

Д-403

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

11 - 7747

ДЖГАРКАВА Мадона Ионовна

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО π N-РАССЕЯНИЮ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ .
В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

Специальность

01.01.07 - вычислительная математика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники
и автоматизации Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук Ю.М. Казаринов,
кандидат физико-математических наук И.Н. Силин.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук М.А. Мествиришвили,
доктор физико-математических наук Д.П. Костомаров.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт математики АН Грузинской ССР

Автореферат разослан " " _____ 1974 года.

Защита диссертации состоится " " _____ 1974 года
на заседании Ученого совета Лаборатории вычислительной
техники и автоматизации Объединенного института ядерных
исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Е.А. Логинова

11 - 7747

ДЖГАРКАВА Мадона Ионовна

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО π N-РАССЕЯНИЮ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ
В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

Специальность

01.01.07 - вычислительная математика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В последнее время изучение взаимодействия частиц высоких энергий вылилось в довольно самостоятельную ветвь физики сильных взаимодействий. Ее роль определяется прежде всего тем, что изучение структуры элементарных частиц и динамики их взаимодействий в значительной степени связано с экспериментами в области высоких энергий. Обширный экспериментальный материал, накопленный на современных ускорителях и в космических лучах, требует тщательного анализа, поиска путей его классификации и методов теоретического объяснения.

Теоретические исследования в этом направлении условно можно разбить на два класса: 1) извлечение следствий из основных положений квантовой теории поля (см., например, обзоры Логунова, Мествиришвили, Нгуена Ван Хьеу, Хрусталева, Эпштейна^{1/}, 2) разработка модельных представлений о взаимодействии частиц высоких энергий (см., например, раппортерский доклад Тавхелидзе на XV Международной конференции по физике высоких энергий^{2/}).

В настоящее время существуют различные теоретические представления в описании рассеяния адронов при высоких энергиях. Говорить что-либо об этих теоретических подходах можно только после их тщательного испытания на экспериментальном материале. Таким образом, вопрос проверки существующих теоретических моделей является актуальным вопросом физики высоких энергий. Данная диссертация является обобщением работ, выполненных автором с целью проверки двух наиболее популярных теоретических подходов: квази-потенциального подхода^{3/} и модели комплексных угловых моментов^{4/}. Обе модели были использованы для обработки всего эксперименталь-

ного материала по \mathcal{TN} - рассеянию, имевшегося в литературе вплоть до конца 1971 года. В случае квазипотенциального подхода такая задача решена впервые.

В отличие от ранее выполненных работ по модели комплексных угловых моментов, для описания экспериментальных данных по рассеянию частиц в области высоких энергий в нашей обработке введением норм M_k были учтены систематические ошибки отдельных экспериментов и получено статистически удовлетворительное описание эксперимента.

Амплитуду рассеяния частиц при высоких энергиях можно определить однозначно только с помощью результатов полного опыта. Под полным опытом в изучении \mathcal{TN} - рассеяния понимается измерение трех независимых величин, например: $\frac{d\sigma}{dt}$, ρ , R или $\frac{d\sigma}{dt}$, P , $A^{1/5}$.

В связи с этим следует отметить, что к началу нашей работы были измерены многие из основных характеристик \mathcal{TN} - рассеяния и при некоторых энергиях в области малых углов мы близки к полному опыту для \mathcal{TN} - системы.

Глава I.

Первая глава содержит результаты описания экспериментальных данных по \mathcal{TN} - рассеянию на малые углы вперед в области высоких энергий на основе квазипотенциального подхода. Математически задача сводится к нахождению параметров квазипотенциала, которые наилучшим образом описывают известные экспериментальные данные. Как здесь, так и в других главах диссертации, где ставится аналогичная задача, искомые параметры находились методом наименьших квадратов.

Функционал χ^2 , минимизацией которого находились параметры квазипотенциала, записывался в следующем виде:

$$\chi^2 = \sum_k \sum_i \frac{[F_i^k - M_k F_i^k(x_n)]^2}{(\sigma_i^k)^2}, \quad (I)$$

где F_i^k - величина, измеренная в i - точке K -го эксперимента, $F_i^k(x_n)$ - вычисленное значение величины F_i^k по заданным значениям искомых параметров x_n , σ_i^k - ошибка экспериментальной величины F_i^k ; M_k - норма K -го эксперимента.

Решение многих задач сводится к нахождению значений параметров функции, при которых достигается минимум некоторого функционала. Поэтому задача эффективной минимизации функционала (I) является весьма важной. Разработаны общие методы минимизации функции многих переменных, как-то: метод скорейшего спуска^{/6,7/}, релаксационный метод^{/6/} и метод линеаризации^{/8/}. Первые два из этих методов весьма просты. Однако, в связи с усложнением решаемых задач, оказалось, что метод скорейшего спуска и релаксационный метод слишком часто требуют очень большого числа итераций из-за плохой сходимости. Метод линеаризации, предложенный Соколовым и Силиным^{/8/}, оказался весьма эффективным при обработке экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

Под F_i^k в выражении (1) понимались экспериментально наблюдаемые величины полного сечения, дифференциального сечения, поляризации и параметра двойной поляризации, которые могут выражаться через амплитуды \mathcal{TN} - рассеяния без переворота спина $T^{(+)}$ и с переворотом спина $T^{(-)}$ следующим образом:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{p} \text{Im} T^{(+)}(E; \Delta^2 = 0) \quad (2a)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{\pi}{p^2}\right) [|T^{(+)}|^2 + |T^{(-)}|^2] \quad (2б)$$

$$\rho = 2 \operatorname{Im}(T^{(+)} T^{(-)*}) / (|T^{(+)}|^2 + |T^{(-)}|^2) \quad (2b)$$

$$R = \frac{(|T^{(+)}|^2 - |T^{(-)}|^2) \cos \alpha' - 2 \operatorname{Re}(T^{(+)} T^{(-)*}) \sin \alpha'}{|T^{(+)}|^2 + |T^{(-)}|^2} \quad (2r)$$

$$A = \frac{-(|T^{(+)}|^2 - |T^{(-)}|^2) \sin \alpha' - 2 \operatorname{Re}(T^{(+)} T^{(-)*}) \cos \alpha'}{|T^{(+)}|^2 + |T^{(-)}|^2} \quad (2d)$$

где $\alpha' = \varphi_2 - \varphi$, $\varphi = \pi - \theta$, θ - угол рассеяния в с.ц.м.,
 φ_2 - угол между импульсами начального мезона и нуклона отдачи
 в лабораторной системе, причем $\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{(M^2 + \mu^2 + 2ME) \operatorname{tg}(\frac{\varphi}{2})}{M + E}$,
 M, μ - массы нуклона и мезона, соответственно.

Амплитуды реальных физических процессов связаны с амплитудами для состояний с определенным значением изотопического спина I в t - и S -каналах следующим образом:

$$T_{\Pi^+ p \rightarrow \Pi^+ p}^{(\pm)} \rightarrow \Pi^+ p = T(0, \pm) - \frac{1}{2} T(1, \pm) = T(3/2, \pm) \quad (3a)$$

$$T_{\Pi^- p \rightarrow \Pi^- p}^{(\pm)} = T(0, \pm) + \frac{1}{2} T(1, \pm) = \frac{1}{3} T(3/2, \pm) + \frac{2}{3} T(1/2, \pm) \quad (3b)$$

$$T_{\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 n}^{(\pm)} = \frac{1}{2} T(1, \pm) = \frac{\sqrt{2}}{3} (T(3/2, \pm) - T(1/2, \pm)) \quad (3b)$$

В зависимости от выбранного базиса ($I = 0, 1$ или $I = 1/2, 3/2$) амплитуды $T(I, \pm)$ записываются в виде^{9, 10/}:

$$T^{(0,+)}(E; \Delta_{\perp}) = -ip \int_0^{\infty} \rho d\rho J_0(\rho \Delta_{\perp}) [e^{i\chi^{(0,+)}(E; \rho)} \cos \chi^{(0,-)}(E; \rho) - 1] \quad (4a)$$

$$T^{(0,-)}(E; \Delta_{\perp}) = \rho \int_0^{\infty} \rho d\rho J_1(\rho \Delta_{\perp}) e^{i\chi^{(0,+)}(E; \rho)} \sin \chi^{(0,-)}(E; \rho) \quad (4b)$$

$$T^{(1,+)}(E; \Delta_{\perp}) = -ip \int_0^{\infty} \rho d\rho J_0(\rho \Delta_{\perp}) e^{i\chi^{(1,+)}(E; \rho)} [\chi^{(1,+)}(E; \rho) \cos \chi^{(0,-)}(E; \rho) - \chi^{(1,-)}(E; \rho) \sin \chi^{(0,-)}(E; \rho)] \quad (4b)$$

$$T^{(1,-)}(E; \Delta_{\perp}) = \rho \int_0^{\infty} \rho d\rho J_1(\rho \Delta_{\perp}) e^{i\chi^{(1,+)}(E; \rho)} [\chi^{(1,-)}(E; \rho) \sin \chi^{(0,-)}(E; \rho) + \chi^{(1,-)}(E; \rho) \cos \chi^{(0,-)}(E; \rho)] \quad (4r)$$

или в виде:

$$T^{(I,+)}(E; \Delta_{\perp}) = -ip \int_0^{\infty} \rho d\rho J_0(\rho \Delta_{\perp}) [e^{i\chi^{(I,+)}(E; \rho)} \cos \chi^{(I,-)}(E; \rho) - 1] \quad (5a)$$

$$T^{(I,-)}(E; \Delta_{\perp}) = \rho \int_0^{\infty} \rho d\rho J_1(\rho \Delta_{\perp}) \sin \chi^{(I,-)}(E; \rho) e^{i\chi^{(I,+)}(E; \rho)} \quad (5b)$$

Фазы $\chi^{(I, \pm)}$ связаны с квазипотенциалами $V^{(I, \pm)}$:

$$\chi^{(I,+)}(E; \rho) = -\frac{1}{2ip} \int_{-\infty}^{\infty} dz V^{(I,+)}(E; \vec{z})$$

$$\chi^{(I,-)}(E; \rho) = -\frac{\rho}{4ip} \int_{-\infty}^{\infty} dz V^{(I,-)}(E; \vec{z})$$

Для выбранного квазипотенциала было введено 25 вещественных параметров. В процессе поиска этих параметров мы пользовались заложеной в программу *FUMILI*^{18/} возможностью менять значения искомых параметров в заданной области. На параметры накладывались ограничения во избежание возможных неприятностей во время счета (как, например, деление на "0", корень из отрицательного числа, переполнение *AY* и т.д. и, главное, потери их физического смысла). Накладывая на параметры нужные ограничения, мы также ускоряли поиск минимума.

Был проведен анализ всех экспериментальных данных по $\pi\pi$ -рассеянию (σ_{tot} , $\frac{d\sigma}{dt}$, P , R , A , α), измеренных в интервале $0,01 \text{ (Гэв/с)}^2 \leq |t| \leq 1 \text{ (Гэв/с)}^2$ для $P_L \geq 10 \text{ (Гэв/с)}$.

Удовлетворительное описание эксперимента ($S.L. \approx 2\%$) было получено в случае рассмотрения амплитуд с определенным изотопическим спином в S -канале после нормировки данных по дифференциальным сечениям. В случае t -канального рассмотрения даже после перенормировки данные эксперимента описываются заметно хуже. Предсказания, сделанные на основе этого подхода, подтвердились в нескольких экспериментах: при измерении параметров поляризации P и R при $P_L = 40 \text{ Гэв/с}^{11/}$, дифференциального сечения при $P_L = 25,2; 40,1; 205 \text{ Гэв/с}^{12,13/}$ и полного сечения до $P_L = 205 \text{ Гэв/с}^{13/}$ в π -р-упругом рассеянии и дифференциального сечения (при $P_L = 21; 25; 32,5; 40; 48 \text{ Гэв/с}^{12/}$ рассеяния с перезарядкой (см. рис. I, 2).

Глава II.

Во второй главе диссертации продолжается изучение процессов $\pi\pi$ -рассеяния при высоких энергиях в квазипотенциальном подходе. Рассматривается рассеяние назад.

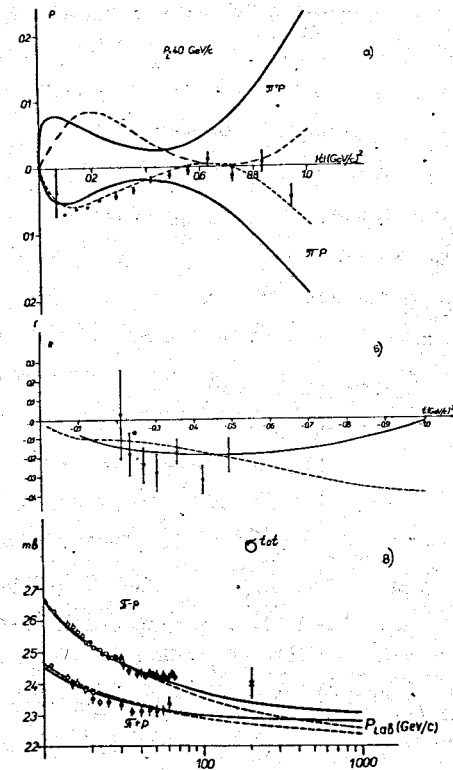


Рис. I. Сравнение предсказаний параметров поляризации а) P , б) R и в) полного сечения σ_{tot} для π -р-рассеяния с результатами эксперимента. Сплошная кривая - предсказание, сделанное на основании модели полюсов Редже, пунктирная - с помощью квазипотенциального подхода.

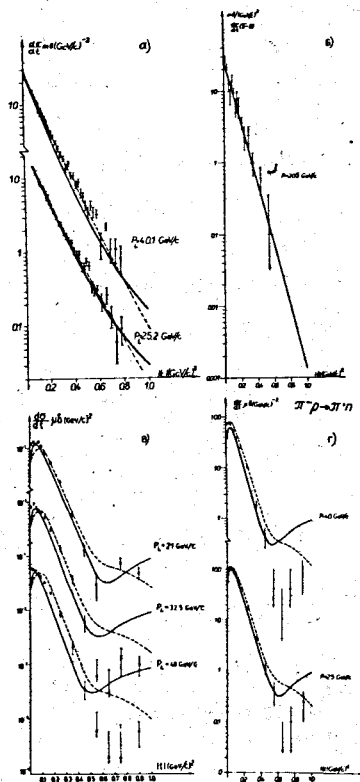


Рис. 2. Сравнение предсказаний дифференциального сечения для π^-p -рассеяния а), б) и для реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ с результатами экспериментов [12, 13]. Сплошная кривая - предсказание, сделанное на основе модели полюсов Редже, пунктирная - в квазипотенциальном подходе.

Экспериментально наблюдаемые величины дифференциального сечения и поляризации выражаются через амплитуды обменного рассеяния $T_e^{(+)}$ и $T_e^{(-)}$ по известным формулам. T_e^{\pm} выражаются через прямую и обменную эйконольные функции $(\chi_e^{(+)})$, $\chi_e^{(\pm)}$ следующим образом [14]:

$$T_e^{(+)}(\vec{p}, \vec{R}) = -ip \int_0^{\infty} \rho d\rho J_0(\rho \Delta u) e^{\chi_d^{(+)}(E, \rho)} \chi_e^{(+)}(E, \rho) + O\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (6a)$$

$$T_e^{(-)}(\vec{p}, \vec{R}) = p \int_0^{\infty} \rho d\rho J_1(\rho \Delta u) e^{\chi_d^{(-)}(E, \rho)} \chi_e^{(-)}(E, \rho) + O\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

$$\Delta u = \sqrt{(\sqrt{p^2 + \mu^2} - \sqrt{M^2 + p^2})^2 - u} \quad (6b)$$

Квазипотенциалы, которые выбирались гладкими функциями z^2 , и все связанные с ними величины рассматривались с определенным изотопическим спином $I = 1/2, 3/2$ в S -канале.

Проводился анализ известных экспериментальных данных по дифференциальным сечениям $\pi^{\pm}p$ -рассеяния назад и перезарядке $\pi^{\pm}p \rightarrow \pi^0 n$ при импульсах $R \geq 7,8$ Гэв/с в интервале $-2,8 \leq u \leq 0,06$ (Гэв/с)² и поляризации в $\pi^{\pm}p$ -рассеянии назад при $R_L = 6$ Гэв/с.

Параметры квазипотенциала $V_e^{(I, \pm)}$ определялись путем минимизации функционала (I).

Было получено статически удовлетворительное описание ($\chi^2 = 0,94$; $S.L. = 69\%$) вышеуказанных экспериментальных данных. На основе полученных решений даны предсказания результатов экспериментов в области больших значений импульсов.

Глава III.

В третьей главе диссертации проведена аналогичная обработка с помощью модели комплексных угловых моментов для сравнения этих

двух подходов на одном и том же экспериментальном материале с точки зрения качества описания эксперимента и необходимого числа параметров.

Было показано, что модель комплексных угловых моментов в приближении "малых фаз" (модель полюсов Редже) дает возможность лишь качественного описания экспериментальных данных в столь широком интервале.

Во второй части главы III рассмотрена модель комплексно-сопряженных полюсов. Экспериментально наблюдаемые величины выражаются через амплитуду рассеяния по формулам (2). Амплитуды $T^{(+)}$ и $T^{(-)}$ без переворота и с переворотом спина, соответственно, определяются суммами амплитуд, соответствующих обмену различными реджеонами:

$$T^{(\pm)} = \sum_{\alpha} T_{\alpha}^{(\pm)}$$

Предполагалось, что в t -канале доминирует обмен ρ , ρ' , ρ - и ρ' -траекториями. В связи с этим амплитуды реальных физических процессов записывались в виде:

$$T_{\Pi-p} = T_p + T_p + T_{\rho} + T_{\rho'} \quad (7a)$$

$$T_{\Pi^+p} = T_p + T_{p'} - T_{\rho} - T_{\rho'} \quad (7б)$$

$$T_{\Pi-p} \rightarrow \Pi^0_n = \sqrt{2} (T_{\rho} + T_{\rho'}) \quad (7в)$$

В рассматриваемой модели комплексно сопряженных полюсов^{4/} амплитуда T_a обмена одним реджеоном "а" параметризовалась следующим образом:

$$T_a^{(\pm)} = f_{+a}^{(\pm)}(t) \eta_{+a}(E/E_0)^{(\alpha_a^{\pm}(t)-1)} + f_{-a}^{(\pm)}(t) \eta_{-a}(E/E_0)^{(\alpha_a^{\pm}(t)-1)} \quad (8a)$$

$$T_a^{(\pm)} = (f_{+a}^{(\pm)}(t) \eta_{+a}(E/E_0)^{(\alpha_a^{\pm}(t)-1)} + f_{-a}^{(\pm)}(t) \eta_{-a}(E/E_0)^{(\alpha_a^{\pm}(t)-1)}) \frac{\sqrt{-t}}{2m_N} \quad (8б)$$

где $\eta_{\alpha} = -(1 + \epsilon_{\alpha} e^{i\pi\alpha(t)}) / \sin\pi\alpha(t)$ сигнатурный множитель, причем $\epsilon_{\alpha} = 1$ для ρ и ρ' , а $\epsilon_{\alpha} = -1$ для ρ - и ρ' -траекторий, $E_0 = 1$ Гэв, m_N - масса нуклона

$$\alpha^{\pm}(t) = \alpha_0 + \alpha'(t) \pm i\alpha_i \sqrt{-t}$$

Для уменьшения количества параметров вычтены брались действительными и параметризовались в виде:

$$\gamma_{+a}^{(\pm)}(t) = \gamma_{-a}^{(\pm)}(t) = \gamma_{0a} / (1 + R\delta_{ia}^2/t)^2,$$

где γ_{0a} и $R\delta_{ia}^2$ - свободные параметры. В этом случае путем минимизации функционала (I) одновременно определялось 26 параметров

К экспериментальным данным по πN - рассеянию добавлялись значения масс резонансов f , f' , ρ , ρ' , T , ρ' .

В результате обработки получено удовлетворительное описание ($\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,1$, C.L. = 0,5 % при $\bar{\chi}^2 = 761$) существующего экспериментального материала.

Заключение.

1. Создана программа для обработки экспериментальных данных по πN - рассеянию при высоких энергиях в рамках двух подходов: квазипотенциального подхода и модели полюсов Редже. Программа реализована на вычислительных машинах СДС I604 А и БЭСМ-6. Главные блоки данной программы применяются без изменений при решении каждой конкретной задачи, рассмотренной в диссертации. Меняется лишь блок для вычисления амплитуд рассеяния. В связи с этим программа может использоваться для сравнения любых теоретических моделей экспериментом.

2. На основе квазипотенциального подхода получено описание экспериментальных данных по πN - рассеянию в области энергий $10 \text{ Гэв} \leq E \leq 60 \text{ (Гэв)}$ и передач импульса $0,01 \leq t \leq 1,0 \text{ (Гэв/с)}^2$.

Теоретические кривые удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными ($\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,1$, $\bar{\chi}^2 = 734$, $C.L. = 2\%$). На основе этого подхода сделаны предсказания на область более высоких энергий. Эти предсказания подтвердились в нескольких экспериментах, выполненных в Серпухове и Батавии.

3. С помощью того же подхода впервые получено статистически удовлетворительное описание всех известных экспериментальных данных по πN - рассеянию назад в интервале $-2,82 \text{ (Гэв/с)}^2 \leq u \leq 0,06 \text{ (Гэв/с)}^2$ при импульсах $P_L \geq 7,8 \text{ (Гэв/с)}$ ($\chi^2/\bar{\chi}^2 = 0,94$, $\bar{\chi}^2 = 160$, $C.L. = 69\%$). Приведены предсказания для экспериментов в области больших значений импульсов.

4. Проведена обработка данных эксперимента с помощью модели комплексных угловых моментов для сравнения этой модели с квазипотенциальным подходом на одном и том же экспериментальном материале с точки зрения качества описания эксперимента и необходимого числа параметров. Показано, что модель комплексных угловых моментов в приближении "малых фаз" дает лишь качественное описание экспериментальных данных в столь широком интервале энергий и переданных импульсов. С помощью модели комплексно-сопряженных полюсов получено удовлетворительное описание существующего экспериментального материала по πN - рассеянию ($\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,1$, $\bar{\chi}^2 = 761$, $C.L. = 0,5\%$).

5. Показано, что статистически удовлетворительное описание известных экспериментальных данных на основе обеих моделей (квазипотенциала и модели полюсов Редже) можно получить с помощью 26 свободных параметров только после перенормировки экспериментальных данных. Нормировочные коэффициенты при этом в ряде случаев заметно превосходят по величине систематические ошибки, указанные в работах авторов экспериментов.

В приложениях I, II, III приведены аналитические выражения для частных производных амплитуд по искомым параметрам.

Результаты работ, вошедших в диссертацию, докладывались на Сессии отделения ядерной физики АН СССР (Москва, 1971 г.), Международном семинаре по взаимодействию адронов при высоких энергиях (Баку, 1972 г.), Школе ОИЯИ - ТГУ МИ АН Гр.ССР по физике высоких энергий (Сухуми, 1972 г.) и опубликованы в работах /10, 15-18/.

Л и т е р а т у р а

1. A.A.Logunov, Nguen Van Hieu. Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons, CERN, Geneva, 1968.
H.Epstein. Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons, CERN, Geneva, 1968.
А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили, О.А. Хрусталеv, Т.М.Ф., 9, 3 (1971).
2. A.N.Tavkheldze. Reporter's Talk at the XV International Conference on High Energy Physics, Kiev, 1970.
3. A.A.Logunov, A.N.Tavkheldze. Nuovo Cim., 29, 380 (1963).
V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkheldze. Phys.Lett., 29B, 191 (1969).
В.И. Саврин, Н.Е. Тюрин, О.А. Хрусталеv. ИФВЭ СФ 69-107. Серпухов (1969).
V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkheldze. Phys.Rev., D4, 849 (1971).
4. В.Н. Грибов. ЖЭТФ, 53, 654 (1968)
К.А. Тер-Мартirosян. В сб. "Бинарные реакции при высоких энергиях". ОИЯИ, Д-6004, Дубна, 1971.
T.S.Ball, G.Marchesini, F.Zachariasen. Phys.Lett., 31B, 583 (1970).
5. Y.S.Kim. Phys.Rev., 129, 862 (1963).
С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЯФ, 3, 332 (1966).
6. И.С. Березин, Е.П. Жидков, Методы вычислений. Гл.УТ, УП. Физматгиз, Москва, 1959.
7. Л.В. Канторович, Г.П. Акилов. Функциональный анализ в нормированных пространствах. Физматгиз, Москва, 1959.
8. С.Н. Соколов, И.Н. Силин. ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
И.Н. Силин. ОИЯИ, 11-3362, Дубна, 1967.
Библиотека программ на фортране. Том 1, Д-520 (И.Н.Силин), Б-1-11-5144, Дубна, 1970.
9. В.Р. Гарсеванишвили, С.В. Голоскоков, В.А. Матвеев, Л.А. Слепченко. Т.М.Ф., 12, 384 (1972).

10. M.I.Dzhgarkava, V.R.Garsevanishvili, S.V.Goloskokov, Yu.M.Kazarinov, V.A.Matveev, I.K.Potashnikova, I.N.Silin, L.A.Slepchenko. JINR, E2-6803, Dubna (1972);
Nucl.Phys., B63 (1973).
11. C.Bruneton et al. Phys.Lett., 44B, 471, (1973).
12. Yu.M.Antipov et al. Nucl.Phys., B57, 333 (1973).
В.Н. Болотов и др. ИФВЭ СЭФ 73-52.
13. D.Bogert et al. Phys.Rev.Lett., 31, 1271 (1973).
14. В.Р. Гарсеванишвили, С.В. Голоскоков. ОИЯИ, Р2-6833, Дубна (1972).
15. В.Р. Гарсеванишвили, С.В. Голоскоков, М.И. Джгаркава, Ю.М. Казаринов, В.А. Матвеев, И.К. Поташникова, И.Н. Силин, А.Н. Тавхелидзе. Доклад на Международном семинаре "Взаимодействия адронов при высоких энергиях", Баку, 1972.
16. M.I.Dzhgarkava, V.R.Garsevanishvili, S.V.Goloskokov, Yu.M.Kazarinov, V.A.Matveev, I.K.Potashnikova, I.N.Silin. JINR, E2-7556, Dubna (1973).
17. М.И. Джгаркава, Ю.М. Казаринов, И.К. Поташникова, И.Н. Силин. ОИЯИ, Р2-5320, Дубна, 1970.
18. М.И. Джгаркава, Ю.М. Казаринов, И.К. Поташникова, И.Н. Силин. ОИЯИ, Р1-7574, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 февраля 1974 года.