ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 530.145

ГАЙНУТДИНОВ Ренат Хамитович

МЕТОД РЕЛЯТИВИСТСКОЙ Т-МАТРИЦЫ И НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНЫХ СИСТЕМ

01.04.02 - теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

ДУБНА - 1993

Работа выполнена в Казанском государственном университете

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор	В.Я.Файнберг
доктор физико-математических наук, профессор	Р.Н.Фаустов
доктор физико-математических наук, профессор	В.В.Самарцев

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт теоретических проблем микромира им. Н.Н.Боголюбова, Москва.

Автореферат разослан "   "________________1993 г.

Защита диссертации состоится "   "_______________1993 г. на заседании специализированного совета Д 047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь специализированного совета, доктор физико-математических наук — В.И.Журавлев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы.

Со времени начала своего развития квантовая теория достигла впечатляющих результатов от объяснения спектров излучения атомов до модели электрослабого взаимодействия Вайнберга-Салама. Вместе с тем, теория столкнулась с такими проблемами, как проблема ультрафиолетовых расходимостей и проблема, связанная с так называемой теоремой Хаага. Поэтому современная квантовая теория не является стройной теорией, базирующейся на хорошо определенных и непротиворечивых постулатах. Так до сих пор до конца не ясно, является ли современная квантовая теория поля совместной вне теории возмущения (проблема нуль-заряда). Попытка построить последовательную теорию, опирающуюся на такие постулаты, была предпринята в рамках аксиоматической квантовой теории поля. Основными подходами в квантовой теории поля являются подход Вайтмана, подход Лемана, Симанзика и Циммермана и подход Боголюбова,Медведева и Поливанова, в рамках которого удалось впервые установить дисперсионные соотношения. Хотя в целом программу построения такой теории осуществить не удалось, полученные в рамках этого направления результаты позволили выйти на новый уровень понимания фундаментальных физических принципов, лежащих в основе квантовой теории. В настоящее время квантовая теория представляет собой совокупность различных методов, взаимно дополняющих друг друга, и вместе формирующих представление о фундаментальных законах микромира. При этом большое значение и актуальность имеет развитие новых методов, которые могут расширить это представление.

Наибольшее распространение в квантовой теории получил метод канонического квантования, опирающийся на гамильтонову динамику. В этом методе предполагается, что состояние физической системы в момент времени t определяет ее состояние и в последующий момент t+dt. Эволюция системы описывается с помощью уравнения Шредингера. Другой метод формулировки квантовой теории был предложен Фейнманом, и в настоящее время нашел широкое применение, особенно при изучении калибровочных теорий.

В основу метода было положено два принципа. Первый - это принцип суперпозиции амплитуд вероятности, согласно которому амплитуда вероятности всякого события представляет собой сумму амплитуд различных альтернативных возможностей осуществления этого события. В фейнмановском формализме использование этого принципа заключалось в том, что амплитуда вероятности перехода частицы из точки q_a, где она была в момент времени t_a, в точку q_b в момент времени t_b есть сумма вкладов от движения классической частицы по всем мыслимым траекториям. В случае квантовой теории поля интеграл по всем траекториям заменяется на интеграл по всем конфигурациям поля. Второй постулат заключается в том, что вклад в амплитуду каждой траектории равен $\exp(\frac{i}{\hbar}S_{ba}[g(t)])$, где $S_{ba}[g(t)]$ - классическое действие, вычисленное для траектории $g(t)$. Кроме того, что фейнмановский метод оказался чрезвычайно эффективным при решении многих задач, этот метод позволил выйти на новый уровень понимания законов микромира. Важное место в современной квантовой теории поля занимает метод Боголюбова-Ширкова, в рамках которого S-матрица строится без обращения к гамильтонову формализму и уравнению Шредингера на основе принципа причинности, допущения о разложении по постоянной связи и концепции адиабатичности. Представляется важным рассмотреть упомянутые подходы в их взаимной связи. Это может позволить, во-первых, лучше понять принципы, лежащие в их основе, а, во-вторых, открыть новые возможности квантовой теории.

Целью исследования было развитие метода, в основу которого были положены фейнмановский принцип суперпозиции и наиболее общие принципы аксиоматической квантовой теории поля, и поиск возможностей использования его для решения ряда проблем атомной физики, атомной спектроскопии и квантовой теории поля. Важное место в диссертации занимают вопросы, связанные с приложениями метода в области квантовой теории излучения и атомной спектроскопии.

Научная новизна работы заключается в следующем.

Показано, что можно построить релятивистскую Т-матрицу, являющуюся обобщением Т-матрицы вне энергетической поверхности нерелятивистской квантовой теории рассеяния, не используя опре-

деление матриц Меллера и не используя теорию операторов в фоковском пространстве. При этом Т-матрица определяется с помощью фейнмановских амплитуд. Здесь имеется в виду следующее. Согласно первому постулату фейнмановского подхода, S-матрица рассеяния может быть представлена в виде суммы амплитуд различных альтернативных возможностей осуществления процесса рассеяния. В качестве таких альтернативных возможностей могут рассматриваться различные пространственно-временные версии осуществления процесса рассеяния. Принципиальная новизна данного подхода заключается в том, что в отличие от метода функционального интегрирования мы не используем второго фейнмановского постулата, т.е. не используем предположения о том, что эти амплитуды задаются с помощью экспонент от действия, соответствующего в квантовой механике каждой траектории, а в квантовой теории поля каждой конфигурации поля. Но несмотря на это, в данном подходе используется основная идея фейнмановского метода о том, что такие амплитуды, отвечающие различным альтернативным возможностям осуществления события, имеют физический смысл, и мы показали, что много важной информации можно получить, если использовать наиболее общие принципы аксиоматической квантовой теории поля. Именно то, что таким амплитудам придается физический смысл, и позволяет определить релятивистскую Т-матрицу, не привлекая никаких операторов в фоковском пространстве. Ввиду того, что такое определение Т-матрицы является непривычным, мы показали, какой вид имеют амплитуды, лежащие в основе этого определения, в стандартной квантовой теории поля в рамках теории возмущений.

Что касается смысла Т-матрицы вне массовой поверхности, то он заключается в следующем. Нерелятивистская Т-матрица вне энергетической поверхности $\langle n_2|T(z)|n_1\rangle$ зависит от параметра z размерности энергии. Выход за энергетическую поверхность заключается в том, что $z \neq E_{n_1} \neq E_{n_2}$. Определенная нами Т-матрица зависит от параметра, имеющего смысл полного 4-импульса системы и выход за "массовую" поверхность означает, что 4-импульсы в левой и правой обкладках не равны этому параметру. При этом каждая из частиц в начальном и конечном состоянии лежит на массовой поверхности.

Как следствие наиболее общих физических принципов получено уравнение для нерелятивистской Т-матрицы и сформулировано граничное условие для этого уравнения, определяющее динамику системы.

В рамках метода построена теория нестабильных связанных состояний электронов в поле ядра, позволяющая описывать нестабильные состояния атомных систем, процессы излучения и автоионизационного распада без обращения к теории возмущений и квазистационарному приближению.

С помощью этой теории проведены модельные расчеты спектров излучения He- и Li- подобных ионов урана и показано, что в таких спектрах могут наблюдаться непертурбативные эффекты, например, расщепление спектральных линий, обусловленное взаимодействием атома с собственным полем излучения.

На примере теории φ^4 показано, что граничное условие для Т-матричного уравнения можно сформулировать так, что это уравнение позволяет строить модели, свободные от ультрафиолетовых расходимостей.

Научная ценность и практическая значимость.

Учитывая ту роль, которую в нерелятивистской квантовой теории играет Т-матрица вне энергетической поверхности, можно ожидать, что введенная нами релятивистская Т-матрица окажется полезной в квантовой теории поля. Проведенные расчеты непертурбативных квантово-электродинамических эффектов в спектрах тяжелых многозарядных ионов показывают, что уравнение для релятивистской Т-матрицы допускает эффективное решение вне теории возмущений. При этом важным оказывается то, что это уравнение оказывается разностным. В связи с этим отметим, что в квантовой теории известен ряд уравнений, которые также являются разностными. Например, уравнения Лоу и уравнения аксиоматического подхода Файнберга. Такой характер уравнений метода оказался важным с точки зрения приложений метода в квантовой теории поля. В такой постановке задачи разностные уравнения выражают основные физические принципы и не связаны с какими-то предположениями о характере взаимодействия в системе, с которыми связан лишь вид граничных условий для этих уравнений. Эти граничные условия можно выбрать так, что динамика, определяемая Т-матричным уравнением, оказывается эквивалентной динамике метода канонического квантования. В этом случае решение уравнений по теории возмущений приводит к обычному представлению для S-матрицы в виде Т-экспоненты. Вместе с тем, такой выбор граничного условия оказывается неединственным, и появляется возможность изучения новых моделей, соответствующих различным граничным условиям. Причем эти граничные условия можно выбрать так, чтобы соответствующая модель была свободной от ультрафиолетовых расходимостей.

Полученные в диссертации результаты показывают, что используемая в методе Боголюбова-Ширкова процедура включения и выключения взаимодействия имеет глубокий физический смысл. Эти результаты также показывают, что сформулированные Фейнманом представления об амплитуде вероятности и правила обращения с ними, которые и составляют принцип суперпозиции, имеют фундаментальное значение, которое не было до конца раскрыто в самом методе функционального интегрирования.

Метод релятивистской Т-матрицы оказался эффективным при решении ряда задач квантовой теории. Так построенная в его рамках, теория излучения атомных систем в случае обычных атомов приводит к тем же результатам, что и стандартная теория. Но если, как мы отмечали, стандартная теория является некорректной в случае перекрывания энергетических уровней состояний с одинаковыми полным моментом J, его проекцией J_z и четностью, то наша теория и в этом случае позволяет строго определять состояния атомов и контуры спектральных линий. Модельные расчеты, проведенные с помощью этой теории, спектра излучения He- и Li-подобных ионов урана, показали, что в случае перекрывания энергетических уровней взаимодействие становится эффективно сильным и может привести к расщеплению соответствующих спектральных линий.

Достоверность результатов и выводов работы обеспечивается корректностью постановки задач, тщательностью анализа лежащих в основе метода физических принципов, строгостью математических преобразований, а также тем, что метод релятивистской Т-матрицы приводит к тем же результатам, что и метод канонического квантования в сфере применимости последнего. Так, в нерелятивистской квантовой механике из уравнений метода следуют уравнения

Шредингера и Липпмана-Швингера, если потенциал удовлетворяет обычным требованиям. В теории излучения атомных систем из этих уравнений следуют обычные выражения для контуров спектральных линий, если выполняется условие квазистационарности состояний атома. В квантовой теории поля решение уравнений метода приводит к формуле Дайсона для S-матрицы, если используется граничное условие, при котором динамика оказывается эквивалентной гамильтоновой.

<u>Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации</u>:

1. Развит метод релятивистской T-матрицы, в основу которого положены принцип суперпозиции амплитуд вероятности и наиболее общие принципы аксиоматической квантовой теории поля. Получено разностное уравнение для релятивистской T-матрицы. Это уравнение может быть отнесено к тем немногим результатам квантовой теории, которые выводятся только из общих физических принципов. Конкретная информация о характере взаимодействия в системе вводится с помощью граничного условия для T-матрицы. Показано, что это граничное условие может быть сформулировано так, что соответствующая динамическая схема оказывается эквивалентной гамильтоновой.

2. Путем редукции, суть которой заключается в том, что пропагатор $G_0(z,q)$, описывающий эволюцию свободных частиц, заменяется на пропагатор $G(z,q)$, описывающий эволюцию частиц, взаимодействующих с вакуумом, и соответственно $T(z,q)$ заменяется на $M(z,q)$, который описывает именно взаимное действие частиц, но не самодействие, выведены уравнения, по своей природе близкие к уравнениям метода функций Грина квантовой теории поля. Но, в отличие от последних, уравнения метода, благодаря их разностному характеру, являются замкнутыми. Эти уравнения учитывают то, что частицы постоянно взаимодействуют с вакуумом и позволяют определять параметры реальных частиц, исходя из параметров "голых". Поскольку T-матрица определяет переходы между свободными состояниями, в подходе не возникает трудностей, связанных с теоремой Хаага.

3. В рамках нерелятивистской квантовой механики показано, что из T-матричного уравнения следуют уравнения Шредингера и Липпмана-Швингера.

4. В рамках метода построена теория нестабильных связанных состояний электронов в поле ядра, позволяющая описывать нестабильные состояния атомных систем, процессы излучения и автоионизационного распада без обращения к теории возмущения и квазистационарному приближению. Выведены уравнения для оператора $M(z)$, описывающего излучение, автоионизационный распад и различные процессы рассеяния, и для оператора собственной энергии $C(z)$, определяющего энергетическое распределение атомных состояний. Получена формула, определяющая форму естественного уширения спектральных линий. В случае, когда выполняется условие квазистационарности, из уравнений подхода следуют обычные выражения для сдвигов энергий, радиационных ширин уровней и для формы естественного уширения спектральных линий.

5. С помощью уравнений метода проведены модельные расчеты контуров спектральных линий, соответствующих переходам из дважды возбужденных состояний He- и Li-подобного урана. Показано, что в случае перекрывания энергетических уровней состояний с одинаковыми J, J_z, и четностью взаимодействие с собственным полем излучения становится эффективно сильным и может приводить к расщеплению соответствующих спектральных линий. Показана важность экспериментального исследования таких спектров тяжелых атомов, которые несут информацию о фундаментальных закономерностях, связанных с природой взаимодействия частиц с вакуумом. Уравнения метода могут быть использованы также для исследования автоионизационных состояний атомных систем.

6. Расчеты квантово-электродинамических эффектов в спектрах излучения показали, что уравнения метода допускают эффективное решение вне рамок теории возмущений.

7. В рамках теории возмущений выведено представление для S-матрицы, частным случаем которого является представление Дайсона квантовой теории поля. На примере теории φ^4 показано, что граничное условие для релятивистской T-матрицы может быть сформулировано так, что теория оказывается свободной от ультрафиолетовых расходимостей.

Апробация работы

Основные результаты докладывались на : Всесоюзной конференции "Физика высоких энергий и квантовая теория поля", (Орджоникидзе 1983), IX и X всесоюзных конференциях по теории атомов и атомных спектров(Ужгород 1985, Томск 1989), I и II конференции "Частицы и ядра при высоких энергиях" (Москва 1986, 1989), Всесоюзных семинарах "Теория атомов атомных спектров" (Одесса 1987, Тбилиси 1988), X Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений (Ужгород 1988), Второй конференции по адронным взаимодействиям (Москва 1988), I и III Всесоюзных семинарах по атомной спектроскопии (Ростов-Великий 1990, Черноголовка 1992), конференции по фундаментальным взаимодействиям элементарных частиц (Москва 1992).

Материалы диссертации докладывались на ежегодных Итоговых научных конференциях Казанского университета (1980-1991), а также на семинарах Физического института АН(ФИАН), Института атомной энергии им Н.В.Курчатова, Ленинградского университета, Физико-технического института КФАН.

Основные результаты опубликованы в работах [1-20].

Объем работы. Работа изложена на 221 странице, состоит из введения, шести глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы, включающего 169 наименований.

Основное содержание диссертации

В первой главе, исходя из основных идей фейнмановского подхода к квантовой теории и наиболее общих принципов аксиоматической квантовой теории поля, определяется релятивистская Т-матрица и получены для нее соотношения, являющиеся обобщением условия унитарности. Для S-матрицы на основании фейнмановского принципа суперпозиции амплитуд вероятности можно записать

$$\langle\varphi_2|S|\varphi_1\rangle = \langle\varphi_2|\varphi_1\rangle + \int_{\infty}^{\infty}dt_2\int_{\infty}^{\infty}dt_1\langle\varphi_2|\tilde{S}(t_2,t_1)|\varphi_1\rangle , \quad (1)$$

где $\langle\varphi_2|\tilde{S}(t_2,t_1)|\varphi_1\rangle$ определяет амплитуду вероятности того, что если при $t\to-\infty$ состояние системы было $|in,\varphi_1\rangle$, то взаимодействие в системе начнется в момент времени t_1 и окончится в момент времени t_2, и при $t\to\infty$ система будет обнаружена в состоянии $|out,\varphi_2\rangle$. Амплитуда $\langle\varphi_2|\tilde{S}(t_2,t_1)|\varphi_1\rangle$ сама может быть представлена в виде суммы амплитуд, отвечающих различным альтернативным вариантам осуществления события, которому соответствует эта амплитуда. Например, в случае нерелятивистской квантовой механики, используя второй принцип фейнмановского метода, амплитуду $\langle\varphi_2|\tilde{S}(t_2,t_1)|\varphi_1\rangle$ можно записать в виде интегралов по траекториям, отвечающим процессам, в которых взаимодействие начинается в момент времени t_1 и оканчивается в момент времени t_2. Подстановка такой амплитуды в (1) приводит к обычному выражению для фейнмановской амплитуды. Представляя $\langle\varphi_2|\tilde{S}(t_2,t_1)|\varphi_1\rangle$ в виде соответствующих интегралов по траекториям, или, в случае квантовой теории поля, по конфигурациям поля, приходится делать определенные предположения о характере взаимодействия в системе. Показано, что, исходя только из представления матрицы рассеяния в виде суммы амплитуд, соответствующих различным пространственно-временным версиям процесса рассеяния, и не делая каких-либо априорных предположений относительно характера взаимодействия, можно определить релятивистскую Т-матрицу и получить для нее разностное уравнение, если воспользоваться также наиболее общими принципами аксиоматической квантовой теории поля. Релятивистски инвариантным обобщением (1) является следующее соотношение

$$\langle n_2,q|S|n_1,q\rangle = \langle n_2,q|n_1,q\rangle + \int_{-\infty}^{\infty}d\sigma_2\int_{-\infty}^{\infty}d\sigma_1\langle n_2,q|\tilde{S}(\sigma_2,\sigma_1)|n_1,q\rangle , \quad (2)$$

где $\langle n_2,q|\tilde{S}(\sigma_2,\sigma_1)|n_1,q\rangle$ определяет амплитуду вероятности того, что, если при $\sigma\to\infty$ система будет обнаружена в состоянии $|in,\varphi_1\rangle$, то взаимодействие в системе будет происходить в объеме пространства-времени, заключенном между гиперповерхностями σ_1 и σ_2, и при $\sigma\to\infty$ система будет обнаружена в состоянии $|out,\varphi_2\rangle$. Здесь σ обозначает гиперповерхность $x*q=\sigma$, где q – направленный в будущее единичный времениподобный вектор. Вектор $|n,q\rangle$ определяется из соотношения $|n,\sigma\rangle = \exp(-ip_n q\sigma)\ |n,q\rangle$ выражающего закон, по которому преобразуются векторы $|n,\sigma\rangle$, которые описывают состояние системы на гиперповерхности σ с полным 4-импульсом p_n. Здесь n описывает всю совокупность дискретных и непрерывных переменных, полностью характеризующих это состояние. Важной особенностью фейнмановского метода является то, что он не только позволяет записать представления (1) и (2), но и придает физический смысл амплитудам типа $\langle\varphi_2|\tilde{S}(t_2,t_1)|\varphi_1\rangle$. Для того, чтобы лучше уяснить физический смысл этих амплитуд, используется формализм Боголюбова и Ширкова, в котором для S-матрицы используется представление

$$S(g) = 1 + \sum_{N\geq 2}\frac{1}{N!}\int d^4x_1 \ldots \int d^4x_N S_N(x_1,\ldots,x_N) g(x_1)\ldots g(x_N). \quad (3)$$

Физический смысл оператора $S_N(x_1,\ldots,x_N)$ заключается в том, что он описывает процесс, в котором взаимодействие в системе происходит в точках $x_1,\ldots,x_N$ с интенсивностью $g(x_i)$. Неограниченно расширяя область, где $g=1$, соотношение (3) можно привести к виду (2), если $\tilde{S}(\sigma_2,\sigma_1)$ определить следующим образом

$$\langle n_2,q|S|n_1,q\rangle = 2\delta(\sigma_2-\sigma_1)\int_{-\infty}^{\infty} d^4x_1\,\delta(qx_1-\sigma_1)\langle n_2|S_1(x_1)|n_1\rangle \,*$$

$$*\sum_{N\geq 2}\frac{1}{(N-2)!}\int_{-\infty}^{\infty} d^4x_1\,\delta(qx_1-\sigma_1)\int_{-\infty}^{\infty} d^4x_2\,\delta(qx_2-\sigma_2)\int_{-\infty}^{\infty} d^4x_3\,Q(qx_3-qx_1)\,*$$

$$*\,Q(qx_2-qx_3)\ldots\int_{-\infty}^{\infty} d^4x_N\,Q(qx_N-qx_1)Q(qx_2-qx_N), \quad (4)$$

$$Q(y) = \begin{cases} 1, & y>0 \\ 0, & y<0 \end{cases}$$

Соотношение (2) можно привести к виду

$$\langle n_2,q|S|n_1,q\rangle = \langle n_2,q|n_1,q\rangle - 2\pi i\,\delta(p_{n_2}q - p_{n_1}q)$$
$$\langle n_2,q|T(p_{n_1}q,q)|n_1,q\rangle, \quad (5)$$

где

$$\langle n_2,q|T(z,q)|n_1,q\rangle = i\int_0^{\infty} d\tau\,\exp(iz\tau)\,\langle n_2,q|\tilde{T}(\tau)|n_1,q\rangle, \quad (6)$$

$$\langle n_2,q|\tilde{T}(\sigma_2-\sigma_1)|n_1,q\rangle =$$
$$\exp(-ip_{n_2}q\,\sigma_2)\,\langle n_2,q|\tilde{S}(\sigma_2-\sigma_1)|n_1,q\rangle\exp(ip_{n_1}q\,\sigma_2).$$

Несмотря на то, что вклад в S-матрицу дают только матричные элементы $\langle n_2,q|T(z,q)|n_1,q\rangle$ на массовой поверхности ($z = p_{n_1}q = p_{n_2}q$), соотношение (6) определяет T-матрицу вне массовой поверхности. В этой же главе определяется амплитуда $\langle\varphi_2|\tilde{S}(x_2,x_1)|\varphi_1\rangle$, которая связана с $\langle\varphi_2|\tilde{S}(\sigma_2,\sigma_1)|\varphi_1\rangle$ соотношением

$$\langle\varphi_2|\tilde{S}(\sigma_2,\sigma_1)|\varphi_1\rangle =$$

$$\int d^4x_2\int d^4x_1\;\delta(qx_2-\sigma_2)\delta(qx_1-\sigma_1)\langle\varphi_2|\tilde{S}(x_2,x_1)|\varphi_1\rangle,$$

$$\langle n_2,q|\tilde{S}(x_2,x_1)|n_1,q\rangle = 0,\quad x_2q < x_1q.$$

При этом соотношение (2) можно переписать в виде

$$\langle\varphi_2|S|\varphi_1\rangle = \langle\varphi_2|\varphi_1\rangle + \int d^4x_2\int d^4x_1\;\langle\varphi_2|\tilde{S}(x_2,x_1)|\varphi_1\rangle \quad (7)$$

Во второй главе раскрывается физический смысл T-матричных элементов вне массовой поверхности, и как следствия фейнмановского принципа суперпозиции и наиболее общих принципов аксиоматической квантовой теории поля получены соотношения для T-матрицы вне массовой поверхности.

В третьей главе выводятся разностные уравнения для релятивистской T-матрицы и формулируются граничные условия для них. Как следствие выведенных во второй главе соотношений получено разностное уравнение

$$\langle n_2,q|T(z_1,q)|n_1,q\rangle - \langle n_2,q|T(z_2,q)|n_1,q\rangle =$$
$$= (z_2-z_1)\langle n_2,q|T(z_2,q)G_0(z_2,q)G_0(z_1,q)T(z_1,q)|n_1,q\rangle, \quad (8)$$

$$G_0(z,q) = \sum_n \frac{|n_1,q\rangle\,\langle n_2,q|}{z - p_nq + i0}.$$

Показано, что граничное условие, при котором определяемая уравнением динамика оказывается эквивалентной гамильтоновой, имеет следующий вид

$$\langle\varphi_2|T(z,q)|\varphi_1\rangle \longrightarrow \langle\varphi_2|B(z)|\varphi_1\rangle, \quad (9)$$

$$\langle\varphi_2|B(z)|\varphi_1\rangle = \int d^4x\;\langle\varphi_2|\varkappa_1(x)|\varphi_1\rangle\;\delta(qx), \quad (10)$$

где $\varkappa_1(x)$ – плотность гамильтониана взаимодействия. Следует особо отметить, что соотношение (8) выведено как следствие таких принципов, как фейнмановский принцип суперпозиции, причинности, унитарности S-матрицы и предположения релятивистской квантовой теории о свойствах свободных состояний. В каком-то смысле (8) можно рассматривать как внемассовое обобщение условия унитарности для T-матрицы. Этот аспект соотношения (8) продемонстрирован на примере использования его для определения скачка функции $\langle n_2,q|T(z,q)|n_1,q\rangle$ на разрезе в комплексной плоскости z. Используя получаемое таким образом выражение для скачка и дисперсионное соотношение для $\langle n_2,q|T(z,q)|n_1,q\rangle$, выражающее аналитические свойства $\langle n_2,q|T(z,q)|n_1,q\rangle$ как функции z, выведено уравнение Лоу. То, что соотношение (8) является следствием наиболее общих физических принципов и становится динамическим уравнением только, если задано граничное условие, позволяет изучать возможность развития релятивистской динамики путем обобщения граничного условия (9). Рассмотрена проблема совместности для уравнения (8), представляющего собой систему параметрических уравнений, где роль параметра играет вектор q, который определяет направление выхода за массовую поверхность. Условие совместности этих уравнений заключается в том, что S-матрица не должна зависеть от q.

В этой же главе путем редукции, суть которой заключается в том, что пропагатор $G_0(z,q)$, описывающий эволюцию свободных частиц, заменяется на пропагатор $G(z,q)$, описывающий эволюцию частиц, взаимодействующих с вакуумом, и, соответственно, $T(z,q)$ заменяется на $M(z,q)$, который описывает именно взаимное действие частиц, выведены уравнения

$$\begin{aligned}
&\langle n_2,q|M(z_1,q)|n_1,q\rangle - \langle n_2,q|M(z_2,q)|n_1,q\rangle = \\
&= (z_2-z_1)\langle n_2,q|M_r(z_2,z_1,q)|n_1,q\rangle + \\
&+ \langle n_2,q|M(z_2,q)|n_1,q\rangle\langle n_1,q|G(z_2,q)M_\delta(z_2,z_1,q)|n_1,q\rangle + \\
&+ \langle n_2,q|M_\delta(z_2,z_1,q)G(z_1,q)|n_2,q\rangle\langle n_2,q|M(z_1,q)|n_1,q\rangle, \qquad (11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\langle n,q|C(z_1,q)|n,q\rangle - \langle n,q|C(z_2,q)|n,q\rangle = \\
&= \langle n,q|M_\delta(z_2,z_1,q)|n,q\rangle. \qquad (12)
\end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
&\langle n_2,q|M(z_2,z_1,q)|n_1,q\rangle = \langle n_2,q|n_1,q\rangle\langle n_2,q|M_\delta(z_2,z_1,q)|n_1,q\rangle + \\
&+ \langle n_2,q|M_r(z_2,z_1,q)|n_1,q\rangle = \qquad (13) \\
&= (z_2-z_1)\langle n_2,q|M(z_2,q)G(z_2,q)G(z_1,q)M(z_1,q)|n_1,q\rangle
\end{aligned}$$

$$\langle n_2,q|G(z,q)|n_1,q\rangle = \frac{\langle n_2,q|n_1,q\rangle}{z - p_{n_1}\cdot q - \langle n_1,q|C(z,q)|n_1,q\rangle}.$$

В выражении (13) $\langle n_2,q|n_1,q\rangle\langle n_2,q|M_\delta(z_2,z_1,q)|n_1,q\rangle$ является той частью матричного элемента, которая содержит $\langle n_2,q|n_1,q\rangle$. Операторы $T(z,q)$ и $M(z,q)$ связаны соотношением

$$G_0(z,q)+G_0(z,q)T(z,q)G_0(z,q) = G(z,q)+G(z,q)M(z,q)G(z,q).$$

Уравнения (11) и (12) учитывают, что частицы постоянно взаимодействуют с вакуумом и это является важным для построения физической S-матрицы, поскольку в этом случае нет необходимости предполагать, что при $t \to -\infty$ и $t \to +\infty$ выключено самодействие частиц. В качестве начальных и конечных свободных состояний при этом надо рассматривать состояния реальных взаимодействующих с

вакуумом, но не взаимодействующих друг с другом частиц. В этом случае $\langle n_2, q|G(z,q)|n_1,q\rangle$ должен иметь полюс в точке $z = p_i q$

$$\langle n_2,q|G(z,q)|n_1,q\rangle \to A(n_1)\frac{\langle n_2,q|n_1,q\rangle}{z - p_i q},$$

и, следовательно,

$$\langle n_2,q|C(z = p_{n_2}\cdot q)|n_1,q\rangle = 0, \qquad (14)$$

$$A(n_1) = \left(1 - \left.\frac{d\langle n_2,q|C(z)|n_1,q\rangle}{d\,z}\right|_{z = p_n q}\right)^{-1}$$

Очевидно необходимо провести перенормировку векторов состояний $|n,q\rangle$ так, чтобы $A(n) = 1$ и следовательно

$$\left.\frac{d\langle n_2,q|C(z)|n_1,q\rangle}{d\,z}\right|_{z = p_n q} = 0. \qquad (15)$$

Соотношение (14) можно рассматривать как граничное условие для уравнения (12). При этом матричные элементы $\langle n_2, q|M(z,q)|n_1,q\rangle$ определяют физическую S-матрицу, поскольку после перенормировки векторов состояний матричные элементы $M(z,q)$ и $T(z,q)$ на массовой поверхности совпадают друг с другом. Важным является то, что определяющее перенормировку массы и векторов состояний соотношение (14) однозначно задает граничное условие для уравнения (12). Что касается граничного условия для $\langle n_2,q|M(z,q)|n_1,q\rangle$, то, в частности, оно должно быть таким, чтобы выполнялось условие (15). Его можно выбрать в виде (9). При этом, однако, гамильтониан взаимодействия уже не будет содержать контрчленов перенормировки массы.

В <u>четвертой главе</u> Т-матричный метод используется применительно к нерелятивистской квантовой механике. Показано, что из уравнений метода следуют уравнения Шредингера и Липпмана-Швингера. Вместе с тем показано, что уравнение, к которому сводится уравнение (8) в случае нерелятивистского потенциального рассеяния, является более общим, чем уравнение Липпмана-Швингера, и позволяет строить модели,не имеющие аналогов в рамках гамильтонова формализма.

<u>Пятая глава</u> диссертации посвящена исследованию приложений метода релятивистской Т-матрицы к квантовой теории излучения,

теории нестабильных состояний атомных систем, теории естественного уширения спектральных линий. В рамках метода построена теория нестабильных состояний атомных систем, позволяющая описывать эти состояния без обращения к квазистационарному приближению и теории возмущений. Суть этой теории заключается в следующем. Определяются "голые" связанные состояния как связанные состояния электронов в поле ядра в случае когда все взаимодействие в системе сводится к кулоновскому взаимодействию электронов с ядром. Реальные нестабильные связанные состояния получаются из таких состояний при учете взаимодействия атомной системы с вакуумом, т.е. взаимодействия электронов с собственным полем излучения и друг с другом. При этом в качестве пространства свободных состояний используется пространство $\mathcal{H}_R = \mathcal{H} \oplus \mathcal{H}_u$, где $\mathcal{H}$ – гильбертово пространство, описывающее свободные состояния ядра, электронов, позитронов и фотонов. Векторы пространства $\mathcal{H}_u$ описывают состояния связанного комплекса. Пространство $\mathcal{H}_R$ отличается от обычного асимптотического пространства тем, что оно описывает не только стабильные связанные состояния атомной системы, но и нестабильные. В отличие от формальной теории рассеяния, в которой S-матрица определяется только в асимптотическом пространстве состояний стабильных частиц, излагаемый в диссертации подход позволяет определить T-матрицу в пространстве $\mathcal{H}_R$. Эта T-матрица удовлетворяет уравнению (8), а соответствующие $\langle n_2|M(z)|n_1\rangle$ и $\langle n_2|C(z)|n_1\rangle$ удовлетворяют уравнениям (11) и (12). Поскольку в случае описания атомной системы имеется выделенная система отсчета, вектор q выбран направленным вдоль оси времени. Уравнения (11) и (12) в этом случае описывают процесс "одевания" голых нестабильных связанных состояний. Причем, если для основного состояния взаимодействие атома с вакуумом приводит к сдвигу энергетического уровня, то для возбужденных состояний оно приводит к тому, что этим состояниям не может быть сопоставлена определенная энергия. Такие состояния должны характеризоваться энергетическими распределениями, которые определяются функциями $C_i(z) = \langle 1|C(z)|1\rangle$, где вектор $|1\rangle$ описывает 1-е состояние атома. Форма естественного уширения спектральной линии определяется соотношением для вероятности излучения фотона с энергией ω при переходе атомной системы из 1-го возбужденного

состояния в основное

$$\frac{d\,W_i(\omega)}{d\,\omega} = A\,\omega \sum_{\lambda} \int d\Omega_k \left| \frac{\langle 1,\vec{k},\vec{\varepsilon}_\lambda|M(E_1+\omega)|1\rangle}{E_1+\omega - E_i - C_i(E_1+\omega)} \right|^2 , \qquad (16)$$

где A – нормировочный множитель, $\vec{k}$ и $\vec{\varepsilon}_\lambda$ – соответственно импульс и поляризация фотона. Это соотношение справедливо в случае когда можно пренебречь вкладом интерференционных членов. В случае, когда этот вклад является существенным, форма естественного уширения будет зависеть не только от $\langle 1,\vec{k},\vec{\varepsilon}_\lambda|M(z)|1\rangle$ и $C_i(z)$, характеризующих нестабильные состояния, но и от значения матричных элементов оператора M(z), описывающего процесс возбуждения атомной системы. Если в пределах контура зависимостью $C_i(z)$ от z можно пренебречь, то можно положить

$$\langle 1|C(z)|1\rangle = \langle 1|C(E_i)|1\rangle = \Delta E_i - \frac{i}{2}\Gamma_i . \qquad (17)$$

Из (16) следует, что ΔE_i и Γ_i можно интерпретировать как радиационный сдвиг и ширину энергетического уровня. Заданному соотношением (17) C(z) соответствует брейт-вигнеровское энергетическое распределение. Если также считать, что и $\langle 1,\vec{k},\vec{\varepsilon}_\lambda|M(z)|1\rangle$ в (16) не зависит от z, то контур спектральной линии, определяемый (16), совпадает с лоренцевским. Если для решения уравнений (11) и (12) воспользоваться теорией возмущений, то для $\langle\varphi_2|M(z)|\varphi_1\rangle$ в первом порядке получаем

$$\langle\varphi_2|M^{(1)}(z)|\varphi_1\rangle = \langle\varphi_2|H_1|\varphi_1\rangle , \qquad (18)$$

где H_1 – гамильтониан электродинамического взаимодействия в системе. Подставляя (18) в уравнение (12), определяется $C_i(z)$ во втором порядке теории возмущений. Получаемое таким образом выражение для $C^{(2)}(E_i)$ совпадает с обычным выражением квантовой электродинамики для радиационной поправки к энергии связанного электрона. В этой же главе исследуется проблема перекрывания энергетических уровней атомных систем с одинаковыми полным моментом J, его проекцией J_z и четностью, которое имеет место, например, для некоторых состояний тяжелых многозарядных ионов. В этом случае взаимодействие атома с собственным полем излучения уже нельзя рассматривать как малое возмущение, а энергетическое распределение этих состояний может существенно отличаться от брейт-вигнеровского. Следует отметить, что кроме проблемы описания нестабильных состояний, в этом случае дает о себе

ния, основанный на принципе причинности, суперпозиции и унитарности.//Препринт ФИАН СССР, N 267, Москва 1982г.
2. Гайнутдинов Р.Х. Подход к нерелятивистской теории рассеяния, основанный на принципе причинности, суперпозиции и унитарности.//ЯФ 1983, т.33, N 2, с.464.
3. Гайнутдинов Р.Х. Т-матричное уравнение для связанных состояний.//Укр.Физ.Жур. 1984, т.29, N 6, с.805.
4. Гайнутдинов Р.Х. Т-матричный формализм в теории многозарядных ионов.//Тез. докл. на IX всесоюзной конференции по теории атомов и атомных спектров. Ужгород, 1985г.
5. Гайнутдинов Р.Х. Некоторые следствия фундаментальных физических принципов для Т-матрицы рассеяния элементарных частиц.//В кн. Современные проблемы квантовой теории поля. Орджоникидзе, 1986, с.131.
6. Гайнутдинов Р.Х. Т-матричный формализм в теории многозарядных ионов.//В кн.спектроскопия многозарядных ионов. Москва, 1986, с.80.
7. Гайнутдинов Р.Х. Спонтанное излучение и форма естественного уширения спектральных линий в Т-матричной теории.//Опт.и спект., 1986, т.60, N 6, с. 890.
8. Гайнутдинов Р.Х., Салахов М.Х. Форма естественного уширения спектральных линий при перекрывании энергетических уровней атомных систем.// Опт.и спект., 1987, т.63, N 3, с.470.
9. Гайнутдинов Р.Х. Фундаментальные физические принципы и релятивистская Т-матрица.// ЯФ, 1987, т.37, N 10, с.464.
10. Гайнутдинов Р.Х. Радиационный распад дважды возбужденных состояний многозарядных ионов.// Тез. докл. всесоюзного семинара "Теория атомов и атомных спектров", Тбилиси, 1988, с.48.
11. Гайнутдинов Р.Х. Резонансное рассеяние электронов и фотонов на атомных системах.// Тез. докл. Х всесоюзной конференции по физике атомных и электронных столкновений. Ужгород, 1988, с.105.
12. Гайнутдинов Р.Х. Релятивистская Т-матрица и нелокальные взаимодействия.// Гравитация и теория относительности, 1988, вып.26, с.101.

13. Гайнутдинов Р.Х. Непертурбативные эффекты в спектрах излучения многозарядных ионов.// Тез. докл. Х всесоюзной конференции по теории атомов и атомных спектров, Томск, 1989, с.108.
14. Гайнутдинов Р.Х. Форма естественного уширения спектральных линий, соответствующих переходам из дважды возбужденных состояний многозарядных ионов.// Тез. докл. Х всесоюзной конференции по теории атомов и атомных спектров. Томск, 1989, с.109.
15. Gainutdinov R.Kh., The decay and energy distribution of unstable bound states.// J.Phys.A: Math.Gen., 1989, v.22, p.269.
16. Гайнутдинов Р.Х., Калашников К.К. Непертурбативные эффекты в спектре излучения Не-подобного урана.// Тез. докл. семинара по атомной спектроскопии. Москва, 1990, с.57.
17. Гайнутдинов Р.Х. Динамическое уравнение релятивистской Т-матрицы и возможность введения в теорию нелокального формфактора.// ЯФ, 1991, т.58, N 5, с.1431.
18. Гайнутдинов Р.Х., Калашников К.К. Расщепление энергетических уровней многозарядных ионов, обусловленное взаимодействием с собственным полем излучения.// ЖЭТФ, 1991, т.100, N 1(7), с.133.
19. Гайнутдинов Р.Х. Спектры излучения многозарядных ионов и теорема Хаага//Тез. докл. III семинара по атомной спектроскопии. Черноголовка, 1992,с.73.
20. Гайнутдинов Р.Х., Калашников К.К. Расщепление спектральных линий многозарядных ионов, обусловленное взаимодействием с собственным полем излучения // Тез. докл. III семинара по атомной спектроскопии. Черноголовка, 1992,с.73.