ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 7048

КВИНИХИДЗЕ
Александр Николаевич

УРАВНЕНИЯ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО ТИПА ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СИСТЕМЫ ТРЕХ ТЕЛ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук Д.Цв.Стоянов.

Официальные оппоненты:
член-корреспондент АН УССР В.П.Шелест,
доктор физико-математических наук В.Г.Кадышевский.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Математический институт им. В.А.Стеклова АН СССР, г.Москва.

Автореферат разослан " " 1973 года
Защита диссертации состоится " " 1973 года на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

2 - 7048

КВИНИХИДЗЕ
Александр Николаевич

УРАВНЕНИЯ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО ТИПА ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СИСТЕМЫ ТРЕХ ТЕЛ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Релятивистская задача трех тел в квантовой теории поля в рамках четырехмерного формализма была сформулирована наиболее последовательно в работах /1/. В них получены уравнения для амплитуд рассеяния всех возможных процессов в системе трех тел и показано, что эти уравнения обладают однозначными решениями. В приближении парных взаимодействий ядра уравнений полностью определяются двухчастичными амплитудами рассеяния вне массовой поверхности. Однако наличие относительных времен в трехчастичных волновых функциях не дает возможности явной физической интерпретации и обусловливает известные математические трудности, для преодоления которых в последнее время были предприняты попытки трехмерной формулировки релятивистской задачи трех тел. Наиболее удобным для этой цели является квазипотенциальный метод, предложенный Логуновым и Тавхелидзе /2/. Этот метод, основанный на одновременном описании системы двух частиц, сочетает в себе всю информацию квантовой теории поля с простотой квантово-механической вероятностной интерпретации и возможность использования математического аппарата нерелятивистской потенциальной теории рассеяния.

В настоящей диссертации выводятся трехмерные уравнения квазипотенциального типа для релятивистской системы трех тел. Основное внимание при этом уделено вопросу явного разделения трехчастичных процессов, что позволяет вычислять однозначным образом все амплитуды рассеяния. Далее рассматривается проблема локальности парных взаимодействий, а также эйкональное приближение в указанных уравнениях. Эти уравнения формально подобны квантово-механическим, исследованным в работах /3/.

Все изложенное выше кратко отражает содержание введения и §1 первой главы диссертации, в котором рассматриваются наиболее существенные моменты четырехмерной формулировки задачи трех тел /1/.

В §2 вводится двухвременная функция Грина трех частиц $\tilde{G}$. Она определяется из полной трехчастичной функции Грина

$$G(x_1, x_2, x_3; y_1, y_2, y_3) = \langle 0 | T\{\psi_1(x_1)\psi_2(x_2)\psi_3(x_3)\psi_1^+(y_1)\psi_2^+(y_2)\psi_3^+(y_3)\}|0\rangle \qquad /1/$$

путем приравнивания времен начальных и конечных частиц

$$\tilde{\tilde{G}}(t-t'; \vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3; \vec{y}_1, \vec{y}_2, \vec{y}_3) =$$

$$= \langle 0 | T\{\psi_1(t,\vec{x}_1)\psi_2(t,\vec{x}_2)\psi_3(t,\vec{x}_3)\psi_1^+(t',\vec{y}_1)\psi_2^+(t',\vec{y}_2)\psi_3^+(t',\vec{y}_3)\}|0\rangle. \qquad /2/$$

Здесь ψ_i - операторы полей и состояния вакуума взяты в представлении Гейзенберга.

Если ввести фурье-образы данных функций

$$(2\pi)^{12}\delta^{(4)}(P-Q)\,G(P;\tilde{p},\bar{p};\tilde{q},\bar{q}) = \int e^{i\sum_{j=1}^{3}(p_j x_j - q_j y_j)}\,G(x;y)\prod_{\ell=1}^{3} d^{(4)}x_\ell\, d^{(4)}y_\ell \qquad /3/$$

$$(2\pi)^{7}\delta^{(3)}(\vec{P}-\vec{Q})\,\tilde{\tilde{G}}(P;\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}};\vec{\tilde{q}},\vec{\bar{q}}) = \int e^{i[P_0 t - \sum_{j=1}^{3}(\vec{p}_j\vec{x}_j - \vec{q}_j\vec{y}_j)]}\,\tilde{\tilde{G}}(t;\vec{x};\vec{y})\,dt\prod_{\ell=1}^{3} d\vec{x}_\ell\, d\vec{y}_\ell\,, \qquad /4/$$

где X, $\tilde{x}_i$, $\bar{x}_i$ и P, $\tilde{p}_i$, $\bar{p}_i$ - четырехмерные координаты Якоби и сопряженные им импульсы, то операция приравнивания времен /2/ в импульсном представлении принимает вид:

$$\tilde{\tilde{G}}(P;\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}};\vec{\tilde{q}},\vec{\bar{q}}) = \int d\tilde{p}_i^{\,0}\, d\bar{p}_i^{\,0}\, G(P,\tilde{p},\bar{p};\tilde{q},\bar{q})\, d\tilde{q}_i^{\,0}\, d\bar{q}_i^{\,0}\,. \qquad /6/$$

В этом же параграфе получено уравнение для функции /1/,

$$\tilde{\tilde{G}}(P;\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}};\vec{\tilde{q}},\vec{\bar{q}}) = \tilde{\tilde{g}}_0(P;\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}};\vec{\tilde{q}},\vec{\bar{q}}) + \frac{i}{\pi^2}\,\tilde{\tilde{g}}_0(P,\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}})\times$$

$$\times\int W(P;\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}};\vec{\tilde{\eta}},\vec{\bar{\eta}})\,d\vec{\tilde{\eta}}\,d\vec{\bar{\eta}}\,\tilde{\tilde{G}}(P;\vec{\tilde{\eta}},\vec{\bar{\eta}};\vec{\tilde{q}},\vec{\bar{q}}), \qquad /7/$$

g_0 - функция Грина трех свободных частиц. В силу соотношения /6/ имеем

$$\tilde{\tilde{g}}_0(P;\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}};\vec{\tilde{q}},\vec{\bar{q}}) = \delta(\vec{\tilde{p}}_i-\vec{\tilde{q}}_i)\,\delta(\vec{\bar{p}}_i-\vec{\bar{q}}_i)\,\tilde{\tilde{g}}_0(P;\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}}), \qquad /8/$$

$$\tilde{\tilde{g}}_0(P;\vec{\tilde{p}},\vec{\bar{p}}) = \frac{i\pi^2(\omega_1(\vec{p}_1)+\omega_2(\vec{p}_2)+\omega_3(\vec{p}_3))}{\omega_1(\vec{p}_1)\omega_2(\vec{p}_2)\omega_3(\vec{p}_3)[P_0^2-\{\omega_1(\vec{p}_1)+\omega_2(\vec{p}_2)+\omega_3(\vec{p}_3)\}^2+i\epsilon]}\,, \qquad /9/$$

где $\omega_i(\vec{p}_i) = \sqrt{m_i^2+\vec{p}_i^{\,2}}$.

W - трехчастичный квазипотенциал определяется в виде бесконечной суммы

$$\frac{i}{\pi^2}W = \tilde{\tilde{g}}_0^{-1}\,\widetilde{\widetilde{g_0 K g_0}}\,\tilde{\tilde{g}}_0^{-1} + \tilde{\tilde{g}}_0^{-1}\,\widetilde{\widetilde{g_0 K g_0 K g_0}}\,\tilde{\tilde{g}}_0^{-1} + \ldots, \qquad /10/$$

где ядро K является суммой всех неприводимых трехчастичных диаграмм Фейнмана. Умножение здесь следует понимать в операторном смысле. Отметим, что уравнение типа /7/ для одновременной волновой функции рассеяния трех частиц получено в работах /4,5/.

Исследуя каждое слагаемое ряда /10/, можно показать, что W представимо в виде

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_T\,. \qquad /11/$$

Здесь W_i - сумма всех членов ряда /10/, содержащих в импульсном представлении $\delta(\vec{p}_i-\vec{q}_i)$, и поэтому соответствует парным силам, W_T не содержит подобных δ-функций и, следовательно, его можно отнести к трехчастичным силам. Отметим, что даже когда ядро K не содержит связных диаграмм, все же W_T отлично от нуля.

Это означает, что приближения парных взаимодействий в четырехмерных и трехмерных уравнениях не эквивалентны между собой.

В §3 рассмотрено приближение $W_T=0$. Получено трехмерное интегральное уравнение для функции Грина /1/, имеющее однозначное решение. Его ядро определяется двухчастичными квазипотенциальными амплитудами рассеяния вне массовой поверхности T_i. В символической форме оно имеет вид:

$$\tilde{\tilde{G}} = \tilde{\tilde{g}}_0 + \tilde{\tilde{G}}_1 + \tilde{\tilde{G}}_2 + \tilde{\tilde{G}}_3\,.$$

$$\begin{vmatrix}\tilde{\tilde{G}}_1\\ \tilde{\tilde{G}}_2\\ \tilde{\tilde{G}}_3\end{vmatrix} = \frac{i}{\pi^2}\,\tilde{\tilde{g}}_0\begin{vmatrix}T_1\\ T_2\\ T_3\end{vmatrix}\tilde{\tilde{g}}_0 + \tilde{\tilde{g}}_0\begin{vmatrix}0 & T_1 & T_1\\ T_2 & 0 & T_2\\ T_3 & T_3 & 0\end{vmatrix}\begin{vmatrix}\tilde{\tilde{G}}_1\\ \tilde{\tilde{G}}_2\\ \tilde{\tilde{G}}_3\end{vmatrix} \qquad /12/$$

Вывод аналогичного уравнения для амплитуды упругого рассеяния трех частиц можно найти также в работах /6/.

Полученные уравнения можно положить в основу трехмерной формулировки релятивистской задачи трех тел. Для этого, однако, необходимо доказать, что двухвременная функция Грина, подобно полной, содержит всю информацию о трехчастичных процессах. Этому доказательству посвящен четвертый параграф диссертации. Сначала надо заметить, что $\tilde{\tilde G}(P;\vec{\vec p},\vec p;\vec{\vec q},\vec q)$ обладает полюсами по полной энергии в точках, соответствующих ее значениям в каком-либо начальном или конечном состояниях. Вблизи этих полюсов она имеет вид:

$$\tilde{\tilde G} \approx \frac{i\pi^2 \hat\chi_\beta(\vec p_\beta)}{2E_\beta(\vec p_\beta)\omega_\beta(\vec p_\beta)[P_0 - E_\beta(\vec p_\beta) - \omega_\beta(\vec p_\beta) + i\epsilon]} \times$$

$$\times T_{\beta\alpha} \frac{i\pi^2 \hat\chi_\alpha^+(\vec q_\alpha)}{2E_\alpha(\vec q_\alpha)\omega_\alpha(\vec q_\alpha)[P_0 - E_\alpha(\vec q_\alpha) - \omega_\alpha(\vec q_\alpha) + i\epsilon]}, \qquad /13/$$

где индексами α, β = 1,2,3 отмечена принадлежность величин к определенным начальным (α) и конечным (β) состояниям, в которых α-ая, β-ая частицы свободны, а две остальные - связаны. $E_\alpha(\vec q) = \sqrt{\vec q^{\,2} + M_\alpha^2}$ - энергия связанного состояния двух частиц.

Кроме этих девяти выражений можно выписать еще семь, в которых либо начальное, либо конечное, либо оба являются состояниями трех свободных частиц. В этом случае к соответствующим величинам будем приписывать индекс 0:

$$\tilde{\tilde G} \approx \frac{i\pi^2 \hat\chi_\beta(\vec p_\beta)}{2E_\beta(\vec p_\beta)\omega_\beta(\vec p_\beta)[P_0 - E_\beta(\vec p_\beta) - \omega_\beta(\vec p_\beta) + i\epsilon]} T_{\beta 0} \frac{i\pi^2}{2\{\prod_j^3 \omega_j(\vec q_j)\}[P_0 - \sum_\ell^3 \omega_\ell(\vec q_\ell) + i\epsilon]} \qquad /14/$$

$$\tilde{\tilde G} \approx \frac{i\pi^2}{2\{\prod_j^3 \omega_j(\vec p_j)\}[P_0 - \sum_\ell^3 \omega_\ell(\vec p_\ell) + i\epsilon]} T_{0\alpha} \frac{i\pi^2 \hat\chi_\alpha(\vec q_\alpha)}{2E_\alpha(\vec q_\alpha)\omega_\alpha(\vec q_\alpha)[P_0 - E_\alpha(\vec q_\alpha) - \omega_\alpha(\vec q_\alpha) + i\epsilon]} \qquad /15/$$

$$\tilde{\tilde G} \approx \frac{i\pi^2}{2\{\prod_j^3 \omega_j(\vec p_j)\}[P_0 - \sum_\ell^3 \omega_\ell(\vec p_\ell) + i\epsilon]} T_{00} \frac{i\pi^2}{2\{\prod_j^3 \omega_j(\vec q_j)\}[P_0 - \sum_\ell^3 \omega_\ell(\vec q_\ell) + i\epsilon]} \qquad /16/$$

Во всех этих выражениях /13/-/16/ $T_{\beta\alpha}$ являются амплитудами рассеяния, соответствующими переходам из начального состояния (α) к конечному (β). Одним из отличий формул

/13/-/15/ от соответствующих в четырехмерном формализме является тот факт, что в них вместо волновых функций Бете-Солпитера входят двухчастичные квазипотенциальные функции $\hat\chi_i(\vec p_i)$

$$\delta(\vec P_i - \vec K)\hat\chi_i(\vec p_i) = \frac{2\sqrt{E_i}}{(2\pi)^3}\int d\vec x_k d\vec x_\ell\, e^{i(\vec p_k \vec x_k + \vec p_\ell \vec x_\ell)} \langle 0|\psi_k(0,\vec x_k)\psi_\ell(0,\vec x_\ell)|\vec K, M\rangle \qquad /17/$$

Вместе с тем величины $T_{\beta\alpha}$ остаются те же, что и в четырехмерной формулировке. Таким образом, с помощью двухвременной функции Грина, так же как и с помощью полной, можно получить все шестнадцать трехчастичных амплитуд.

В этом же параграфе получены трехмерные интегральные уравнения, позволяющие находить все эти амплитуды при условии, что известны ядра W_i. Эти ядра, однако, связаны с двухчастичными квазипотенциалами весьма сложным соотношением, которое вообще не дает возможности точного определения величин W_i. Поэтому в дальнейшем выводятся новые уравнения, в которые входит сам двухчастичный квазипотенциал и поэтому указанная выше трудность не возникает. Для получения последних предложен метод выделения запаздывающей части двухвременной функции Грина.

Во *второй главе* предложенный метод применяется в рамках двухчастичного квазипотенциального подхода. Исходным пунктом является известное спектральное представление для двухвременной функции Грина двух частиц:

$$\tilde g(P;\vec p,\vec q) = \int_0^\infty \frac{I_r(E,\vec P;\vec p,\vec q)\,dE}{P_0 - E + i\epsilon} + \int_0^\infty \frac{I_a(E,\vec P;\vec p,\vec q)\,dE}{P_0 + E - i\epsilon}. \qquad /18/$$

В этом представлении $\tilde g$ распадается на две части, которые имеют смысл запаздывающей $\tilde g^r$ /первое слагаемое/ и опережающей $\tilde g^a$ /второе слагаемое/ функций Грина. На основе $\tilde g^r$ можно ввести функцию $\hat T^r(P;\vec p,\vec q)$ с помощью формулы:

$$\tilde g^r = \tilde g_0^r + \frac{i}{\pi}\tilde g_0^r \hat T^r \tilde g_0^r. \qquad /19/$$

Можно показать, что на массовой поверхности $P_0 = \omega_1(\vec p_1) + \omega_2(\vec p_2) = \omega_1(\vec q_1) + \omega_2(\vec q_2)$ T^r переходит в физическую амплитуду рассеяния двух частиц. Поэтому ее можно взять в качестве двухчастичной амплитуды рассеяния вне массовой поверхности. Определяя квазипотенциал

$$\frac{i}{\pi}\hat K^r = (\tilde g_0^r)^{-1}(\widehat{\hat g_0 \hat K \hat g_0})^r (\tilde g_0^r)^{-1} + (\tilde g_0^r)^{-1}(\widehat{\hat g_0 \hat K \hat g_0 \hat K \hat g_0})^r (\hat g_0^r)^{-1} + \ldots, \quad /20/$$

можно получить уравнения для $\tilde g^r$, $\hat T^r$ и квазипотенциальной волновой функции двух частиц. В частности, уравнение для T^r имеет вид:

$$\hat T^r(P;\vec p,\vec q) = \hat K^r(P;\vec p,\vec q) + \int \frac{\hat K(P;\vec p,\vec k)\,d\vec k\,\hat T(P;\vec k,\vec q)}{2\omega_1(\vec k_1)\,\omega_2(\vec k_2)[\omega_1(\vec k_1)+\omega_2(\vec k_2)-P_0-i\epsilon]}. \quad /21/$$

Доказательство изложенных фактов составляет содержание пятого и шестого параграфов диссертации.

В §7 проведено обобщение результатов шестого параграфа на случай частиц с произвольными спинами.

В *третьей главе* переходим к формулировке задачи трех тел в окончательном виде. Для двухвременной функции Грина трех частиц можно выписать спектральное представление, аналогичное /18/, записав хронологическое произведение в /4/ с помощью θ-функций

$$\tilde{\tilde G}(P;\vec{\vec p},\vec p;\vec{\vec q},\vec q) = \int_0^\infty \frac{I_r(E,\vec P;\vec{\vec p},\vec p;\vec{\vec q},\vec q)\,dE}{P_0-E+i\epsilon} + \int_0^\infty \frac{I_a(E,\vec P;\vec{\vec p},\vec p;\vec{\vec q},\vec q)\,dE}{P_0+E'-i\epsilon}. \quad /22/$$

В §8 выводится уравнение для запаздывающей части двухвременной функции Грина трех частиц, имеющее вид

$$\tilde{\tilde G}^r = \tilde{\tilde g}_0^r + \frac{i}{\pi^2}\tilde{\tilde g}_0^r K^r \tilde{\tilde G}^r. \quad /23/$$

В ядре K^r так же, как и в W, выделяются слагаемые, соответствующие парным взаимодействиям и чисто трехчастичным

$$K^r = V_1 + V_2 + V_3 + V_T. \quad /24/$$

Здесь, однако, V_i простым и естественным образом связаны с $\hat K_i^r$-двухчастичными квазипотенциалами, а именно:

$$V_i(P;\vec{\vec p}_i,\vec p_i;\vec{\vec q}_i,\vec q_i) = \delta(\vec{\vec p}_i-\vec{\vec q}_i)\,\omega_i(\vec p_i)\,\hat K_i^r(P_0-\omega_i(\vec p_i),\vec P_i;\vec p_i,\vec q_i), \quad /25/$$

что фактически означает их совпадение.

В §9 получены однородное уравнение и условие нормировки для квазипотенциальной волновой функции связанного состояния трех частиц /в этой связи см. работу /7/ /.

$$\Phi(t,\vec x_1,\vec x_2,\vec x_3) = \langle 0|\psi_1(0,\vec x_1)\psi_2(0,\vec x_2)\psi_3(0,\vec x_3)|B\rangle.$$

В импульсном представлении уравнение имеет вид:

$$[\omega_1(\vec p_1)+\omega_2(\vec p_2)+\omega_3(\vec p_3)-P_0]\chi_B(\vec{\vec p},\vec p) =$$

$$= \frac{1}{2\omega_1(\vec p_1)\omega_2(\vec p_2)\omega_3(\vec p_3)}\int K^r(P;\vec{\vec p},\vec p;\vec{\vec q},\vec q)\,d\vec{\vec q}\,d\vec q\,\chi_B(\vec{\vec q},\vec q). \quad /26/$$

В §10 показано, что запаздывающая часть двухвременной функции Грина трех частиц содержит полную информацию о шестнадцати возможных процессах в системе трех тел.

Действительно, согласно спектральному представлению /22/, $\tilde G^a$ не имеет полюсов при положительных значениях P_0. Поэтому полюсная структура $\tilde{\tilde G}^r$ и двухвременной функции Грина /4/ одна и та же при положительных P_0. Таким образом, в $\tilde{\tilde G}^r$ входят те же самые амплитуды, что и в /13/-/15/.

Для описания шестнадцати процессов рассеяния вводим операторы перехода $M^r_{\beta a}$ с помощью соотношения

$$\tilde{\tilde G}^r = \tilde{\tilde g}^r_\beta + \frac{i}{\pi^2}\tilde{\tilde g}^r_\beta M^r_{\beta a}\tilde{\tilde g}^r_a, \quad /27/$$

где g_a - функция Грина трех частиц, когда a-ая частица не взаимодействует с двумя остальными.

Матричные элементы амплитуды рассеяния для перехода из состояния (a) в состояние (β) в этом случае имеют вид:

$$T_{\beta a} = \int \phi^{+(\beta)}(t,\vec x_1,\vec x_2,\vec x_3)\,dt\,dx_1\,dx_2\,dx_3 \times$$

$$\times M^r_{\beta a}(t-t';\vec x;\vec y)\,dt'\,d\vec y_1\,d\vec y_2\,d\vec y_3\,\phi^{(a)}(t',\vec y_1,\vec y_2,\vec y_3), \quad /28/$$

где $\phi^{(a)}(t,\vec x_1,\vec x_2,\vec x_3)$ - асимптотические одновременные волновые функции, соответствующие состоянию (a). Они определяются следующим образом:

$$\phi^{(a)}(t,\vec{x}_1,\vec{x}_2,\vec{x}_3)=\begin{cases} e^{-i(P_0 t-\sum\limits_{j=1}^{3}\vec{p}_j\vec{x}_j)} & a=0 \\ e^{-i(P_0 t-\vec{P}_a\vec{X}_a-\vec{\tilde{p}}_a\vec{x}_a)}\,\hat{\chi}^{(a)}_{\vec{P}_a}(\vec{x}_a) & a\neq 0. \end{cases} \qquad /29/$$

Здесь $\hat{\chi}(\vec{x})$ - квазипотенциальная волновая функция связанного состояния двух частиц.

Далее мы переходим к выводу уравнений для величин, входящих в выражение /26/.

Как известно, непрерывные энергетические спектры состояний $\phi^{(a)}$ перекрываются в области $P_0>m_1+m_2+m_3$. Это приводит к тому, что однородная часть уравнения /23/ при значениях энергии выше трехчастичного порога имеет решения, которые в асимптотической области могут переходить в любую из функций $\phi^{(1)}$, $\phi^{(2)}$, $\phi^{(3)}$. Следовательно, уравнение /22/ имеет неоднозначное решение, и для выделения какого-либо процесса необходимо задавать граничные условия.

Одним из основных вопросов является указание способа разделения всех 16 процессов только с помощью уравнений без дополнительных условий. В §11 выводятся уравнения для запаздывающей части двухвременной функции Грина трех частиц и для операторов перехода $M^{r}_{\beta a}$, которые обладают однозначным решением. Введены новые операторы перехода $A^{r}_{\beta a}$ /8/, уравнения для которых содержат только двухчастичные амплитуды рассеяния вне массовой поверхности T^{r}_{i}

$$A^{r}_{a\beta}=\frac{\pi^2}{i}(\tilde{\tilde{g}}^{r}_{0})^{-1}(1-\delta_{a\beta})+\frac{i}{\pi^2}\sum_{\ell\neq\beta}A^{r}_{a\ell}\,\tilde{\tilde{g}}^{r}_{0}T^{r}_{\ell}. \qquad /30/$$

В *четвертой главе* рассмотрена проблема локальности парных взаимодействий в системе трех тел.

В системе центра масс двух частиц квазипотенциал /19/, вообще говоря, кроме энергии E и передачи импульса $\vec{p}-\vec{q}$, зависит еще от других переменных, т.е. не является локальным. Однако можно построить такой локальный квазипотенциал $\hat{V}(E,\vec{p}-\vec{q})$, что соответствующее ему решение уравнения /19/ будет совпадать на массовой поверхности с физической амплитудой рассеяния двух частиц /2/. Представляет интерес рассмотрение подобной замены потенциалов в случае трехчастичной задачи. Именно парные части ядра K^{r} заменим на локальные

квазипотенциалы $\hat{V}_i$. Последние должны, очевидно, определяться таким образом, чтобы решения наших уравнений с новыми потенциалами на массовой поверхности совпадали с соответствующими физическими трехчастичными амплитудами. В следующих двух параграфах диссертации подробно обсуждается вопрос введения локальных квазипотенциалов.

В §12 вводится новое ядро U в виде:

$$U(P;\vec{\tilde{p}},\vec{p};\vec{\tilde{q}},\vec{q})=\sum_{i=1}^{3}\delta(\vec{p}_i-\vec{q}_i)a_i(\vec{p})\hat{V}_i[(P_0-\omega_i)^2-\vec{\tilde{p}}_i^2;\underline{\vec{p}}_i-\underline{\vec{q}}_i]a_i(\vec{q})+U_T, \qquad /31/$$

где $\underline{\vec{p}}_i$, $\underline{\vec{q}}_i$ - релятивистские относительные импульсы i-ой двухчастичной подсистемы. $a_i(\vec{p})$ - заданные функции от P, $\vec{\tilde{p}}_i$, $\vec{p}_i$, обращающиеся в единицу, либо при $\vec{P}_i=0$, либо на массовой поверхности $P_0=\omega_1(\vec{p}_1)+\omega_2(\vec{p}_2)+\omega_3(\vec{p}_3)$. Явный вид этих функций однозначно определяется выбором переменных $\underline{\vec{p}}_i$.

U_T - часть нового ядра, соответствующая чисто трехчастичным силам.

Условие совпадения новой амплитуды упругого рассеяния трех частиц с физической приводит к определенному способу построения локальных квазипотенциалов $\hat{V}_i(E,\vec{p}-\vec{q})$. Последние выражаются с помощью физических амплитуд рассеяния двух частиц $f_i(E,\vec{p}-\vec{q})$ и являются решением следующей системы уравнений

$$\hat{V}_i(E,\vec{p}-\vec{q})=\sum_{n=1}^{\infty}\hat{V}^{i}_{n}(E,\vec{p}-\vec{q})$$

$$\frac{1}{16\pi^3}f_i(E,\vec{p}-\vec{q})=\hat{V}^{i}_{1}(E,\vec{p}-\vec{q}) \qquad /32/$$

$$0=\hat{V}^{i}_{m}+\sum_{n_1+n_2+\dots n_s=m}[\hat{V}^{i}_{n_1}\tilde{g}^{2}_{0}\hat{V}^{i}_{n_2}\tilde{g}^{r}_{0}\dots\hat{V}^{i}_{n_{s-1}}\tilde{g}^{r}_{0}\hat{V}^{i}_{n_s}],\quad m\geq 2,$$

где квадратные скобки означают переход на массовую поверхность. Здесь важно отметить, что парные локальные квазипотенциалы, полученные указанной процедурой, совпадают с теми локальными потенциалами, которые раньше были получены в двухчастичной задаче /2/.

В §13 показано, что не только амплитуда упругого рассеяния трех частиц, но и остальные 15 амплитуд, полученных как решения уравнений главы III с новым ядром U, на соответствующих массовых поверхностях совпадают с физическими.

В *пятой главе* исследуется эйкональное приближение в трехчастичных уравнениях квазипотенциального типа. Ядро выбирается в виде /31/ без учета трехчастичных сил. Получен релятивистский аналог формулы Глаубера [9] для высокоэнергетического рассеяния элементарной частицы на слабосвязанной системе. Амплитуда рассеяния второй частицы на связанном состоянии первой и третьей F_{22} имеет вид:

$$F_{22}(P_0,\vec{\Delta}) = \frac{m_1+m_3}{m_3}\, S\Big(\frac{-m_1}{m_1+m_3}\vec{\Delta}\Big) f_{32}(s_1,\vec{\Delta}) +$$

$$+\frac{m_1+m_3}{m_1}\, S\Big(\frac{m_3}{m_1+m_3}\vec{\Delta}\Big) f_{12}(s_3,\vec{\Delta}) + \qquad /33/$$

$$+\frac{i}{16\pi^2}\frac{(m_1+m_3)^2}{m_1 m_3 |\vec{p}_2| P_0}\int d^{(2)}\vec{\sigma}\, S(\vec{\sigma}) f_{32}\Big(\vec{\sigma}-\frac{m_3}{m_{13}}\vec{\Delta}\Big) f_{12}\Big(\vec{\sigma}+\frac{m_1}{m_{13}}\vec{\Delta}\Big),$$

где $\vec{p}_2$, $\vec{q}_2$ - относительные импульсы начального и конечного состояний, $\vec{\Delta}=\vec{q}_2-\vec{p}_2$, f_{i2} - амплитуда рассеяния 2-ой частицы на i-ой, $\vec{\sigma}$ - двумерный вектор, перпендикулярный направлению $\vec{p}_2$, $S(\vec{\Delta})$ - формфактор связанного состояния. Важно подчеркнуть, что формула /33/ получена путем суммирования бесконечного ряда теории возмущения, без ограничения членами, соответствующими однократному и двукратному рассеянию.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [10–15] и докладывались на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР, всесоюзных и международных конференциях.

Литература

1. *D.Stoyanov, A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 13, 76 (1964). V.Shelest, D.Stoyanov. Phys.Lett., 13, 253 (1964).*
2. *A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cim., 28, 380, 1963. A.N.Tavkhelidze. Lectures on Quasipotential Method in Field Theory, Bombay, Tata Institute of Fundamental Research, 1964.*
   В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе. В сб. "Проблемы теоретической физики", посвященном Н.Н.Боголюбову в связи с его 60-летием. Наука, Москва /1969/.
3. *Л.Д.Фаддеев. ЖЭТФ, 39, 1459 /1960/. ДАН СССР, 138, 565, 1961; 145, 301 /1962/. Труды математического института им. Стеклова, 69, Изд. АН СССР, М.-Л., 1963.*
4. *В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, Дубна, Р2-3900 /1968/.*
5. *А.А.Архипов, В.И.Саврин. Препринт ИФВЭ СТФ 72-19 /1972/.*

6. *В.М.Виноградов. ТМФ, 8, 343 /1971/. ТМФ, 10, 338 /1972/; ТМФ, 12, 29 /1972/.*
7. *Р.Н.Фаустов. ТМФ, 3, 240 /1970/.*
8. *А.А.Хелашвили. Препринт ОИЯИ, Р2-3371, Дубна, 1967.*
9. *R.J.Glauber. Lectures in Theoretical Physics, vol I, p. 315, N.Y., 1959.*
10. *А.Н.Квинихидзе, Д.Цв.Стоянов. ТМФ, 3, № 332 /1970/. Препринт ОИЯИ Р4-4814, Дубна, 1969.*
11. *A.N.Kvinikhidze, D.Stoyanov. Preprint JINR, E2-5746, Dubna, 1971.*
12. *А.Н.Квинихидзе, Д.Цв.Стоянов. ТМФ, 11, №1, 23 /1972/; Препринт ОИЯИ, Е2-5771, Дубна, 1971.*
13. *А.Н.Квинихидзе, Д.Цв.Стоянов. Препринт ОИЯИ, Р2-6347, Дубна, 1972.*
14. *А.Н.Квинихидзе. Препринт ОИЯИ, Р2-6951, Дубна, 1973.*
15. *А.Н.Квинихидзе, Д.Цв.Стоянов. Лекции в школе молодых ученых по физике высоких энергий. Сухуми, 1972 г. Препринт ОИЯИ, Р2-6867, Дубна, 1972.*

Рукопись поступила в издательский отдел 30 марта 1973 года.