей работе /20/ на основе точных выражений для (3), полученных в /6,7/, выполнен строгий учет интерференций D , вычислены $\sigma_{\pi} = ABCD$ и проведено детальное сравнение их вычисленных величин с имеющимся обширным набором экспериментальных данных $^3\sigma_{\pi}^{экс}$, результаты которого представлены на рис.2-4. Отметим, что абсолютные значения вкладов D в $^3\sigma_{\pi}$ зависят от начальной энергии T и угла вылета пиона θ_{π}^S , причем в передней полусфере с уменьшением значений этих величин вклад D возрастает (для угла $\theta_{\pi}^S = 20^\circ$ он равен 3, 6 и 12% при $T = 991, 800$ и 670 МэВ, соответственно) (см. рис.5).

Общий результат сравнения имеющихся данных для $^3\sigma_{\pi}$ при $T = 660, 730, 800, 991$ и 1000 МэВ /20/ свидетельствует о согласии в пределах 10 - 15% нашего варианта ОРЕМ с экспериментом при $\bar{A} = 9$ в /2/, т.е. выделенный нами "пион-нуклонный формфактор" имеет следующий вид:

$$G(K_i^2) = 9 \mu^2 / (K_i^2 + 10 \mu^2). \quad (4)$$

Следует отметить, что другие расчеты, где учитывались вклады диаграмм с обменом ρ -мезоном /18/, N^* -резонансом и включались нерезонансные вклады /9/, приводят также к хорошему согласию. Это можно объяснить тем, что нерезонансные вклады и вклад $N^*(1470)$ относительно малы, а вклад от ρ -мезона к тому же качественно не отличим /9/ от вкладов диаграмм рис.1. Для установления различия нашего расчета и расчетов /9,18/ будет полезен анализ поляризационных экспериментов, но самым важным этапом проверки степени применимости ОРЕМ к реакции (I) должен стать систематический анализ данных кинематически полных экспериментов, в которых должны регистрироваться в схеме на совпадения две (любые) из трех конечных частиц, например вылетающие протон и пион(+).

Новый, и наиболее важный, этап в изучении реакции (I) становится возможным поскольку недавно впервые начато накопление экспериментальной информации 5-порядка дифференциальности /19,21/, соответствующей непосредственно квадрату матричного элемента реакции $pp \rightarrow n p \pi^+$.

В этой связи наш вариант ОРЕМ (см. работы /7,8,20/), описывающий данные 3-порядка в интервале энергий от 0,66 до 1 ГэВ, использован нами /22/ и для сравнения с уникальными экспериментальными данными 5-порядка работ /19/ и /21/, где в компланарной геометрии регистрировались на совпадения две частицы конечного канала реакции $pp \rightarrow n p \pi^+$, а именно протон и пион(+), и получены распределения величин

$^5\sigma_{px}^L \equiv d^5\sigma / dq_p^L d\Omega_p^L d\Omega_{\pi}^L$
при фиксированных с "разбросами" $\pm 3^\circ$ углах θ_p^L, φ_p^L и $\theta_{\pi}^L, \varphi_{\pi}^L$.

Для каждого экспериментального распределения $\sigma_{pp}^{5 \text{ экс}}$ нами вычислялись девять теоретических величин $\sigma_{pp}^{5 \text{ теор}}$ для пары углов $(\theta_p^1, \theta_p^2)_{\text{экс}}$ с разбросами $\pm 3^\circ$. В результате установлено, что:

а) внутри этого интервала углов величины $\sigma_{pp}^{5 \text{ теор}}$ значительно меняются как по расположению максимума распределения, так и по их абсолютным величинам;

б) в пределах величин разбросов $\pm 3^\circ$ практически для всех $\sigma_{pp}^{5 \text{ экс}}$, полученных в /19/ и /20/, удается найти $\sigma_{pp}^{5 \text{ теор}}$, весьма близкие по характеру поведения и по абсолютным величинам (см. ниже рис.6).

Таким образом, из вышеуказанного анализа данных максимальной для реакции $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+$ дифференциальности и тем самым на уровне квадрата ее матричного элемента подтверждается применимость нашего варианта OPEM и, как следствие, доминирующая роль однопионного обмена при энергии 800 МэВ. Подчеркнем, что при этом в нашем анализе всюду использован "пион-нуклонный формфактор" именно вида $G(K_i^2) = 9\mu^2 / (K_i^2 + 10\mu^2)$, установленный нами ранее из анализа информации 3-порядка при энергиях от 0,66 до 1 ГэВ /20/.

Кратко перечислим выводы, вытекающие из выполненного нами анализа:

а) сильные взаимодействия, реализуемые в реакции $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+$ в области энергий от 0,66 до 1 ГэВ, могут быть описаны в предположении доминирующей роли однопионного обмена;

б) сильными взаимодействиям, реализуемым в реакции $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+$, следует сопоставлять простейшие фейнмановские диаграммы, в рамках учета которых с удовлетворяющей эксперимент точностью может быть описана данная реакция;

в) уточненный вариант OPEM /20/ безусловно применим для описания сильных взаимодействий, реализуемых в pp -столкновениях в области энергий, где доминирует πN^2 -системы; при этом точность соответствия теории и эксперимента ограничивается точностью самих экспериментальных данных и находится в пределах $\sim 10 \pm 15\%$;

г) сравнение OPEM с экспериментом позволяет установить единый для диапазона энергий от 0,66 до 1 ГэВ "пион-нуклонный формфактор" $G(K_i^2)$ как функцию от квадрата передаваемого виртуальному пиону 4-импульса:

$$G(K_i^2) = 9\mu^2 / (K_i^2 + 10\mu^2), \quad (i = 1, 2, 3, 4 \text{ и } \mu - \text{масса пиона});$$

д) изложенная в /6-8, 20/ схема расчета процесса образования пионов в pp -взаимодействиях может с уверенностью использоваться для описания "элементарного акта" в pa -взаимодействиях.

Следует отметить, что выделение пион-нуклонного формфактора $G(K_i^2)$ становится возможным только при условии, если известна поправочная функция $\Gamma(K_i^2)$, учитывающая сход с массовой поверхности амплитуд $\mathcal{G}_i(K_i^2)$ в виртуальном πN^2 -рассеянии. Действительно, из экспериментальных данных для реакций $NN \rightarrow NN\pi$ при различных начальных энергиях при условии применимости OPEM в общем случае извлекается единая функция вида (см. рис.7)

$$L(K_i^2) = \Gamma(K_i^2) \cdot G(K_i^2), \quad (5)$$

зависящая только от передаваемого импульса K_i^2 и не зависящая от начальной энергии T .

Важным обстоятельством является то, что именно для 33 -резонансной амплитуды πN^2 -рассеяния поправочная функция $\Gamma_{33}(K_i^2)$ может быть определена из соответствующих дисперсионных соотношений /II/. Нами всюду для $\Gamma_{33}(K_i^2)$ использовалось именно решение работы /II/.

Поскольку в общем случае любых амплитуд к данному моменту вид соответствующих поправок $\Gamma(K_i^2)$ не известен, то случай 33 -амплитуды, для которой вид функции $\Gamma_{33}(K_i^2)$, учитывающей сход с массовой поверхности и определенной с точностью около $\sim 10\%$, представляет исключительный интерес, позволяя выделить из (5) пион-нуклонный формфактор.

Именно для реакции $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+$ приближение учета только вклада 33 -амплитуды обеспечивает точность порядка $\sim 1\%$ и именно для этой реакции удается последовательно провести полный дифференциальный анализ и, используя экспериментальные данные всех порядков дифференциальности, в результате выделить пион-нуклонный формфактор $G(K_i^2)$, характерный для сильных взаимодействий в pp -столкновениях на больших расстояниях в масштабе шкалы, принятой в квантовой хромодинамике (КХД), — теории, претендующей на описание сильных взаимодействий при малых расстояниях.

В заключение следует также отметить, что распространенное мнение о том, что механизм однопионного обмена, соответствующий якобы только "большим" расстояниям (в смысле КХД), не дает вклада на "малых" расстояниях (соответственно — нет событий с большими переданными импульсами), не подтверждается поведением выделенного нами пион-нуклонного формфактора $G(K_i^2)$ (см. рис.7). Для рассмотренной нами реакции $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+$ максимально допустимые 4-импульсы K_i при начальной энергии протонов $T = 1$ ГэВ достигают величины $K_{i \text{ макс}} \approx 8,5\mu \approx 1300$ МэВ/с, соответствующей расстояниям $\sim 0,2$ ферми, которые даже в рамках представлений КХД нельзя отнести к "большим". В свою очередь, при начальной энергии протонов $T = 660$ МэВ величина $K_{i \text{ макс}} \approx 6,5\mu \approx 900$ МэВ/с и соответствует расстояниям порядка $\sim 0,3$ ферми.

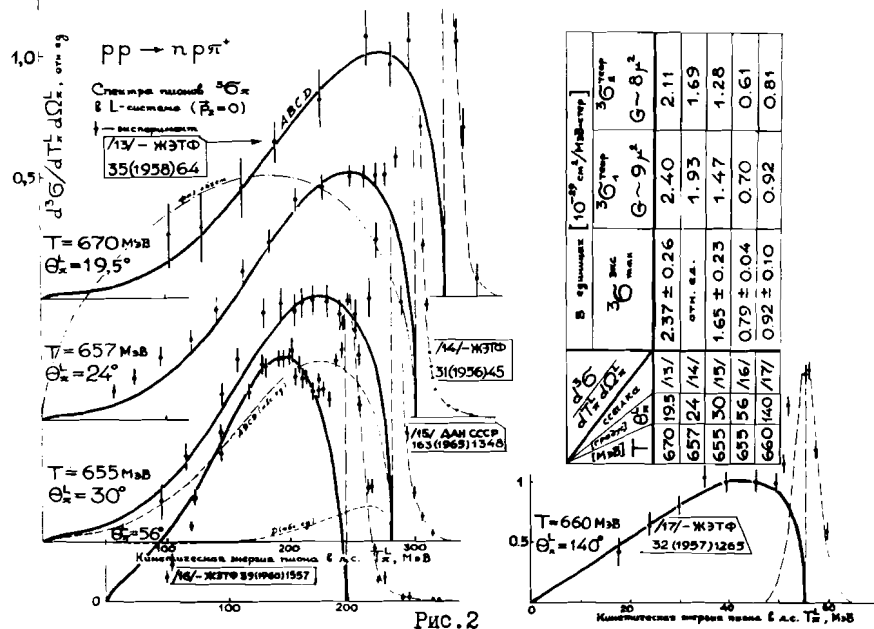


Рис. 2

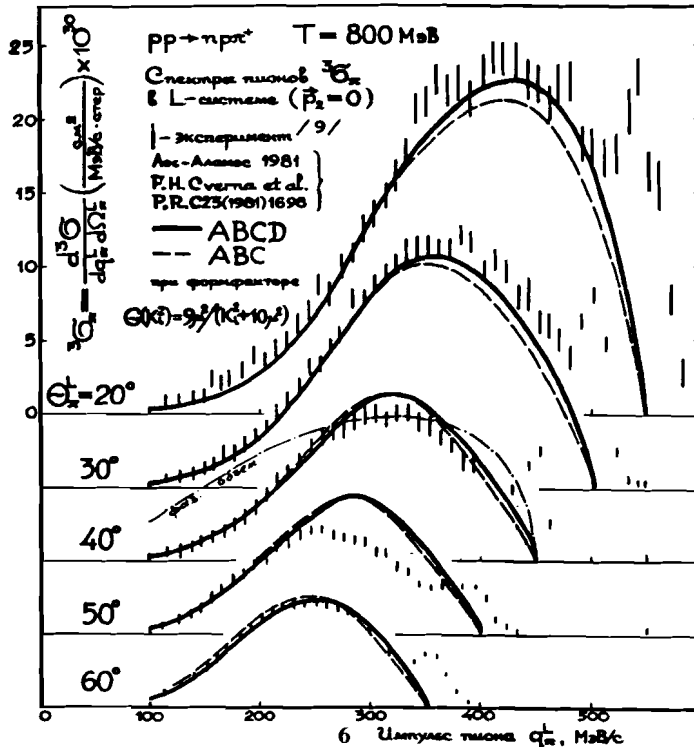


Рис. 3

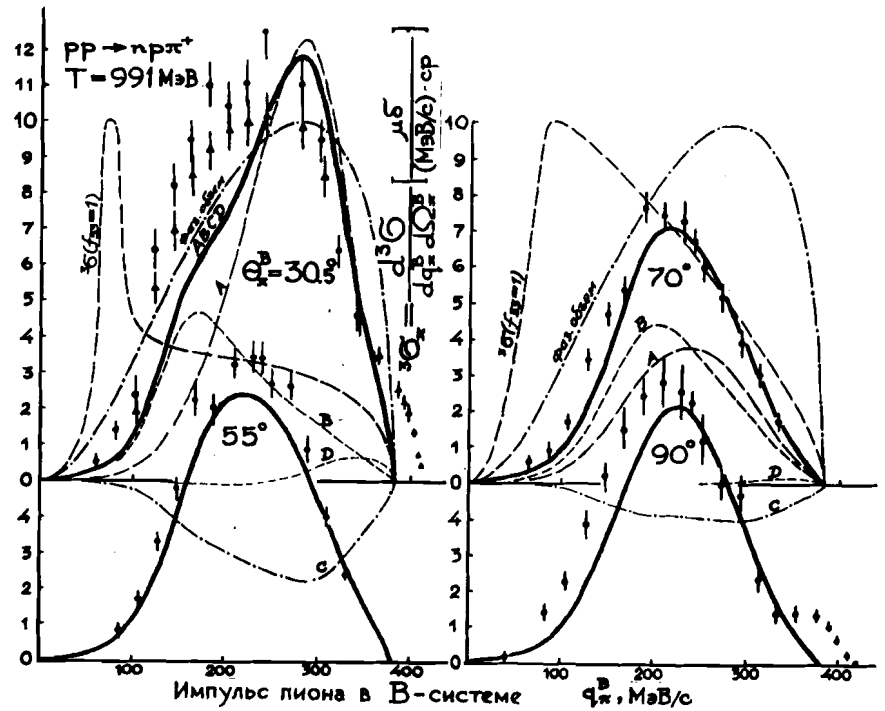


Рис. 4

Рис. 2-4. Результаты нашего расчета /7,8,20/ по ОРЕМ спектров пионов ${}^3\sigma_{\pi}^L$ для реакции $pp \rightarrow n\pi^+$ и их сравнение с экспериментальными данными при $T = \sim 660$ /13-17/, 800 /9/ и 991 МэВ /5/. Данные на рис.2 для удобства нормированы на единицу (кроме пунктира при $\Theta_{\pi}^L=56^\circ$ для вкладов D и ABCD), причем их абсолютные значения восстанавливаются по значениям в максимумах для экспериментальных и теоретических спектров, приведенных на таблице к рис.2. Все данные на рис.3 и 4 приведены в абсолютных значениях.

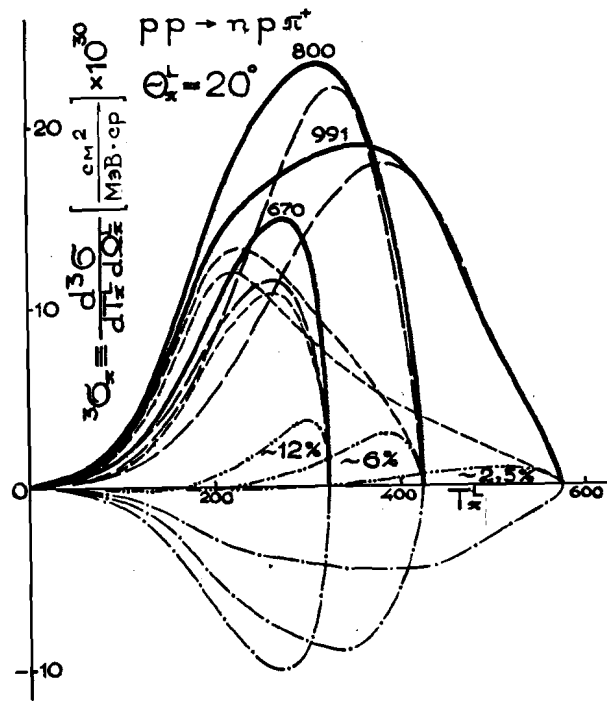


Рис. 5. Дифференциальные энергетические спектры в L-системе $\frac{d^3\sigma}{d^2\Omega d\Omega_x}$ при $T = 670, 800$ и 991 МэВ для угла $\theta_{\pi^+} = 20^\circ$ /20/ и их разложение на отдельные вклады. Сплошная жирная кривая — все вклады ABCD, длинный пунктир — вклад A, короткий пунктир — вклад B, длинный пунктир с точкой — вклад C, короткий пунктир с двумя точками — вклад D. Все кривые приведены в абсолютных значениях. Оценка вкладов D приведена под их кривыми.

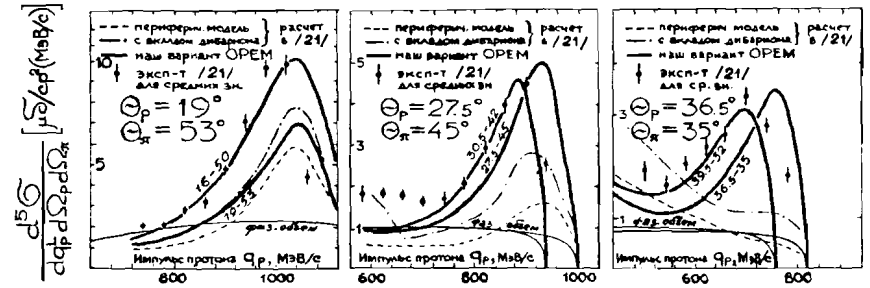


Рис. 6. Сравнение теоретических величин $\frac{d^3\sigma}{d^2\Omega d\Omega_x}$ в L-системе, вычисленных нами /22/ и в работе /21/ с экспериментальными данными работы /21/ для трех пар углов в L-системе.

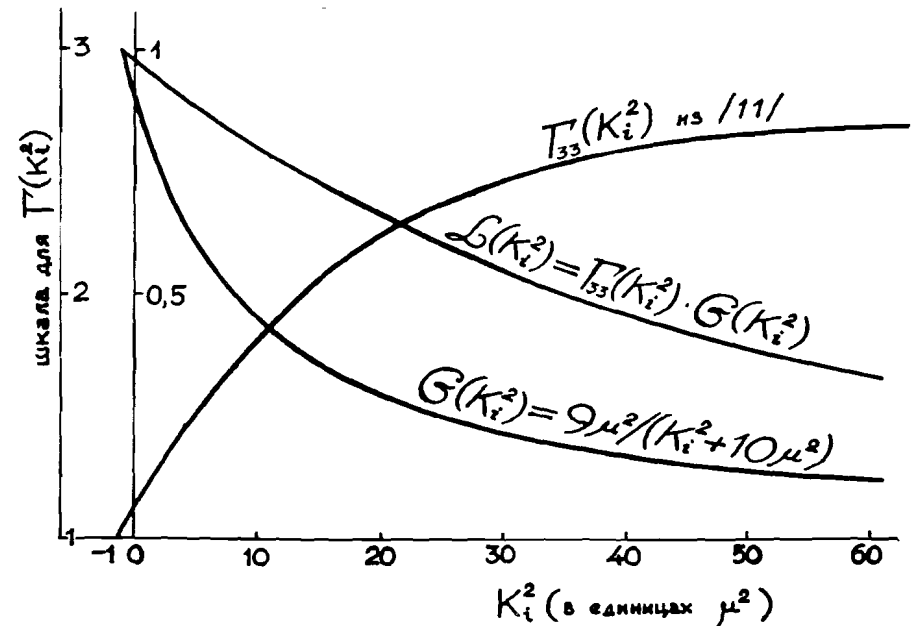


Рис. 7. Поведение поправочной функции $\Gamma_{33}(K_i^2)$, пион-нуклонного фактора $G(K_i^2) = 9\mu^2 / (K_i^2 + 10\mu^2)$ и функции $L(K_i^2) = \Gamma_{33}(K_i^2) \cdot G(K_i^2)$ в зависимости от величины квадрата 4-импульса K_i^2 , передаваемого виртуальному пиону в соответствии с диаграммами на рис.1. Вспл μ — масса пиона.

Литература

1. Ferrari E., Selleri F. Nuovo Cim. 1963, 27, 1450.
2. Amaldi U. jr., Biancastelli and Francaviglia S. Nuovo Cim. 1967, 47A, 85.
3. Сусленко В.К., Кочкин В.И. ОИЯИ P2-5572, Дубна, 1971.
4. Cochran D.R.F. et al. Phys. Rev., 1972, D6, 3685.
5. Вовченко В.Г. и др. ЯФ, 1976, 24, II61.
6. Сусленко В.К. ОИЯИ, 2-10657, Дубна, 1977.
7. Сусленко В.К., Гайсак И.И. ОИЯИ, P2-83-298, Дубна, 1983.
8. Гайсак И.И., Сусленко В.К. ОИЯИ, P2-83-348, Дубна, 1983.
9. Cverna F.H. et al. Phys. Rev., 1981, 92J, 1698.
10. Сусленко В.К. ЭЧАЯ, 1975, 6, вып. I, 173.
11. Selleri F. Nuovo Cim. 1965, 40A, 236; Lectures in Theoret. Physics, 1965, 7B, 183.
12. Gell-Mann M., Watson K.M. Ann. Rev. Nucl. Sci. 1954, 4, 219.
13. Мешковский А.Г., Я.Я.Шаламов, В.А.Шебанов. ЖЭТФ, 1958, 35, 64.
14. Мещеряков М.Г. и др. ЖЭТФ, 1956, 31, 45.
15. Вовченко В.Г. ДАН СССР, 1965, 163, 1348.
16. Вовченко В.Г. и др. ЖЭТФ, 1960, 39, 1557.
17. Неганов Б.С., Савченко О.В. ЖЭТФ, 1957, 32, 1265.
18. Verwest B.J. Phys. Lett. 1979, 82B, 161.
19. Hudomalj-Gabitzsch et al. Phys. Rev. 1978, C18, 2666.
20. Сусленко В.К., Гайсак И.И. ОИЯИ, P2-84-780, Дубна, 1984 ; ЯФ, 1986, 43, 392.
21. Hancock A.D. et al. Phys. Rev. 1983, C27, 2742.
22. Сусленко В.К., Гайсак И.И. В: Международное совещание по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 16-20 июня 1987 г. Сборник аннотаций, стр.107.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 февраля 1988 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

| Индекс | Тематика |
|--------|--|
| 1. | Экспериментальная физика высоких энергий |
| 2. | Теоретическая физика высоких энергий |
| 3. | Экспериментальная нейтронная физика |
| 4. | Теоретическая физика низких энергий |
| 5. | Математика |
| 6. | Ядерная спектроскопия и радиохимия |
| 7. | Физика тяжелых ионов |
| 8. | Криогеника |
| 9. | Ускорители |
| 10. | Автоматизация обработки экспериментальных данных |
| 11. | Вычислительная математика и техника |
| 12. | Химия |
| 13. | Техника физического эксперимента |
| 14. | Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами |
| 15. | Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях |
| 16. | Дозиметрия и физика защиты |
| 17. | Теория конденсированного состояния |
| 18. | Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники |
| 19. | Биофизика |