



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

M 333

УДК 530.145, 539.17, 539.19

2-89-414

МАТВЕЕНКО

Александр Васильевич

**МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СОСТОЯНИЯ
В СИСТЕМЕ ТРЕХ ЧАСТИЦ**

**Специальность: 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика**

**Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

Дубна 1989

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
доктор физико-математических наук, профессор
доктор физико-математических наук, профессор

Б.Н.Захарьев
Л.П.Пресняков
В.Ф.Харченко

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт химической физики АН СССР, Москва.

Автореферат разослан " " _____ 1989 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1989 г. на заседании
специализированного совета Д 047.01.01 Лаборатории теоретической
физики Объединенного института ядерных исследований, Дубна
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь совета
кандидат физико-математических наук

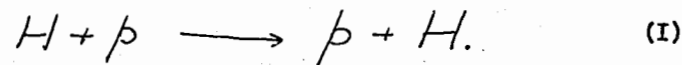

В.И.Дуравлев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

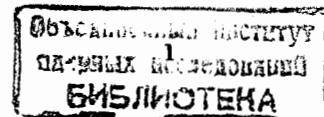
Актуальность темы. Понятие о молекулярных квантово-механических состояниях возникло на заре квантовой механики, после того как в уравнении Шредингера для движения электрона в поле двух неподвижных кулоновских центров было произведено разделение переменных. Расстояние между неподвижными центрами R является в этой задаче параметром, $0 \leq R < \infty$. В большом числе работ целого ряда авторов изучались и продолжают изучаться аналитические свойства решений задачи двух центров. Появилась серия работ, в которых предлагались алгоритмы численного решения проблемы. Возникла солидная техническая база квантовой теории двухатомной молекулы, для которой роль задачи двух центров (ее принято считать точно решаемой) сравнима с той ролью, которую задача Шредингера для атома водорода играет в атомной физике.

Успех этого направления следует считать поразительным, поскольку уже простейшая молекула - H_2^+ является системой, состоящей из трех частиц с кулоновским взаимодействием, а нахождение общего решения для такой задачи, которое обычно связывают с решением соответствующих уравнений Фаддеева, до сих пор остается трудной проблемой. С другой стороны, если собственное значение задачи двух центров для ее основного состояния рассматривать как эффективный потенциал, в котором происходит относительное движение ядер, то решение одномерного уравнения Шредингера с этим потенциалом воспроизводит спектр соответствующей простейшей молекулы (точнее, некоторую часть ее спектра) с точностью, которая обеспечивает уверенное сравнение этой "прикладной" теории с экспериментом. Все основные понятия квантовой механики двухатомной молекулы возникли из анализа свойств собственных значений (термов) и волновых функций (молекулярных орбиталей) задачи двух центров.

Уравнение Шредингера для H_2^+ формально совпадает с уравнением для задачи рассеяния

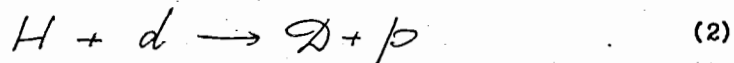


Меняются лишь граничные условия. Однако в этом случае нужны, как минимум, два состояния задачи двух центров. По-видимому, при рассмотрении процесса (I) возникли первые сомнения в безупречности метода

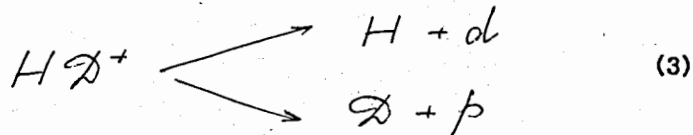


возмущенных стационарных состояний, так называется метод решения задач рассеяния с использованием решений задачи двух центров (adiaбатического базиса) для разложения волновой функции полной задачи.

Поскольку задача двух центров нечувствительна к массе бесконечно тяжелых центров, реакция (1) и процесс



используют в таком подходе один и тот же базис (одинаковая зарядовая симметрия), хотя физическая симметрия у систем ppe и pde разная. Качественное восстановление реальной симметрии задачи (2) или задачи о нахождении спектра иона HD^+ возникает при учете так называемых адиабатических поправок, матричных элементов оператора кинетической энергии относительного движения ядер (центров) в адиабатическом базисе. Но для ее количественного восстановления, т.е. точного описания двух различных каналов распада трехчастичной системы



нужен весь набор решений задачи двух центров. Абсолютное значение этих поправок подавлено фактором $(m/M)^2$, где m - величина порядка массы валентной частицы, а M - величина, сравнимая с массой ядер, что и обеспечивает высокую точность метода Борна-Оппенгеймера (так он называется применительно к задачам на связанные состояния) для типично молекулярных систем.

Однако для современной молекулярной спектроскопии высоковозбужденных вращательных состояний эта точность оказывается уже недостаточной. Нетрудно дать объяснение этому факту. Во-первых, волновые функции слабосвязанных состояний сильно "размазаны" в конфигурационном пространстве, поэтому требуется более точное описание задачи в областях фрагментации $R \gg 1$, во-вторых, угловые моменты относительного движения "центров" и движения валентной частицы являются сравнимыми величинами, нарушая динамические предпосылки метода, которые базируются на представлении о более быстром движении легкой частицы и последующем квазиразделении переменных.

В случае физических систем с менее ярко выраженной молекулярной конфигурацией, например eee^+ , или при описании ядерных молекулярных состояний традиционное выделение быстрой подсистемы в полной задаче оказывается недостаточно мотивированным. С формальной точки зрения это связано с ростом отношения m/M для таких систем.

Проблему можно пытаться решить при помощи "лобовой атаки", максимально расширив число состояний в адиабатическом разложении полной волновой функции. Однако при этом возникает сомнение в целесообразности использования численного базиса вообще, так как свойство полноты базиса более разумно реализовать, работая с функциями, которые заданы в аналитическом виде. Кроме того, система уравнений для относительного движения ядер, которая получается после проектирования полного уравнения Шредингера на решения задачи двух центров, оказывается формально некорректной в области больших межъядерных расстояний; разделения переменных не происходит, хотя реальная физическая система распадается на подсистемы (3).

Вывод напрашивается сам собой. Исходное квазиразделение переменных, которое приводит к приближенному разбиению полной задачи на "быструю" и "медленную" подзадачи, является неудачным, невзирая на его поразительный успех для ряда физических систем. Однако следует помнить об этом успехе, изменяя старую методику таким образом, чтобы, решив пусть даже очень важные проблемы, сохранить ее достоинства: простоту и наглядность физической картины, лежащей в основании метода, а также высокую точность простейшего приближения в рамках метода для максимально широкого круга задач. Более внимательное рассмотрение проблемы позволяет уточнить постановку задачи: следует преобразовать гамильтониан полной задачи таким образом, чтобы в областях фрагментации, когда простейшая молекулярная система распадается на атом (кластер) и ядро, в соответствующем уравнении Шредингера происходило полное разделение переменных, в соответствии с физической ситуацией. Преобразованный гамильтониан должен быть "адиабатически близким" к преобразуемому, тогда будут сохранены все достоинства исходной формулировки.

Цель работы состоит, таким образом, в построении асимптотически корректной теории молекулярных состояний в задаче трех тел. Она должна включать в себя возможность физически обоснованного и математически корректного квазиразделения переменных в задаче трех тел, что в свою очередь эквивалентно возможности поэтапного решения исходной задачи. На первом этапе решается уравнение Шредингера для быстрой подсистемы. Затем решение полной задачи проектируется на волновые функции быстрой подсистемы, после чего решается уравнение Шредингера для адиабатической проекции полной волновой функции.

Научная новизна. Предложенная формулировка теории молекулярных состояний в задаче трех тел, сохраняя все достоинства метода Борна-Оппенгеймера и метода возмущенных стационарных состояний, решает все принципиальные трудности, которые проявились в течение многолет-

него практического использования этих подходов. Эти трудности взаимосвязаны, поэтому при их перечислении неизбежны неявные повторы: а) в нашем подходе восстановлено точное описание предела диссоциации системы трех частиц в областях фрагментации, при этом возникают точные приведенные массы фрагментов; б) в уравнениях для адиабатической проекции полной волновой функции устранены нефизические дальнедействующие члены; в) исчезла необходимость во введении в теорию таких плохо определенных понятий, как "трансляционная экспонента" и "адиабатический базис"; г) определенная в работе динамическая задача двух центров имеет лишь точные квантовые числа, таким образом, стала излишней процедура их восстановления при разложении полной волновой функции по решениям задачи двух центров; д) динамическая задача двух центров имеет лишь дискретный спектр, в то время как в традиционном подходе учет состояний непрерывного спектра связан с серьезными техническими трудностями; е) устранены причины, которые мешали построению теории рассеяния с перераспределением частиц в системе трех тел с учетом образования квазимолекулярного комплекса в процессе рассеяния.

Для иллюстрации научной новизны предлагаемого подхода отметим, что в старой формулировке для всех перечисленных ниже систем $H\alpha^+$, $e\alpha^+$, $d\alpha^+$, $d\alpha^-$, $d\alpha^+$, $p\alpha^+$, $p\alpha^-$ и т.д., имеющих одинаковую "зарядовую структуру", использовались решения одной и той же задачи двух центров: задачи о движении электрона в поле двух бесконечно тяжелых "протонов". В нашем случае из-за "динамической чувствительности" базиса каждая из указанных выше систем должна рассматриваться отдельно. Более того, из-за "чувствительности" базиса к точным квантовым числам нужно решать динамическую задачу двух центров с точными квантовыми числами для каждого возможного набора этих чисел.

Практическая ценность предлагаемой формулировки теории молекулярных состояний в задаче трех тел заключается в ее формальной простоте и "адиабатической близости" к широко практикуемой методике. Последнее обстоятельство гарантирует высокую эффективность разработанной теории для расчета целого ряда физических систем.

Апробация диссертации. Основные результаты диссертации докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, кафедры квантовой механики ЛГУ, ФИАН им. П.Н.Лебедева, ИАЭ им. И.В.Курчатова, ИТФ АН УССР, ТТУ (Тбилиси). Отдельные результаты представлялись и докладывались на симпозиумах и конференциях, в том числе на III Международной конференции по кластерным аспектам ядерной структуры и ядерных реакций, Канада, Манитоба, 1978; на VIII Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений, Ленинград, 1981; на

6-й Международной конференции по атомной физике, Рига, 1979; на Международном симпозиуме по механизму реакции с легкими ионами, Осака, 1983; на Всесоюзной конференции по теории систем нескольких частиц с сильным взаимодействием, Ленинград, 1983; на X Европейском симпозиуме по динамике систем нескольких частиц, Балатонфьред, 1985 (приглашенный доклад); на XI Международной конференции по системам нескольких частиц в физике элементарных частиц и ядерной физике, Токио-Сендай, 1986 (приглашенный доклад).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 23 работы.

Объем работ. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и трех приложений, содержит 159 страниц машинописного текста, 4 таблицы, 10 рисунков и библиографию из 126 наименований.

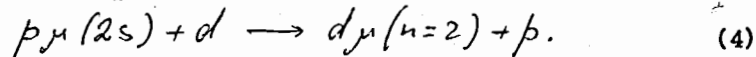
СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко излагается история возникновения и развития метода Борна-Оппенгеймера от простого одноуровневого приближения до рутинного варианта разложения полной волновой функции задачи по решениям некоторой вспомогательной задачи. Указаны недостатки метода и отмечены его успехи. Как те, так и другие являются серьезными. Они дают возможность обосновать важность решаемой здесь проблемы. Кратко излагается материал диссертации.

В I главе разъясняются физические предпосылки метода Борна-Оппенгеймера на примере простейшей молекулярной системы $H\alpha^+$ задачи трех тел. Вводится оператор Шредингера, порождающий адиабатический базис, формулируется задача двух центров квантовой механики. Достоинства метода демонстрируются на примере ядра ${}^9\text{Be}$. Показано, что трехтелное молекулярное описание этой системы не содержит произвольных параметров и удовлетворительно описывает ее спектр. В этом описании используется важный методический момент, в отличие от стандартной теории Борна-Оппенгеймера здесь вводятся в рассмотрение адиабатические состояния с точными квантовыми числами полного углового момента и четности.

Глава вторая посвящена традиционному использованию молекулярных состояний в задаче рассеяния. Сформулировано двухуровневое приближение метода возмущенных стационарных состояний, которое имеет широкое практическое применение. Введена оригинальная параметризация двухканальной S -матрицы, позволяющая сформулировать эффективный алгоритм расчета реакций перезарядки с малым дефектом резонанса в рамках метода фазовых функций. Продемонстрирована высокая эффективность метода возмущенных стационарных состояний на примере задач атомной

и мезоатомной физики. Очень важной и интересной с методической точки зрения является реакция

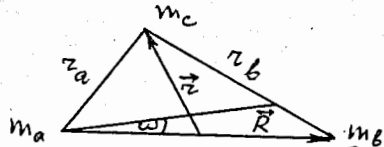


Здесь особенности кулоновского взаимодействия проявляются в полном объеме. Оно приводит к физическому дальнему действию (притяжению) фрагментов $\sim 1/R^2$ в асимптотической области. Кроме того, приходится учитывать кулоновское вырождение состояний мезоатома с главным квантовым числом $n=2$.

В этой главе построены два важных для приложений обобщения метода фазовых функций: а) в случае малого дефекта резонанса для реакций с перераспределением частиц и б) в случае реакций с сильным дальнедействующим притяжением $\sim 1/R^2$.

В главе III рассматриваются нефизические операторы в гамильтониане Борна-Општейнера. Обсуждаются попытки их регуляризации в старом адиабатическом базисе. Приводится пример неудавшейся попытки переопределения адиабатического базиса.

Глава IV посвящена устранению нефизических дальних действий в гамильтониане Борна-Општейнера. Для задачи трех тел с массами m_a , m_b и m_c внутреннее движение системы для состояний с полным угловым моментом $J=0$ сводится к деформации "треугольника частиц",



которую можно описывать в переменных R, z_a, z_b . Мы выберем обычные для метода Борна-Општейнера сферические координаты

$$\xi = \frac{z_a + z_b}{R}, \quad \eta = \frac{z_a - z_b}{R} \quad (5)$$

и межъядерное расстояние R . В них гамильтониан Борна-Општейнера для состояний с нулевым полным угловым моментом имеет вид

$$H_{B0}^{J=0} = h - \frac{1}{2M} \left(\frac{\partial}{\partial R} \right)^2 + \frac{1}{MR} \left(\frac{\partial}{\partial R} \right) \hat{q} - \frac{1}{2MR^2} \left(\hat{z} + \frac{z \hat{R}}{2} \right)^2 \Delta_{\xi\eta} \quad (6)$$

Здесь $h = -\frac{1}{2m} \Delta_{\xi\eta} + V$ является гамильтонианом задачи двух центров, собственные функции которого составляют адиабатический базис, а третье слагаемое называют оператором радиальной связи между быстрыми степенями свободы ξ, η и медленной R . Модельным примером служит здесь и в дальнейшем система $H\mathcal{D}^+$, тогда $m_a = m_p, m_b = m_d$

и $m_c = m_e$. Молекулярные приведенные массы M и m задаются формулами

$$M = m_a m_b / (m_a + m_b), \quad x = (m_b - m_a) / (m_b + m_a), \quad (7)$$

$$m = m_c (m_a + m_b) / (m_a + m_b + m_c).$$

"Нефизичность" оператора радиальной связи проявляется в областях фрагментации, когда система распадается на двухчастичный кластер (атом) и ядро. Эти области определены условиями $\xi \rightarrow 1, \eta \rightarrow \pm 1$. Различные предельные значения η соответствуют здесь двум возможным каналам распада (3). Указанная "нефизичность" проявляется и в том, что собственные значения $\epsilon(R)$ дискретного спектра оператора h при $R \rightarrow \infty$ имеют вид

$$\epsilon_n(\infty) = -\frac{1}{2k^2} \frac{m e^4}{\hbar^2} \quad (\text{для } H\mathcal{D}^+). \quad (8)$$

Как следует из (7), формула (8) не воспроизводит дискретную часть спектра $H(\mathcal{D})$ кластера.

При объединении первого и последнего членов из $H_{B0}^{J=0}$ возникает функция масс и координат частиц

$$\rho = 1 + \frac{m}{4M} (\xi^2 + \eta^2 - 2x\xi\eta + x^2 - 1). \quad (9)$$

Эта функция имеет важные свойства: комбинации $M\rho$ и m/ρ в точности воспроизводят приведенные массы фрагментов в областях фрагментации, кроме того, коммутируя ρ с $\Delta_{\xi\eta}$, можно воспроизвести оператор \hat{q} . Последнее свойство позволило построить преобразование

$$H_{\Lambda} = e^{-\Lambda} H_{B0}^{J=0} e^{\Lambda} \quad (10)$$

с $\Lambda = f(\rho) R \left(\frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial}{\partial R} \right)$ и, потребовав исчезновения оператора радиальной связи, получить $f(\rho) = c_{\Lambda} \sqrt{\rho}$. После этого H_{Λ} приобретает простой вид

$$H_{\Lambda} = h_{\Lambda} - \frac{1}{2M} \left(\frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{5}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right), \quad (11)$$

где $h_{\Lambda} = -(\rho^2/2m) \Delta_{\xi\eta} + \sqrt{\rho} V$. Выражение (11) является формальным следствием действия изометрического преобразования (10). Действие этого преобразования эквивалентно замене волновой функции (изменению гильбертова пространства) и изменению физического смысла переменной (растяжению по направлению вектора \vec{R}). Таким образом, физический

смысл переменной R меняется при переходе от оператора (6) к оператору (II). Из формулы (II) для радиальной части гамильтониана видно, что R следует отождествить с гиперрадиусом задачи трех тел. Это утверждение можно проверить и непосредственной заменой переменных. Сравнивая выражения исходного гамильтониана (6) и преобразованного (II), нетрудно видеть, что "адиабатический базис" из собственных функций оператора h_Λ должен быть "динамически лучшим". Это сразу подтверждается тем, что спектр h_Λ воспроизводит в областях фрагментации дискретный спектр как H_- , так и Z_1 -атома в точности.

Так как радиальная часть оператора H_Λ (II) совпадает с гиперрадиальной частью шестимерного оператора Лапласа, Λ -преобразование устанавливает связь оператора H_{BO} с гамильтонианом задачи трех тел в методе гиперсферических функций. Функция ρ оказывается просто связанной со следом тензора инерции системы трех частиц.

Полный гамильтониан Борна-Оппенгеймера имеет вид

$$H_{BO} = H_{BO}^{J=0} + \frac{J^2 - 2\vec{J} \cdot \vec{L}}{2MR^2} \quad (12)$$

Здесь оператор угловой связи быстрых \vec{L} и медленных \vec{J} степеней свободы (\vec{L} - орбитальный момент валентной частицы c) также оказывается дальнедействующим, он не исчезает в областях фрагментации.

Используя опыт, приобретенный при диагонализации оператора радиальной связи, а также отмечая, что Λ -генератор коммутирует с J^2 - и $\vec{J} \cdot \vec{L}$ -операторами, мы построили преобразование H_{BO} в виде

$$H_{\Lambda S} = e^{-S} e^{-\Lambda} H_{BO} e^{\Lambda} e^S, \quad (13)$$

где генератор поворота $S = i\omega J_1$, J_1 является проекцией полного углового момента на нормаль к плоскости, которая определяется тремя частицами, а ω задает угол между вектором \vec{R} и ближайшей к нему главной осью тензора инерции системы трех частиц, которая лежит в той же плоскости.

В отличие от Λ -преобразования S -преобразование диагонализует оператор угловой связи лишь асимптотически - в областях фрагментации. Оператор $H_{\Lambda S}$ запишем в виде

$$H_{\Lambda S} = h_{\Lambda S} - \frac{1}{2M} \left(\frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{5}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right). \quad (14)$$

В свою очередь, $h_{\Lambda S}$ имеет вид

$$h_{\Lambda S} = h_\Lambda + T_R + T_{KDP}. \quad (15)$$

В выражении (15) T_R является оператором асимметричного волчка, который соответствует произвольной конфигурации системы трех частиц, а T_{KDP} можно отождествить с преобразованным оператором кориолисова взаимодействия (угловой связи). Формула (14) неявно подразумевает, что все угловые степени свободы должны быть "объявлены" быстрыми переменными. Таким образом, в общем случае $J \neq 0$ вопрос о построении динамически адекватного адиабатического базиса временно откладывается.

В главе V проводится парциальный анализ преобразованного гамильтониана $H_{\Lambda S}$. Здесь выписано точное уравнение Шредингера для состояний с заданными квантовыми числами полного углового момента J и полной четности ρ . Лишь после этого определяется динамическая задача двух центров с точными квантовыми числами J и ρ :

$$\left[h_{\Lambda S}^{J\rho} - \varepsilon^{J\rho}(R) \right] \psi^{J\rho}(\xi, \eta; R) = 0. \quad (16)$$

В этой системе уравнений Шредингера размерность ее определяется квантовыми числами и равна $J+1$ для состояний нормальной четности, т.е. для $\rho = (-1)^J$, и J для $\rho = -(-1)^J$, величина R является параметром, причем ее физический смысл меняется. В отличие от старой теории Борна-Оппенгеймера, где R совпадало с расстоянием между "центрами", здесь R^2 пропорционально следу тензора инерции системы трех частиц.

Предложена модель классического ротатора - простейший вариант обобщения традиционного метода Борна-Оппенгеймера.

В шестой главе построен алгоритм решения динамической задачи двух центров: спектральной задачи на плоскости. Этот алгоритм (вариант вариационного метода) учитывает физические особенности задачи (поведение решения в особых точках уравнения Шредингера) и позволяет на порядок сократить вычислительные ресурсы по сравнению с тем алгоритмом общего назначения, который был в распоряжении автора ранее (метод конечных элементов). При помощи этого алгоритма были подтверждены ранее полученные в диссертации численные результаты, а также впервые получены слабосвязанные состояния pd_μ и ft_μ мезомолекул в состояниях аномальной четности ($J=1, \rho=1$). Здесь же получены аналитические решения динамической задачи двух центров в двух предельных случаях $R \rightarrow 0$ и $R \rightarrow \infty$ и построена схема классификации решений этой задачи (корреляционная диаграмма).

В седьмой главе строится формальная теория рассеяния с перераспределением частиц в системе трех тел с учетом возможности образования молекулярного комплекса в процессе рассеяния. Вследствие

асимптотической корректности гамильтониана H_{ASZ} в теории полностью отсутствуют трудности, связанные с операторами нефизического дальнего действия, которые были характерны для старого подхода. Приводится выражение для амплитуды рассеяния с перераспределением частиц и точным учетом эффекта отдачи. Она имеет вид парциального разложения по \mathcal{D} -функциям Вигнера. Выписана формула для сечений возможных реакций. В этой главе завершается построение асимптотически корректной теории молекулярных состояний в системе трех частиц.

В заключении суммированы основные результаты работы. Указаны уже имеющиеся приложения нового метода.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Построено преобразование гамильтониана Борна-Оппенгеймера, которое устраняет из него операторы нефизического дальнего действия. Это преобразование включает в себя:

- точную диагонализацию оператора радиальной связи;
- асимптотическую диагонализацию оператора угловой связи (кориолисова взаимодействия).

2. Получены уравнения Шредингера для состояний динамической (асимптотически корректной) задачи двух центров с точными квантовыми числами.

3. Предложена модель классического ротатора - простейший вариант модифицированного метода Борна-Оппенгеймера.

4. Установлена связь между методом Борна-Оппенгеймера и методом гиперсферических функций в задаче трех тел.

5. Впервые построена формальная теория рассеяния с перераспределением частиц в задаче трех тел с учетом возможности образования квазимолекулярного комплекса в процессе рассеяния.

6. Разработана методика решения радиальных уравнений Шредингера, которые возникают в адиабатическом подходе к задаче трех тел: метод фазовых функций для перезарядки со слабым дефектом резонанса, задача рассеяния с сильным дальнедействующим притяжением.

7. Проведены расчеты физических систем, которые демонстрируют преимущество нового подхода (eee^+ , $t_{\mu}+t$, слабосвязанное состояние dt_{μ}).

8. Построен алгоритм решения динамической задачи двух центров: спектральной задачи на плоскости. Впервые получены слабосвязанные состояния аномальной четности ($J=1$, $p=1$) в мезомолекулах pd_{μ} и pt_{μ} .

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- Matveenko A.V. Virial Theorem in adiabatic representation. - J.Phys., 1973, v. B6, L316-L318.
- Матвеевко А.В. Оцилляции в полном сечении реакции перезарядки $pe + d \rightarrow de + p$. - ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 6(12), с.2167-2173.
- Matveenko A.V. Low energy structure of the $H(1s) + \mu^+$ total cross section. - Phys.Lett., 1976, v. 59A, p. 109-110.
- Matveenko A.V. Asymptotically adapted adiabatic representation. - J.Phys., 1976, v. B9, p. 1419-1428.
- Matveenko A.V. Quantal calculation of the $H(1s) + \mu^+ + Mu(1s) + p$ thermal collision. - J.Phys., 1977, v. B10, p. 1133-1137.
- Matveenko A.V., Lovas I. Recoil effect and kinematic of the molecular states approach to heavy-ion transfer reactions. - Nucl.Phys., 1978, v. A299, p. 333-341.
- Fonseca A.C., Revai J., Matveenko A.V. Three-body molecular description of ${}^9\text{Be}$. (I) Born-Oppenheimer approximation. - Nucl.Phys., 1979, v. A326, p. 182-192.
- Revai J., Matveenko A.V. Three-body molecular description of ${}^9\text{Be}$. Adiabatic one-level approximation with correct angular momentum. - Nucl.Phys., 1980, v. A339, p. 448-464.
- Matveenko A.V. Quantal Calculation of the $p_{\mu}(2s) + d \rightarrow d_{\mu}(n=2) + p$ Thermal Reaction. - JINR, E2-81-135, Dubna, 1981, 8 p.
- Матвеевко А.В. Новое представление для оператора кинетической энергии задачи трех тел в конфигурационном представлении. Труды Всесоюзной конференции по теории систем нескольких частиц с сильным взаимодействием. Изд-во ЛГУ, Ленинград, 1983, с. 4.
- Matveenko A.V. A new three-body equation. - Phys.Lett., 1983, v. 129B, p. 11-14.
- Matveenko A.V. Molecular states for the transfer reaction. Proceedings of the 1983 RCNP Int. Symp. on Light Ion Reaction Mechanism, 1983, Osaka, p. 906-912.
- Касчиев М., Матвеевко А. В. Переопределение адиабатического базиса в задаче трех тел с кулоновским взаимодействием. - ОИЯИ, P2-80-38, Дубна, 1980, II с.
- Матвеевко А.В. Гамильтониан для двухатомной молекулы. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с.493-495.
- Kaschiev M., Matveenko A.V. Dynamic two-center hamiltonian and the three-body problem. - J.Phys., 1985, v. B18, L645-L649.
- Matveenko A.V. Born-Oppenheimer states and a three-body problem. - JINR, E4-85-372, Dubna, 1985, 7 p. (Proceedings of the X Eur.

- Symp. on the Dynamic of Few-Body Systems. Balatonfüred, 1985, Invited Talks, p. 311-318).
17. Kaschiev M., Matveenko A.V., Revai J. The dynamic two-center problem for three-body rotational states and the classical rotator model. Calculation of the $J=2$ resonance in the $tt\mu$ -system. - Phys.Lett., 1985, v. 162B, p. 18-20.
 18. Matveenko A.V., Abe Y. Asymptotically adapted three-body molecular states - Few-Body Systems, 1987, v. 2, p. 127-143.
 19. Matveenko A.V. Combination of the Born-Oppenheimer and the hyperspherical-coordinate method in the three-body problem. - Few-Body Sys., 1988, v. 4, p. 103-109.
 20. Hara S., Fukuda H., Ishihara T., Matveenko A.V. - Hyperradial adiabatic expansion for a muonic molecule $dt\mu$. - Phys.Lett., 1988, v. A130, p. 22-25.
 21. Matveenko A.V. Three-body molecular description of the transfer reaction. - J.Phys., Soc. Japan, 1989, v. 58, Suppl., p. 545-552.
 22. Ishihara T., Fukuda H., Matveenko A.V. Dynamic two-center problem: triple-collision-limit solution. - JINR, E4-88-739, Dubna, 1988, 12 p.
 23. Ishihara T., Fukuda H., Hara S., Matveenko A.V. A new series in spectra of muonic molecules. - JINR, E4-88-849, Dubna, 1988, 8 p.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июня 1989 года.