ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-93-10

УДК 530.145

МАЧАВАРИАНИ
Александр Ираклиевич

# ТРЕХМЕРНЫЕ ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВЫЕ УРАВНЕНИЯ И ЗАДАЧИ $\pi N$ , $NN$ И $\pi D$ РАССЕЯНИЯ

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1993

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий Тбилисского государственного университета (г. Тбилиси).

**Официальные оппоненты:**

доктор физико-математических наук, профессор **Ю. С. ВЕРНОВ**

доктор физико-математических наук, профессор **Л. А. СЛЕПЧЕНКО**

доктор физико-математических наук, профессор **Р. Н. ФАУСТОВ**

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета, Москва

Защита диссертации состоится на заседании специализированного Совета Д.047.01.01 в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований "03" 03 1993 г. по адресу: г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "27" 01 1993 г.

Ученый секретарь
специализированного Совета
кандидат физ.-мат. наук **В. И. ЖУРАВЛЕВ**

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

В настоящее время одной из главных задач при исследовании процессов рассеяния частиц в области низких и средних энергий (до 1-2 ГэВ) является задача выявления и оценки роли кварковых степеней свободы в адрон-адронных взаимодействиях. Последовательный учет кварковых степеней свободы в адронных взаимодействиях возможен лишь на основе теоретико-полевого подхода. В частности теоретико-полевые уравнения для $t$-матрицы рассеяния позволяют в общем виде сформулировать эту задачу, т. к. в таких уравнениях задаются не только пропагаторы частиц, но и определяется способ построения потенциала через вершинные функции.

Общность теоретико-полевых формулировок уравнений для $t$-матриц рассеяния часто приводит к значительной сложности и громоздкости формул, что затрудняет их практическое использование. Поэтому задача построения наиболее компактной и удобной для решения формы релятивистских уравнений привела к разработке многочисленных вариантов таких уравнений. От релятивистских уравнений для $t$-матрицы рассеяния для их практического применения прежде всего требуется свойства ковариантости относительно преобразований Лоренца и трехмерный вид. В зависимости от способа вывода трехмерных теоретико-полевых уравнений из более общих соотношений теории поля эти уравнения можно условно разделить на три категории: 1) Уравнения полученные из ковариантных четырехмерных уравнений Бете-Солпитера при помощи квазипотенциального подхода; 2) Теоретико-полевые обобщения уравнений Шредингера и 3) Релятивистские уравнения Лоу, которые представляют собой теоретико-полевое разложение амплитуды рассеяния по полной системе асимптотических состояний. В каждом из вариантов трехмерных релятивистских уравнений искомая $t$-матрица рассеяния, а также потенциал и пропагаторы имеют различное вне массовое и вне энергетическое поведение. Тем самым в этих уравнениях задается не только свой способ кинематического описания рассматриваемого процесса, но и еще свой рецепт построения пропагаторов и потенциала, которые определяют всю динамику взаимодействия. При этом решения и потенциалы различных релятивистских уравнений взаимосвязаны т. к. они основываются на одних и тех же общих исходных положениях квантовой теории поля. Поэтому сопоставление различных вариантов решений и потенциалов релятивистских уравнений дает возможность сравнить различные механизмы взаимодействия. Релятивистские уравнения Лоу непосредственно следуют из формул редукции для $S$-матрицы рассеяния и они с самого начала являются трехмерными. Искомое решение уравнений Лоу для задачи рассеяния двух частиц явным образом зависит лишь от импульсов трех внешних частиц на массовой поверхности т. е. для этих уравнений характерен минимальный выход вне энергетическую и вне массовую поверхность. Несмотря на ряд привлекательных свойств релятивистских уравнений Лоу, их практическое применение затруднялось из-за квадратичной нелинейности. С другой стороны в нерелятивистском случае, согласно теории рассеяния, уравнения Лоу однозначно сводятся к эквивалентным линейным интегральным уравнениям типа Липпмана-Швингера. Поэтому представляет интерес общая процедура линеаризации уравнений Лоу и их сопоставление с другими теоретико-полевыми обобщениями уравнений Липпмана-Швингера.

Изучение общих свойств взаимодействия адронов при помощи теоретико-полевых уравнений важно провести на примере задач $\pi N$, $NN$ и $\pi d$ рассеяния. Эти реакции экспериментально достаточно полно исследованы на сегодняшний день и для их писания существует много различных моделей. Кроме того свойства моделей $\pi N$, $NN$ и $\pi d$ рассеяния важны для понимания динамики взаимодействия пи-мезонов и нуклонов с ядрами и могут быть обобщены для других адрон-адронных взаимодействий.

Цель работы состоит в формулировке точных трехмерных релятивистских уравнений для двухчастичных амплитуд взаимодействия на основе квантовой теории поля и в исследовании при помощи решений этих уравнений задач $\pi N$, $NN$ и $\pi d$ рассеяния.

Научная новизна и практическая ценность работы

В настоящей работе новой является формулировка различных вариантов теоретико-полевых уравнений Лоу для задачи рассеяния двух частиц и вывод эквивалентных линейных трехмерных релятивистских уравнений. Тем самым получена непосредственная связь между релятивистскими уравнениями типа Липпмана-Швингера и соответствующими квадратично-нелинейными уравнениями Лоу. Новым является также то обстоятельство, что теоретико-полевые уравнения Лоу являются матричным представлением операторных уравнений Медведева-Поливанова, которые следуют из принципа микропричинности Боголюбова.

Впервые выведены уравнения Лоу и их линеаризированный аналог для пион-нуклонной и нуклон-нуклонной задачи рассеяния с внешними нуклонами вне массовой поверхности.

Впервые получены уравнения Лоу с двумя внешними частицами вне массовой поверхности.

Впервые выведены теоретико-полевые уравнения Лоу и их линеаризированный аналог задачи рассеяния двух составных частиц.



Практическая ценность результатов диссертации определяется в основном тем, что

1. Предложенные трехмерные релятивистские уравнения типа Липпманна-Швингера для $t$-матрицы рассеяния двух частиц в качестве переменных содержат импульсы трех внешних частиц на массовой поверхности и искомое решение уравнений Лоу является лоренц-ковариантным. Пропагаторы в этих уравнениях линейны и определяются энергиями частиц на массовой поверхности. Волновые функции, являющиеся решениями полученных линеаризированных уравнений удовлетворяют условиям полноты и ортонормировки. Все эти свойства линеаризированных уравнений Лоу позволяют исследовать их по хорошо разработанной в нерелятивистской теории рассеяния методике для уравнений Липпмана-Швингера с нелокальным, линейно зависящем от энергии потенциалом.

2. Решения предложенных трехмерных релятивистских уравнений непосредственно связаны с решениями уравнений Бете-Солпитера и их квазипотенциальных представлений, а также с решениями других релятивистских уравнений.

3. В потенциале полученных уравнений выделена часть, которая соответствует всевозможному обменному взаимодействию внешних частиц с промежуточными частицами на массовой поверхности. Вторая же часть потенциала соответствует обмену вне массовыми частицами и т. н. контактным взаимодействиям, которые невозможно свести к обменному механизму взаимодействий.

4. Полученные релятивистские уравнения Лоу и их линеаризированное представления сохраняют свой вид и структуру если вместо взаимодействующих элементарных частиц взять составные кластеры или связанные системы.

5. Без использования сепарабельного разложения потенциалов парных взаимодействий получены двухчастичные релятивистские уравнения для задачи связанных $\pi d$-$NN$-$N\Delta$ каналов.

**Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации**

1) Теоретико-полевое спектральное разложения амплитуды рассеяния двух частиц по полной системе асимптотических состояний, которое имеет форму квадратично-нелинейных ур. Лоу, сведено к релятивистским уравнениям типа Липпмана-Швингера. Определена взаимосвязь решений линеаризированных ур. Лоу с решением ур. Бете-Солпитера и с решениями квазипотенциальных уравнений. Для теоретико-полевых обобщений ур. Шредингера построены соответствующие ур. Лоу и их линеаризированный аналог.

2) Показана эквивалентность ур. Лоу и операторных уравнений Медведева-Поливанова, что выявляет связь этих уравнений с принципом микропричинности.

3) Дано обобщение теоретико-полевого спектрального разложения амплитуды рассеяния на случай взаимодействия составных частиц. В частности для адрон-адронного рассеяния сучетом кварковых степеней свободы получены ур. Лоу, решения которых удовлетворяет условию адронной унитарности.

4) Показано, что в зависимости от выбранного способа выхода за массовую поверхность внешних частиц, потенциал ур. Лоу и соответствующих им ур. Липпмана-Швингера имеет разный вид. Однако не смотря на совершенно разную форму потенциалов, решения таких уравнений Лоу совпадают.

5) Для задачи низко-энергетического $\pi N$ рассеяния численные решения линеаризированных уравнений Лоу, полученные в модели одночастично-обменного потенциала, описывают не только $S$ и $P$ фазы рассеяния, но и воспроизводят $\Delta$ (или $P_{33}$ резонанс). При этом решения этих уравнений удовлетворяют низкоэнергетическим теоремам. Показано, что $\rho$-мезонный обмен достаточен для описания экспериментально наблюдаемого поведения $P_{11}$-фазы и важен для остальных $P$-фаз $\pi N$ рассеяния.

6) Для задачи низко-энергетического $NN$ рассеяния путем численного решения линеаризированных уравнений Лоу было получено описание экспериментальных фаз рассеяния в модели одно мезонно-обменного взаимодействия. Показано, что при описании $NN$ фаз рассеяния основную роль играет одномезенно-обменный потенциал с вне массовым промежуточном мезоном. При этом эффекты от вне массового выхода внешних нуклонов оказались важными.

7) Получены двухчастичные релятивистские уравнения для связанных каналов $\pi A - N(A-1) - \Delta(A-1)$ рассеяния. На основе решения этих уравнений воспроизведены нуклон-нуклонные фазы рассеяния в области широких дибарионных резонансов и оценен вклад пион-дейтронного канала в многоканальном $\pi d - NN - N\Delta$ реакции.

8) Для задачи упругого $\pi d$ рассеяния получены квазипотенциальные уравнения с линейными пропагаторами. На основе численного решения этих уравнений была оценена роль релятивистской кинематики в реакции упругого $\pi d$ рассеяния и показано, что перерассеянием $\Delta$-резонанса в упругом $\pi d$ рассеянии в области низких и средних энергий можно пренебречь.



Апробация диссертации и публикации.

Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах Института Физики Высоких Энергий Тбилисского Государственного Университета, Лаборатории Теоретической Физики Обеденного Института Ядерных Исследований (г. Дубна), Тюбингенского Университета (ФРГ). Они были также представлены на международной конференции малонуклонных систем (Тбилиси 1984; Токио 1986; Ужгород 1991), на международном семинаре по физике высоких энергий (Дубна 1990; 1992), на международных симпозиумах по пион-нуклонному и нуклон-нуклонному взаимодействию (1984; 1986; 1989).

По материалам диссертации опубликовано 20 статьи.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, семи частей, заключения и трех приложений. Общий об'ем работы 150 машинописных страниц, в ней содержится список литературы 148 наименований и 19 рисунков.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В Введении кратко изложена постановка задачи и обоснована актуальность задачи.

В первой Главе диссертации на примере задачи пион-нуклонного рассеяния сформулированы теоретико-полевые уравнения Лоу и эквивалентные им релятивистские уравнения Липпмана-Швингера. Для описания задачи $\pi N$ рассеяния использовались $t$-матрицы рассеяния двух типов с различной зависимостью от импульсов внешних частиц. В частности в с. ц. м. рассматривается пион-нуклонная $t$-матрица $t^{(1)}_{a'a}(p',p)$, которая зависит от импульсов нуклонов из $in(N)$ и $out(N')$ ссостояний, а также от импульса пи-мезона из $in(\pi)$ состояния

$$t^{(1)}_{a'a}(p',p) =< out; p's'|j_{i'}(0)|ps, qi; in > \tag{1}$$

и $t$-матрица $t^{(2)}_{a'a}(p',p)$, которая нетривиальным образом зависит от импульсов $\pi'(out)$,$\pi(in)$ и $N(in)$ частиц

$$t^{(2)}_{a'a}(p',p) =< out; q'i'|J_{p's'}(0)|ps, qi; in > \tag{2}$$

где $j_i(x) = (\Pi_x + m^2_\pi)\Phi_i(x)$ и $J_{p's'}(x) = \overline{u}(p's')(i\hat{\nabla}_x - m_N)\Psi(x)$ гейзенберговские операторы источников пионного и нуклонного поля, $ps, qi$ и $p's', q'i'$ обозначают трех-импульсы, спин и изоспин нуклона и пи-мезона соответственно в начальном $(in)$ и конечном $(out)$ состоянии, а индексы $a$ и $a'$ соответствуют совокупности спин-изоспиновых квантовых чисел $\pi N$ системы частиц в этих состояниях. Частицы, которые в выражений (1) и (2) выписаны в обкладках считаются находящимися на массовой поверхности. Важно отметить, что $t$-матрица $\pi N$ рассеяния (1) не зависит от четырех-импульса пи-мезона в конечном состоянии $p'$, а $t$-матрица (2) зависит от трех-импульса конечного нуклона лишь через спинорную функцию $\overline{u}(p's')$. Поэтому четырех-импульсы этих частиц выбирают таким образом, чтобы $t$-матрицы $\pi N$ рассеяния (1) и (2) считать находящимися на энергетической поверхности, но вне массовой области, т. е. в (1) считается, что

$$q'_\mu = p_\mu + q_\mu - p'_\mu \quad \text{и} \quad q'^2 \neq m_\pi^2 \tag{3}$$

а в выражении (2)

$$p'_\mu = p_\mu + q_\mu - q'_\mu \quad \text{и} \quad p'^2 \neq m_N^2 \tag{4}$$

Поэтому выражение $t^{(1)}$ (1) обычно называют $\pi N$ $t$-матрицей с вне массовым выходом $\pi'$-мезона, а выражение $t^{(2)}$ (2) - $t$-матрицей с вне массовым выходом $N'$-нуклона.

Используя редукционные формулы для $S$-матрицы рассеяния в теории поля, для $t$-матрицы рассеяния (1) можно получить следующие уравнения Лоу

$$t^{(1)}_{a'a}(p',p) = Y_{a'a}(p',p) + V_{a'a}(p',p) + \sum_{a''} \int t^{(1)}_{a'a''}(p',q) \frac{d^3\tilde{q}}{E_q - E_p - i\epsilon} t^{(1)*}_{aa''}(p,q) \tag{5}$$

где $d^3\tilde{q} = \frac{d^3q}{(2\pi)^3} m_N / 2\omega_N(q)\omega_\pi(q)$, $\omega_N(q) = \sqrt{m_N^2 + q^2}$ и $\omega_\pi(q) = \sqrt{m_\pi^2 + q^2}$ энергии нуклона и пи-мезона на массовой поверхности, $E_q = \omega_N(q) + \omega_\pi(q)$ энергия $\pi N$ системы в с. ц. м., $Y_{a'a}$ обозначает усредненный по однонуклонным состояниям одновременный коммутатор оператора источника пионного поля и оператора $a^{\dagger}_{qi}(x^0)$, который при $x^0 \to \pm\infty$ переходит в оператор рождения пи-мезона

$$Y_{a'a}(p',p) = < p's'|[j_{i'}(0), a^{\dagger}_{qi}(0)]|ps > \tag{6}$$

Это выражение в алгебре токов и в ряде работ по $\pi N$ взаимодействию называют чайкообразным слагаемым. Выражение (6) можно определить при помощи уравнений движения взаимодействующего пи-мезонного поля и канонических коммутационных соотношений между взаимодействующими полями.

В потенциал $V_{a'a}$ уравнения Лоу (5) включены $s$-канальные обменные слагаемые с $n_s = N, \pi\pi N, ...$ промежуточные состояния с частицами на массовой поверхности и $u$-канальные слагаемые с $n_u = N, \pi N, \pi\pi N, ...$



промежуточными состояниями на массовой поверхности. При этом $u$-канальный член с $n_u = \pi N$ промежуточным состоянием мы включили в потенциал $V_{a'a}$. Это слагаемое содержит произведение двух искомых $t$-матриц рассеяния (1) в системе отсчета с полным импульсом $P = p' - q$, т. е. оно квадратично нелинейно. Такая нелинейность характерна для любой теоретико-полевой формулировки задачи $\pi N$ рассеяния, где учитывается кроссинг-симметрия по перестановке внешних пи-мезонов. В частности можно показать, что подобная нелинейность возникает и в ур. Бете-Солпитера.

Рассматриваемая формулировка задачи $\pi N$ рассеяния является трехмерной и следовательно упорядоченной по времени. Поэтому в выражении $V_{a'a}$ появляются в явном виде антинуклонные степени свободы в промежуточных состояниях, которые соответствует $\pi N$ рассеянию в $\overline{u}$ и $\overline{s}$-каналах. Однако несмотря на трехмерность уравнений Лоу (5), искомое решение (1) и входящие в частично-обменной потенциал $V_{a'a}$ $t$-матрицы переходов являются ковариантными. Однако пропагаторы в ур. (5) и в $V_{a'a}$ не имеют лоренц-ковариантный вид. Для придачи явно ковариантного вида ур. Лоу (5) предыдущие выкладки можно провести на гиперповерхности $\lambda x = 0$, где четырехвектор $\lambda$ характеризует эту гиперповерхность. В частности если взять $\lambda = (p+q)/\sqrt{(p+q)^2}$, то в с. ц. м. где $\lambda = (1,0,0,0)$, явный вид предыдущих формул не изменится.

Трехмерные релятивистские ур. Лоу (5) несмотря на ряд привлекательных свойств, обладают тем недостатком, что они квадратично-нелинейны. Кроме того в отличие от нерелятивистских ур. Лоу, потенциал уравнений (5) неэрмитов из-за пропагаторов в частично-обменном потенциале $V_{a'a}$ и из-за чайкообразного слагаемого, который эрмитов лишь в случае простейших лагранжианов взаимодействия. В диссертационной работе показано, что в потенциале ур. Лоу (5) неэрмитовость можно выделить при помощи несамосопряженного множителя в виде полной энергии системы в конечном состоянии $E_{p'} \neq E^*_p$, т. е. можно представить неоднородный член ур. Лоу через сумму эрмитовой и неэрмитовой части

$$\begin{aligned} W_{a'a}(p',p) &\equiv Y_{a'a}(p',p) + V_{a'a}(p',p) \\ &= A_{a'a}(p',p) + E_{p'} B_{a'a}(p',p) \end{aligned} \tag{7}$$

где $A_{a'a}$ и $B_{a'a}$ эрмитовые матрицы.

В приложении 2 и 3 диссертации двумя разными способами показано, что ур. Лоу, неоднородный член которого так же как и $W_{a'a}(p',p)$ (7), содержит пропорциональную полной энергии системы $E_{p'}$ неэрмитовость, сводятся к линейным интегральным ур. типа Липпмана-Швингера

$$\mathcal{T}_{a'a}(p',p,E_p) = U_{a'a}(p',p,E_p) + \sum_{a"} \int U_{a'a"}(p',q,E_p) \frac{d^3\tilde{q}}{E_q - E_p - i\epsilon} \mathcal{T}_{a"a}(q,p,E_p) \tag{8}$$

потенциал которого однозначно определяется через неоднородный член ур. Лоу (5)

$$U_{a'a}(p',p,E) = A_{a'a}(p',p) + E\ B_{a'a}(p',p)$$

$$U_{a'a}(p',p,E = E_{p'}) = W_{a'a}(p',p) \tag{9}$$

а решение линейного интегрального уравнения (8), в свою очередь определяет искомую $t$-матрицу (1) из ур. Лоу (5)

$$t^{(1)}_{a'a}(p',p) = W_{a'a}(p',p) + \sum_{a"} \int W_{a'a"}(p',q) \frac{d^3\tilde{q}}{E_q - E_p - i\epsilon} \mathcal{T}_{a"a}(q,p,E_p) \tag{10}$$

При этом на энергетической поверхности, когда $E_{p'} = E_p$, решения ур. (5) и (8) совпадают

$$t^{(1)}_{a'a}(p,p) = \mathcal{T}_{a'a}(p,p,E_p) \tag{11}$$

**Уравнения Лоу для $t$-матрицы $\pi N$ рассеяния с нуклонами вне массовой поверхности.** Вывод теоретико-полевых уравнений для $t$-матрицы (2) можно провести по той же самой схеме, что и ур. Лоу (5). В частности мы рассмотрим редукцию по формуле ЛШЦ нуклона из $in$ состояния в выражении (1) и пи-мезона из $in$ состояния в (2). Тогда получим следующую систему уравнений для искомых $t$-матриц рассеяния (1) и (2)

$$t^{(\alpha)}_{a'a}(p',p) = Y^{(\alpha)}_{a'a}(p',p) + V^{(\alpha)}_{a'a}(p',p) + \sum_{a''} \int t^{(\alpha)}_{a'a''}(p',q) \frac{d^3\tilde{q}}{E_q - E_p - i\epsilon} t^{(\beta)*}_{aa''}(p,q) \tag{12}$$

где $\alpha, \beta = 1,2$ и $\alpha \neq \beta$, а $Y^{(\alpha)}_{a'a}$ обозначают следующие чайко-образные слагаемые

$$Y^{(1)}_{a'a}(p',p) = - < p's'|[j_{i'}(0), b^{\dagger}_{ps}(0)]|qi > \tag{13}$$

$$Y^{(2)}_{a'a}(p',p) =< q'i'|[J_{p's'}(0), a^{\dagger}_{qi}(0)]|ps > \tag{14}$$

где $b^{\dagger}_{ps}(x^0)$ гейзенберговский оператор, который при $x^0 \to \pm\infty$ переходит в слабом смысле в оператор рождения нуклона, а $V^{(\alpha)}_{a'a}$ описывается частично-обменными диаграммами со всеми частицами из промежуточных состояний на массовой поверхности. Графическое представление $V^{(2)}_{a'a}$ отличается от изображения $V^{(1)}_{a'a}$ тем, что в $V^{(2)}_{a'a}$ вне массовой поверхности рассматриваются частицы $\pi'$ и $N$, а в $V^{(1)}_{a'a}$ $N'$ и $\pi$. Отметим, что



несмотря на различный внешний вид ур. (5) и (12), их искомые решения $t^{(1)}_{a'a}$ (1) идентичны. Следовательно для одних и тех же $t$-матриц $\pi N$ рассеяния можно получить различные ур. Лоу, т. е. различные теоретико-полевые спектральные разложения. Эти уравнения отличаются друг от друга структурой неоднородного слагаемого или потенциала, который в зависимости от того, какие из частиц редуцированы по формулам ЛШЦ из асимптотических состояний, имеют разное поведение в вне массовой области. Для задачи $NN$ рассеяния из-за тождественности всех асимптотических частиц, подобной неоднозначности не возникает.

Для линеаризации ур. (12) следует определить линейно зависящие от энергии, неэрмитовые потенциалы $U^{(\alpha)}_{a'a}$

$$U^{(\alpha)}_{a'a}(p',p,E = E_{p'}) = Y^{(\alpha)}_{a'a}(p',p) + V^{(\alpha)}_{a'a}(p',p) \tag{15}$$

которые обладают следующими свойствами

$$U^{(\alpha)}_{a'a}(p',p,E = E_p) = Y^{(\alpha)*}_{aa'}(p,p') + V^{(\alpha)*}_{aa'}(p,p') \tag{16}$$

$$U^{(1)}_{a'a}(p',p,E_{p'}) = U^{(2)*}_{aa'}(p,p',E_p)) \tag{17}$$

где $\alpha = 1,2$. Этих свойств потенциала $U^{(\alpha)}_{a'a}$ достаточно, чтобы доказать идентичность итерационного ряд системы ур. Лоу (12) и двух, независимых ур. типа Л.-Ш. следующего вида

$$\mathcal{T}^{(\alpha)}_{a'a}(p',p,E_p) = U^{(\alpha)}_{a'a}(p',p,E_p) + \sum_{a"} \int U^{(\alpha)}_{a'a"}(p',q,E_p) \frac{d^3\tilde{q}}{E_q - E_p - i\epsilon} \mathcal{T}^{(\alpha)}_{a"a}(q,p,E_p) \tag{18}$$

причем на полуэнергетической поверхности решения ур. Л.-Ш. определяют $t$-матрицы (1) и (2), являющиеся решениями системы ур. Лоу (12)

$$t^{(\alpha)}_{a'a}(p',p) = U^{(\alpha)}_{a'a}(p',p,E_{p'}) + \sum_{a"} \int U^{(\alpha)}_{a'a"}(p',q,E_{p'}) \frac{d^3\tilde{q}}{E_q - E_p - i\epsilon} \mathcal{T}^{(\alpha)}_{a"a}(q,p,E_p) \tag{19}$$

а на энергетической поверхности эти решения совпадают $t^{(\alpha)}_{a'a}(p,p) = \mathcal{T}^{(\alpha)}_{a'a}(p,p,E_p)$

Преимущество ур. (19) при $\alpha = 1$, по сравнению с ур. Л.-Ш. (8) заключается в том, что частично-обменная часть потенциала $V^{(\alpha=1)}_{a'a}$ не содержит нелинейности, которая возникает в теоретико-полевых ур. Лоу (5) для задачи $\pi N$ рассеяния из-за учета кроссинг-симметрии по перестановке внешних пи-мезонов. Цена которую пришлось заплатить за это состоит в том, что потенциал ур. (19) неэрмитов и кроме того для построения потенциала $V^{(\alpha=1)}_{a'a}$ требуются не только матрицы перехода с пи-мезоном вне массовой поверхности, как это нужно в $V_{a'a}$, но еще и матрицы переходов с нуклонами вне массовой поверхности. Заметим что несмотря на неэрмитовость потенциалов $U^{(\alpha)}_{a'a}$ доказано, что решения ур. (19) и (12) удовлетворяют условию унитарности как в случае учета всевозможных промежуточных состояний, так и в случае учета лишь одночастичных промежуточных состояний.

**Уравнения Лоу для $t$-матриц $\pi N$ рассеяния с двумя внешними частицами вне массовой поверхности** представляют собой спектральное разложение $t^{(1)}$ матриц рассеяния (1), которое учитывает вне массовый выход всех четырех внешних частиц. Это обстоятельство приводит к значительному изменению неоднородного слагаемого этого типа уравнений Лоу. Так чайкообразное слагаемое этих уравнений состоит из всех четырех чайко-образных слагаемых какие возможны в $\pi N$ системе. Кроме того частично-обменная часть такого спектрального разложения содержит $s, u, t, \overline{s}, \overline{u}, \overline{t}$-канальные диаграммы.

Таким образом в первой части диссертации выведен для одной и той же амплитуды $\pi N$ рассеяния три различных вида ур. Лоу или теоретико-полевых спектральных разложений по полной системе асимптотических состояний. Все эти уравнения эквивалентны ур. Липпмана-Швингера с линейно зависящим от энергии потенциалом. Потенциалы рассмотренных уравнений отличаются друг от друга вне массовым поведением внешних частиц, что определяет различный способ их построения из вершинных функций.

Во второй Главе диссертации дана формулировка уравнений Лоу в $S$-матричном методе для задачи $NN$ рассеяния. Ключевым объектом при формулировке $S$-матричного метода теории поля является оператор тока, который для нуклонного поля определяется формулой

$$J(x) = -i\frac{\delta S}{\delta\overline{\Psi}^{(in)}(x)}S^*; \qquad \overline{J}(x) = i\frac{\delta S}{\delta\Psi^{(in)}(x)}S^* \qquad (20)$$

где $S$ обозначает оператор $S$-матрицы, $\Psi^{(in)}(x)$-оператор нуклонного поля из $in$ состояния, а вариация $S$-матрицы по этому полю задает выход $S$-матрицы вне массовую оболочку. Через такие расширения $S$-матрицы в вне массовую область строятся остальные квантовые поля и их хронологические произведения. Так квантовое поле взаимодействующего нуклона в $S$-матричном методе определяется при помощи ур. Янга-Фельдмана, при помощи которых легко получить следующее соотношение для операторов нуклона $b^{\dagger}_{ps}(x^0)$ в представлении взаимодействия

$$b^{\dagger}_{ps}(x^0) = b^{\dagger}_{ps}(in) - iZ_2^{-1/2}\int d^4y \exp(-ipy)\overline{J}(y)\theta(x^0-y^0)u(ps) \qquad (21)$$



Далее если рассмотреть одновременный антикоммутатор операторов нуклонных полей (20) и (21), тогда можно получить следующие операторные соотношения

$$\int d^4y \exp(-ipy)\left[\frac{\delta J(0)}{\delta\Psi^{(in)}(y)} - iZ_2^{-1/2}\theta(-y^0)\{J(0),\overline{J}(y)\} - \Lambda(0,y)\right]u(ps) \qquad (22)$$

где

$$\Lambda(x,y) = -\delta(x^0-y^0)\{J(x),\overline{\Psi}(y)\gamma^0\} \qquad (23)$$

С другой стороны согласно условиям микропричинности и разрешимости в $S$-матричном подходе имеются операторные уравнения Медведева-Поливанова, которые для $NN$ системы полей можно представить в следующем виде

$$\frac{\delta J(x)}{\delta\Psi^{(in)}(y)} = iZ_2^{-1/2}\theta(x^0-y^0)\{J(x),\overline{J}(y)\} - \Lambda(x,y) \qquad (24)$$

где $\Lambda(x,y)$ некий квазилокальный оператор с носителем при $x=y$. В работах Медведева и Поливанова показано, что уравнения (24) можно рассматривать как динамические уравнения квантовой теории поля, которые позволяют доопределить вариацию тока в области совпадающих времен. Роль лагранжиана и перенормировочных контрчленов в каждом порядке теории возмущения может играть квазилокальный оператор $\Lambda(x,y)$, который тем самым определяет всю динамику процесса. Если в качестве $\Lambda(x,y)$ взять одновременный коммутатор (23), то можно видеть, что уравнения (24) и (22) совпадают. При этом любой другой отличный от (23) выбор выражения для квазилокального оператора ур. Медведева-Поливанова (24) приведет к противоречию с уравнениями Янга-Фельдмана. Поэтому уравнения Поливанова-Медведева (24) и уравнения (22) отождествляются.

Вывод уравнений Лоу для задачи $NN$ рассеяния можно осуществить из уравнений Медведева-Поливанова (24), если рассмотреть эти операторные уравнения в однонуклонных обкладках и между операторами тока нуклонов подставить условие асимптотической полноты. Тогда используя интегральное представление ступенчатой функции $\theta(-y^0)$, после интеграции по $y$ получим следующее уравнение для $t$-матрицы $NN$ рассеяния

$$< p_1's_1'p_2's_2'|t|p_1s_1p_2s_2 > \equiv \mathcal{P}_{1'2'} < out; p_1's_1'|J_{p_2's_2'}(0)|p_1s_1p_2s_2; in >_c$$

$$= < p_1's_1'p_2's_2'|Y+V|p_1s_1p_2s_2 >$$

$$+\sum_{d,NN} < p_1's_1'p_2's_2'|t|n > \frac{(2\pi)^3\delta^{(3)}(p_1+p_2-P_n)}{\omega_N(p_1)+\omega_N(p_2)-P_n^0+i\epsilon} < n|t^{\dagger}|p_1s_1p_2s_2 > \qquad (25)$$

где $\mathcal{P}_{1'2'}$ обозначает оператор антисимметризации тождественных нуклонов $1'$ и $2'$, который определяется через оператор перестановки $P_{1'2'}$ в виде $\mathcal{P}_{1'2'} = 1/2(1 - P_{1'2'})$, оператор $Y$ определен через антикоммутатор (23) и наконец $V$ подобно случаю $\pi N$ рассеяния, есть сумма обменных слагаемых с промежуточными частицами на массовой поверхности. В частности в выражение $V$ содержатся мезонно-обменные диаграммы, которые состоят из произведений мезон-нуклонных вершинных функций с одним из внешних нуклонов вне массовой поверхности и отличаются друг от друга временной последовательностью испускания и поглощения $m = \pi, \sigma, \rho, N\overline{N}, \ldots$ -частиц на массовой поверхности.

Уравнение Лоу (25) для задачи $NN$ рассеяния, так же как и для задачи $\pi N$ рассеяния, сводится к уравнению Липпмана-Швингера при помощи процедуры приведенной в приложении 2 диссертации. Соответствующие уравнения имеют форму линейных сингулярных интегральных уравнений, а их решения воспроизводят искомую лоренц-ковариантную амплитуду $NN$ рассеяния (25). Кроме того решения линеаризированного ур. Лоу (25) удовлетворяют условиям полноты и ортонормировки, что так же как и в нерелятивистском случае позволяет исключить из потенциала $NN$ взаимодействия слагаемое с одно дейтронным обменом.

В этой же части диссертации обсуждается связь между трехмерными релятивистскими уравнениями, полученными в ковариантной гамильтоновой формулировке теории поля и бесконечномерными уравнениями для $R = S - 1$-матрицы рассеяния между произвольными $n$ и $m$ частичными состояниями

$$< in; m|R(0)|n; in >= - < in; m|H(0)|n; in > -$$

$$- \sum_{\kappa} < in; m|H(0)|\kappa; in > \frac{(2\pi)^3\delta^{(3)}(P_\kappa - P_n)}{E_\kappa - E_n - i\epsilon} < in; \kappa|R(0)|n; in > \qquad (26)$$

где $H(x)$ заданный гамильтониан системы.

В третьей Главе получена связь решений уравнений Бете-Солпитера и их квазипотенциальных представлений с решением уравнений Лоу.

С этой целью рассмотрена вершинная функция фермион-антифермионной системы (напр. $N\overline{N}$ или $q\overline{q}$), для которой согласно редукционным формулам ЛШЦ имеем

$$< p_a s_a|J_{ps}(0)|Ki >= -iZ_2^{1/2}\overline{u}(K - p_a s)[\hat{K} - \hat{p}_a - m]$$

$$\int d^4\rho \exp(-i\rho[K - p_a]) < \frac{1}{2}\rho, -\frac{1}{2}\rho|\chi_{Ki} > [-\hat{p}_a - m]v(p_a s_a) \qquad (27)$$



где $ps, p_a s_a$ и $Ki$ обозначают четырех-импульс и квантовые числа соответственно фермиона, антифермиона и их связанного состояния-мезона, $\chi_{Ki}$ есть волновая функция ур. Бете-Солпитера связанной фермион-антифермионной системы

$$< X\rho|\chi_{Ki} >=< 0|T(\overline{\Psi}(x_1)\Psi(x_2))|Ki > \qquad (28)$$

и $X = 1/2(x_1 + x_2)$, $\rho = 1/2(x_1 - x_2)$ четырехмерные координаты центра масс и относительного движения антифермиона и фермиона. Так же как и для случая $\pi N$ и $NN$ рассеяния, для рассматриваемой системы ($N\overline{N}$ или $q\overline{q}$), можно вывести уравнения типа Лоу и их линеаризированный аналог. Решения линеаризированных уравнений Лоу $< \Psi_{Ki}|K, qss_a >$ и волновые функции ур. Бете-Солпитера (28) удовлетворяют своим условиям нормировки, сопоставление которых при помощи соотношения (27) дает искомую связь между этими функциями

$$< \varphi_{Ki}|\rho >\equiv< \chi_{Ki}|iK_\mu/2M^2\frac{\partial}{\partial K_\mu}(G_0^{-1} + v)|\rho > \qquad (29)$$

$$< \varphi_{Ki}|\rho >= -iZ_2^{1/2}\sum_{ss_a}\int d^3qN(K,q)\overline{u}(K - p_a s)[\hat{K} - \hat{p}_a - m]$$

$$\frac{< \Psi_{Ki}|K, qss_a >}{E(K,q) - \omega_M(K)}[-\hat{p}_a - m]v(p_a s_a)\exp(-i\rho[K - p_a]) \qquad (30)$$

где $p_a = \frac{1}{2}K + q$, выражение $G_0^{-1} + v$ является обратным к полной функции Грина для уравнений Бете-Солпитера.

Формулы (27) и (30) определяют взаимосвязь между волновыми функциями уравнений Б.-С. и Лоу. Формула (30) значительно упрощается для одновременных волновых функции в квазипотенциальном методе Логунова-Тавхелидзе. Помимо этого в третьей главе построены такие квазипотенциальные уравнения, которые имеют в качестве искомых решений выражения типа (25).

Сравнивая трехмерные теоретико-полевые уравнения Лоу и их линеаризированное представление с трехмерными квазипотенциальными уравнениями, можно отметить, что: **1.** Для построения потенциала трехмерных ур. Лоу и их линеаризированного эквивалента требуется задать чайкообразные слагаемые и вершинные функции, которые зависят от трехимпульсов частиц на массовой поверхности. А задача нахождения квазипотециалов из исходного потенциала ур. Б.-С. так же сложна как и сами ур. Бете-Солпитера **2.** В уравнениях Лоу вне массовой поверхности рассматриваются лишь внешние частицы, а в ур. Б.-С. вне массовой поверхности рассматриваются как все внешние частицы, так и частицы из промежуточных состояний. Поэтому пропагаторы из ур. Лоу определяются через энергии частиц на массовой поверхности, т. е. при построении этих пропагаторов, так же как в нерелятивистской теории рассеяния, не возникает сложностей в связи с их перенормировкой.

**3.** Решения ур. Лоу и Бете-Солпитера на массовой поверхности совпадают. Более того вне массовая поверхности, согласно формуле (27) или (30), эти решения связаны между собой.

В четвертой Главе рассмотрена многоканальная формулировка уравнений Лоу.

Многоканальные интегральные уравнения (26) с ограниченным числом частиц в промежуточных состояниях и с наперед заданным феноменологическим потенциалом $< m|V|n >= - < m|H(0)|n >$ часто используется в нерелятивистской теории рассеяния на ядрах. Системы уравнений типа (26) с бесконечным числом промежуточных состояний известны как уравнения Тамма-Данкова. Для определенности рассмотрена задача $\pi N$ рассеяния, где для простоты изложения учитывались следующие взаимосвязанные каналы $n,\ m = N, \pi N, \pi\pi N, \pi\pi\pi N, NN\overline{N}, \pi\pi NN\overline{N} \equiv 1,2,3,4,5,6$. После этого, принимая во внимание эрмитовость потенциала, из системы уравнений (26) известным в нерелятивистстской теории рассеяния способом можно получить следующие уравнения Лоу или спектральное разложение $t$ матрицы рассеяния

$$T_{mn}(E_n) \equiv < in; m|R(0)|n; in >=< m|V|n > + \sum_{\kappa=1}^{6} \frac{T_{m\kappa}(E_\kappa)T^{\dagger}_{\kappa n}(E_\kappa)}{E_\kappa - E_n - i\epsilon} \tag{31}$$

Из этих многоканальных уравнений можно получить интересующие нас уравнения для $\pi N$ рассеяния при $m = 2' \equiv \pi' N'$ и $n = 2 \equiv \pi N$

$$T_{2'2}(E_2) = \mathcal{W}_{2'2}(E_2) + \sum_{2"} \frac{T_{2'2"}(E_{2"})T^{\dagger}_{2"2}(E_{2"})}{E_{2"} - E_2 - i\epsilon} \tag{32}$$

$$\mathcal{W}_{2'2}(E_2) =< 2'|V|2 > + \sum_{\kappa\neq 2"}^{6} \frac{T_{2'\kappa}(E_\kappa)T^{\dagger}_{\kappa 2}(E_\kappa)}{E_\kappa - E_2 - i\epsilon} \tag{33}$$

Сравнивая уравнения Лоу (32) с потенциалом (33) и аналогичные теоретико-полевые уравнения (5), видим что эти соотношения будут идентичными, если сделать три замены: 1) вместо $V_{2'2}$ взять чайкообразное слагаемое (4). Тогда по своему смыслу выражение $V_{2'2}$ будет соответствовать $t$-канальному $\sigma$, $\rho$,..- мезонно обменному взаимодействию. Если в качестве промежуточных состояний в (33) дополнительно учесть состояния $\pi\sigma N$ , $\pi\rho N$, тогда $\sigma$, $\rho$-обменные члены с промежуточными мезонами



на массовой поверхности воспроизведутся вторым слагаемым (33) и для эквивалентности ур. (33) и (5) следует допустить, что в $V_{2'2}$ содержатся лишь вне массовые вклады от $\sigma, \rho$ мезонных взаимодействий в промежуточных состояниях; Такая процедура при выборе матричного элемента гамильтониана взаимодействия означает взаимозаменяемость этого гамильтониана $H(0)$ и квазилокального слагаемого $\Lambda(x,y)$ (23), которая была показана в работах Медведева-Поливанова. 2) вместо $T_{2'n}(E_n) =< 2'|R(0)|n >$ взять $< p's'|j_{i'}(0)|n >_c$ и 3) в пропагаторе потенциала (33) энергию пи-мезона $q_0' = \omega_\pi(q')$ заменить на $q_0' = \omega_N(p) + \omega_\pi(q) - \omega_N(p')$. Несмотря на такие различия ур. Лоу (32) можно линеаризировать по той же схеме, что и уравнения (5), что нам даст

$$\mathcal{T}_{2'2}(E_2) = \mathcal{U}_{2'2}(E_2) + \sum_{2"} \frac{\mathcal{U}_{2'2"}(E_\kappa)\mathcal{T}_{2"2}(E_2)}{E_{2"} - E_2 - i\epsilon} \tag{34}$$

где решения ур. (32) и (34) на энергетической и массовой поверхности совпадают.

С другой стороны в многоканальных задачах адрон-ядерных взаимодействий часто используются хорошо известные проекционные методы Фешбаха-Окубо, при помощи которых уравнения (26) можно свести к следующим уравнениям типа Липпмана-Швингера

$$< in; 2'|R(0)|2; in >=< in; 2'|\mathcal{K}|2; in > +$$

$$+ \sum_{2"} < in; 2'|\mathcal{K}|2"; in > \frac{(2\pi)^3\delta^{(3)}(P_{2"} - P_n)}{E_{2"} - E_n - i\epsilon} < in; 2"|R(0)|2; in > \tag{35}$$

$$< in; 2'|\mathcal{K}|2; in >=< 2'|V|2 > + \sum_{\kappa,\ell\neq 2"} V_{2'\kappa}[G(E_2)]_{\kappa\ell}V_{\ell 2} \tag{36}$$

Главное отличие потенциала (36) ур. типа Липпмана-Швингера от соответствующего потенциала линеаризированного ур. Лоу (34) заключается в том, что потенциал ур. Лоу определен через $t$-матричные элементы $< n|R(0)|m >_c$ и свободные функции Грина, а потенциал ур. (35) строится через потенциал $< n|H(0)|m >$ и полную функцию Грина.

В пятой Главе рассмотрены теоретико-полевые уравнения для задачи рассеяния составных систем. Основой для вывода трехмерных релятивистских уравнений для рассеяния составных систем взята самосогласованная и общая формулировка составных, нелокальных операторов теории поля, предложена в работе Хуанга и Велдона (ХВ), где были даны соответствующие обобщения ур. Бете-Солпитера для составных кластеров. Вместо локального гейзенберговского поля мезона $\Phi(x)$ в модели ХВ рассматривается билокальное кварк-антикварковый оператор

$$\Phi(x_1, x_2) = T(\overline{q}(x_1)q(x_2)) \tag{37}$$

который по переменной ц. м. $X = 1/2(x_1 + x_2)$ и при любой заданной относительной координате $\rho = 1/2(x_1 - x_2)$, определяет на основе ур. Янга-Фельдмана асимптотические поля

$$\Phi^{in(out)}(X,\rho) = \Phi(X,\rho) - \int d^{(4)}Y G^{ret(adv)}(X-Y)(\partial_Y^2 + m_\pi^2)\Phi(Y,\rho) \quad (38)$$

где $G^{ret(adv)}(X-Y)$ известная в теории поля запаздывающая или опережающая функция Грина.

Важно отметить, что операторы связанной системы частиц и в частности оператор источника кластера

$$j_{Ki}(X) = \int d^{(4)}\rho < \varphi_{Ki}|X\rho > [\partial_X^2 + m_\pi^2]\Phi_i(X,\rho) \quad (39)$$

в отличии от операторов локальных операторов поля, зависят не тривиальным образом от четырехимпульса $K = (\omega_M(K), K)$, т. е. операторы (39) содержат $K$ в виде переменной в волновой функции связанного состояния (30). Такая зависимость от четырех-импульса кластера является следствием нелокальности его структуры и она характерна также для других моделей составных операторов поля. Поэтому мезон-нуклонная вершинная функция $< p's'|j_{qi}(0)|ps >$, построенная при помощи нелокального оператора источника (39), содержит дополнительную зависимость от четырехимпульса $q = (\sqrt{m_\pi^2 + q^2}, q)$ по сравнению с вершинной функцией с локальным оператором источника пи-мезонного поля $< p's'|j_i(0)|ps >$, которая не зависит от импульса пи-мезона и состоит из формфакторов с единственным аргументом $t = (p'-p)^2$. Следовательно плохое согласие с экспериментальными данными в расчетах основанных на $\pi NN$ вершинных функциях может означать не только плохой выбор феноменологических параметров, но еще может являться следствием кварковой структуры пиона. Аналогичное заключение можно сделать и для вершинной функции дейтрона, имея в виду значительное расхождение при расчете высокоэнергетической реакции электронной дезинтеграции дейтрона $ed \mapsto enp$. Такая разница возникает в зависимости от явного вида релятивистской вершинной функции дейтрона, которая может состоять из одно переменных форм-факторов (если в ней взять локальные операторы нуклонного поля $< p's'|J_\alpha(0)|P_d s_d >$), или содержит более сложную зависимость от всех трех импульсов внешних частиц на массовой поверхности.

Оператор рождения или уничтожения связанного состояния строится через асимптотический предел оператора поля $A^\dagger_{Ki}(X^0)$, который определяется через билокальное поле (37) в аналогичном локальному оператору виде После этого при помощи уравнения Янга-Фельдмана (38) можно



определить асимптотические операторы уничтожения связанных состояний $A_{in(out)}(Ki)$, которые согласно работе ХВ удовлетворяют каноническим коммутационным соотношениям, хотя такие же одновременные канонические коммутационные соотношения для гейзенберговских операторов составных полей $A_{Ki}(X^0)$ не будет выполнятся.

В рассматриваемом случае взаимодействия нелокальных полей двух кластеров условие микропричинности не имеет места. Однако используя уравнение Янга-Фельдмана (38), для оператора источника составного поля, аналогично (22) можно выписать одновременный коммутатор

$$[j_{K'i'}(0), A^\dagger_{Ki}(0)] = [j_{K'i'}(0), A^\dagger_{in}(Ki)] - $$
$$-i\int d^{(4)}X\theta(-X^0)[j_{K'i'}(0), j_{Ki}(X)] \quad (40)$$

В отличии от случая локальных полей, оператор источника составного поля зависит от четырех-импульса частицы и не является эрмитовым т. к. уже билокальное поле (37) неэрмитово. Ясно, что одновроменный коммутатор в (40) не является квазилокальным оператором и он нетривиально зависит от импульсов $K'$ и $K$.

Рассмотрение $\pi$ мезона как кваркового кластера приводит к замене $\pi N$ амплитуды рассеяния (1) на более сложное выражение

$$t^{(1)}_{a'a}(p',p) = < out; p's'|j_{q'i'}(0)|ps, qi; in > \quad (41)$$

которое в отличии от (1) явно зависит от четырех-импульса пи-мезона в конечном состоянии. Операторные уравнения (40) обеспечивают вывод уравнений Лоу в виде соотношений (5), в которых локальные операторы пионных полей заменены составными операторами.

Далее используя процедуру линеаризации ур. Лоу получим ур. типа Липпмана-Швингера. При этом решения этих уравнений удовлетворяют условию адронной унитарности и содержат всю информацию о кварковой структуре в операторах (41) и $A^\dagger_{Ki}(X^0)$. Отметим, что формула взаимосвязи решений ур. Бете-Солпитера и ур. Лоу (30) позволяют получить простую трехмерную редукционную формулу для $S$-матрицы рассеяния составных систем, а для мезон-кварковой волновой функции линеаризированные ур. Лоу дают достаточно простые уравнения. В частности для их вывода не требуется применить статическое или какое либо другое приближение, которое часто применяется в уравнениях Бете-Солпитера для расчета спектра масс адронов.

В 6 Главе диссертации на основе численного решения линеаризированных уравнений Лоу рассмотрена задача $\pi N$ и $NN$ рассеяния в модели одночастично-обменного взаимодействия.

В четырехмерной формулировке теории поля одночастично-обменному потенциалу ур. Бете-Солпитера соответствует одна диаграмма, содержащая вершинные функции со всеми частицами вне массовой поверхности. Однако во времени упорядоченных, трехмерных формулировках одночастично обменные диаграммы возникают несколько раз. В частности в ур. Лоу одночастично-обменный потенциал состоит из двух основных частей. Одна часть $\pi N$ и $NN$ потенциала в ур. Лоу, которую мы обозначили через $V$, соответствует обменным диаграммам с промежуточными частицами на массовой поверхности и состоит из вершинных функций с одной из внешних частиц вне массовой поверхности. Поэтому эту часть потенциала ур. Лоу и их линеаризированного аналога можно трактовать как обменный потенциал с реальными частично обменными степенями свободы. При этом временная упорядоченность формулировки приводит к отделению в промежуточных состояниях частичных и античастичных степеней свободы. Например для низкоэнергетического $\pi N$ рассеяния известно, что нуклонные и антинуклонные промежуточные состояния одинаково важны. Более того, на физическом пороге $\pi N$ рассеяния выживает лишь антинуклонные степени свободы в одночастично-обменном потенциале.

Другая часть потенциала ур. Лоу определяется одновременным коммутатором или антикоммутатором двух операторов взаимодействующего поля внешних частиц, который усреднен по асимптотическим состояниям остальных частиц. Такие чайко-образные слагаемые потенциала ур. Лоу проще всего определить при помощи канонических коммутационных соотношений на основе феноменологических лагранжианов. Тогда чайко-образные слагаемые воспроизводят одночастично-обменные диаграммы с одной из вершинных функций в древесном приближении и с второй вершинной функцией, которая содержит вне массовой поверхности промежуточную частицу. Кроме того в этой части потенциала возникают т. н. контактные слагаемые двух частиц, которые не сводятся к частично-обменной картине взаимодействия. Если же исходить из кварковых моделей структуры адронов, тогда в нижайшем приближении чайко-образные слагаемые дают кварково-обменные диаграммы типа ящик.

Таким образом в теоретико-полевой формулировке ур. Лоу потенциал взаимодействия содержит отдельно физические частично и античастично обменные диаграммы и отдельно слагаемые со всеми промежуточными вне массовыми степенями свободы.

Главное преимущество формулировки трехмерных релятивистских уравнений на основе линеаризированных ур. Лоу перед другими аналогичными трехмерными уравнениями заключается в том, что потенциал ур.



Лоу в практически рассматриваемых случаях строится через вершинные функции с одной вне массовой частицей. А в расчетах $\pi N$ и $NN$ рассеяния в модели одночастично-обменного взаимодействия на основе других уравнений использование таких вершинных функций обосновывается при помощи дополнительного приближения.

**Мезон-нуклонные вершинные функции с двумя частицами на массовой поверхности** в расчетах $\pi N$ и $NN$ рассеяния возникают в двух разных видах. Так для $\pi NN$ вершинной функции с нуклонами на массовой поверхности имеем

$$< p's'|j_i(0)|ps >= \overline{u}(p's')i\gamma_5\tau_i u(ps)g_{\pi N}G_{\pi}(t) \qquad (42)$$

где $t = (p'-p)^2$, $g_{\pi N}$ пион-нуклонная константа связи и $G_{\pi}(t)$ действительный форм-фактор, который подбирается обычно феноменологически.

Выражение $\pi NN$ вершинной функции с вне массовым нуклоном и одним нуклоном и пи-мезоном на массовой поверхности, имеет более сложный по сравнению с (42) вид

$$< 0|\overline{u}(p's')_{\alpha}J_{\alpha}(0)|psqi >= \qquad (43)$$

$$= g_{\pi N}\overline{u}(p's')[(m_N-i\gamma_{\mu}p_{\mu})/2m_N\ H^{(+)}(s)+(m_N+i\gamma_{\mu}p_{\mu})/2m_N\ H^{(-)}(s)]\gamma_5\tau_i u(ps)$$

где $s = (p+q)^2$ и формфакторы $H^{(\pm)}(s)$ в отличие от $G_{\pi}(t)$ во времени-подобной области, являются комплексными функциями, т. к. учитывают например промежуточное $\pi N$ рассеяния. Из-за промежуточного $N\overline{N}$ взаимодействия функция $G_{\pi}(t)$ при $t > 4m_N^2$ является комплексной, чем при практических расчетах обычно пренебрегается.

**Низкоэнергетическое пион-нуклонное рассеяние** вблизи физического порога воспроизводятся с достаточно хорошей точностью условием слабой нарушенности киральной симметрии. Так в частности из этого условия следуют формулы Томозавы-Вайнберга для длин $\pi N$ рассеяния, которые прекрасно согласуются с экспериментальными значениями. С другой стороны формулы Томозавы-Вайнберга выводятся для $\pi N$ амплитуды в борновском приближении, а ряд многократного рассеяния, в зависимости от модели потенциала $\pi N$ взаимодействия, может давать существенные поправки к борновскому приближению амплитуды.

Одной из причин возникновения больших поправок к борновскому члену (или $\pi N$ потенциалу) от ряда многократного рассеяния является то, что отдельные слагаемые потенциала, которые согласно условию слабого нарушения киральной симметрии на физическом пороге должны сокращаются друг с другом, в выбранной модели $\pi N$ взаимодействия не обладают этим свойством. Более того, с ростом энергии поправки от ряда многократного рассеяния возрастают и представляется важным такое построение этого ряда, которое сохраняло бы свойство кирального сокращения слагаемых потенциала выше порога. В рамках ур. Лоу эту цель можно осуществить при помощи процедуры вычитания в ур. Лоу $\pi N$ амплитуды в киральном пределе (так называемая мягкопионная амплитуда) $f^0 \equiv \lim_{q\to 0, q\to 0} < p's'|j_{i'}(0)|psqi >$. Из потенциала ур. Лоу, так же как из потенциала ур. Бете-Солпитера, автоматически получаются формулы Томозавы-Вайнберга и явный учет в борновском члене мягкопионной $\pi N$ амплитуды позволяет сократить выражения больших слагаемых в итерационном ряде этих уравнений

$$f \equiv < p's'|j_{i'}(0)|psqi > = f^0 + (1 - \lim_{q\to 0, q\to 0})[Y + V + fG_0 f^{\dagger} + (fG_0 f^{\dagger})_{cr}] \quad (44)$$

где $f^0$ легко определяется в явном виде при помощи гипотезы о частично сохраняющемся аксиальном токе. При этом для линеаризации этих уравнений Лоу было проведено еще одно вычитание на физическом пороге реакции.

Оценка нелинейных слагаемых потенциала $w$ уравнений Лоу или их линеаризированного представления $U$ (9) была осуществлена при помощи сепарабельной модели $\pi N$ амплитуд рассеяния в основных $S_{11}, S_{31}$ и $P_{33}$ парциальных волнах. Численный расчет показал, что сумма нелинейных слагаемых в потенциале ур. (44) не вносят существенной поправки в $S$ фазы $\pi N$ рассеяния в области энергий до 300 Мэв и полученные поправки в основном определяются вкладом от резонансной $P_{33}$. Частью $\pi N$ потенциала, к которой особенно чувствительны $S$ фазы $\pi N$ рассеяния, является скалярная часть чайко-образного слагаемого (6), т. н. $\sigma$ коммутатор. Изменение например на несколько Мэв значения $\sigma$ коммутатора делает невозможным разумное описание $S$ фаз. Поэтому $S$ фазы $\pi N$ рассеяния могут служить тестом для определения величины этого коммутатора. Второе слагаемое чайко-образного члена (6), которое можно сопоставить с $\rho$ мезонно обменной диаграммой не дает значительного вклада в $S$ фазы $\pi N$ рассеяния и поправки от учета $\rho$ мезонно обменной части $\pi N$ потенциала, так же как поправки от нелинейных слагаемых этого потенциала, можно скомпенсировать при помощи малых изменений подгоночных параметров.

По сложившейся исторической традиции, описание $\Delta$ или $P_{33}$ резонанса $\pi N$ системы осуществляется при помощи решений ур. Лоу. Кроме того было показано, что для $P$ волн $\pi N$ взаимодействий скаляр-изоскалярная часть чайко-образного взаимодействия не так важна, как для $S$ волн и надобности в дополнительной процедуре вычитания мягко-пионной амплитуды для описания P волн нет. В расчетах ур. Лоу для $P$ волн



скаляр-изоскалярная часть чайко-образного слагаемого потенциала аппроксимировалась через одно $\sigma$ мезонно обменную диаграмму. Новым моментом при описании $P$ волн пион-нуклонного рассеяния оказалось то обстоятельство, что обмен $\rho$ мезоном оказался достаточным для описания $P_{11}$ фазы. Так в проведенных расчетах изовекторная часть чайко-образного слагаемого была описана через $\rho$ мезонно обменную диаграмму и оказалось, что именно обмен $\rho$ мезоном обеспечивает изменение знака в экспериментально наблюдаемой $P_{11}$ фазе.

Описание $P_{33}$ резонанса было получено и при помощи решений полностью линеаризированного ур. Лоу (18), в потенциале которого вне массовой поверхности рассматривается один нуклон и один пи-мезон. При этом воспроизведение $\Delta$ резонанса на основе решения ур. (18) происходит за счет другого механизма взаимодействия, чем в решениях уравнений (12) с одними вне массовыми пи-мезонами.

**Низкоэнергетическое нуклон-нуклонное рассеяние в модели одно-бозонно обменной (ОБО) модели.** В этой модели потенциал $NN$ взаимодействия согласно трехмерной формулировке ур. Лоу (25) описывается диаграммами двух типов: двумя одно-мезонно обменными диаграммами с мезонами на массовой поверхности, которые соответствуют различной временной последовательности поглощения и испускания промежуточного мезона и такой же диаграмме с вне массовым мезоном, которая получается из $NN$ чайко-образного члена на основе лагранжианов взаимодействия. Кроме того из-за наличия производных полей в псевдоскалярном и векторном лагранжианах, в чайко-образном слагаемом возникают выражения, которые не сводятся к мезонно обменным потенциалам и имеют контактный характер. Отметим что неэрмитовый потенциал в (25) можно представить через эрмитовые $W_1$ и $W_2$ потенциалы в следующем виде

$$W(p', p) = W_1(p', p) + (E_{p'} - E_p)W_2(p', p) \quad (45)$$

где эти матрицы непосредственно связаны с $A$ и $B$ матрицами (7) из потенциала линеаризированного ур. Лоу.

Численные расчеты показали, что вкладом от неэрмитовой части $NN$ потенциала $(E_{p'} - E_p)W_2(p', p)$ в низкоэнергетические фазы рассеяния можно пренебречь. Однако обменное слагаемое $V$, которое определяется внемассовым поведением внешних нуклонов, может вносить существенные поправки.

Сравним ОБО $NN$ потенциал с аналогичными потенциалами построенными в рамках квазипотенциального подхода. Основные различия заключаются в следующем:

1) Нуклон-нуклонный потенциал в (25) построен через мезон-нуклонные вершинные функции с вне массовым выходом лишь одной частицы. Поэтому в этом потенциале разделены вне массовые нуклонные и мезонные степени свободы. В частности в (25) выделена та часть потенциала $V$, которая содержит эффекты обмена реальными мезонами на массовой поверхности и которая определяется вне массовым поведением внешних нуклонов. А ОБО потенциалы из других работ состоят из вершинных функций в которых вне массовой поверхности рассматриваются лишь мезоны. Однако согласно исходной теоретико-полевой формулировке уравнений, на основе которых получены эти $NN$ потенциалы, они должны состоять из вершинных функций со всеми тремя или двумя частицами вне массовой поверхности. Следовательно в моделях ОБО $NN$ потенциалов вне массовыми эффектами нуклонов пренебрегается.

2) В ОБО модели других работ двухпионным обменом, даже в рамках простейших мезон-нуклонных лагранжианов нет оснований пренебречь. В рассматриваемой формулировке $NN$ потенциала (25) из-за выбранной формы лагранжианов в чайко-образном слагаемом $Y$, двухмезонно-обменных взаимодействий не возникает. А в мезонно-обменной части $NN$ потенциала $V$ двухпионные степени свободы учитываются при помощи вершинных функций с двумя пи-мезонами и одним нуклоном на массовой поверхности $N \Longleftrightarrow N\pi\pi$, которые в низкоэнергетической области малы по сравнению $\pi N$ матрицей рассеяния. Для самосогласованности частично-обменного механизма взаимодействия следует допустить, что вероятность виртуального перехода из однонуклонного вне массового состояния в $\pi NN$ состояние со всеми частицами на массовой поверхности значительно меньше вероятности перехода в двух частичное $\pi N$ состояние на массовой поверхности. Следовательно двухпионный обмен в потенциале ур. Лоу (25) и их линеаризированном аналоге в рамках ОБО модельных лагранжианов, не должен играть значительной роли.

3) Часть $NN$ потенциала (25), которая содержит все вклады от промежуточных вне массовых состояний, определяется при помощи одновременных антикоммутаторов. Из-за наличия производных в мезон-нуклонных лагранжианах, в этой чайко-образной части $NN$ потенциала возникают слагаемые, которые не исчезают в древесном приближении. Часть этих слагаемых принципиально не сводится к мезонно-обменным взаимодействиям и определяют т. н. контактное взаимодействия двух нуклонов.

Таким образом в трехмерной времени упорядоченной формулировке ур. Лоу (25) $NN$ потенциал, построенный в рамках ОБО модели позволяет учесть ряд слагаемых, которые не возможно выделить в четырехмерных уравнениях Бете-Солпитера или в соответствующих квазипотенциальных уравнениях.



<u>В седьмой Главе</u> рассмотрена задача рассеяния в $NN - N\Delta - \pi d$ связанных каналах. Согласно построению операторов связанного состояния ХВ, дейтрон и $\Delta$ резонанс можно трактовать как одночастичные составные состояния. Поэтому из уравнений (26) можно выделить двухчастичные каналы $NN - N\Delta - \pi d \equiv \sigma$, для которых аналогично (36) можно получить двухчастичные уравнения. При этом если с самого начала взять перенормированные одночастичные пропагатором $\tau_{1'1}$, получим условие на полные функции Грина $\tau_{1'1}$, $\tau_{1'\sigma}$ и потенциалы $w^{(2)}_{1'1''}$, $w^{(2)}_{1'\sigma}$ для переходов $1 \to 1'$ и $1 \to \sigma$ следующего вида

$$\tau_{1'1} = \delta_{1'1}\mathcal{G}_1$$

$$\sum_{1''} \mathcal{G}_{1'} w^{(2)}_{1'1''} \tau_{1''1} + \sum_{\sigma} \mathcal{G}_{1'} w^{(2)}_{1'\sigma} \tau_{\sigma 1} \tag{46}$$

Условие (46) означает, что перенормировка уже перенормированного пропагатора дает нуль. Это условие позволяет избавится от расходящихся диаграмм в трехмерных временнупорядоченных уравнениях. После этого из (26) следуют двухчастичные уравнения для $NN - N\Delta - \pi d$ связанных каналов и учет в этих уравнениях дейтрона и $\Delta$ резонанса не приводит к необходимости рассмотрения трех-частичных уравнений. Численное решение этого уравнения выявило важность учета пион-дейтронного канала для воспроизведения широких дибарионных резонансов в $NN - N\Delta$ перерассеянии.

Трехчастичные уравнения для упругого пион-дейтронного рассеяния были получены в квазипотенциальном подходе. В модели сепарабельных парных взаимодействий были найдены численные решения этих уравнений и было показано, что перерассеянием $\Delta$ резонанса можно пренебречь. При этом во всех расчетах учет релятивистской кинематики пиона дает существенные поправки.

<u>В приложении 1</u> дан вывод ряда свойств чайкообразных слагаемых уравнений Лоу. <u>В приложении 2</u> приведен общий формальный вывод из уравнений Липпмана-Швингера с линейно зависящим от энергии потенциалом уравнений Лоу и обсуждается вопрос об единственности решений ур. Лоу. <u>В приложении 3</u> продемонстрирована тождественность итерационных рядов теоретико-полевых ур. Лоу и соответствующих ур. Липпмана-Швингера.

<u>Работы положенные в основу диссертации</u>

1. Т. И. Копалейшвили, А. И. Мачавариани// **ТМФ т.30(1977)с. 204-217**; "Задача $\pi d$ рассеяния в рамках трехчастичных релятивистских уравнений."

2. T. I. Kopaleishvili, A. I. Machavariani, G. A. Emelyanenko//**Phys. Letters. 71B(1977)p.13-17**"The relativistic effects in pion-deutron scattering."

3. T. I. Kopaleishvili, A. I. Machavariani, G. A. Emelyanenko//**Nuclear Phys. A302(1978)p.423-432**"The pion-deutron scattering in (3.3) resonance region in the framework of three body qvasipotential equations."

4. A. I. Machavariani//**Nuclear Phys. A403(1983)p.480-494**"On the theory of coupled $\pi NN - NN$ systems."

5. A. I. Machavariani//**Proc. of the 9 Europian Conf. on Few-Body Problems in Physics, Tbilisi, 1984, p.421-437** "Reactions in $\pi NN - NN$ systems in the frame of quantum-field approach."

6. T. I. Kopaleishvili, A. I. Machavariani//**Annals of Phys. 175(1987)p.-1-30** "Low-type equations for coupled pion-2-nucleon and nucleon-nucleon systems."

7. А. И. Мачавариани// **Труды 1 симп. Нуклон-нуклонные и адрон-адронные взаимодействия при промежуточных энергиях. Гатчина; 1984. с.422-427** "Взаимосвязанные уравнения $\pi d$ и $\pi NN$ систем."

8. А. И. Мачавариани// **Труды 2 симп. Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Гатчина; 1986. с.338-347** "Теоретико-полевой подход к задаче пион-трехнуклонных систем."

9. А. И. Мачавариани// **Труды 3 симп. Пион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия. Гатчина; 1989. с.364-376** "Линейные теоретико-полевой уравнения для задачи нуклон-нуклонного и пион-нуклонного рассеяния."

10. A. I. Machavariani//**JINR preprint E4-88-610 Dubna 1988, p.1-12** "Three-dimensional relativistic equations for $\pi\pi$, $\pi N$ and $NN$ scattering."

11. Т. И. Копалейшвили, А. И. Мачавариани, А. Г. Русецкий// **Сообщения АН ГССР, т143(1989)с. 522-527;** "О роли $\rho$-мезонного обмена в $P$-волнах $\pi N$ рассеяния."





12. A. I. Machavariani, A. G. Rysetsky//**Nuclear Phys. A515(1990)p.621-647** "On the field-theoretical formulation of the low-energy pion-nucleon scattering problem."

13. А. И. Мачавариани, А. Г. Русецкий// **ЯФ, т53(1991)с. 1364-1373** "О роли $\rho$-мезонного обмена в $P$-волнах $\pi N$ рассеяния."

14. А. И. Мачавариани, А. Г. Русецкий// **ЖЭТФ, т102(1992)с. 1073-1095** "Трехмерные теоретико-полевые уравнения для задачи пион-нуклонного рассеяния."

15. A. I. Machavariani//**Proc. of the 10 Inter. Sem. on Nucl. Phys. and QCD, Dubna, 1990, p.85-89** "On the linearization of field-theoretical Low equations."

16. А. И. Мачавариани// **ТМФ т.88(1991)с. 85-95;** "К формулировке теоретико-полевых трехмерных уравнений для двухчастичных реакций рассеяния."

17. A. I. Machavariani, A. J. Chelidse//**Preprint of Inst. Theor. Phys. Tubingen. Univ. Tubingen 1991, Germany; p.1-20** "On the field-theoretical approach to the nucleon-nucleon scattering problem in the low energy region."

18. A. I. Machavariani//**Preprint of Inst. Theor. Phys. Tubingen. Univ. Tubingen 1991, Germany; p.1-28; to be publ. in Few-Body Systems** "On the relativistic scattering theory of the two bound $q\bar{q}$ systems in the low and intermediate energy region."

19. A. I. Machavariani, U. Straub, A. Faessler//**Preprint of Inst. Theor. Phys. Tubingen. Univ. Tubingen 1992, Germany; p.1-23; to be publ. in Nucl. Phys.** "The quark model and the spin observables for nucleon-nucleon scattering."

20. A. I. Machavariani//**Proc. of the 11 Inter. Sem. on Nucl. Phys. and QCD, Dubna, 1992** "The local and nonlocal one particle quantum field operator and kinematical structure of the three particle vertex function."


**Рукопись поступила в издательский отдел**
**14 января 1993 года.**