

Д-371

Не списывать!
как авторефер. сотр. ОИЯИ

ЕДИНЕН ЦЕНТЪР ЗА НАУКА И ПОД-
ГОТОВКА НА КАДРИ ПО ФИЗИКА И
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИ ПРОБЛЕМИ

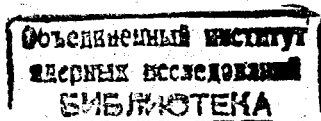
СЕКТОР ПО ТЕОРИЯ НА
ЭЛЕМЕНТАРНИТЕ ЧАСТИЦИ
И АТОМНОТО ЯДРО

Георги Миланов Дескиров
кандидат физико-математических наук

ПЕРВЫЙ ВАРИАНТ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО
ПОДХОДА В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ
ЛОГУНОВА И ТАВХЕЛИДЗЕ ДЛЯ ЧАСТИЦ
СО СПИНОМ

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физических наук



С О Ф И Я

1977

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ :

1./ Доктор физ. мат. наук Р. Н. Фаустов

О.И.Я.И., г. Дубна , С.С.С.Р.

2./ Академик И. Т. Тодоров

И.Я.И.Я.Э. , София, Болгария

3./ Доктор физ. мат. наук Д. Ц. Стоянов

И.Я.И.Я.Э., София , Болгария

1./ Квазипотенциальный подход в квантовой теории поля сформулирован впервые Логуновым и Тавхелидзе в 1963 г. в основной работе [1]. Он был создан в двух вариантах: первый, нелокальный, основанный на применении двухвременной функции Грина и второй, локальный, основанный на использовании матричных элементов матрицы рассеяния на массовой поверхности. В последующих годах он подвергся интенсивному разрабатыванию, преимущественно коллективом ЛТФ, ОЯИ в г. Дубна, СССР. Сегодня Квазипотенциальный подход Логунова и Тавхелидзе является одной из самых интересных и плодотворных направлений в квантовой теории поля. Основная идея подхода: введение трехмерного формализма с основным трехмерным уравнением, содержащее эффективный потенциал- квазипотенциал, который может дать все релятивистские эффекты, является особенно привлекательной. Основное уравнение подхода в нерелятивистском приближении переходит к уравнению Шредингера и это позволяет очень эффективно рассмотреть задачи о связанных состояниях во - дородоподобных атомов / [2], [3], [4], [5] и др./ . Интересное применение квазипотенциальный подход нашел и в задачах рассеяния / [6], [7], [8] и др./ . Дальнейшее развитие подход нашел в работах Матвеева, Мурадяна и Тавхелидзе [9], [10], в работе Логунова, Саврина, Тьрина и Хрусталева [11] и в других работах.

Первый вариант квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе вводит квазипотенциал, вообще говоря комплексный, нелокальный и зависящий от энергии. При конкретизации и разработки этого варианта для спинорных частиц были выявлены определенные особенности и затруднения. Анализ этих проблем и посвящена настоящая диссертация, в которой разработана математически и

физически адекватная конкретизация первого варианта квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе для частиц со спином 1/2, вместе с некоторыми важными приложениями.

2./ Первая глава диссертации имеет обзорный характер. Основное преимущество квазипотенциального подхода, как трехмерная теория, является его сближением с методами квантовой механики, не встречая известных затруднений многовременных формализмов. Выделено внимание основным работам, предшествующие квазипотенциального подхода и узко с ним связанным: Фока и Подольского [12], [13], Тамма и Давкова [14], [15], Салпетера [16], Влохинцева, Вараменикова и Варбамова [17] и др., а также целой серии предварительных попыток создания трехмерных теорий, в которых выявлялись соображения об исключении состояний частиц с разными знаками энергии и основная роль состояний с положительными энергиями обеих частиц. Эти работы Салпетера [16], Клейна [18], [19] Тейлора [20], Маха [21], Коркуноглу [22] и др. прямо связаны с основными результатами диссертации и вводят впервые элементы проекционной техники в схему, близкие к квазипотенциальным.

Первый вариант квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе связан с использованием двухвременной функцией Грина, которая введена для проблемы квантовой статистики [23]. Эта связь осталась однако только в идейном плане. Подробно рассмотрена детальная разработка квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе многими авторами. Были выяснены много фундаментальных вопросов: о смысле приравнивания времен в системе центра масс [24], дава релятивистско инвариантная формулировка под-

хода [4], найдена связь с локальным представлением [10], трехчастичные и многочастичные задачи подверглись квазипотенциальной трактовке и многим другим.

Квазипотенциальный подход Логунова и Тавхелидзе содержит определенную неоднозначность, связанная с выходом за массовой поверхности. Большие успехи подхода вызвали повтому создания и других разработок, переросших сегодня в новые квазипотенциальные подходы. Бадиевским и сотрудниками создан другой вариант квазипотенциального подхода [25], [26], [27]. Его основная особенность - появление специфических квазичастиц. Установлена интересная связь с геометрией Лобачевского. Переход к соответствующему релятивистскому пространству приводит к уравнениям в конечных равностях [28], [29]. Математическая специфика подхода очень интересная, однако для приложений он менее эффективен.

В последние годы Тодоровым и сотрудниками разработан новый вариант квазипотенциального подхода. Он создан в рамках анализа существующих старых и новых трехмерных теорий для трактовки релятивистской задачи двух тел. Подход Тодорова сформулирован также в двух вариантах: нелокальный [30] и локальный [31], [32]. Особое внимание выделено нахождению спектров водородоподобных атомов [33], [34]. Он показал высокую эффективность при решении конкретных задач.

Созданы и другие квазипотенциальные теории. Можно упомянуть работ Вланкенбеклера и Дугара [35], Фронсдала и Лундберга [36] и др.

Все варианты квазипотенциального подхода, известные сегодня, специфичны и интересны своим образом. Создается картина по-

лезного разнообразия взаимодополняющихся теорий, при несомненной ведущей роли квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе.

3./ Во второй главе диссертации исследована и дана конкретизация первого варианта квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе для частиц со спином 1/2.

В разделе 7, следующей работе Десширова и Стоянова [37], построено основное двухчастичное уравнение для взаимодействующих спинорных полей с равной массой. Четырехвременная функция Грина определяется уравнением Вете-Салпетера. Ввиду необходимости построения обратного оператора двухвременной функции Грина $[g]^{-1}$ выявлена особенность оператора свободной функции Грина голых частиц \tilde{g}_0 /двухвременная/, который задается сингулярной матрицей:

$$\tilde{g}_0(E, \vec{p}) = i\pi \left\{ \frac{\Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{p})}{F(\vec{p}) - E} + \frac{\Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p})}{F(\vec{p}) + E} \right\} \quad 1/1$$

где $F(\vec{p}) = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$ и рассмотрения ведутся в системе центра масс, в которой импульсы частиц: $\vec{p}_1 = \vec{p}$, $\vec{p}_2 = -\vec{p}$, $\Lambda^{(\pm)}$ - обычные операторы проектирования Казимира, $2E$ - полная энергия системы. Сингулярность оператора \tilde{g}_0 связана с тем, что он имеет проектирующие свойства. Он проектирует полное гильбертовское пространство 16 компонентных биспинорных волновых функций ϕ на его подпространство $\phi^{(\pm)}$ функций $\psi^{(\pm)}$, с одинаковыми знаками энергий обеих частиц, имея ввиду разложения

$$\psi(\vec{p}) = \psi^{(+,+)}(\vec{p}) + \psi^{(+,-)}(\vec{p}) + \psi^{(-,+)}(\vec{p}) + \psi^{(-,-)}(\vec{p}), \quad 1/2/$$

где положено

$$\varphi^{(+,+)}(\vec{p}) = \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) \chi(\vec{p}), \quad \varphi^{(+,-)}(\vec{p}) = \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(\vec{p}) \chi(\vec{p}) \text{ и т. д.}$$

и введены обозначения

$$\varphi^{(+)}(\vec{p}) = \varphi^{(+,+)}(\vec{p}) + \varphi^{(+,-)}(\vec{p}), \quad \varphi^{(-)}(\vec{p}) = \varphi^{(-,+)}(\vec{p}) + \varphi^{(-,-)}(\vec{p}) \quad 13/$$

Пространство $\Phi^{(+)}$ является инвариантным относительно оператора \tilde{g}_0 и в этом пространстве не является сингулярным, используя существование в пространстве $\Phi^{(+)}$ матричной единицы

$$[\Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(\vec{p}) + \Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p})] \varphi^{(+)}(\vec{p}) = \varphi^{(+)}(\vec{p}) \quad 14/$$

можно найти оператор $\tilde{g}(E, \vec{p})$ эквивалентный $\tilde{g}_0(E, \vec{p})$ в пространстве $\Phi^{(+)}$, который не является особым и его обратный оператор дается матрицей

$$[\tilde{g}_0(E, \vec{p})]^{-1} = \frac{i}{\pi F(\vec{p})} \left\{ [E^2 - F^2(\vec{p})] - E[E - F(\vec{p})] \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(\vec{p}) - \right. \\ \left. - E[E + F(\vec{p})] \Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) \right\} \quad 15/$$

Следовательно, если переопределим рассмотрение только в пространстве $\Phi^{(+)}$, можно снова осуществить обобщенную схему первого варианта квазипотенциального подхода Догунова и Тавхелидзе.

4./ Рассмотрен случай электромагнитно взаимодействующих частиц в приближении мгновенного взаимодействия. Показано, что полная двухвременная функция Грина \tilde{g} имеет проектирующие свойства \tilde{g}_0 . Рассматривая задачу в пространстве $\Phi^{(+)}$, получено известное уравнение Салпетера 16 для этого приближения

$$[2E - H_1(\vec{p}) - H_2(-\vec{p})] \psi(\vec{p}) = \quad (6)$$

$$= \frac{i}{(2\pi)^3} [\Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) - \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(\vec{p})] \int K(\vec{p}, \vec{q}) \psi(\vec{q}) d^3q,$$

где $H(\vec{p}) = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m$, $K(\vec{p}, \vec{q})$ - ядро уравнения Бете-Салпетера в приближении мгновенного взаимодействия. В этом случае

рассмотрение задач в более широком пространстве бессмысленно. Таким образом установлена связь между обоими теориями: старой теории Бете-Салпетера и нового квазипотенциального подхода в квантовой теории поля.

5./ Предложено переопределенное рассмотрение теории в пространстве $\Phi^{(+)}$ и при наличии запаздывающих эффектов. В этом случае двухвременная функция Грина \tilde{g} строится по теории возмущений и при обычном определении квазипотенциала

$$V = [\tilde{g}_0]^{-1} - [\tilde{g}]^{-1} \quad 17/$$

основное двухчастичное уравнение выведено в виде обобщенного уравнения Салпетера 16/

$$[2E - H_1(\vec{p}) - H_2(-\vec{p})] \psi(\vec{q}) = \quad 18/$$

$$= \frac{i}{(2\pi)^3} [\Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) - \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(\vec{p})] \int V(E, \vec{p}, \vec{q}) \psi(\vec{q}) d^3q.$$

Уравнение 18/ учитывает последовательным образом запаздывающие эффекты и имеет самосогласованный характер со сделанным переопределением. Множитель перед интегральным знаком $i[\Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) - \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(\vec{p})]$ не зависит от переменных интегрирования, поэтому отчисляется к квазипотенциалу и определяет знак членов, получаемых из 17/. Подобное переопределение естественно происходит из общей схемы первого варианта квазипотенциального подхода Догунова и Тавхелидзе и напоминает подобные предложения, сделанные в серии предшествующих работ, а также Фаустовым / 2, стр. 108/ Обобщение теории для частиц с разными массами тривиально.

6./ В рамках дальнейшего анализа необходимости предложенной

конкретизации первого варианта квазипотенциального подхода, в разделе 8 рассмотрен вопрос о построении квазипотенциала в некоторых моделях квантовой теории поля. Раздел 8 следует работу Десмирова [38]. Выбрана модель взаимодействующих двухкомпонентных спинорных полей с нулевой массой и предполагено, что введена полная функция Грина, удовлетворяющая уравнение типа Вете-Салпегера, ядро взаимодействия которого раскладывается по теории возмущений, по положительным степеням константы связи.

Уравнение свободного двухкомпонентного спинорного поля выбрано в виде

$$\sigma^\mu \partial_\mu \psi(x) = 0, \quad / 9/$$

где $\sigma^\mu = (I, \sigma^k)$. Ввиду того, что построение основного уравнения квазипотенциального подхода

$$(\bar{q})^{-1} \psi = 0 \quad / 10/$$

требует существования только левого обратного оператора \bar{q} , сделана попытка построения уравнения /10/ не делая переопределения теории в пространстве $\phi^{(+)}$.

Ввиду появления аналогичных прежде рассмотренных величин, пространство $\phi^{(+)}$ снова порождается, при интерпретации операторов Казимира выделять состояния с проекциями спина по направлению импульса $\Lambda^{(+)}(\vec{p})$ или в обратном направлении $\Lambda^{(-)}(\vec{p})$.

Следуя общей схеме некоторых математических работ / см. напр. [39] /, вводится новая несингулярная свободная двухвременная функция Грина \bar{q}_0 и для учета введенной поправки, построена бесконечная система линейных алгебраических уравнений. Анализ системы выявляет необходимость появления в квазипотенци-

але полюсного члена по константе связи $\Delta V(\frac{1}{q^2})$, который является оператором с проектирующими свойствами, с инвариантным пространством $\phi^{(-)}$ функций типа $\varphi^{(-)}$, дополнительное к $\phi^{(+)}$. В этой связи переопределение теории в пространстве $\phi^{(+)}$ восстанавливает применимость теории возмущений. Найденный полюсный член исчезает на массовой поверхности.

7./ В разделе 9, следуя работу Десмирова и Матеева [40], рассмотрена общая структура квазипотенциала взаимодействующих четырехкомпонентных спинорных полей с одинаковыми массами. Переход с двухкомпонентных спинорных 2×2 и шестнадцатикомпонентными биспинорными 4×4 волновым функциям сделан с помощью известного представления

$$\varphi(\vec{p}) = \sum_{i,k} \prod_1^i(\vec{p}) \prod_2^k(-\vec{p}) \varphi^{ik}(\vec{p}), \quad / 11/$$

i, k принимают значения $+/-$ и $1/-$, φ^{ik} - соответные 2×2 волновые функции, φ - 4×4 биспинорная волновая функция и для каждой частицы введен матрицы

$$\prod_1^{(+)}(\vec{p}) = \begin{pmatrix} I \\ \Gamma(\vec{p}) \end{pmatrix}, \quad \prod_1^{(-)}(\vec{p}) = \begin{pmatrix} -\Gamma(\vec{p}) \\ I \end{pmatrix}, \quad / 12/$$

где $\Gamma(\vec{p}) = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{F(\vec{p}) + m}$ / работаем в системе центра масс /.

Представление /11/ позволило сделать обобщение рассмотренного в прежнем разделе для физического случая, с аналогичными результатами. Выявлено появление полюсного члена по константе связи

$\Delta V(\frac{1}{q^2})$, с аналогичными проектирующими свойствами, найденные в модельном спинорном случае, также исчезающей на массовой поверхности.

Ввиду неприемлемости появления в квазипотенциале полевых и других особенностей по константе связи в случаях применимости теории возмущений для ядра взаимодействия уравнения Вете-Салпетера, видно, что переопределенное рассмотрение теории в пространстве $\Phi^{(4)}$ является математически адекватной и физически последовательной конкретизацией первого варианта квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе для взаимодействующих частиц со спином 1/2, в рамках которой квазипотенциал строится по теории возмущений. Следует отметить, что сделанные рассуждения создадут эффективную проекционную технику для построения квазипотенциала разных процессов.

Анализирована связь сделанного переопределения теории и существующей литературой.

8./ Третья глава посвящена применению созданной проекционной техники для построения квазипотенциала некоторых процессов. Условия задач выбирались одинаковыми с теми, при которых квазипотенциал строился по второму варианту квазипотенциального подхода, с целью сравнения результатов, которые даст оба варианта квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе.

В разделе 11, следуя работе Десмирова и Матеева [41], построен квазипотенциал электрон-позитронного взаимодействия, при использовании фейнмановской калибровки, с учетом диаграм второго порядка. Квазипотенциал построен впервые авторами в четырехкомпонентной дираковской форме и зависит от энергии. Для прямого

взаимодействия получено

$$V(E, \vec{p}, \vec{q}) = -e^2 \left\{ \frac{\Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{p}) (I - \vec{\alpha}_1 \cdot \vec{\alpha}_2) \Lambda_1^{(+)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{q})}{[P(\vec{p}) + Q(\vec{q}) + |\vec{k}| - 2E] |\vec{k}|} \right\} /13/$$

$$+ \frac{\Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{p}) (I - \vec{\alpha}_1 \cdot \vec{\alpha}_2) \Lambda_1^{(-)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{q})}{[P(\vec{p}) + Q(\vec{q}) + |\vec{k}|] |\vec{k}|} - \frac{\Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) (I - \vec{\alpha}_1 \cdot \vec{\alpha}_2) \Lambda_1^{(+)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{q})}{[P(\vec{p}) + Q(\vec{q}) + |\vec{k}|] |\vec{k}|} - \frac{\Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) (I - \vec{\alpha}_1 \cdot \vec{\alpha}_2) \Lambda_1^{(-)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{q})}{[P(\vec{p}) + Q(\vec{q}) + |\vec{k}| + 2E] |\vec{k}|}$$

Для обменного взаимодействия получено

$$V(E, \vec{p}, \vec{q}) = \frac{e^2}{4E^2} \left\{ \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{p}) \chi^m c \right\} g^{mm} \left[(c^{-1} \gamma^m) \Lambda_1^{(+)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{q}) + \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{p}) \chi^m c \right] g^{mm} \left[(c^{-1} \gamma^m) \Lambda_1^{(-)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{q}) \right] - \left[\Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) \chi^m c \right] g^{mm} \left[(c^{-1} \gamma^m) \Lambda_1^{(+)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{q}) \right] - \left[\Lambda_1^{(-)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) \chi^m c \right] g^{mm} \left[(c^{-1} \gamma^m) \Lambda_1^{(-)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(-)}(-\vec{q}) \right] \left. \right\} /14/$$

1/2 E - полная энергия системы, \vec{p} и \vec{q} - входящие и выходящие импульсы частиц, $\vec{k} = \vec{p} - \vec{q}$ - передача импульса, все обозначения в системе центра масс, $P(\vec{p}) = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$, $Q(\vec{q}) = \sqrt{\vec{q}^2 + m^2}$

С помощью представления /11/ сделан переход к двухкомпонентному паулиевскому виду квазипотенциала и найдена низкоэнергетическая граница его главного члена. Соответственно получено

$$U_{++}^{(mp)} = -e^2 \left\{ \frac{1}{|\vec{k}|^2} + \frac{3i(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot (\vec{p} \times \vec{q})}{4m^2 |\vec{k}|^2} + \frac{\vec{p} \cdot \vec{q}}{m^2 |\vec{k}|^2} + \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k})}{4m^2 |\vec{k}|^2} - \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2}{4m^2} - \frac{\vec{p}^2 + \vec{q}^2 - 2(E^2 - m^2)}{2m |\vec{k}|^3} + \frac{[\vec{p}^2 + \vec{q}^2 - 2(E^2 - m^2)]^2}{4m^2 |\vec{k}|^4} \right\} /16/$$

$$U_{++}^{(adm)} = \frac{e^2}{8m^2} (3 + \sigma_1 \cdot \sigma_2)$$

Формулы /15/, /16/ подлежат сравнению с аналогичными квази-потенциалами, полученные Фаустовым в [42]. Для обменного взаимодействия величины совпадают, для прямого получен новый член

$$\Delta U = e^2 \left\{ \frac{\vec{p}^2 + \vec{q}^2 - 2(E^2 - m^2)}{2m |\vec{k}|^3} - \frac{[\vec{p}^2 + \vec{q}^2 - 2(E^2 - m^2)]^2}{4m^2 |\vec{k}|^4} \right\} \quad /17/$$

Видна явная зависимость этого члена от энергии, а также существенное свойство исчезновения ΔU на массовой поверхности. Таким образом показано соответствие обоих вариантов квазипотенциального подхода, при том квазипотенциал, построенный по первому варианту подхода сложнее и для его нахождения необходимы более обширные вычисления.

9./ В разделе 12, следуя работе Десмирова и Матеева [43], в приближении однофотонного обмена построен квазипотенциал для протон-электронного взаимодействия. Применена фейнмановская калибровка. Структура протона, в соответствии с [44], описывается соответствующим паулиевским магнитным формфактором, используя эффективную протонную вершину вида

$$\Gamma_\mu(k) = e \gamma_\mu + ig \frac{e}{2M} \sigma_{\mu\nu} k^\nu f(k^2), \quad /18/$$

g - аномальный магнитный момент протона, M - его масса, k - четырехвектор передачи импульса/. Формфактор Паули $f(k^2)$ выбран в простой модельной полисной форме

$$f(k^2) = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 - k^2}, \quad /19/$$

где α - параметр с размерностью массы, имея порядок протон-

ной массы M .

После довольно длинных вычислений получена четырехкомпонентная дираковская форма квазипотенциала. В такой форме квазипотенциал также не строился по второму варианту квазипотенциального подхода. Из за сложности результата, записан только главный член. Он имеет структуру

$$V(E, \vec{p}, \vec{q}) = e^2 \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(\vec{q}) \left\{ \frac{(2E - P_m - P_M - Q_m - Q_M - 2|\vec{k}|)(E - \alpha_1 - \alpha_2)}{2|\vec{k}| [E - Q_m - Q_M - |\vec{k}|] [E - Q_M - P_m - |\vec{k}|]} - ig \frac{\alpha^2 (\gamma^0 \gamma^\mu)_1 [(\gamma^0 \sigma_{\mu 2}^0)(Q_m - P_m) - (\gamma^0 \vec{\sigma}_m \cdot \vec{k})_2]}{2M [(P_m - Q_m)^2 - |\vec{k}|^2] [(P_m - Q_m)^2 - T_\alpha^2]} + ig \frac{(E - Q_m - Q_M) (\gamma^0 \gamma^\mu)_1 [(\gamma^0 \sigma_{\mu 2}^0) |\vec{k}| - (\gamma^0 \vec{\sigma}_m \cdot \vec{k})_2]}{4M |\vec{k}| [E - P_m - Q_m - |\vec{k}|] [P_m - Q_M + |\vec{k}|]} - [(P \rightleftharpoons Q), \vec{k} \rightarrow -\vec{k}] - ig \frac{(E - Q_m - Q_M) (\gamma^0 \gamma^\mu)_1 [(\gamma^0 \sigma_{\mu 2}^0) T_\alpha - (\gamma^0 \vec{\sigma}_m \cdot \vec{k})_2]}{4M T_\alpha [E - P_m - Q_m - T_\alpha] [P_m - Q_M + T_\alpha]} + [(P \rightleftharpoons Q), \vec{k} \rightarrow -\vec{k}] \right\} \Lambda_1^{(+)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{q}), \quad /20/$$

где $P_m = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$, $Q_m = \sqrt{\vec{q}^2 + m^2}$, $P_M = \sqrt{\vec{p}^2 + M^2}$, $Q_M = \sqrt{\vec{q}^2 + M^2}$, E - полная энергия системы, $\sigma_{\mu\nu}^0 = (\sigma_{\mu\nu}^0; \sigma_{\mu\nu}^0)$ - матричные 4-векторы с контравариантными компонентами/ все обозначения в системе центра масс/, $T_\alpha = \sqrt{\vec{k}^2 + \alpha^2}$

Разложением по малым параметрам, также найдена низкочастотная граница $U_{++}(E, \vec{p}, \vec{q})$ двухкомпонентной формы /20/, при том получена аналогичная ситуация - сравнимая с результатами [44], в квазипотенциале появляется новый член ΔU , структурно похожий на /17/, который зависит от энергии явным

образом и исчезает на массовой поверхности. Таким образом снова показано соответствие обоих вариантов квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе. Полученный квазипотенциал также сложнее и для его построения необходимо провести гораздо более обширные выкладки.

Для бесструктурного водорода квазипотенциал V очень упрощается и редуцируется на своем первом члене в сумме (20), Интересно отметить, что эта формула получена в приближении главного члена в работе [30], в которой во втором порядке теории возмущений рассматривается бесструктурный водород. В таком случае можно утверждать, что формула (20) устанавливает связь между первым нелокальным вариантом квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе и нелокального варианта квазипотенциального подхода Тодорова.

10./ В разделе 13, следуя работе Десмирова и Петкова [45], обобщени рассмотрения прежнего раздела, учитывая структуру протона более сложным образом, вводя одновременно, следуя [46], электрический дираковский и магнитный паулиевский формфакторы. Использована эффективная протонная вершина вида

$$\Gamma_{\mu}(k) = e\gamma_{\mu}\rho(k^2) + ig\frac{e}{2M}\sigma_{\mu\nu}k^{\nu}f(k^2) \quad /21/$$

где электрический формфактор Дирака $\rho(k^2)$ выбран в простой модельной форме

$$\rho(k^2) = \frac{(1-a)\Lambda^2}{\Lambda^2 - k^2} + a \quad /22/$$

Λ - параметр с размерность массы порядка протонной массы M , a - числовой параметр. Формфактор Паули $f(k^2)$ выбран снова в

форме /19/.

После довольно длинных вычислений получена четырехкомпонентная форма квазипотенциала и снова записан только главный член. Он имеет структуру

$$V(E, \vec{p}, \vec{q}) = e^2 \Lambda_1^{(+)}(\vec{p}) \Lambda_2^{(+)}(-\vec{p}) \left\{ \frac{(2a-1)(2E - P_m - P_n - Q_m - Q_n)(1 - \alpha_1^2 \cdot \alpha_2^2)}{2|K|^2 [E - Q_m - P_n - |K|][E - Q_n - P_m - |K|]} + 5 \text{ членов, пропорциональные } g, \text{ содержащиеся в формуле /20/} \right. \\ \left. + (1-a) \frac{(2E - P_m - P_n - Q_m - Q_n - 2T_{\Lambda})(1 - \alpha_1^2 \cdot \alpha_2^2)}{2T_{\Lambda} [E - Q_m - P_n - T_{\Lambda}][E - Q_n - P_m - T_{\Lambda}]} \Lambda_1^{(+)}(\vec{q}) \Lambda_2^{(+)}(\vec{q}) \right\}$$

где $T_{\Lambda} = \sqrt{\Lambda^2 + |K|^2}$.

Разложением по малым параметрам также найдена низкоэнергетическая граница $U_{+}(E, \vec{p}, \vec{q})$ квазипотенциала /23/, которая также содержит член, зависящий от энергии явным образом и исчезающий на массовой поверхности, зависящий от введенного дираковского формфактора.

Полученные в разделе 13 квазипотенциалы не подлежат сравнению с использованными в работе [46] величинами, так как они не опубликованы и в работе [46] записаны только конечные значения для энергетических поправок.

11./ Четвертая глава диссертации имеет характер обзора и комментария применения квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе для построения энергетических спектров водородоподобных атомов. Глава выделена в диссертации из соображений целостности изложения и рассматривается только некоторые применения

квазипотенциального подхода, узко связанные с основными результатами диссертации. На очень существенных примерах показана необходимость введения структурных характеристик рассматриваемых элементарных частиц при изучении энергетических спектров водородоподобных атомов, имея в виду состояние современного эксперимента.

Рассмотрено появление в низкоэнергетической границе квазипотенциала членов типа $\Delta V = \frac{1}{|R|^3} f(E, \vec{p}, \vec{q})$, где функция $f(E, \vec{p}, \vec{q})$ исчезает на массовой и энергетической поверхности, которые дают неправильный вклад порядка α^3 в энергетических спектрах, используя кулоновские волновые функции. Члены с подобными свойствами появляются в вышерассмотренных работах [41], [43], [45]. В работе [47] подобный член получен, используя квазипотенциальный подход Кадмиевского, в работе [48] - используя подход Тодорова. В [48] показана компенсация особого члена при учете диаграмм высших порядков. В наших работах [41], [43] неизвестно существование подобной ситуации. В случаях, когда сравнение квазипотенциалов полученных по обоим вариантам квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе возможно, переход на массовой поверхности уничтожает особых членов, а как хорошо известно, вообще такое рассмотрение дает хорошие результаты при построении энергетических спектров. В нашем случае при таком переходе совпадают квазипотенциалы, построенные по обоим вариантам квазипотенциального подхода и все соответствующие энергетические поправки.

Сделано сравнение теории с экспериментом, следуя примеру -

кwestвенно работ Фаустова [42], [44], [46], узко связанные с нашими работами. Показано хорошее совпадение квазипотенциальной теории с очень прецизионным современным экспериментом и выявлена необходимость учета структурных характеристик протона для получения наилучших результатов.

12./ В заключении перечислены основные результаты, содержащиеся в диссертации. В рамках основной проблемы последовательной конкретизации и разработки общей схемы первого варианта квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе для взаимодействия частиц со спином 1/2, имея в виду применения теории возмущений, получены следующие основные результаты:

I./ Найдено инвариантное пространство $\Phi^{(+)}$ оператора свободной двухвременной функции Грина, которое отвечает ее проектирующим свойствам, в рамках анализа применимости теории возмущений в соответствии с общей схемой первого варианта квазипотенциального подхода.

II./ В случае двух электромагнитно взаимодействующих полей, в приближении мгновенного взаимодействия показано, что $\Phi^{(+)}$ является инвариантным пространством полной двухвременной функции Грина, в связи с которым построено основное двухчастичное уравнение первого варианта квазипотенциального подхода. Показано, что оно совпадает с основным двухчастичным уравнением Салпетера и таким образом установлена связь нового трехмерного квазипотенциального подхода и старой четырехмерной теории Бете-Салпетера.

III./ Предложено переопределенное рассмотрение теории в

пространстве $\phi^{(+)}$, восстанавливающее применимость теории возмущений. Построено основное двухчастичное уравнение, которое является обобщением уравнения Салпетера и учитывает последовательным образом запаздывающие эффекты и имеет самосогласованный со сделанного переопределения характер.

IV./ В рамках дальнейшего анализа необходимости предложенной переопределенной конкретизации первого варианта квазипотенциального подхода, рассмотрен вопрос о построении квазипотенциала в некоторых моделях квантовой теории поля. В случае взаимодействующих двухкомпонентных спинорных полей с нулевой массой, если ядро взаимодействия раскладывается по теории возмущений, выявлена необходимость появления в квазипотенциале полевых членов по константе связи, который является оператором с проектирующими свойствами, с инвариантным пространством $\phi^{(-)}$, дополняющее к $\phi^{(+)}$. Поэтому переопределенное рассмотрение теории в пространстве $\phi^{(+)}$ восстанавливает применимость теории возмущений. Найденный полевой член исчезает на массовой поверхности.

V./ Рассмотрения общей структурой квазипотенциала обобщены для случая взаимодействующих четырехкомпонентных полей. С помощью введенной техники перехода на четырехкомпонентной дираковской и двухкомпонентной паулиевской форме квазипотенциала, выявлено появление полевых членов по константе связи с аналогичными свойствами, найденные в модельном спинорном случае.

VI./ В связи с выявленной общей структурой квазипотенциала, неприменимости появления полевых и других особенностей по

константе связи в случаях применимости теории возмущений для ядра взаимодействия, мотивировано, что переопределенное рассмотрение теории в пространстве $\phi^{(+)}$ является математически адекватной и физически последовательной конкретизацией первого варианта квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе для взаимодействующих спинорных частиц со спином 1/2. Создана эффективная проекционная техника для построения квазипотенциала различных процессов.

VII./ Созданная проекционная техника применена для построения квазипотенциала электрон-позитронного взаимодействия, при использовании фейнмановской калибровки, с учетом диаграмм второго порядка. Квазипотенциал построен в четырехкомпонентной дираковской форме и зависит от энергии явным образом. Введено паулиевское двухкомпонентное представление квазипотенциала и найдена низкоэнергетическая граница главного члена, с целью сравнения с квазипотенциалом, построенный по второму варианту квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе. Показано совпадение результатов на массовой поверхности, при том квазипотенциал, построенный по первому варианту подхода, сложнее и для его нахождения необходимо провести более обширные вычисления.

VIII./ Проекционная техника применена для изучения в приближении однофотонного обмена протон-электронного взаимодействия. Имея ввиду сравнения с результатами, полученными по второму варианту квазипотенциального подхода, использована фейнмановская калибровка. Структура протона описывается соот-

ветствующим магнитным паулиевским формфактором. Квазипотенциал построен в четырехкомпонентной дираковской форме и явным образом зависит от энергии. Найдена низкоэнергетическая граница двухкомпонентной формы его главного члена, которая совпадает на массовой поверхности с квазипотенциалом, построенный при одинаковых условиях по второму варианту квазипотенциального подхода. Полученный квазипотенциал также сложнее и для его построения необходимо провести гораздо более обширные вычисления.

IX./ Рассмотрение протон-электронного взаимодействия обобщено при учете электрического дираковского и магнитного паулиевского формфакторов, выбранных в подходящей модельной форме. Построена обобщенная дираковская четырехкомпонентная форма квазипотенциала, которая явным образом зависит от энергии, и низкоэнергетическая граница двухкомпонентной формы его главного члена.

X./ Как целое, все сделанные приложения выявляют связь между двумя вариантами квазипотенциального подхода Логанова и Тавхелидзе. Они показывают при конкретных задачах вклад явной зависимости квазипотенциала от энергии, значение перехода к рассмотрению только на массовой поверхности по второму варианту подхода. Значительное усложнение необходимых вычислений при применении его первого варианта подает основание для предложений перехода к дальнейшему суженному переопределению теории, в приближении главного члена квазипотенциала. Некоторые из них устанавливают связь между первым нелокальным ва-

рианта квазипотенциального подхода Логанова и Тавхелидзе и нелокального варианта квазипотенциального подхода Тодорова.

Диссертация основана на работах [37], [38], [40], [41], [43], [45]. Результаты этих работ докладывались на семинарах теоретической физики ЛТФ ОИЯИ в Дубне и в Международном центре теоретической физики в Триесте. Некоторые из них докладывались на Международном семинаре ОИЯИ - ЦЕРН, Варна, 1968.

ЛИТЕРАТУРА

- 1.) A. Logunov, A. Tavkhelidze. *Nuovo Cim.* 29, p. 380 (1963)
- 2.) Р. Фаустов. Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ, Дубна, т. II, /1964/
- 3.) Р. Фаустов. *ЭЧАЯ*, 1972, т. 3, вып. 1, стр. 238-268.
- 4.) R. Faustov. *Ann. Phys.* 1973, v. 78, I, p. 176-189.
- 5.) Р. Фаустов. Лекции для молодых ученых, вып. 1, / 8246/, ОИЯИ, 1974.
- 6.) V. Garsevanishvili, V. Matveev, L. Slepchenko, A. Tavkhelidze. *Phys. Lett.* 29 B, p. 191 (1969)
- 7.) V. Garsevanishvili, V. Matveev, L. Slepchenko, A. Tavkhelidze. *ICTP preprint IC/69/87, Trieste* (1969)
- 8.) В. Гарсеванишвили, В. Матвеев, Л. Слепченко. *ЭЧАЯ*, т. I, вып. 1, стр. 91 / 1970 /
- 9.) V. Matveev, R. Muzadiaz, A. Tavkhelidze. *Preprint JINR, Dubna*, B2 - 3498 (1967)
- 10.) В. Матвеев, Р. Мурадян, А. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Дубна, P2 - 3900 / 1968 /
- 11.) А. Логунов, В. Саврин, Н. Тярин, О. Хрусталев. *ТМФ*, т. 6, № 2, стр. 157 - 165 / 1971/
- 12.) V. Fock and B. Podolsky. *Sov. Phys.* I, 801 (1932)
- 13.) V. Fock and B. Podolsky. *Sov. Phys.* 2, 275 (1932)
- 14.) I. Tamm. *Jour. Phys. USSR*, 9, 449 (1945)
- 15.) S. Dankoff. *Phys. Rev.* 78, 382 (1950)
- 16.) E. Salpeter. *Phys. Rev.* 87, p. 328 (1952)

- 17.) Д. Блохинцев, В. Барашенков, В. Варбанов. *УФН*, 68,3/1968/
- 18.) A. Klein. *Phys. Rev.* 90, p. 1101 (1953)
- 19.) A. Klein. *Phys. Rev.* 94, 4, p. 1053 (1954)
- 20.) J. Taylor. *Phys. Rev.* 95, p. 1313 (1954)
- 21.) W. Maue. *Zeitschr. Naturforschung*, 8 a, s. 591, 615 (1953)
- 22.) B. Kogutoglu. *Phys. Rev.* 96, p. 1690 (1954)
- 23.) В. Вонч-Бруевич, С. Тябликов. "Метод функции Грина в статистической механике", ГИФМЛ, Москва /1961/
- 24.) Р. Фаустов. *ТМФ*, 1970, т. 3, № 2, стр. 240-254.
- 25.) V. Kadyshevsky. *Nucl. Phys.* v. B 6, 2, p. 125-148 (1968)
- 26.) V. Kadyshevsky, M. Mateev. *Nuovo Cim. Serie X, vol. 55 A* p. 275-300 (1968)
- 27.) В. Кадышевский, А. Тавхелидзе. "Проблемы теоретической физики", Москва, "Наука", 1972.
- 28.) В. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Н. Скачков, *ЯФ*, 1969, вып. 1, стр. 212-223.
- 29.) В. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Н. Скачков. *ЯФ*, 1969, 2, стр. 462.
- 30.) Д. Блохинцев, В. Рязов, И. Тодоров. *Сообщения ОИЯИ*, ЛТФ, P2 - 7719, Дубна, /1974/.
- 31.) I. Todorov. *Phys. Rev. D*, v. 3, 10, p. 2351-2356 (1971)
- 32.) В. Рязов, И. Тодоров. *ЭЧАЯ*, т. 6, вып. 3, стр. 669 /1974/
- 33.) В. Крапчев, В. Рязов, И. Тодоров, *Болг. физ. журнал*, т. I, № 2, стр. 115 / 1974 /
- 34.) V. Rizov, I. Todorov, B. Aneva. *Nucl. Phys.* B98, p. 447 (1975)
- 35.) R. Blankenbecler, R. Sugar. *Phys. Rev.* v. I42,4, (1966)

- 36.) С. Fronsdal, L. Lundberg. Phys. Rev. D, vol. I, 12, p. 3247 - 3258 (1970)
- 37.) Г. Десимиров, Д. Стоянов. Препринт ОИЯИ, ЛТФ, Р-1658, /1964/. "Известия на ФИ с АНБВ при ВАН", т. 13, № 1, стр. 149 /1965/.
- 38.) Г. Десимиров. Препринт ОИЯИ, ЛТФ, Р-2105, Дубна /1965/ "Известия на ФИ с АНБВ при ВАН", т. 17, стр. 155/1968/
- 39.) Д. Кижасов. Studia Mathematica, v. XX, p. 19 (1961)
- 40.) G. Desimirov, M. Mateev. Preprint ICTP, IC/6 of 1967, Trieste. Nucl. Phys. B 2, p. 218-224 (1967)
- 41.) G. Desimirov, M. Mateev. Preprint ICTP, IC/22/1967, Trieste. Nucl. Phys. B 4, p. 649-656 (1968)
- 42.) Р. Фаустов. Препринт ОИЯИ, ЛТФ, Р-1572 /1964/
- 43.) G. Desimirov, M. Mateev. Preprint ICTP, IC/29/1967, Trieste. Nuovo Cim. Serie X, vol. 52A, p. 1266-1369 (1967)
- 44.) R. Faustov. Nucl. Phys. v. 75, 3, p. 669-681 (1966)
- 45.) G. Desimirov, N. Petkova. Preprint ICTP, IC/73/12, Trieste. Lett. al Nuovo Cim. vol. 7, 14, p. 638-640 (1973)
- 46.) Д. Тухтияев, Р. Фаустов. ЯФ, т. 2, вып. 5, стр. 882/1965/
- 47.) A. Ilchev, M. Mateev. Ann. de'l Univ. de Sofia, 63, 7 (1968/69)
- 48.) С. Пачева. Дипломная работа. СУ - физ. фак. /1974/