

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АЛЬ-ФАРАБИ

Алматы
«Қазақ университеті»
2021

УДК 530.1(035.3)
ББК 22.31
С 61

Рекомендовано к изданию Ученым советом
физическо-технического факультета КазНУ им. аль-Фараби
(протокол №12 от 03.11.2020)

Рецензент
доктор физико-математических наук, профессор Алексеева Л.А.



Сомсиков В.М.

С 61 Основы физики эволюции: монография / В.М. Сомсиков. – Алматы: Қазақ университеті, 2021. – 335 с.

ISBN 978-601-80618-0-6

В монографии, опираясь на результаты предшествующих двух работ «От механики Ньютона к физике эволюции» и «К основам физики эволюции», развиваются идеи физики эволюции, предлагается расширенный формализм механики, позволяющий описывать процессы эволюции открытых неравновесных динамических систем. Анализируется природа необратимости, связанная с эволюционной нелинейностью, определяющей нарушение симметрии времени. Развивается понятие энтропии, характеризующей эволюцию, предлагается обоснование законов термодинамики, статистической физики, кинетики. Изучается расширенное уравнение Шредингера, позволяющее описывать нарушение временной симметрии для квантовых систем, обсуждаются принципы построения картины мира на основе физических законов.

Предназначена для широкого круга специалистов в области физики, студентов, магистрантов, а также преподавателей высших учебных заведений.

УДК 530.1(035.3)

ББК 22.31

ISBN 978-601-80618-0-6

© Сомсиков В.М., 2021

© КазНУ им. аль-Фараби, 2021

ПРЕДИСЛОВИЕ

Мир немислим без эволюции. Неотъемлемая черта эволюции – необратимость. Поэтому все в мире имеет свое начало, развитие и конец. Однако, согласно законам фундаментальной физики, мир обратим. Так, механика Ньютона, которая лежит в основах современной физики, описывает мир в движении, но без эволюции. В связи с этим И. Пригожин считал, что современная физика – это «физика существующего», но «физики возникающего» пока не создана. Основная трудность ее создания в том, что до



Недавнего времени в рамках законов физики и существующей математики не удавалось объяснить механизм необратимости времени. Построить «физику возникающего» не удавалось и после того, как был найден вероятностный механизм необратимости, в основе которого лежит гипотеза о существовании случайных флуктуаций. Этот механизм позволяет объяснить, как из порядка возникает хаос, но не позволяет понять, как из хаоса возникает порядок, а из простого – «сложное», как и в каком направлении развивается мир. И лишь после того, как нами впервые было выполнено расширение механики Ньютона, *детерминированный механизм необратимости* был найден. Расширение было выполнено благодаря учету роли структуры тела в его динамике, в результате замены модели тела в виде материальной точки на модель структурированного тела. То есть, главной причиной того, что не удавалось найти детерминированную необратимость, были ограничения классической механики. Детерминированный механизм необратимости открыл возможность построения «физики эволюции». *«Физикой эволюции» мы назвали раздел физики, в задачу которого входит описание процессов возникновения, развития и распада систем на основе фундаментальных законов физики.*

Расширение механики удалось выполнить, опираясь на новые понятия. Важнейшим из таких понятий является *принцип дуализма симметрии*. Согласно этому принципу *динамика тел, их эволюция, определяются, не только симметриями пространства, но и симметриями тела*. Чтобы использовать этот принцип, потребовалось энергию тела представить в дуальном виде, как сумму энергии движения и внутренней энергии. Отсюда было получено уравнение движения, позволяющее выполнять *«полное описание»*, то есть, описание динамики тел с учетом роли внутренних процессов. В рамках *полного описания* были установлены принципы, определяющие законы динамики тел на основе законов динамики их элементов. Оказалось, что согласно законам классической механики, материя бесконечно делима, а ее базовый элемент – *открытая неравновесная динамическая система*. Опираясь на уравнение движения структурированного



тела, был построен расширенный формализм классической механики и с его помощью показана принципиальная возможность обоснования законов термодинамики, статистической физики, физической кинетики. Изучен класс нелинейностей, названный *эволюционными нелинейностями*, отвечающий за нарушение симметрий и необратимость. Эти нелинейности позволили ввести в классическую механику понятие Д-энтропии. Она определяется отношением приращения внутренней энергии тела к ее полной величине. Д-энтропия подводит фундаментальную основу под известные статистические и эмпирические типы энтропии. Предложена детерминированная интерпретация принципа неопределенности Гейзенберга. Показана возможность существования универсального механизма нарушения симметрий в природе. Рассмотрен ряд ключевых задач на пути построения эволюционной картины мира.

В целом, в книге развиваются идеи, изложенные в монографиях автора «От механики Ньютона к физике эволюции», «К основам физики эволюции». При этом, если в первой монографии был предложен механизм детерминированной необратимости, а во второй показано, как на основе принципа дуализма симметрии расширяется механика Ньютона, то в данной монографии строятся основы физики эволюции открытых неравновесных динамических систем.

Автор приносит свою глубокую благодарность Лауреату Государственной премии РК, Академику НАН РК Рамазанову Тлеккабулу Сабитовичу за ценные советы и поддержку, которую он оказал не только в издании данной монографии, но и в развитии нового направления исследований проблем физики эволюции открытых систем в Казахстане.

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И НЕКОТОРЫЕ ПОЯСНЕНИЯ К КНИГЕ

Для удобства чтения книги в ней используется следующая аббревиатура: материальная точка (МТ); структурированное тело (СТ); открытая неравновесная динамическая система (ОНДС). Принятая аббревиатура объясняется построением изложения книги в процессе приближения модели тела к реальности: $MT \Rightarrow CT \Rightarrow OHC$.



Физика эволюции строится, опираясь на **принцип дуализма симметрии**. В соответствии с ним возникает понятие **дуальной системы координат**. Это система макро- и микропеременных. **Макропеременные** определяют движение центра масс системы. **Микропеременные** определяют движения МТ относительно центра масс системы. Дуальная система координат – естественная система координат, поскольку в ней динамика тела, в соответствии с принципом дуализма симметрии, связывается с точкой приложения результирующей внешней силы, то есть с точкой центра масс.

Используя уравнение движения СТ, выводятся **расширенные уравнения Лагранжа, Лиувилля и Гамильтона**. Это такие уравнения, при получении которых вместо уравнения движения Ньютона для МТ используется уравнение движения СТ. Они названы расширенными, поскольку, в отличие от своих канонических прототипов, описывают процессы диссипации. Для равновесных или близких к равновесию систем эти уравнения становятся каноническими.

В каждом параграфе формулы пронумерованы так, что цифры соответствуют последовательно главе, параграфу и разделу, а последняя цифра – порядковому номеру формулы данного раздела. Для нумерации ссылок на эти формулы в данном параграфе используется только последняя цифра, соответствующая порядковому номеру формулы. При ссылках на формулы из других параграфов используется полная нумерация.

Нумерация рисунков и таблиц выполнена с учетом соответствующей главы и их порядка в главе.

*Блажен, кто вырваться на свет
Надеется из лжи окружной.
В том, что известно, пользы нет,
Одно неведомое нужно*

Иоганн Вольфганг Гёте. «Фауст»

ВВЕДЕНИЕ



Сегодня, как никогда раньше, существование человечества зависит от уровня и темпов развития знаний об окружающем мире. Мы являемся свидетелями быстрых, а порой катастрофических изменений в природе. Они вызваны ростом населения планеты, ее загрязнением, глобальным изменением климата. Обострилась проблема гармонии человека и окружающего мира. Все это выдвинуло жесткие требования перед наукой в необходимости развития знаний, позволяющих не только отвечать на вопросы об устройстве окружающей среды, но и предопределять ее изменения. Чтобы человечеству адаптироваться к этим изменениям, нужно знать, в каком направлении эволюционирует мир и почему он так эволюционирует. Для этого необходимо понять, как возникает материя, как «сложное» возникает из простого, как формируются структуры материи, в чем суть природы гармонии человека и среды обитания [1-4]. С этими проблемами мы сталкиваемся в любой области физики. Однако к их решению современная физика подготовлена недостаточно. Она хорошо описывает существующий мир, но ей не удается удовлетворительно описывать процессы образования новых структур материи и их эволюции [4].

Ключевая проблема описания процессов эволюции – проблема необратимости. Действительно, как известно, возникновение структур в природе возможно только в диссипативных системах [36]. Но строгое научное определение процессов диссипации, объяснение связанного с ней механизма необратимости долгое время лежало за пределами возможностей физики, хотя поиск ее механизма практически велся с момента становления физики [5, 6]. Главная тому причина состоит в том, что в основах классической механики лежит уравнение движения Ньютона для бесструктурного тела, заданного, как правило, моделью в виде МТ. Оно обратимо, а потому обратимы формализмы классической механики. Более того, обратимы все фундаментальные законы физики [4].

Поиск механизма необратимости, начатый еще Больцманом, привел его и его последователей к вероятностному объяснению



зе физического механизма. В основе этого объяснения лежит свойство экспоненциальной неустойчивости фазовых траекторий гамильтоновых систем и гипотеза о существовании случайных внешних воздействий на них [5].

Открытие вероятностного механизма необратимости существенно помогло в развитии статистических методов изучения необратимых процессов, а также в понимании природы хаоса. Однако, опираясь на этот механизм, не удавалось ответить на ключевые вопросы об эволюции картины мира: как порядок возникает из хаоса, как природа выбирает путь от простого к сложному, как нарушение симметрии приводит к эволюции, куда направлена эволюция. Дело в том, что вероятностные законы и принципы сложно совместить с фундаментальными законами физики. Поэтому строить эволюционную картину мира, опираясь на вероятностные гипотезы, оказалось практически невозможно. Действительно, решение проблем, касающихся построения эволюционной картины мира, опирается на идеи детерминизма, познаваемости мира, его единственности, замкнутости законов физики. Но эти идеи исключают вероятность в своих исходных позициях. Поэтому поиск детерминированного механизма необратимости не прекращался и после открытия ее вероятностного механизма. И в результате детерминированный механизм необратимости все-таки был предложен [7, 8]. Это открыло возможность построения *«физики эволюции»*.

Основные задачи *«физики эволюции»* мы определили следующим образом: *описание процессов возникновения, развития и распада систем, поиск принципов построения эволюционной картины мира «от простого к сложному» на основе фундаментальных законов физики* [28]. Отметим, что для упрощения решения этих задач не отрицается использование статистических методов, но только после того, как они будут обоснованы в рамках фундаментальных законов.

Кратко поясним, какие ключевые идеи позволили найти детерминированный механизм необратимости и как он открыл возможность построения *«физики эволюции»*.

Анализ многочисленных попыток найти детерминированный механизм необратимости, которые предпринимались с прошлого



зек, начиная от работ Больцмана, Пуанкаре, Пригожина и многих других исследователей, позволил сделать предположение, что в рамках формализмов классической механики детерминированного механизма необратимости не существует. Это могло означать, что классическая механика, включая ее формализмы, на основе которых пытались решить эту проблему, требует снятия каких-то неизвестных к тому времени ограничений [4]. Для их поиска нами вначале был выполнен анализ динамики простейших систем твердых дисков. Он показал, что детерминированный механизм необратимости должен быть связан с ролью структуры тел в их динамике [8]. Действительно, расчеты динамики систем твердых дисков показали, что энергия их движения каким-то образом необратимо переходит в их внутреннюю энергию, определяемую относительными скоростями дисков системы. Это аналогично тому, как энергия движения тел в реальной среде переходит в их нагрев за счет трения. Стало ясно, что для описания необратимости систем нужно учесть взаимосвязь динамики системы как целого в пространстве с внутренней динамикой ее элементов.

В целом, результаты изучения дисков привели к необходимости поиска уравнения движения **структурированного тела (СТ)**, опираясь только на ключевые принципы и законы классической механики, при этом не используя ее канонические формализмы, а также вероятностные принципы. Для решения этой задачи с учетом роли структуры тела в его динамике, в качестве его модели использовалась система потенциально взаимодействующих **материальных точек (МТ)**. Такая модель продиктована тем, что, как правило, все тела с хорошей степенью точности могут быть представлены системой из достаточно большого количества МТ, в то время как движение каждой МТ определяется известными законами механики [13]. Кроме того, такая модель позволяла опираться на механику Ньютона для описания динамики элементов системы [7]. Но поскольку, кроме того, нужно было найти связь внутренней энергии системы и энергии ее движения, такое



уравнение необходимо было получать на основе принципа дуализма симметрии.

Суть принципа дуализма симметрии заключается в том, что **движение систем определяется не только симметрией пространства, как в случае бесструктурной МТ, но и внутренней симметрией систем** [10, 11]. Исходя из принципа дуализма симметрии, **уравнение движения системы следовало получать из выражения полной энергии системы, представленной суммой энергии ее движения и внутренней энергии.** Такой путь получения уравнения движения системы МТ позволял бы обойтись без использования канонических формализмов классической механики и вероятностных закономерностей [14]. Кроме того, он позволял учесть то, что движение каждой МТ вносит вклад в полную энергию системы, которая складывается из энергии движения системы и ее внутренней энергии. Закон сохранения энергии такой системы формулируется следующим образом: *вдоль траектории движения системы должна сохраняться сумма энергии ее движения и внутренней энергии при условии, что возможно преобразование одного типа энергии в другой. То есть, необратимость времени связана с преобразованием энергии движения системы в ее внутреннюю энергию при условии постоянства их суммы.*

Таким образом, согласно принципу дуализма симметрии, энергию системы следует задавать в дуальном виде. Как удалось установить, это можно сделать с помощью микро- и макропеременных [7]. Через микропеременные выражалась внутренняя энергия, определяемая движениями МТ относительно центра масс системы. Через макропеременные выражалась энергия движения системы в пространстве, связанная с энергией движения ее центра масс. Было доказано, что микро- и макропеременные независимы, что подтверждало принцип дуализма симметрии [7]. В результате такого представления энергию каждой МТ удалось разбить на две составляющие части. Одна ее часть вносит вклад во внутреннюю энергию системы, а другая – в энергию движения системы. Важно отметить, что зацепление этих типов энергий возникает



только в случае движения тела в неоднородном поле внешних сил.

Из представленной в дуальном виде энергии системы, путем ее дифференцирования по времени и при использовании перечисленных условий, было получено ее уравнение движения. Согласно этому уравнению, изменение полной энергии системы определяется двумя типами сил. Работа внешних потенциальных сил отвечает за изменение энергии движения системы. Работа непотенциальной составляющей внешних сил отвечает за изменение внутренней энергии, определяемой относительными движениями МТ. Было установлено, что непотенциальная сила, к которой относится диссипативная сила, определяется градиентом потенциальных сил. Поэтому сила, изменяющая внутреннюю энергию, возникает только при наличии внешнего, хотя и потенциального, но неоднородного поля сил. Тем самым была снята одна из глубоких проблем физики, которая заключалась в вопросе, как возникают непотенциальные силы, если все известные фундаментальные силы потенциальны.

Члены, определяющие непотенциальные силы, изменяющие внутреннюю энергию, оказались билинейными и зависящими от микро- и макропеременных. Они имели второй и выше порядки малости. Из-за наличия этих членов, временная симметрия уравнения движения нарушается. В этом случае динамика системы становится необратимой [7, 8, 12, 14, 15].

Таким образом, уравнение движения системы следует из фундаментальных законов и принципов классической механики. Эти законы и принципы включают в себя законы сохранения энергии, импульса, принцип Галилея и принцип дуализма симметрии. Поэтому необратимое уравнение движения СТ является детерминированным, а механизм необратимости связан с переходом энергии движения системы в ее внутреннюю энергию.

Описание диссипативных процессов вплоть до построения «физики эволюции» не могло осуществляться строго в рамках законов классической механики. Эту трудность обходили путем дополнения уравнения движения Ньютона эмпирическим членом, отображающим силу трения, пропорциональную



скорости и коэффициенту трения, определяемому экспериментальным путем. Но в уравнение движения СТ сила трения уже входит аналитическим образом. Интересно, что эмпирический способ описания динамики тел с учетом трения был найден еще Аристотелем путем созерцания и логического анализа [13].

Уравнение движения СТ привело к необходимости расширения существующих рамок математических теорий для описания процессов нарушения симметрий. Так, появление билинейных членов в его правой части привело к необходимости ввести понятие **взаимодействия динамических подгрупп симметрии**. Действительно, с точки зрения математики, исходя из вида билинейных членов, **нарушение динамических симметрий обусловлено зацеплением независимых переменных двух подгрупп симметрии, образующих группу симметрии динамики СТ: подгруппу симметрии системы и подгруппу симметрии пространства-времени**. Билинейные члены, определяющие зацепление переменных различных подгрупп симметрии, были названы *эволюционной нелинейностью*, поскольку они отвечают за возникновение диссипативных процессов и соответствующее нарушение симметрии, без чего эволюция невозможна. Действительно, как известно, диссипативные процессы отвечают за возникновение аттракторов, определяющих те или иные природные пространственные структуры. Однако возникновение аттракторов как раз и обуславливает процессы эволюции. В движущейся в неоднородном поле сил системе *эволюционная нелинейность* приводит к преобразованию энергии движения системы во внутреннюю энергию. Отсюда понятно, что с точки зрения математики необходимость использования принципа дуализма симметрии продиктована тем, что **эволюция обусловлена нарушением симметрий пространства и времени в результате нелинейной взаимосвязи элементов подгруппы симметрии самой системы и подгруппы симметрии пространства-времени**. Таким образом, эволюция материи определяется эволюционными нелинейностями, которые отвечают за необратимые процессы. Дальнейшие



Исследования показали, что аналитическая форма эволюционной нелинейности имеет универсальный вид. Он совпадает с аналитической формой потенциалов, определяющих фазовые переходы в квантовых системах [14]. Таким образом, то, что уравнение движения СТ учитывает влияние внутренней динамики элементов на движение СТ, позволило описывать эволюционные процессы для материи в рамках строгих законов физики. Такое описание здесь будем называть «**полным описанием**», так как оно учитывает влияние динамики элементов тела на его динамику, как целого. Здесь отметим, что в приближении, когда справедливы статистические законы для систем, близких к равновесию, *эволюционная нелинейность* определяется через *диссипативную функцию* [24].

Подчеркнем, что в уравнении движения системы, полученном из канонических уравнений Лагранжа [10, 11], билинейные члены, ответственные за преобразование энергии движения тела в его внутреннюю энергию, отсутствуют. Как удалось выяснить, это связано с тем, что уравнения Лагранжа выводятся при условии выполнения требования голономности связей. Хотя это требование исключает члены уравнения, отвечающие за нарушение симметрии, оно во многих случаях позволяет найти аналитическое решение задачи, например, когда можно пренебречь диссипацией.

В процессе решения проблемы детерминированного механизма необратимости было установлено, что согласно законам классической механики, **материя делима до бесконечности** [7]. Это обстоятельство, а также предположение об эволюционном происхождении материи, привело к выводу, что базовым элементом материи является не бесструктурная частица, а **открытая неравновесная динамическая система (ОНДС)** [7]. То есть, **материя представляет собой иерархию ОНДС**. Изучение иерархии ОНДС позволило выявить ряд принципов, которые связывают законы эволюции ОНДС с законами эволюции ее элементов. Это открыло возможности строить эволюционную картину мира в рамках фундаментальных законов физики, опираясь на знания принципов, определяющих



взаимосвязь законов эволюции ОНДС, с законами динамики ее элементов.

Механика СТ привела к понятию Д-энтропии в рамках законов классической механики. Мы **определили Д-энтропию, как отношение приращения внутренней энергии системы за счет энергии ее движения к полной величине внутренней энергии**. Благодаря тому, что уравнение движения СТ строится в микро- и макропеременных, выражение Д-энтропии для ОНДС, представленной совокупностью СТ, напрямую следует из механики систем [15].

Д-энтропия для ОНДС определяет изменение ее внутренней энергии, обусловленное неоднородным полем внешних сил. В отличие от существующих типов энтропии, Д-энтропия определяется в рамках законов классической механики для движущейся системы. Для равновесных, а значит, для достаточно больших систем Д-энтропия соответствует термодинамической энтропии Клаузиуса. Это следует из того, что только для равновесных систем тепловая энергия эквивалентна внутренней энергии [16]. А то, что для равновесных систем внутренняя энергия необратимо возрастает за счет энергии движения, соответствует второму закону термодинамики.

Важно подчеркнуть, что Д-энтропия обладает большой универсальностью, так как она определяется через уравнения движения систем, полученные только на основе законов классической механики. Поэтому ее можно использовать для анализа динамики как равновесных, так и неравновесных систем. Более того, поскольку Д-энтропия выводится из строгих законов классической механики, она может быть использована для определения областей применения феноменологической энтропии Клаузиуса, а также всех других энтропий, определенных вероятностным образом.

Отметим, что принцип энергии, или первое начало термодинамики [16], на самом деле соответствует принципу дуализма симметрии для сплошных сред. Поэтому, записав энергию системы, при переходе к сплошной среде, в дуальном виде, мы приходим к законам термодинамики, опираясь на законы классической механики [17-19].



В соответствии с определением Д-энтропии, она применима не только для систем с большим количеством МТ. В отличие от известных типов энтропии, она также может быть использована для систем с малым количеством МТ. Для малых систем Д-энтропия может быть, как положительной, так и отрицательной [8, 17]. В целом, **Д-энтропия характеризует нарушение симметрии времени, поскольку определяется через изменение внутренней энергии системы за счет энергии движения.** Она находится в согласии с существующими определениями энтропии, а также со статистическим описанием процесса установления равновесия [15].

На основе принципа дуализма симметрии было получено расширенное уравнение Шредингера. В отличие от канонического уравнения Шредингера, его расширенный аналог позволяет описывать диссипативные процессы в квантовых системах, поскольку оно учитывает изменение внутренних состояний квантовых систем при их взаимодействиях.

Из условия бесконечной делимости материи появилась возможность детерминированного объяснения принципа неопределенности Гейзенберга [20]. Это объяснение опирается на тот факт, что при расчетах фазовых траекторий квантовых систем, как и в классической механике, не учитываются эффекты поглощения энергии внутренними структурами систем. Эти эффекты неизбежно приводят к неточностям в расчетах фазового объема, определяемого величиной $\Delta E \Delta t > 0$, где ΔE – изменение внутренней энергии квантовой частицы за время Δt . Как этот результат определяет принцип неопределенности, предстоит еще выяснить. Но поскольку бесструктурных частиц не бывает, то это условие всегда имеет место [21].

Таким образом, установления детерминированного механизма необратимости в результате выполненного нами расширения классической механики открыло возможность строить **физику эволюции**, позволяющую изучать процессы возникновения, развития и разрушения природных объектов на основе фундаментальных законов физики. Тем не менее, физика эволюции, как и вся физика, строится на основе приближения модели тела к реальности. Сначала вместо МТ используется СТ



и изучаются свойства динамики тела в виде СТ. После этого используется модель тела в виде ОНДС, элементом которой является СТ. На основе ОНДС строится физика эволюции. Именно ОНДС позволяет учесть роль открытости и неравновесности в динамике систем. Как будет здесь показано, невозможно описать процессы эволюции, понять их природу, если не учесть, что любой элемент материи является ОНДС. То есть, невозможно описание процессов эволюции, если не учитывать, что элементом материи является ОНДС. Причина состоит в том, что эволюция - это перестройка внутренней структуры, обусловленная изменениями внешних ограничений. Поэтому перестройка описывается членами эволюционной нелинейности. Эти члены могут быть учтены только, если учтены условия открытости и неравновесности систем. Следовательно, «физика эволюции» включает в себя уравнения динамики систем классической и квантовой механик, расширенные формализмы классической механики, принципы и законы, определяющие процессы возникновения, развития и распада структур материи, поднимаясь по иерархической лестнице строения материи от простого к сложному.

До открытия детерминированного механизма необратимости, как выразился И. Пригожин, развивалась только «физика существующего». Теперь, после открытия детерминированного механизма необратимости появилась возможность строить «физику эволюции», описывающую не только статичное состояние окружающего нас мира, а также процессы эволюции структур материи.

Таким образом, нам удалось раскрыть природу детерминированного механизма необратимости и провести расширение Ньютоновской механики с помощью:

1. Замены бесструктурной модели МР на модель СТ;
2. Использования принципа дуализма симметрии;
3. Представления энергии системы как суммы энергии ее движения и внутренней энергии в микро- и макропараметрах;
4. Учета неголономности связей при выводе уравнений движения СТ;



5. Учета взаимодействия динамических групп симметрии, возникающего при наличии градиентов внешних сил.

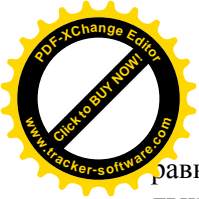
В свою очередь, знание детерминированного механизма необратимости и расширение Ньютоновской механики открыло возможность построения «физики эволюции».

Книга состоит из введения и пяти глав.

Во введении изложена суть книги и основные идеи, которые привели к построению физики эволюции. К главной идее, позволившей строить физику эволюции, является необходимость учета роли структуры тел в их динамике.

В первой главе разъясняется содержание книги, ее цели и задачи. Предлагаются определения основных понятий, используемых в книге. Дается краткое описание истории объяснения вероятностного механизма необратимости, предшествовавшего детерминированному механизму. Это объясняет, почему проблема детерминированной необратимости не исчезла, когда ей было найдено вероятностное объяснение, и почему она осталась ключевой для всей физики. Объясняется, как детерминированное объяснение необратимости открывает возможность построения физики эволюции в рамках законов классической механики. Обоснована необходимость создания основ физики эволюции, определены задачи на пути ее построения, а также методы их решения.

Вторая глава посвящена изучению динамики простейших систем жестких дисков. Их изучение продиктовано необходимостью поиска подходов к решению проблемы. Это целесообразно делать для максимально простых моделей тел. На основе матрицы парных столкновений дисков выводится их уравнение движения. Показывается, как для взаимодействующих систем можно получить расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля. Эти уравнения, в отличие от канонических уравнений, применимы для описания диссипативных процессов. Доказывается, что необратимость связана с процессами взаимодействия структурированных тел. Приводятся результаты расчетов динамики систем взаимодействующих дисков. Здесь предлагается понятие Д-энтропии, которая определяет механизм установления



равновесия в системах дисков, связанный с переходом энергии из движения во внутреннюю энергию. Обосновывается необходимость дальнейшего поиска и обоснования механизма необратимости в рамках законов классической механики для систем потенциально взаимодействующих МТ.

Третья глава посвящена развитию механики СТ на основе модели систем в виде потенциально взаимодействующих МТ. Обсуждаются понятия различных типов энергии. Показывается, как энергия систем связана с понятием симметрии. Обсуждается сущность принципа дуализма симметрии и необходимость его использования для описания динамики систем. В соответствии с принципом дуализма симметрии строится дуальное представление энергии системы в виде суммы внутренней энергии системы и энергии ее движения. На примере задачи о движении осциллятора демонстрируется природа ограничений канонических формализмов классической механики и доказываются необходимость использования принципа дуализма симметрии для описания динамики систем. Представлен вывод уравнения движения системы потенциально взаимодействующих МТ во внешнем неоднородном поле сил. Вводится понятие эволюционной нелинейности. На ее основе исследуется взаимодействие различных групп симметрии, предлагается объяснение нарушению симметрии времени, которое следует из уравнения движения систем в неоднородном поле внешних сил. Раскрывается сущность природы непотенциальных диссипативных сил. Показывается, как эти силы возникают из фундаментальных потенциальных сил при наличии их градиентов. Делается вывод о бесконечной делимости материи. Объясняется, как и почему гипотеза о голономности связей, используемая при выводах канонического уравнения Лагранжа, исключает возможность описания необратимой динамики систем МТ. Обсуждаются отличия динамики бесструктурных элементов от динамики их систем. Показывается, как учет принципа дуализма симметрии приводит к отличию геометрии Римана для СТ от геометрии, используемой для описания МТ. На основе принципа дуализма симметрии выводится расширенное уравнение Шредингера. Предлагается детерминированное



Объяснение принципа неопределенности Гейзенберга для квантовой механики. Объяснение основано на выполнении условия бесконечной делимости материи.

Четвертая глава посвящена изучению структуры материи и ее эволюции. Опираясь на вытекающее из законов классической механики свойство бесконечной делимости материи и принцип дуализма симметрии, показывается, что базовым элементом материи должна быть ОНДС.

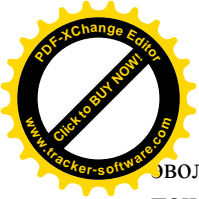
Развивается математический аппарат исследования ОНДС на основе уравнения движения СТ. Так, если в термодинамике, статистической физике и кинетике изучаются процессы установления равновесия в неравновесных системах вне зависимости от их движений и взаимодействий, то ОНДС изучаются с учетом их движения и взаимодействия в неоднородном поле сил.

Строятся формализмы, применимые для изучения динамики ОНДС. Обобщаются канонические уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля, скобки Пуассона для ОНДС. Изучаются свойства Д-энтропии. Показано, как законы термодинамики, статистической физики и кинетики связаны с законами классической механики. Опираясь на условие иерархичного строения материи, предлагается детерминированный подход к описанию бифуркаций, которые лежат в основах механизмов спонтанного нарушения симметрии. Исследуется *эволюционная нелинейность*, отвечающая за необратимость и процессы эволюции.

Предлагается понятие дуального фазового пространства, позволяющего изучать динамику структурированных тел с учетом диссипативных процессов.

Изучается вытекающий из принципа дуализма симметрии и эволюционной нелинейности потенциал, определяющий необратимые процессы в механике систем и нарушения различных типов симметрий в физике. Рассматриваются универсальные принципы, позволяющие определять законы динамики систем на основе законов динамики их элементов.

В пятой главе рассматривается место физики эволюции в философии и в развитии картины мира. Изучается, как физика



Эволюция приводит к развитию некоторых философских понятиях. В частности, как физика эволюции подтверждает закон единства и борьбы противоположностей в эволюционных процессах, как она описывает процессы перехода количества в качество. Демонстрируется, как физика эволюции обосновывает единство картины мира и законов его развития. Изучается роль принципов построения систем на основе знания законов поведения их элементов. Демонстрируется, как физика эволюции способна стереть границы между методами познания классических и квантовых систем. Обосновывается необходимость понятия *нелинейного редукционизма*, которое следует из эволюционной нелинейности, определяющей процессы эволюции. Рассматриваются вопросы: какие возможности в построении детерминированной эволюционной картины мира открывает физика эволюции, как она влияет на развитие философских концепций, лежащих в основе современной картины мира и методов ее познания. Подчеркивается необходимость развития познания не только путем открытия новых физических явлений, но и путем снятия ограничений на теории и модели, которые были созданы в более ранние периоды развития физики. Выполняется обобщение основных результатов, полученных на пути построения физики эволюции. Обсуждаются вопросы о месте физики эволюции в области познания картины мира и актуальности развития физики эволюции как для построения единой картины мира, так и для самой физики. Рассматриваются перспективы и пути развития физики эволюции. Обсуждаются задачи, которые предстоит решить для построения физики эволюции, а также перспективные пути развития картины мира.

Обобщим сказанное во введение. К физике эволюции привело расширение классической механики в результате учета структурности тела в его динамике. Механика МТ коренным образом отличается от механики СТ уже потому, что структурность отвечает за необратимую динамику и эволюцию. Для бесструктурного тела невозможна эволюция, а значит, существование окружающего нас мира. Учет того, что эволюция обусловлена структурностью материи, привело к выводу о



бесконечной делимости материи и, в конечном итоге, к заключению о том, что элементом материи является ОНДС, а сама она представляет собой бесконечную иерархию ОНДС.

Кратко изложим **ключевые этапы построения физики эволюции.**

Учет структуры тела в его динамике привел к детерминированному механизму необратимости. Он опирается на принцип дуализма симметрии, утверждающий, что динамика структурированных тел определяется не только симметрией пространства, но и симметриями самих тел. Согласно этому принципу, для описания эволюции необходимо опираться на дуальное представление энергии тела в виде энергии его движения и внутренней энергии. Из нее следует уравнение движения системы, которое учитывает процессы диссипации, определяемые членами эволюционной нелинейности. Эти члены, отвечающие за нарушение симметрии и необратимость, возникают в уравнении движения тела в неоднородном поле сил. Они также отвечают за преобразование энергии движения во внутреннюю энергию. Эволюционная нелинейность представляет собой билинейные члены уравнения движения системы МТ, зависящие от микро- и макропеременных систем и возникающие при движении системы в неоднородном пространстве.

Из эволюционной нелинейности возникло понятие **Д-энтропии**. Она определяет приращение меры «хаоса», ассоциируемой с приращением внутренней энергией равновесной системы, за счет энергии движения, ассоциируемой с мерой «порядка». Такая трансформация происходит при движении системы в неоднородном поле сил. Тем самым, энтропия нашла свое физическое объяснение без использования вероятностных принципов. Для равновесной системы Д-энтропия совпадает с энтропией Клаузиуса.

Объяснить математическую сущность эволюционной нелинейности удалось благодаря введению понятия **зацепления элементов подгрупп симметрии**, образующих полную группу симметрии, определяющую динамику тела. Отсюда мы ввели понятие «**полного описания**». Оно означает описание динамики



тела с учетом роли динамики его элементов. Благодаря этой роли происходит нарушение симметрии времени, ответственное за диссипацию, которая и обуславливает эволюцию. Таким образом, в результате учета структурности тела в его динамики, мы пришли к физике эволюции.

Эта книга позволяет читателю проследить весь процесс построения «физики эволюции», начиная от механики Ньютона, а также увидеть, как эволюция пронизывает все разделы физики.

Теперь понятно, что мудрец изрек:
«Мир духов рядом, дверь не на запоре,
Но сам ты слеп, и все в тебе мертво.
Умойся в утренней заре, как в море,
Очнись, вот этот мир, войди в него»

Иоганн Вольфганг Гёте. «Фауст»

Глава 1 ЧТО ТАКОЕ ФИЗИКА ЭВОЛЮЦИИ

1.1. Определения используемых понятий

Рассмотрим ключевые понятия, которые положены в основы физики эволюции. Необходимость в этом продиктована, главным образом, следующими обстоятельствами.

Во-первых, возможность построения физики эволюции в рамках фундаментальных законов физики возникла только после предложенного нами объяснения детерминированного механизма необратимости. Само объяснение стало возможным лишь в результате того, что было использовано такое новое для механики понятие, как **принцип дуализма симметрии**. Для использования этого принципа потребовалось ввести понятие дуального представления полной энергии тела в виде суммы энергии движения и внутренней энергии. Использование принципа дуализма симметрии также привело и к другим новым понятиям. К ним, в частности, относятся понятия Д-энтропии, эволюционной нелинейности и другие.



Детерминированный механизм необратимости следует из уравнения движения системы потенциально взаимодействующих МТ. Само уравнение движения следует из принципа Даламбера, но, если только отказаться от ограничивающих требований о голономности связей и потенциальности всех коллективных сил. Только при этих условиях можно получить канонические уравнения Лагранжа, Гамильтона, Лиувилля [10, 11]. Как оказалось, чтобы исключить эти ограничения, при выводах уравнения движения системы МТ потребовалось учесть роль структурности тел в их динамике, опираясь на понятие принципа дуализма симметрии. Это позволило получить уравнение движения системы МТ в неоднородных внешних полях сил из выражения энергии, представленной в дуальной системе координат.

Во-вторых, как известно, смысловая нагрузка понятий не редко зависит от области их использования. К таким понятиям, например, относится широко используемое сегодня понятие эволюции. Поэтому потребовалось пояснить, какой физический смысл вкладывается в определение эволюции в соответствии с развиваемыми идеями в области «физики эволюции».

И, в-третьих, поскольку «физика эволюции» является новым разделом физики, появились некоторые новые математические понятия. К ним, прежде всего, относится понятие зацепления групп симметрии.

В целом, необходимость в новых понятиях была продиктована новизной подхода к решению проблемы необратимости. При их определении мы стремились отображать те их стороны, которые важны для понимания «физики эволюции».

Дадим определения существующим и новым физическим понятиям, необходимым для описания физики эволюции.

Твердое тело – абсолютно жесткий объект, имеющий конечные размеры, но не имеющий внутренних степеней свободы и внутренней энергии. Как станет ясно из последующего изложения, приближение твердого тела, как правило, справедливо до тех пор, пока градиенты внешних сил недостаточны для изменения его внутренней энергии.



Системой назовем объект из взаимодействующих элементов. Наиболее часто здесь будем рассматривать систему потенциально взаимодействующих МТ, с помощью которой можно задать практически любое тело.

Центр масс тела, системы – это точка приложения внешних сил. Поэтому энергию движения системы следует связывать с энергией движения центра масс.

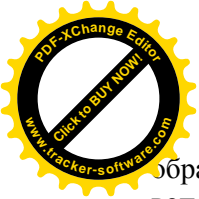
Для тел имеет место понятие *внутренней энергии*. Она определяется суммой энергий движения элементов относительно центра масс тела. Сумма импульсов элементов относительно центра масс равна нулю. Поэтому движения элементов относительно центра масс не влияют на движение тела как целого.

Как правило, в качестве элементов тела будем брать совокупность потенциально взаимодействующих МТ. Но в качестве ОНДС будем брать совокупность равновесных СТ.

Структурированным телом (СТ) назовем равновесную, в термодинамическом смысле, систему из достаточно большого числа потенциально взаимодействующих элементов. Как правило, в качестве таких элементов будем брать МТ.

Движение системы – это изменение положения ее центра масс в пространстве. Положение центра масс определяется радиус-вектором \vec{r} в трехмерном пространстве, компоненты которого совпадают с декартовыми координатами центра масс – x, y, z и скоростями $\vec{v} = d\vec{r} / dt \equiv \dot{\vec{r}}$, где t – время. Энергия движения системы связывается с энергией ее центра масс в пространстве. Здесь будет показано, что движение системы потенциально взаимодействующих МТ однозначно определяется в конфигурационном пространстве независимых координат и скоростей ее центра масс, а также координатами и скоростями элементов системы относительно центра масс в каждый момент времени при заданных начальных условиях, внутренних связях и внешних ограничениях.

В основе всех современных физических теорий, так или иначе, лежит механика Ньютона. Это связано не столько с тем, что именно с нее берет начало современная физика. Это, главным



Образом, продиктовано тем, что через все разделы физики основополагающей нитью проходит ее главная задача: *по состоянию материи в настоящее время определить ее состояние в последующие моменты времени*. И механика Ньютона впервые решает эту задачу для МТ, тем самым закладывая фундаментальные основы теорий современной физики.

Как и все фундаментальные теории, механика Ньютона построена на аксиоматических утверждениях и моделях, используя абстрактное понятие МТ. С помощью единственного постулата в ней удается вывести основополагающие уравнения динамики. Таким постулатом является следующее: *«работа сил реакции при любом виртуальном перемещении МТ, не нарушающем заданных кинематических связей, всегда равна нулю»* [11]. Опираясь на этот постулат, при условии потенциальности коллективных сил в системах, состоящих из потенциально взаимодействующих между собой МТ, развиты формализмы классической механики.

Предлагаемая здесь **механика структурированного тела** также строится, опираясь на аксиоматические утверждения и использование соответствующих моделей тел. В отличие от механики Ньютона, механика СТ учитывает роль структуры тела в его динамике. В результате, как оказалось, механика СТ может описывать диссипативные процессы, которые лежат в основе эволюции. Такое описание динамики осуществляется путем использования не только макропеременных, определяющих движение СТ как целого, но и микропеременных, определяющих движение элементов СТ. Поэтому это описание будем называть **«полным описанием»**.

Основные понятия классической механики – это понятия **материальной точки (МТ)**, энергии, импульса, массы, твердого тела, например, жесткого шара или диска.

Напомним, что **«Материальная точка»** – тело, размерами и внутренней структурой которого можно пренебречь. Для излагаемого ниже материала важно, что МТ обладает заданной массой, но не имеет внутренней структуры. Поэтому она не может обладать внутренней энергией.

Энергия тела – скалярная функция координат, скоростей, массы, определяющая динамику тела, а также его элементов,



являющаяся инвариантом вдоль всей ее траектории. Здесь будет важно, что понятие энергии, форма ее представления связаны с понятиями не только симметрии пространства и времени, как это считалось в механике, но и симметриями самого тела. Изменения независимых переменных системы со временем определяются с помощью уравнения движения системы, их значениями в предшествующий момент времени, при условии постоянства полной энергии. Будет показано, что согласно принципу дуализма симметрии она должна быть представлена в виде суммы **внутренней энергии** системы, определяемой суммой энергий движения элементов относительно центра масс, и **энергии движения**, определяемой полем внешних сил и скоростью центра масс системы. Более подробное разъяснение понятия энергии будет дано в относящемся к ней параграфе. **Полная энергия тела является основным интегралом движения СТ.**

Траектория движения СТ однозначно определяется дифференциальными уравнениями движения СТ и его элементов, получаемыми из условия инвариантности полной энергии, при заданных начальных и граничных условиях. Решения уравнений движения тела и его элементов, в общем случае, должны представлять собой функции времени, координат и скоростей центра масс тела, а также его элементов относительно центра масс.

Помимо самой энергии, в зависимости от симметрии задачи, могут существовать другие функции координат и скоростей, которые так же сохраняются вдоль траектории тела. Эти интегралы движения определяют динамику тела.

Для физики эволюции очень важны такие понятия, как открытость. **Открытыми** принято называть такие системы, которые обмениваются с внешним миром энергией, импульсом, массой, информацией [23]. Но для наших целей это определение необходимо расширить. Действительно, в природе, в принципе, все системы открыты. Замкнутые системы являются абстракцией, позволяющей изучить бездиссипативную динамику тел. Важно, что такое упрощение исключает возможность описания процессов возникновения и эволюции материи. Более того, не существует малого универсального параметра, определяющего границы применимости консервативного приближения для описания систем.



Так, известны понятия «бифуркация», «баттерфляй эффект», когда, даже при бесконечно малом внешнем воздействии на тело (бесконечно малым изменением является изменение соизмеримое с микропроцессами внутри тела), происходят качественные изменения всего тела или системы. То есть, общепринятое определение открытой системы не указывает, какие явления можно изучать в рамках классического формализма, развитого для консервативных систем, а какие требуют учета открытости. Данный недостаток будем устранять, расширив определение открытой системы следующим образом [22]. *Назовем систему открытой, если для объяснения связанных с ней явлений нельзя пренебречь влияющими на систему внешними факторами, в частности, поступающими и уходящими потоками энергии, вещества, информации, изменяющими ее внутреннее состояние.* Это имеет место, например, когда описывающие эволюцию системы уравнений имеют особые точки в исследуемой области переменных. Отметим, что роль внешних воздействий иногда могут играть внутренние диссипативные процессы, связанные со скрытыми параметрами и неучтенными степенями свободы. Данное определение непосредственно привязано к изучаемым процессам эволюции. Оно указывает, изучение каких явлений и в каких случаях требует использования условий открытости систем, а какие явления можно изучать в рамках консервативной физики.

Рассмотрим **определения равновесных систем**. Существующие определения равновесных систем в значительной степени опираются на вероятностные и статистические понятия.

Распределенную в пространстве систему, состоящую из достаточно большого количества элементов, считаем равновесной, если во всех ее физических точках давление, плотность, температура и другие параметры, в рамках поставленной задачи, одинаковы [16, 22, 24, 32]. В противном случае систему следует считать неравновесной. Под понятием **физической точки** подразумевают достаточно малую область всего тела или системы по сравнению с параметром задачи, но, тем не менее, содержащую такое количество элементов, что для нее



справедливо термодинамическое описание и понятие равновесия [12, 16, 23].

В нашем случае в качестве физической точки неравновесных систем будем брать СТ. При изучении процессов эволюции удобно пользоваться следующим определением равновесной системы, которое находится в полном согласии с известным определением. ***Равновесной является такая система, для которой при ее разбиении на подсистемы эти подсистемы так же являются равновесными и их относительные скорости равны нулю.*** То есть, ***если система равновесна, то ее можно представить совокупностью неподвижных относительно друг друга подсистем*** [16]. То есть, замкнутая система с постоянной энергией будет неравновесной, если при ее представлении совокупностью СТ эти СТ находятся в движении относительно друг друга.

Из дальнейшего изложения будет ясно, что как в природе не бывает абсолютно замкнутых систем, так и не бывает и абсолютно равновесных систем. Важно, что равновесная система может быть разбита на совокупность неподвижных относительно друг друга равновесных подсистем лишь в том случае, если все элементы системы находятся в хаотическом движении, когда любая выделенная часть системы неподвижна относительно другой ее части. ***Отсюда состояние полного хаоса можно определить, как такое движение элементов системы, когда при любом ее разбиении на подсистемы суммарная скорость всех МТ каждой подсистемы относительно ее центра масс равна нулю.*** Забегая вперед, отметим, что перечисленные условия равновесия систем будут следовать из полученного нами уравнения движения СТ.

Примем во внимание, что для замкнутой равновесной системы ***производство энтропии равно нулю.*** Это означает, что ***внутри системы отсутствуют коллективные потоки энергии и вещества, а энергии относительного движения всех подсистем, на которые разбивается система, равны нулю.***

Система является *неравновесной*, если для решаемой задачи важны внутренние потоки вещества, энергии, импульса. В такой системе существует производство энтропии. Степень неравновесности, например, для газа, определяется отклонением системы

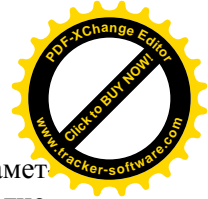


от равновесного распределения частиц. Энтропия неравновесного состояния системы всегда меньше ее энтропии, когда она находится в равновесном состоянии. Для неравновесной системы также приемлемо понятие локального термодинамического равновесия. В этом состоянии равновесна каждая ее физическая точка. Так как неравновесная система с достаточной степенью точности может быть представлена совокупностью перемещающихся относительно друг друга СТ, то в этом случае **степень неравновесности системы можно определить отношением суммарной энергии движения всех ее СТ к их суммарной внутренней энергии.**

Новым для физики является понятие ОНДС. **ОНДС – открытая неравновесная динамическая система.** Будет показано, что согласно законам физики, **элементарной частицей материи также является ОНДС.** В общем случае материя является самоподобной иерархией ОНДС. Принципиальным для ОНДС является учет того обстоятельства, что энергия систем ОНДС, как и энергия СТ, представляет собой инвариантную сумму энергии ее движения во внешнем поле сил и внутренней энергии. Учет этого обстоятельства реализуется с помощью задания выражения полной энергии в независимых микро- и макропеременных.

Дадим определение понятию **стационарности ОНДС.** Будем называть **ОНДС стационарной, если значения определяющих ее параметров, для соответствующей постановки задачи, можно считать независимыми от времени** [25]. ОНДС может быть стационарной только при наличии внешних источников энергии, импульса, негэнтропии, компенсирующих внутренние диссипативные процессы. Это возможно **только при условии баланса поступающей и уходящей из ОНДС энергий.** Наиболее ярким примером ОНДС является плазма. Она, в принципе, не может быть равновесной из-за постоянно идущих процессов рекомбинации. Тем не менее, для определенного ряда задач ее можно рассматривать как стационарное вещество. Ее стационарность обеспечивается внешними потоками энергии. Если замкнуть неравновесную систему, то она устремится к равновесию.

В равновесных системах при отсутствии внешних сил нет потоков энергии и вещества, нет производства энтропии, поэтому



их состояние определяется минимальным количеством параметров. В частности, состояние равновесного идеального газа полностью определяется его энергией. Именно это обстоятельство позволило использовать канонический гамильтонов формализм для описания замкнутых систем в рамках статистической физики.

Следует помнить, что канонический гамильтонов формализм справедлив для моделей систем, состоящих из потенциально взаимодействующих МТ только при условии потенциальности всех коллективных сил в системах и при выполнении условия голономности связей. Будет показано, что для ОНДС условие потенциальности коллективных сил нарушается, и это является главным ограничением для использования канонического гамильтонова формализма при их описании. Тем не менее, этот формализм можно использовать для описания достаточно слабых возмущений в стационарных ОНДС. Это следует из того условия, что производство энтропии, обусловленное возмущениями параметров системы, определяется квадратичными членами величины возмущения. Отсюда понятна возможность использования формализма Гамильтона даже для описания ОНДС, если, конечно, они стационарны и, если возмущения системы невелики. К примеру, атмосферу, ионосферную плазму, да и всю Землю, несмотря на ее движение в неоднородном поле сил гравитации и в потоке солнечного ветра, можно, в определенных пределах, рассматривать как стационарные системы, а порой, и как равновесные [26]. Как показывает практика, для описания динамических процессов в стационарной неравновесной атмосфере, вызванных достаточно слабыми источниками возмущений, можно с успехом использовать линейаризованные уравнения газовой динамики [27]. Они строятся на основе термодинамики и канонического формализма Гамильтона, применимого для изучения бездиссипативной сплошной среды в адиабатическом приближении.

Новым для физики является понятие *Д-энтропии*. Это понятие возникло в связи с необходимостью описания процесса изменения внутренней энергии тела при его движении в неоднородном поле внешних сил. Д-энтропия определяется, как отношение

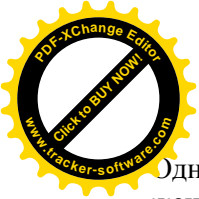


приращения внутренней энергии системы за счет ее энергии движения, к полной величине внутренней энергии. Д-энтропия появляется только при *полном описании* динамики тел. Она определяется членами уравнения движения СТ, которые нами названы **эволюционной нелинейностью**. Эти нелинейные члены названы так, поскольку они определяют эффективность трансформации энергии движения СТ в ее внутреннюю энергию и нарушение симметрии. Они зависят от микро- и макропеременных. Подчеркнем, что, когда справедливы статистические законы для систем, близких к равновесию, *эволюционная нелинейность* определяется через *диссипативную функцию* [24].

Поясним сущность понятия **физики эволюции**. Необходимость в этом диктуется тем, что в различных областях науки, а порой даже в различных разделах ее одной области, понятие эволюции часто трактуют по-разному.

Возникновение понятия эволюции связано с именем Ч. Дарвина [2]. Он определил эволюцию, как процессы развития биологических видов в результате их адаптации к изменяющимся внешним условиям. Несмотря на то, что это понятие появилось в биологии, его уже давно используют и в физике, хотя и не всегда достаточно четко и однозначно. При этом, как правило, его связывают со вторым законом термодинамики, который обуславливает существование «стрелы времени» [4, 16]. Но такое определение эволюции не раскрывает связь этого понятия с законами физики и затрудняет его использование для описания процессов возникновения и существования структур материи, в рамках законов физики. Чтобы устранить эти недостатки, назовем **эволюцией процессы возникновения структур материи, их развитие и распад**. То есть эволюционные процессы обладают «стрелой времени». Отсюда **основной задачей физики эволюции является объяснении принципов и законов возникновения, развития и разрушения различных иерархических форм материи, описание процессов их эволюции в рамках фундаментальных законов физики**.

Согласно утверждению И. Пригожина, современная физика описывает существующий мир без учета его эволюции [4].



Однако, без учета процессов зарождения, развития и уничтожения природных систем картина мира не только не может быть полной, она не может быть построена в принципе.

Чтобы физика могла описывать процессы эволюции, необходимо выполнение в рамках ее законов *принципа причинности*. Как будет показано, его выполнение определяется существованием детерминированного механизма необратимости. Поэтому только открытие детерминированного механизма необратимости позволило приступить к построению «*физики эволюции*» [12, 28].

Согласно предложенному определению физики эволюции, ***будем называть уравнения динамик тел и соответствующие формализмы эволюционными, если они описывают физические процессы, которые происходят при нарушении различных типов симметрии.*** Заметим, что все эволюционные процессы являются нелинейными. В дальнейшем станет понятным, что эволюция всегда обусловлена взаимной трансформацией различных типов энергии, каждому из которых соответствует свой тип симметрии. Поэтому процессы возникновения порядка из хаоса происходят только при наличии диссипации вне зависимости от ее величины.

Механизм необратимости мы будем связывать с увеличением внутренней энергии системы за счет энергии ее движения при сохранении полной энергии.

Производная энергии по времени определяет уравнение для потоков энергии между элементами системы, которые возникают из-за неоднородности внешнего поля сил. Из аддитивности энергии следует аддитивность этих потоков энергии. В соответствии с уравнением движения Ньютона **назовем уравнением движения системы уравнение, которое определяет взаимосвязь ускорения системы с совокупностью всех действующих на нее сил.**

Особенность всех новых предложенных здесь определений физических понятий обусловлена тем, что они опираются на утверждение о детерминизме процессов эволюции. Это не означает, что статистические методы описания процессов эволюции



деверны. Просто их область использования определяется детерминированным описанием, а сами они являются приближенными методами описания эволюции.

1.2 Необратимость – ключевая проблема физики. Вероятностный механизм необратимости

Попытки понять законы эволюции материи, определяющие ее рождение, механизмы возникновения ее сложных структур, а также необходимость того, чтобы физические теории удовлетворяли закону единства и взаимосвязи пространства, времени, материи, наталкивались на проблему необратимости [4]. Без необратимости нет эволюции, а без эволюции мир бы не мог возникнуть. Не случайно проблема необратимости относится к ключевой проблеме современности [29, 30].

Непрекращающиеся поиски объяснения необратимости практически с момента возникновения современной физики, постоянно сталкивались с принципиальными трудностями по использованию фундаментальных законов физики, канонических формализмов классической механики для анализа процессов, протекающих с нарушением временной симметрии как в макро-, так и в микромире. Глубина проблемы видна на примере противоречия между теоремой Пуанкаре о возврате [5] и вторым законом термодинамики. Теорема Пуанкаре запрещает второй закон термодинамики для гамильтоновых систем, но процессы эволюции немислимы без этого закона.

Охватить всю длительную и, порой, трагическую историю решения проблемы необратимости практически невозможно. Со времен Больцмана и по настоящее время трудно найти известного физика, который бы прошел мимо этой проблемы, не уделив ей внимания. Само развитие физики неразрывно шло не только вместе с попытками решения этой проблемы, но и благодаря этим попыткам. Здесь в кратком обзоре, посвященном решению проблемы необратимости, ограничимся, главным образом, теми



работами, которые не только проложили путь к ее решению, но и внесли вклад в основы современной фундаментальной физики.

Сегодня решение проблемы необратимости можно исторически разбить на два этапа. На первом этапе ее решения был предложен вероятностный механизма необратимости. Этот этап продолжался вплоть до начала нового столетия. Второй этап, которому, по сути, и посвящена данная книга, длится всего около двадцати последних лет. На этом втором этапе ее решения был предложен детерминированный механизм необратимости. Причем результаты, которые были получены при решении проблемы необратимости на первом этапе, легли в основу второго этапа. То есть, результаты второго этапа логически и непротиворечиво связаны с результатами первого этапа.

В этом параграфе рассмотрим первый этап решения проблемы необратимости. Это позволит увидеть, как он логическим образом привел к необходимости поиска детерминированного решения проблемы необратимости и в значительной степени определил пути этого поиска.

Первая физическая постановка проблемы необратимости принадлежит Больцману [5, 6]. Он стремился обосновать второй закон термодинамики в рамках законов классической механики на примере установления равновесия в замкнутой неравновесной системе. Его H-теорема и соответствующее ей объяснение необратимости опирались на эргодическую гипотезу, которая развивается и по настоящее время [3,31]. Согласно этой гипотезе, все микросостояния системы равновероятны и усреднение по ансамблю систем эквивалентно усреднению по времени, а сама система подавляющее время находится в равновесном состоянии. Предложенное Больцманом объяснение механизма необратимости столкнулось с непреодолимыми трудностями, известными как парадоксы Цермело и Лошмидта. Физическая суть противоречия, на которое указал ему Пуанкаре, состоит в том, что канонические формализмы гамильтоновых систем, используемые Больцманом для решения проблемы, обратимы [5]. Тем не менее, в результате работы над проблемой необратимости Больцманом были заложены **кинетические методы изучения неравновесных систем**. Так, его кинетическое уравнение,



основанное на балансе фазовых потоков, прекрасно согласуется с экспериментом [16, 32]. Сегодня можно уже сказать, что Больцман, как никто другой, шел по правильному пути. Его уравнение в правой части содержит разность входящих и уходящих потоков в единицу объема фазового пространства, которая отлична от нуля для неравновесных систем. Как оказалось, эта разность определяется членами эволюционной нелинейности уравнения движения СТ второго и четвертого порядков малости, что и приводит к необратимости [14].

Попытки найти механизм необратимости, опираясь на известный уже тогда факт теплового излучения тел, предпринял Планк [33]. Он, как и его предшественники, искал его, опираясь на канонические формализмы классической механики. Однако, в своих поисках он, как и Больцман, не смог преодолеть противоречия предлагаемого механизма с теоремой Пуанкаре об обратимости гамильтоновых систем. И хотя проблема необратимости осталась нерешенной, Планк получил важную формулу равновесного излучения черного тела и ввел понятие кванта энергии, что положило начало квантовой механике [16, 33].

Гиббсу удалось заложить основы строгой статистической теории, не выходя за рамки формализмов классической механики для близких к равновесию систем [16, 34]. Используя идею представления равновесных систем в виде ансамбля эквивалентных подсистем, он фактически доказал, что близкие к равновесному состоянию системы являются гамильтоновыми. Тем самым, Гиббс обошел проблему вероятностного смысла начальных и граничных условий и смог воспользоваться детерминизмом классической механики. Сегодня понятно, что успех его теории объясняется тем, что для равновесных и близких к равновесию систем роль коллективных внутренних непотенциальных сил, обуславливающих макропотоки частиц и энергии, чрезвычайно мала. Поэтому для них приемлем формализм Гамильтона, построенный при условии отсутствия непотенциальных коллективных сил. То есть, область использования его теории ограничивается обратимыми, близкими к равновесию системами.



Не обошел своим вниманием проблему необратимости Эйнштейн. Он предпринимал серьезные попытки построить кинетическую теорию и понять природу второго начала термодинамики, не выходя за рамки фундаментальных законов физики [35]. Эйнштейн придерживался детерминистических идей и объяснял статистические закономерности в динамике систем невозможностью задать начальные и граничные условия. Многие его результаты, полученные в 1902-1905 гг., фактически подтвердили результаты Гиббса.

Важный вклад в решение проблемы необратимости внес Ливилль. Стремясь найти ее решение в рамках классической механики, он доказал, что интегрируемы только такие системы, которые путем перехода к независимым каноническим переменным могут быть расщеплены на подсистемы с одной степенью свободы [5,10, 11]. Но, как оказалось, такое расщепление возможно только тогда, когда взаимодействия между подсистемами потенциальны. А это эквивалентно требованию выполнения условия голономности связей. В то же время Пуанкаре доказал, что неравновесные динамические системы, как правило, не интегрируемы [5]. Однако, если условие потенциальности сил взаимодействия элементов влечет потенциальность коллективных сил между их системами, то, как следует из гамильтонова формализма, задача всегда может быть сведена к интегрируемым системам с одной степенью свободы. Здесь налицо противоречие. С одной стороны, было доказано, что класс интегрируемых систем очень узок. С другой стороны, принятое априори условие голономности связей, эквивалентное условию потенциальности сил взаимодействия систем, должно обеспечивать интегрирование любых природных систем. Отсюда возникло сомнение в общности гипотезы о потенциальности коллективных сил между системами, используемой при выводах принципа наименьшего действия [11].

Трудности решения проблемы необратимости в рамках формализмов механики привели к созданию феноменологической теории неравновесной термодинамики. Существенный вклад в ее развитие внесли работы Онсагера. Важным выводом этой теории для понимания необратимости является то, что потоки вещества и энергии в неравновесных системах нелинейны и имеют порядок



малости не ниже второго, что согласуется с результатами анализа эволюционной нелинейности [10, 14, 16].

Открытие детерминированного хаоса в простейших гамильтоновых системах, обусловленного экспоненциальной неустойчивостью их динамики, вселило большие надежды на решение проблемы необратимости. Теория детерминированного хаоса строилась на основе законов и принципов классической и квантовой механики. Как оказалось, хаотическая динамика наблюдается даже в самых простых гамильтоновых системах типа маятника [5, 36]. Это позволило ввести понятие энтропии для систем с хаотической динамикой, связав его с показателями Ляпунова, определяющими скорость хаотизации систем [37]. Отсюда стал понятен механизм перемешивания и расщепления корреляций. Но попытки связать перемешивание с необратимостью опять столкнулись с необходимостью принятия гипотезы об огрублении фазового пространства, что эквивалентно гипотезе о случайных флуктуациях [4, 5].

Колмогоровым, Арнольдом и Мозером была предложена так называемая теория КАМ (Колмогорова-Арнольда-Мозера). В ней проблему неинтегрируемости, связанную с разрушением некоторых интегралов движения, рассматривали как новый отправной пункт дальнейшего развития теории детерминированного хаоса [37]. Это нашло свое подтверждение при изучении детерминированного механизма необратимости, который связан с нарушением симметрии времени.

Предпринимались многочисленные попытки решить проблему необратимости в рамках законов квантовой механики [20]. Однако, поскольку квантовая механика, в частности, уравнение Шредингера, строилась на основе канонических формализмов классической механики, то и здесь попытки объяснить природу необратимости столкнулись с теоремой Пуанкаре об обратимости гамильтоновых систем. Более того, эта задача осложнялась трудностями понимания физического смысла принципа неопределенности Гейзенберга [33].

Значительный вклад в понимание природы детерминированного хаоса был сделан в результате исследований твердых шаров и дисков. Эти исследования берут начало от работ Крылова [38].



Они нашли свое продолжение в работах Синая [31]. В результате исследований таких систем установлено, что для них характерно свойство перемешивания. На основе показателей экспоненциальной неустойчивости Ляпунова была предложена КС-энтропия, связывающая динамические и вероятностные свойства систем. Но ограничения систем Лоренца, используемые в теориях, создавали ряд препятствий в понимании природы необратимости. Во-первых, эти системы с трудом поддавались аналитическому описанию. Во-вторых, подобные модели и подходы к их анализу были удобны только для изучения эволюции системы в конфигурационном пространстве. В-третьих, системы Лоренца позволяли понять роль неустойчивости в возникновении хаоса. Но при этом затруднялось изучение роли обмена энергиями между элементами в возникновении необратимости.

Отсутствие аттракторов в гамильтоновых системах натолкнуло Пригожина на мысль об ограниченности современной физики. Не найдя природу ее ограничений, он фактически предложил постулировать необратимость, дополнив существующие физические законы вероятностными принципами [4]. Вслед за Пригожиным появились работы, в которых предпринимались значительные усилия для обоснования существования в природе случайных флуктуаций на основе принципа неопределенности и других квантово-механических понятий.

При попытках расширить область использования статистической физики, возник эмпирический метод неэкстенсивной термодинамики, применимый для слабо неравновесных систем. Метод позволял определять функцию распределения слаборавновесных систем и изучать связь между термодинамическими и механическими параметрами [39].

Существенный вклад в решение проблемы необратимости внес Климонтович, заложив и развив основы статистической теории открытых систем. Он пришел к ключевой идее о **необходимости учета структуры сплошной среды на всех уровнях ее описания**. Впоследствии эта идея подтвердилась установленным фактом бесконечной делимости материи, который следовал из законов классической механики [22]. Его идея также послужила



зским аргументом в пользу того, что динамика любых систем определяется как симметриями пространства, так и их внутренними симметриями [14]. Интересно, что структурность материи следует и из диалектического материализма. Так, сначала считалось, что атом – элементарная частица. Затем оказалось, что он имеет структуру. Сегодня мы видим, что все так называемые «элементарные» частицы имеют сложную внутреннюю неравновесную динамическую структуру [40]. «Сущность» вещей или "субстанция" *тоже* относительны; они выражают только углубление человеческого познания объектов, и если вчера это углубление не шло дальше атома, сегодня – дальше электрона и эфира, то диалектический материализм настаивает на временном, относительном, приблизительном характере всех этих вех познания природы прогрессирующей наукой человека. Электрон так же *неисчерпаем*, как и атом, природа бесконечна, но она бесконечно *существует*, и вот это-то единственно категорическое, единственно безусловное признание ее *существования* вне сознания и ощущения человека и отличает диалектический материализм от релятивистского агностицизма и идеализма» [41]. В своих теориях Климонтович, как и многие его предшественники, опирался на статистические закономерности [22]. И хотя ему удалось сделать принципиальный шаг к развитию идеи об открытых неравновесных динамических системах, какими, в сущности, являются практически все природные объекты, природа необратимости осталась нераскрытой.

Таким образом, в результате длительного и глубокого изучения природы необратимости был найден ее вероятностный механизм. Для этого механизма существование внешних флуктуаций, действующих на гамильтоновы системы, является необходимым условием возникновения необратимости. Найденный механизм позволял согласовывать необратимость процессов в природе и детерминизм формализмов классической механики. Но использование в нем вероятностной гипотезы о флуктуациях не укладывается в рамки фундаментальных законов физики. Такой механизм позволяет объяснить, как появляется хаос при флуктуациях внешних условий. Но он не позволяет понять, как возникает порядок из хаоса. Он также оставляет за рамками

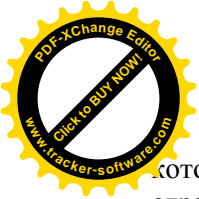


возможности познания вопроса о том, какие внешние ограничения на систему приводят ее к тем или иным аттракторам. Тем самым, он исключает возможность построения единой картины мира на основе фундаментальных законов физики.

Насколько отсутствие детерминированного решения проблемы необратимости серьезно влияло на дальнейшее развитие и состояние физики, ее философское осмысление, характеризует следующее высказывание В. Гейзенберга: *«С другой стороны, необратимость, если ее снова перевести на язык математического изображения событий, является следствием неполноты знаний, которые наблюдатель имеет о системе, и поэтому не является чем-то вполне объективным»* [33].

Отсюда следует, что вероятностный механизм не удовлетворял современным запросам теории и практики, критериям единства и познаваемости мира. Поэтому поиск такого решения проблемы необратимости, которое бы не выходило за рамки детерминированных законов физики, продолжался [29, 30, 42].

Анализ трудностей, которые возникли при принятии вероятностного механизма необратимости, а главное, анализ моделей и гипотез, при которых построен канонический формализм Гамильтона, привел к очень важному выводу. Дело в том, что этот формализм построен непосредственно при условии выполнения гипотез о голономности связей и потенциальности коллективных сил [10, 11]. Однако, данные гипотезы не всегда реализуются в природе. Поэтому, чтобы продолжать дальнейший поиск детерминированного решения проблемы необратимости, необходимо было понять природу ограничений, которые исключают возможность описания диссипативных процессов в рамках этих формализмов. Степень глубины этой проблемы следует из того факта, что Пригожин не исключал существование иного формализма, который описывал бы необратимые процессы [4]. Он даже не исключал, что этот формализм будет построен на основе пока неизвестных законов физики. Как будет показано в дальнейшем, проблема объяснения необратимости действительно была обусловлена, главным образом, ограничениями канонических формализмов Лагранжа и Гамильтона, на основе



которых делались попытки доказать необратимость. Данные ограничения исключали возможность детерминированного описания необратимых процессов в динамике систем. Решения проблем необратимости, если можно так выразиться, нет «под фонарем» канонического Гамильтонова формализма. К такому выводу также приводит анализ огромного числа попыток найти объяснение второго закона термодинамики [4, 5, 29, 30, 42].

Отсюда возник вопрос, как искать детерминированный механизм необратимости, не опираясь на канонические формализмы классической механики. Было непонятно, какие факторы динамики тел следует принять во внимание для детерминированного описания диссипативных процессов. Поиск ответов на эти вопросы привел к необходимости обратить внимание на следующие важные факты, определяющие эволюцию материи. Во-первых, все объекты природы являются системами, причем **открытыми**. Открытость, обуславливающая внешние потоки энергии, вещества в системах, обеспечивает существование **неравновесных** систем. Степень неравновесности меняется при изменениях внешних условий в результате нелинейной трансформации различных типов энергии, что и приводит к возникновению новых структур материи. Сами структуры являются **динамическими**. То есть, материю для понимания природы необратимости, в общем случае, следует рассматривать как иерархию ОНДС.

В природе возникновение новых иерархических структур материи происходит при разрушении старых структур через хаос из-за неустойчивости ОНДС к изменениям внешних ограничений. По сути, новые структуры, которые появляются в системах в результате возникновения хаоса при изменении внешних условий, являются аттракторами, адаптированными к новым внешним ограничениям на системы. Но аттракторы присущи **диссипативным системам**, хотя детерминированный хаос возможен и в гамильтоновых системах. **Из-за обратимости гамильтоновых систем в них нет аттракторов. Именно это фактически запрещает применение второго закона термодинамики для консервативных гамильтоновых систем, что составляет сущность конфликта между обратимой**



механикой Ньютона и необратимым реальным миром [5, 42].

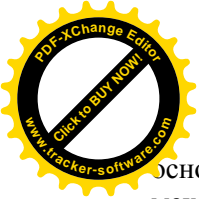
Не разрешив этот конфликт, невозможно создать эволюционную физическую картину мира. Поэтому, чтобы объяснить природу необратимости, нужно было сначала в рамках законов классической механики найти способ описания сил, определяющих диссипацию. Как будет показано в дальнейшем, для этого необходимо было найти подход к анализу динамики систем без использования канонического формализма Гамильтона.

Таким образом, для доказательства существования детерминированного механизма необратимости необходимо было учесть роль структурности материи в ее динамике, неравновесность и открытость элементов материи. Как потом стало ясно, связано это с тем, что необратимость обусловлена обменными потоками энергии между внешней средой и внутренней структурой системы. Учесть это, оставаясь строго в рамках известных теорий, и даже понятий, было невозможно. Поэтому пришлось строить механику структурированных тел, используя такие новые понятия, как, например, «принцип дуализма симметрии». Этот принцип, в свою очередь, привел к новым понятиям «дуального представления энергии», Д-энтропии, эволюционной нелинейности и других. Опираясь на эти понятия, удалось найти детерминированный механизм необратимости и объяснить его в рамках фундаментальных законов физики.

1.3 Путь к физике эволюции

Мы определили, что «физика эволюции» – раздел физики, посвященный изучению и описанию эволюционных процессов природы в рамках фундаментальных законов физики. Если следовать этому определению, то можно утверждать, что параллельно с поиском решения проблемы необратимости возникли зачатки физики эволюции.

Больцмана можно назвать первым физиком, который, приступив к решению проблемы необратимости, попытался найти подход к построению физики эволюции, опираясь на законы Ньютона [4-6, 16, 43, 45]. Он исходил из глубокого убеждения, что в



Основе теории эволюции должны лежать законы классической механики. Знаменитое уравнение Больцмана в своей правой части как раз содержит член, определяющий необратимость потоков энергии и/или частиц в различные элементы фазового пространства. Это уравнение положило начало физической кинетики. Как оказалось, уравнение Больцмана является приближением обобщенного уравнения Лиувилля, полученного из уравнения движения СТ и принципа Даламбера.

Следующий значительный шаг в развитии физики эволюции был сделан Пригожиным [4]. Насколько Пригожин придавал важное значение вопросам эволюции, свидетельствует тот факт, что всю физику он разделил на «физику существующего» и «физику возникающего». Физикой существующего он назвал современную физику стационарных консервативных систем. В ней нет эволюции, нет времени, нет нарушений симметрий. Это физика обратимых процессов, описываемых формализмами классической механики. По его определению, «физику возникающего» еще предстоит создать. Ею он назвал физику, описывающую возникновение и развитие систем. В соответствии с таким определением «физику возникающего» в значительной степени можно отнести к одному из основных разделов «физики эволюции». Пригожин считал, что между классической механикой и «физикой возникающего» необходим «мост». По его мнению, таким мостом может служить такое расширение классической механики, которое позволяет описывать необратимые процессы в природе [4]. Эта идея Пригожина возникла из его попыток объяснить механизм нарушения симметрии времени, не выходя за рамки законов классической механики [5, 6, 43]. Как впоследствии оказалось, таким мостом как раз и является механика СТ. Ее можно рассматривать, как расширение классической механики в результате учета в ней роли структуры тел в их динамике.

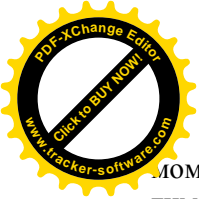
Значительный вклад в создание «физики эволюции» внес Климонтович. Он построил основы физики открытых систем, опираясь на уравнения кинетики и статистической физики [22]. С помощью развитых им методов сегодня удастся описать многие



необратимые процессы. Но поскольку «Физика открытых систем» строилась Климонтовичем на основе вероятностных, статистических законов, она не могла решить проблемы описания процессов нарушения пространственно-временных симметрий в рамках законов физики без привлечения статистических методов и гипотез. То есть, «Физика открытых систем» столкнулась с непреодолимыми проблемами обоснования вероятностных законов в рамках фундаментальных законов физики.

Современный этап развития знаний, которые имеют прямое отношение к «физике эволюции», характеризуется появлением новых областей науки, таких как нелинейная динамика, синергетика, теория хаоса, теория катастроф и другие [1-6, 37]. Они возникли в результате попыток понять общие закономерности процессов организации и эволюции различных объектов природы на основе новых идей, которые не удавалось вписать в существующие физические теории. Развитые в них методы анализа систем, такие как фрактальные методы, бифуркационные методы, методы изучения хаоса, ренормгрупповые, скейлинговые методы анализа систем и другие, позволили выявить важные закономерности эволюции. В частности, было установлено, что новые структуры систем возникают при изменении внешних для них факторов. Как правило, новые структуры появляются в результате разрушения прежних диссипативных структур через хаос. Как оказалось, эти и другие закономерности формирования структур в природе характерны не только для традиционных объектов физики, начиная от атомов и кончая Вселенной, но и для биосферы, фондовых рынков, военно-промышленного комплекса и других направлений общественной деятельности [37, 44, 45].

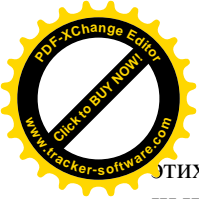
В целом, все появляющиеся области наук, изучающие процессы эволюции материи, можно рассматривать, как фрагменты будущей физики эволюции. Но у этих фрагментов отсутствовала общая база, поскольку они не следуют из фундаментальных законов физики. Все эти области физики являются эмпирическими. Отсутствие для них строгой единой теории обусловлено как сложностью явлений и самих систем, так и отсутствием на тот



момент времени знаний детерминированного механизма необратимости.

Отсюда видно, что детерминированный механизм необратимости являлся «Milestone» на пути построения науки об эволюции на единой базе фундаментальных законов физики. Только с открытием детерминированного механизма необратимости появилась возможность найти объяснения универсальным закономерностям эволюции материи в рамках фундаментальных законов физики. Без этого невозможно было начинать процесс объединения существующих физических методов изучения природных систем на базе фундаментальных законов физики вне зависимости от многообразия форм материи. Поэтому мы утверждаем, что детерминированный механизм необратимости открыл путь к «физике эволюции».

Детерминированный механизм необратимости, построение физики эволюции оказались возможными благодаря тому, что, несмотря на огромное разнообразие форм материи, казалось бы, их принципиальные различия, *открытость, необратимость, неравновесность и динамика являются универсальными характеристиками всех природных систем вне зависимости от их сложности.* То есть, все существующие формы материи представляют собой иерархическую лестницу ОНДС, каждая ступень которой также является ОНДС. Это означает, что если выявить основные закономерности построения материи, как совокупности ОНДС, то, тем самым, удастся объединить все существующие области наук, изучающие процессы эволюции разных форм материи на основе единой и универсальной теории эволюции. Как читатель сможет убедиться из прочтения этой книги, примерами, подтверждающими это утверждение, являются термодинамика, статистическая физика, кинетика, строгое построение которых стало возможным в рамках «физики эволюции» на базе фундаментальных законов физики. Действительно, здесь будет показано, что возможность и область использования вероятностных законов при описании эволюции простейших ОНДС определяется фундаментальными законами физики. То есть, статистические законы для физических объектов являются следствиями



этих законов. Это значит, что область применения вероятностных законов, используемых для решения тех или иных проблем организации сложных систем, определяется законами классической механики. Отсюда понятно, что вероятностный механизм необратимости должен вытекать из детерминированного механизма необратимости.

Таким образом, адаптацию физических теорий к реальному эволюционирующему миру можно начинать с расширения классической механики путем создания такого формализма, который позволит учитывать роль структуры тел, открытости и неравновесности в их динамике. Учет этих факторов позволил снять те ограничения классической механики, которые исключали описание диссипативных процессов в рамках ее законов. Все это открыло путь к физике эволюции.

Физика эволюции строится так. Сначала на основе законов динамики МТ и принципа дуализма симметрии определяются законы динамики и поведения СТ. Затем на основе этих законов изучаются законы возникновения и эволюции неравновесных систем. После этого определяются уравнения, описывающие иерархические структуры ОНДС и изучаются их общие закономерности.

Литература к главе 1

1. Эбелинг В., Энгель А., Файстель Р. Физика процессов эволюции. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 328 с.
2. Шредингер Э. Что такое жизнь с точки зрения физики. – Изд. 2. – М.: Атомиздат, 1972. – 88 с.
3. Князева Е.Н., Курдюмов С.П. Законы эволюции и самоорганизации сложных систем. – М.: Наука, 1994. – 236 с.
4. Пригожин И. От существующего к возникающему. – М.: Наука, 1985. – 328 с.
5. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. – М.: Наука, 1984. – 273 с.
6. Хайтун С.Д. Механика и необратимость. – М.: Янус, 1996. – 448 с.



7. Somsikov V.M. Deterministic mechanism of irreversibility // Journal of Advances in Physics. – 2018. – Vol. 14, Is. 3. – P. 2347-3487. DOI: 10.24297 / jap.v14i3.7759
8. Somsikov V.M. Non-recurrence problem in evolution of a hard-disk system // ИЖС. – 2001. – Vol. 11, No 11. – P. 2863-2866.
9. Somsikov V.M. Equilibration of a hard-disks system // ИЖС. – 2004. – Vol. 14, No 11. – P. 4027-4033.
10. Голдстейн Г. Классическая механика. – М.: Наука, 1975. – 416 с.
11. Ланцош К. Вариационные принципы механики. – М.: Мир, 1962. – 408 с.
12. Сомсиков В.М. К основам физики эволюции. – Алматы: Наука, 2016. – 306 с.
13. Крылов А. Н. Очерк истории установления основных начал механики // УФН. – 1921. – № 2. – С.143-161.
14. Somsikov V.M. Deterministic Irreversibility Mechanism and Basic Element of Matter. (2020) In: Skiadas C., Dimotikalis Y. (eds) 12th Chaotic Modeling and Simulation International Conference. CHAOS 2019. Springer Proceedings in Complexity. P. 245-256.
15. Somsikov V.M. The Dynamical Entropy // International Journal of Sciences. –2015.–Vol. 4 – – P. 30-36. [http:// www.ijsciences.com/pub/issue/2015=05/ Article Number: V420150712](http://www.ijsciences.com/pub/issue/2015=05/Article%20Number%3A%20V420150712); Online ISSN: 2305-3925;Print ISSN:2410-4477
16. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика. Статистическая Физика и Кинематика. – М.: Наука, 1977. – 532с.
17. Somsikov V.M. From the laws of classical mechanics to the laws of thermodynamics // Eurasian Physical Technical Journals. – 2017.– Vol.14, N 2(28). –P. 4-9.
18. Сомсиков В.М. О механизме установления термодинамического равновесия и необратимости в газах // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. –1993. – №4. – С. 57-61.
19. Somsikov V.M. Thermodynamics and classical mechanics // Journal of physics: Conference series. – 2005. – Vol. 23. – P.7-16.
20. Кадомцев Б.Б. Необратимость классическая и квантовая // УФН. –1995. – Т. 165, № 8. – С. 895-973.
21. Somsikov V. Extension of the Schrodinger equation // EPJ



Web of Conferences. – 2017. – Vol. 138. – P. 1-7.07003 Baldin ISHEPP XXIII, DOI: 10.1051/epjconf/201713807003.

22. Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем. – М.: Янус, 2002. – 284 с.

23. Сомсиков В.М. Некоторые закономерности эволюции открытых систем. Неустойчивость, неравновесность, необратимость. // Collected paper v. IV. «Problems of the evolution of the open system». – Almaty, 2002. – P. 4-8.

24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 583 с.

25. Somsikov V.M. Deterministic irreversibility and the matter structure // Journal of Advances in Physics. – 2019. – Vol. 16. – P. 21-33. ISSN: 2347-3487 <http://cirworld.com/index.php/jap>

26. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.

27. Сомсиков В.М. Гидродинамическое описание атмосферы, как открытой неравновесной системы // Журнал Проблем эволюции открытых систем. – 2001. – Вып. 3. – С. 44-49.

28. Somsikov V. M., Azarenko, S. N. Determinism in Physics and Cognoscibility of a Picture of the World // Open Journal of Philosophy. – 2019. – N 9. – P. 265-280.

29. Гинзбург В.Л. О сверхпроводимости и сверхтекучести (что мне удалось сделать, а что не удалось), а также о «физическом минимуме» на начало XXI века. Нобелевская лекция // УФН. – 2004. – Т. 174, № 11. – С. 1240-1255.

30. Пенроуз Р. Путь к реальности или законы, управляющие Вселенной. Полный путеводитель. – М.: Ижевск, 2007. – 912 с.

31. Синай Я.Г. Современные проблемы эргодической теории. – М.: Физматлит, 1995. – 208 с.

31. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Физическая кинетика. – М.: Наука, 1979. – 528с.

32. Geizenberg V. Physics and philosophy. A part and whole. – Moscow: Sci. Press. (1989). – 400 p.

33. Gibbs J.W. Elementary principle in statistical mechanics. – New Haven: Yale University press, 1902. – 207 p.



34. Luca P., Rechtman R. Einstein's Approach to Statistical Mechanics: The 1902–04 Papers. arXiv:1606.04890v1 [physics.hist-ph] 15 Jun 2016.
35. Чириков Б.В. Резонансные процессы в магнитных ловушках // Атомн. энергия. – 1959. – Т. 6, №. 6. – С. 630-638.
36. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. – М.: Наука, 1990. – 272 с.
37. Крылов Н.С. Обоснование статистической физики // АН СССР. – 1950. – 106 с.
38. Tsallis C., Baldovin F., Cerbino R., Pierobon P. Introduction to Nonextensive Statistical Mechanics and Thermodynamics //InternetPrep.Xiv:cond-mat/03094093 2003. – 4Sept. – 24 p.
39. Джорджи Х. Единая теория элементарных частиц и сил // УФН. – 1982. – Т. 136, № 2. – С. 287-316.
40. Ленин В.И. Материализм и эмпириокритицизм. Критические заметки об одной реакционной философии. – М.: Политиздат, 1984. – 374 с.
41. Callaway H.G. Fundamental Physics, Partial Models and Time's Arrow. Dec.2016 <https://www.researchgate.net/publication/29-6327588>.
42. Lebowitz J.L. Boltzmann's entropy and time's arrow // Phys. Today. – 1999. – P. 32-38.
43. Быстрой Г.П. Термодинамика необратимых процессов в открытых системах. – М.: Ижевск: – R&C Dynamics, 2011. – 376 с.
44. Бержье П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. О детерминированном подходе к турбулентности. – М.: Мир, 1991. – 367 с.
45. Вайнберг С. Мечты об окончательной теории. Физика в поисках самых фундаментальных законов природы: Пер. с англ. – М.: Едиториал УРСС. 2004. – 256 с.



*Что значит знать? Вот, друг мой, в чем вопрос.
На этот счет у нас не все в порядке.
Немногих, проникавших в суть вещей
И раскрывавших всем души скрижали,
Сжигали на кострах и распинали,
Как вам известно, с самых давних дней*

Иоганн Вольфганг Гете, «Фауст»

ГЛАВА 2

ДИНАМИКА СИСТЕМ ТВЕРДЫХ ДИСКОВ

Вероятностное решение проблемы необратимости построено на формализмах классической механики. Анализ этого решения, а также ограничений формализмов показал, что в их рамках вряд ли существует детерминированное решение. Кроме того, стало ясно, что детерминированный механизм необратимости должен скрываться, в пока еще неизвестном, качественном отличии динамики систем от динамики их элементов. Также, численные расчеты уравнений движения Ньютона не исключали возможность существования детерминированного механизма необратимости. Поэтому было решено осуществлять поиск детерминированного механизма необратимости, опираясь на анализ динамики наибо-



лее простейших систем. К ним относятся системы упруго сталкивающихся дисков, изучению которых посвящена **вторая глава** этой книги.

В данной главе в рамках основных принципов и законов классической механики рассмотрены процессы установления динамического равновесия в системах упруго сталкивающихся дисков. Изложение материала главы построено следующим образом. Сначала дан вывод матрицы парных столкновений дисков. Опираясь на эту матрицу, получено уравнение движения систем дисков. С его помощью установлено, как для систем упруго сталкивающихся дисков происходит процесс установления равновесия. Показано, почему термодинамическое равновесие является устойчивым стационарным состоянием. Далее, рассмотрен процесс максвеллизации систем упруго сталкивающихся дисков. Показана достаточность условия равновероятности прицельных расстояний для установления равновесия. С помощью уравнения движения систем дисков получены расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля без требования потенциальности коллективных сил.

На основе принципа Даламбера, используя совокупность уравнений для подсистем дисков, показано, что равновесное состояние для достаточно больших систем соответствует условию равенства нулю результирующей силы, действующей на каждую из подсистем дисков (т.е. равновесное состояние является устойчивым).

Для численных и аналитических оценок характерных параметров динамики систем дисков использовалась гипотеза о равновероятности прицельных расстояний. Она следует из условий однородности и изотропности пространства. В заключении приведены выводы и обоснование необходимости изучения систем потенциально взаимодействующих элементов.

2.1 О моделях систем дисков

Главная трудность использования классической механики для описания процессов эволюции в природе связана с тем, что ее канонические формализмы применимы только для описания



Обратимых процессов [1-4]. Данный подход существенно затрудняет применение механики для описания процессов диссипации, без которых эволюция невозможна.

В соответствии с известной теоремой Пуанкаре об обратимости [4], гамильтоновы системы не могут иметь устойчивых стационарных равновесных состояний, присущих реальным системам. Многочисленные попытки обосновать необратимость в рамках формализмов классической механики приводили к парадоксу, согласно которому теорема Пуанкаре и второй закон термодинамики несовместимы. Таким образом, гамильтоновы системы, хотя и удобны для анализа динамики систем в линейном приближении, неприемлемы для изучения нелинейных процессов возникновения и эволюции структур. Как будет показано, это, прежде всего, связано с тем, что гамильтонов формализм построен при условии голономности связей, что эквивалентно использованию силовой функции для коллективных сил [3]. Только в этом случае уравнения Лагранжа и Гамильтона имеют каноническую форму. Но для систем, силы которых имеют полигенный характер (т.е. коллективные силы не могут быть выражены через градиент от скалярной функции), уравнения имеют не каноническую, а расширенную форму [5]. К таким системам относится неравновесный газ, динамика которого, помимо внешних сил, определяется взаимодействиями молекул. Для него теорема Пуанкаре о возврате не выполняется. Отсюда приходим к заключению, что если в рамках классической механики и существует возможность описывать процессы эволюции, то ее надо искать, опираясь на такие постулаты, законы, ограничения, которые справедливы для общего случая систем с неголономными связями и полигенными силами. То есть, не следует искать объяснение второго закона термодинамики в рамках формализмов механики. Для решения проблемы необратимости мы должны отказаться от таких упрощающих предположений, как *голономность связей*, *потенциальность коллективных сил*. Это значит, что необходимо развивать формализм классической механики для неголономных систем. То есть, в рамках классической механики надо найти расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля, которые должны быть получены без требования выполнения условия



голономности связей. Только тогда их можно будет использовать для описания динамики диссипативных систем. Очевидно, что для поиска подходов к решению этих задач нельзя использовать модель газа Лоренца, которая исключает взаимодействия между молекулами газа. Ведь именно обмен энергией между взаимодействующими системами определяет процесс установления равновесия. Для решения поставленных задач также нельзя использовать модели рассеивающихся бильярдных шаров на твердых границах [6-8]. Дело в том, что в таких бильярдах, как правило, изучается рассеяние дисков или шаров на неподвижных центрах или границах при условии сохранения их энергии, а их столкновения между собой, как правило, не учитываются. Такие системы являются *гамильтоновыми*. Это позволяет для их изучения использовать канонические уравнения формализма Гамильтона. Хаос в таких системах детерминированный. Он обратим. Поэтому хотя изучение моделей бильярдных шаров и дает информацию о свойствах и параметрах динамического хаоса, оно исключает возможность объяснения механизма установления равновесия.

В соответствии со сказанным, в качестве простейшей модели системы возьмем систему упруго сталкивающихся дисков. Выбор такой модели продиктован следующими обстоятельствами. Прежде всего, это наиболее простая система, которая позволяет изучать закономерности поведения неравновесных систем на основе законов классической механики в рамках аналитических методов. Кроме того, такая модель позволяет учесть взаимодействие элементов систем, которое отвечает за процесс установления равновесия.

Механику систем упруго сталкивающихся дисков будем строить по аналогии с построением статистической физики [20]. Для этого разобьем достаточно большую систему дисков на подсистемы и рассмотрим закономерности движения одной из подсистем при условии взаимодействия с другими подсистемами. Это можно делать на основе матрицы парных столкновений дисков [5, 9, 10]. Матрица парных столкновений дисков определяет преобразование скоростей дисков при их столкновениях.

Матрица парных столкновений упругих дисков – главный элемент в описании процесса эволюции их систем. Она полностью



Определяется фундаментальными свойствами симметрии пространства и времени, которые лежат в основе классической механики. Матрица парных столкновений может быть получена прямым аналитическим путем на основе законов механики и является связующим звеном между динамическими свойствами дисков и статистическими свойствами состоящих из них систем. Действительно, только через столкновения осуществляется взаимосвязь динамики каждого диска с дисками всей системы, и наоборот, поведение всей системы определяется динамикой каждого диска. Поэтому с помощью матрицы парных столкновений можно не только изучать взаимосвязь законов классической механики и законов статистической физики, но и обосновывать статистические законы в рамках законов физики.

Особенностью описания динамики систем сталкивающихся дисков является то, что их сила взаимодействия равна нулю, за исключением моментов столкновений, когда она обращается в бесконечность. То есть, фактически происходит мгновенный обмен импульсами. В работе [11] был предложен подход, позволивший для некоторого типа задач обойти эту трудность. Он опирается на уравнения движения системы дисков, полученные с помощью матрицы парных столкновений. В уравнениях обмен энергиями между системами дисков определяется в соответствии с законом сохранения импульса, минуя преобразование кинетической энергии в потенциальную.

2.2 Матрица парных столкновений дисков

Траектория системы сталкивающихся дисков определяется начальными и граничными условиями для координат и скоростей дисков, а также видом преобразования их скоростей при столкновениях. Преобразования задаются матрицей парных столкновений. Ее вид определяется из условий однородности, изотропности пространства и времени, или с помощью законов сохранения энергии и импульса, что эквивалентно, так как эти законы являются следствиями симметрий пространства и времени. Граничные условия можно задать периодическими, либо в виде упругих стенок.

Ограничившись условием парных столкновений [9-13], определим вид матрицы парных столкновений в лабораторной системе координат. Для этого произвольным образом выберем из всей системы два диска. Обозначим декартовую лабораторную систему координат, как $o1$ с осями X и Y (см. рис. 1). Пусть V_k^{o1} – скорость k -го диска, а V_j^{o1} – скорость j -го диска в лабораторной системе координат.

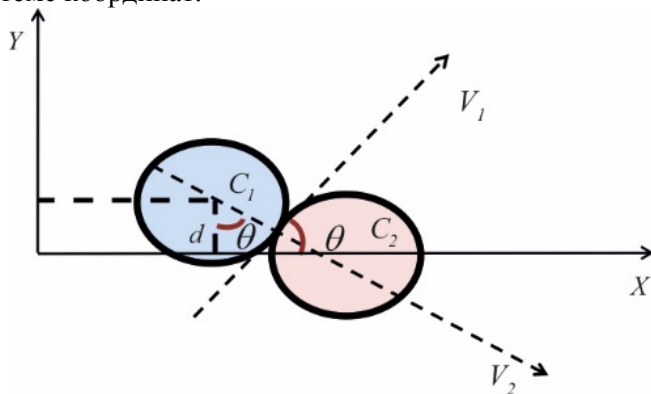


Рис. 2.1 – Условия для парных дисков

C_1 – центр налетающего диска; C_2 – центр второго диска; $d = \cos \theta$ – прицельный параметр; V_1 и V_2 – вектора скоростей первого и второго дисков после столкновения.

Удобней всего результаты столкновений дисков рассчитывать сначала в системе координат, в которой j -й диск покоится, а k -й налетает на него вдоль оси X , а затем возвращается в лабораторную систему координат. В этой системе координат, которую обозначим через $o3$, матрица парных столкновений имеет диагональный вид:



$$S_{kj}^{03}(\theta_{kj}^{03}) = \begin{pmatrix} d^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d\beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d\beta \end{pmatrix} \quad (2.2.1)$$

Для преобразования скоростей сталкивающихся дисков к системе координат $o3$ сначала, с помощью оператора трансляции $\widehat{T}(V_j)$, надо из лабораторной системы координат перейти в систему координат $o2$, где j -й диск покоится, а затем, с помощью оператора вращения $\widehat{R}(\alpha)$, следует перейти в систему координат $o3$, в которой скорость k -го диска направлена вдоль оси X. Угол поворота α определяется условием: $\alpha = \arccos(V_{kx}^{o2}/V_k^{o2})$.

Результат преобразования бивектора скорости из $o1$ в $o3$ можно представить так: $V^{o3} = \widehat{R}(\alpha) \widehat{T}(V_j) V^{o1}$. После столкновения бивектор скорости в системе координат $o3$ будет иметь вид: $V_c^{o3} = S_{kj}^{o3} V^{o3}$. Индекс "с" означает, что бивектор взят после столкновения. Затем, с помощью обратных операторов вращения и трансляции бивектор V_c^{o3} преобразуется обратно в систему координат $o1$. Отсюда следует, что с помощью операторов $\widehat{T}(V_j)$ и $\widehat{R}(\alpha)$ матрица столкновений может быть представлена следующим образом:

$$S_{kj}^{o1} = \widehat{T}^{-1}(V_j) * \widehat{R}^{-1}(\alpha) S_{kj}^{o3} * \widehat{R}(\alpha) * \widehat{T}(V_j)$$

Подставляя (1) в (2) получим:



$$S_{kj}^{01}(\theta_{kj}^{01}) = \begin{pmatrix} d^2 & -d\beta & \beta^2 & d\beta \\ d\beta & d^2 & -d\beta & \beta^2 \\ \beta^2 & d\beta & d^2 & -d\beta \\ d\beta & \beta^2 & d\beta & d^2 \end{pmatrix} \quad (2.2.3)$$

Здесь приняты следующие обозначения: $d = \cos \mathcal{G}_{kj}^{01}$,
 $\beta = \sin \mathcal{G}_{kj}^{01}$.

Для преобразования матрицы парных столкновений к комплексному виду следует поступить так. Сначала нужно выразить четыре компоненты бивектора V_c^{01} через V^{01} умножением его на матрицу парных столкновений. Затем следует вторую и четвертую компоненты умножить на мнимую единицу. Сложив первое выражение со вторым, а третье с четвертым, получим:

$$\begin{aligned} \tilde{V}_k &= \exp(i\mathcal{G}_{kj}) (\tilde{V}_k \cos \mathcal{G}_{kj} - i\tilde{V}_j \sin \mathcal{G}_{kj}) \\ \tilde{V}_j &= \exp(i\mathcal{G}_{kj}) (-i\tilde{V}_k \sin \mathcal{G}_{kj} + \tilde{V}_j \cos \mathcal{G}_{kj}) \end{aligned}$$

Здесь $\tilde{V}_k = \tilde{V}_{kx} + iV_{ky}$, $\tilde{V}_j = \tilde{V}_{jx} + iV_{jy}$. Индекс "01" опущен. Отсюда следует вид комплексной матрицы столкновений:

$$\tilde{S}_{kj} = \begin{pmatrix} \tilde{a} & -i\tilde{b} \\ -i\tilde{b} & \tilde{a} \end{pmatrix} \quad (2.2.4)$$

Здесь $\tilde{a} = d \exp(i\mathcal{G}_{kj})$, $\tilde{b} = \beta \exp(i\mathcal{G}_{kj})$.

Для окончательного определения уравнения (4) необходимо иметь выражение для прицельного параметра. Его можно найти с помощью выражения (4) для расстояний между центрами дисков. Момент столкновения определяется условием $|l_{kj}^{01}(t_c)| = 1$.



Из рис. 1 видно, что для прицельного параметра выполняется условие:

$$d = \cos \mathcal{G}_{kj} = \frac{\operatorname{Im} l_{kj}^{o3}(t)}{|l_{kj}^{o3}(t)|} \quad (2.2.5)$$

В момент столкновения будем иметь $d = \cos \mathcal{G}_{kj} = \operatorname{Im} l_{kj}^{o3}(t_c)$, так как диаметры дисков приняты равными единице.

Формулу (5) следует выразить через значения $l_{kj}^{o1}(t)$ в лабораторной системе координат. Необходимые преобразования выполняются в том же порядке, в котором выполнялись преобразования координат при получении матрицы парных столкновений, т.е. сначала переходим в неподвижную систему координат относительно j -го диска "o2", а затем поворачиваем систему координат на угол α . Переход в систему координат "o2" не меняет ориентации и величины $l_{kj}^{o1}(t)$, т.е. $l_{kj}^{o1}(t) = l_{kj}^{o2}(t)$. Поэтому в результате поворота системы координат получим:

$$l_{kj}^{o3}(t) = l_{kj}^{o1}(t) e^{i\alpha} \quad (2.2.6)$$

Подставляя в (6) значение угла α , выраженное через скорости дисков, получим: $l_{kj}^{o3}(t) = l_{kj}^{o1}(t) \frac{\Delta_{kj}}{|\Delta_{kj}|}$.

Подставив (6) в (5), окончательно будем иметь:

$$d = \frac{\operatorname{Im}(l_{kj}^{o1} \Delta_{kj}^{o1})}{|\Delta_{kj}^{o1}| |l_{kj}^{o1}|} \quad (2.2.7)$$

С помощью (7) матрицы парных столкновений определяются для любого момента столкновения.



Таким образом, по выражениям расстояний центров дисков относительно друг друга из условия $|l_{kj}^{o1}(t_c)| = 1$ с течением времени определяются номера сталкивающихся дисков, моменты их столкновений, а с помощью матрицы парных столкновений определяются их скорости после столкновений.

2.3 Уравнение движения систем дисков

Покажем, как осуществить вывод уравнения движения системы сталкивающихся дисков на основе матрицы парных столкновений [9-13].

В приближении достаточной разреженности динамика системы сталкивающихся дисков определяется только парными столкновениями. Поэтому их уравнения движения выводятся с помощью матрицы парных столкновений, которая в комплексной плоскости для двух сталкивающихся дисков имеет вид:

$$S_{kj} = \begin{pmatrix} a & -ib \\ -ib & a \end{pmatrix} \quad (2.3.1)$$

где $a = \alpha \exp(i\vartheta_{kj})$, $b = \beta \exp(i\vartheta_{kj})$, $\alpha = \cos \vartheta_{kj} = d_{kj}$, $\beta = \sin \vartheta_{kj}$, i – мнимая единица, k и j – номера сталкивающихся дисков; d_{kj} – прицельный параметр, определяемый расстоянием между центрами сталкивающихся дисков в плоской декартовой системе координат с осями X и Y , в которой k -й диск налетает



на покоящийся j -й диск вдоль оси X . Угол рассеяния ϑ_{kj} меняется от 0 до π .

Изменения скорости дисков при столкновениях определяются следующим образом:

$$V_{kj}^+ = S_{kj} V_{kj}^-, \quad (2.3.2)$$

где V_{kj}^- , V_{kj}^+ – бивекторы скоростей k и j дисков, а индексами «-» и «+» отмечены параметры до и после столкновений дисков соответственно;

$$V_{kj} = \begin{bmatrix} V_k \\ V_j \end{bmatrix}; \quad V_k = V_{kx} + iV_{ky} \quad \text{и} \quad V_j = V_{jx} + iV_{jy} - \text{комплексные}$$

скорости налетающего диска и диска-мишени с компонентами, соответствующими осям X и Y .

Используя (1) и (2), найдем:

$$\begin{bmatrix} \delta V_k \\ \delta V_j \end{bmatrix} = \varphi_{kj} \begin{bmatrix} \Delta_{kj}^- \\ -\Delta_{kj}^- \end{bmatrix} \quad (2.3.3)$$

Здесь $\Delta_{kj}^- = V_k^- - V_j^-$ – относительные скорости, $\delta V_k = V_k^+ - V_k^-$, $\delta V_j = V_j^+ - V_j^-$ – изменение скорости диска при столкновении, $\varphi_{kj} = i\beta e^{i\vartheta_{kj}}$.

Уравнение (3) при условии мгновенности столкновений можно записать в дифференциальной форме уравнения движения [21]:

$$\dot{V}_k = \Phi_{kj} \delta(\psi_{kj}(t)) \Delta_{kj} \quad (2.3.4)$$



где $\psi_{kj} = [|l_{kj}(t)| - D] / |\Delta_{kj}|$; $\delta(\psi_{kj})$ – дельта функция;

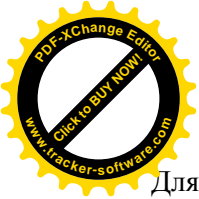
$l_{kj}(t) = z_{kj}^0 + \int_0^t \Delta_{kj} dt$ – расстояния между центрами сталкивающихся дисков;

$\Phi_{kj} = i(l_{kj} \Delta_{kj}) / (|l_{kj}| |\Delta_{kj}|)$; $z_{kj}^0 = z_k^0 - z_j^0$ –

начальные значения координат дисков; D – диаметр диска. Удары считаются центральными, трением пренебрегаем. Массы и диаметры дисков приняты равными единице. Моменты столкновений и сталкивающиеся партнеры определяются условиями $\psi_{kj} = 0$.

Уравнение (4) определяет изменение импульса k -го диска при столкновении с j -м диском. Уравнение получено из условий сохранения энергии и импульса дисков при их упругих столкновениях. Сила в уравнении (4) зависит от Δ_{kj} и включает в себя обобщенную дельта функцию и определяет перераспределение кинетической энергии между сталкивающимися дисками, минуя стадию ее преобразования в потенциальную энергию. Поэтому силу нельзя выразить через градиент от какой-либо скалярной функции. Уравнения движения систем сталкивающихся дисков определяют их траекторию. Так как общая энергия системы сохраняется, то суммарная работа сил взаимодействия между дисками равна нулю.

Уравнения движения систем сталкивающихся дисков можно использовать и для расчетов системы, состоящей из потенциально взаимодействующих дисков, если эта система разрежена настолько, что характерный радиус взаимодействия дисков R_i много меньше расстояний между дисками. Т.е. вне окружности с этим радиусом диски можно считать свободными. В этом случае углы рассеяния для дисков при центральных силах, также как и в случае упругого столкновения, будут определяться вектором относительной скорости. В этом случае можно использовать уравнение движения систем сталкивающихся дисков.



Для этого в них вместо d_{kj}^n следует подставить величину

$d_{ef} = \cos \theta_{ef} = \cos(\pi/2 - \phi_0)$, где ϕ_0 – угол отклонения диска, рассчитываемый по известным формулам [9-13]. Т.е. по начальным значениям скоростей дисков на входе в область взаимодействия, определяемую R_i , с помощью уравнений (3) рассчитываются их скорости на выходе из области взаимодействия.

Таким образом, с помощью уравнений движения систем дисков можно исследовать неравновесные системы и разряженные системы потенциально взаимодействующих дисков, для которых вклад в потенциальную энергию определяется парными взаимодействиями дисков при сближении на расстояние взаимодействия. Для второго случая в качестве размера дисков можно брать радиус их взаимодействия R_i .

В целом, при анализе динамики систем дисков с помощью матрицы парных столкновений сингулярность взаимодействия не является тем фактором, который может исключить возможность исследования проблемы необратимости, так как матрица парных столкновений построена на основе законов сохранения энергии и импульса.

2.4 Уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля для непотенциальных коллективных сил

Покажем, как можно получить уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля для случая, когда приняты во внимание непотенциальные силы взаимодействия систем, изменяющие их внутренние энергии [5, 14, 15]. В связи с этим полученные уравнения будем называть расширенными, чтобы отличать их от канонических форм уравнений, которые выводятся из принципа Даламбера при условии потенциальности всех коллективных сил.

Расширенные уравнения будем выводить на основе результатов изучения движения взаимодействующих систем дисков. Главным отличием расширенных уравнений от их канонических



прообразов является то, что они учитывают работу внешних сил, которая идет на изменение внутренней энергии взаимодействующих систем.

Рассмотрим неравновесную систему потенциально взаимодействующих элементов. Ее удобно изучать в приближении локального термодинамического равновесия. Это позволяет представить неравновесную систему совокупностью перемещающихся относительно друг друга равновесных подсистем.

Пусть N – число элементов в системе. $N \rightarrow \infty$ и $L^2 \rightarrow \infty$, причем $N / L^2 = \text{finit}$, а L^2 – площадь, занимаемая системой. Для анализа динамики системы разобьем ее на R подсистем, так, что в каждой из них будет $T \gg 1$ элементов, т.е. $N = RT$. Затем рассмотрим динамику одной из них при условии ее взаимодействия с другими подсистемами.

Сначала получим уравнение Даламбера для подсистем. Затем, на основе уравнения Даламбера получим расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля для совокупности подсистем. Отличительная особенность вывода этих уравнений от вывода канонических прототипов для МТ заключается в том, что при их получении гипотеза о потенциальности коллективных сил между подсистемами не используется.

Пусть $E = \text{const}$ – полная энергия системы. В общем случае она состоит из суммы внутренних энергий подсистем и энергий их относительного движения. Внутренняя энергия состоит из кинетической энергии движения элементов относительно центра масс системы и энергии их взаимодействия. Энергия движения подсистем состоит из кинетической энергии движения их центра масс и потенциальных энергий взаимодействия подсистем. Внешние силы, определяющие динамику выделенной системы, состоят из сил ее взаимодействия с подсистемами. Их пространственное распределение назовем обобщенным полем сил. Силу, действующую на подсистему, принято разделять на приложенную (активную) силу и силу инерции [3]. Причем силы инерции для одной подсистемы являются элементами активной силы по отношению к другим подсистемам.



Пусть δW_a^p – виртуальная работа активных сил, производи-

мая над p -подсистемой. Она имеет вид: $\delta W_a^p = \sum_{k=1}^T \left(\sum_{s=1}^{N-T} F_{ks}^p \right) \delta r_k =$

$\sum_{k=1}^T F_k^p \delta r_k$, где $k = 1, 2, 3 \dots T$ – номера элементов в подсистеме;

F_{ks}^p – сила взаимодействия k -го и s -го элементов;

$s = 1, 2, 3 \dots N - T$ – номера внешних для p -подсистемы элементов (взаимодействия элементов внутри подсистемы не производят над ней работы);

F_k^p – суммарная сила, действующая на k -й элемент;

δr_k – виртуальное перемещение k -го элемента. При парном взаимодействии справедливо равенство $F_k^p = F_{ks}^p$

(каждому k соответствует свой индекс s).

Виртуальная работа сил инерции над подсистемой равна:

$\delta W_{in}^p = \sum_{k=1}^T \dot{V}_k \delta r_k$. В соответствии с [15] сумму активных и инерционных сил принято называть эффективной силой. Отсюда уравнение Даламбера для подсистемы можно представить так:

$$\delta \bar{W}_q^p = \delta W_{in}^p - \delta W_a^p = 0 \quad (2.4.1)$$

Из (1) следует, что работа всех эффективных сил, действующих на подсистему, всегда равна нулю. Черта над полной виртуальной работой, производимой эффективными силами, означает, что в общем случае работа не сводится к полному дифференциалу.

Для всей системы выполняется равенство: $\sum_{p=1}^R \sum_{k=1}^T F_{ks}^p \delta r_k = 0$.

Т.е. суммарная работа активных и инерционных сил по всем подсистемам равна нулю. Отсюда имеем:



$$\sum_{p=1}^R (\delta W_{in}^p - \delta W_a^p) = 0 \quad (2.4.2)$$

При $N \rightarrow \infty$ и $T \gg 1$ равенство (2) может иметь место в двух случаях: когда равна нулю сумма отличных от нуля слагаемых и когда каждое слагаемое равно нулю. Во втором случае согласно уравнению движения элементов, которыми являются диски, будем иметь:

$$\sum_{k=1}^T \dot{V}_k = \sum_{k=1}^T \phi_{ks} \delta(\psi_{ks}(t)) \Delta_{ks} = \sum_{k=1}^T F_{ks}^p = F_p = 0 \quad (2.4.3)$$

Равенство нулю правой части (3) означает, что система находится в равновесном состоянии. Наша основная задача – показать, что почти во всех точках фазового пространства система стремится к состоянию $F_p = 0$. Т.е. результирующее поле внешних сил, действующих на подсистему, стремится к нулю.

Чтобы получить расширенное уравнение Лагранжа для неравновесной выделенной p -подсистемы, преобразуем уравнение Даламбера (1). Для этого умножим его на dt и проинтегрируем по времени в интервале от $t = t_1$ до $t = t_2$. Тогда из уравнения движения дисков получим:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \bar{W}_q^p dt = \int_{t_1}^{t_2} \sum_{k=1}^T \left[\frac{d}{dt} V_k - \sum_{j \neq k} F_{kj}^p - F_k^p \right] \delta r_k dt =$$
$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} \sum_{k=1}^T V_k^2 dt - \int_{t_1}^{t_2} \left[\sum_{k=1}^T \left(\sum_{j \neq k} F_{kj}^p + F_k^p \right) \delta r_k \right] dt - \left[\sum_{k=1}^T V_k \delta r_k \right]_{t_1}^{t_2}. \quad (a).$$



Здесь $r_1, r_2 \dots r_T$ – координаты элементов подсистемы; член F_{kj}^p определяет силы взаимодействия элементов внутри подсистемы, т.е. индекс j соответствует элементу подсистемы.

Потребуем, чтобы виртуальные перемещения обращались в нуль на концах интервала $\{t_1, t_2\}$. Тогда последний член в (а) будет равен нулю. Предположим, что неравновесность внутри подсистемы пренебрежимо мала. В этом случае для внутренних сил взаимодействия элементов подсистемы можно поставить в соответствие потенциальную энергию $U_{in}^p(r_1, r_2 \dots r_T)$, для которой

справедливо условие $\int_{t_1}^{t_2} [\sum_{k=1}^T (\sum_{j \neq k}^T F_{kj}^p) \delta r_k] dt = -\delta \int_{t_1}^{t_2} U_{in}^p dt$. Учтем,

что в общем случае действующие на подсистему активные силы, отображаемые вторым членом в правой части уравнения (а), невозможно представить в виде градиента какой-либо функции.

Обозначив $L_p = \sum_{k=1}^T \frac{V_k^2}{2} + U_{in}^p(r_1, r_2 \dots r_T)$, уравнение (а) можно записать так:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \bar{W}_q^p dt = \int_{t_1}^{t_2} [\sum_{k=1}^T (\frac{d}{dt} \frac{\partial L_p}{\partial V_k} - \frac{\partial L_p}{\partial r_k} - F_k^p) \delta r_k] dt = 0. \quad (2.4.4)$$

Из условия равенства нулю этого интеграла следует

$$\sum_{k=1}^T (\frac{d}{dt} \frac{\partial L_p}{\partial V_k} - \frac{\partial L_p}{\partial r_k}) = \sum_{k=1}^T F_k^p \equiv F_p. \quad (2.4.5)$$

Уравнение (5) является расширенным уравнением Лагранжа для p -подсистемы. Правая часть уравнения (5) представляет собой непотенциальную часть силы, действующей на p -подсистему. Достаточным условием стационарности решения (5)



является равенство F_p нулю. При $F_p = 0$ уравнение (5) превращается в каноническое уравнение Лагранжа для равновесной замкнутой системы.

Используя (5), определим расширенные уравнения Гамильтона для подсистемы. Дифференциал для L_p имеет вид

$$dL_p = \sum_{k=1}^T \left(\frac{\partial L_p}{\partial r_k} dr_k + \frac{\partial L_p}{\partial V_k} dV_k \right) + \frac{\partial L_p}{\partial t} dt, \quad \text{где} \quad \frac{\partial L_p}{\partial V_k} = p_k - \text{импульс}$$

элемента подсистемы. Воспользуемся преобразованием Лагранжа

$$d\left[\sum_{k=1}^T p_k V_k - L_p\right] = \sum_{k=1}^T \left(-\frac{\partial L_p}{\partial r_k} dr_k + V_k dp_k\right) - \frac{\partial L_p}{\partial t} dt.$$

Так как $\frac{\partial H_p}{\partial t} = -\frac{\partial L_p}{\partial t}$, где $H_p = \left[\sum_{k=1}^T p_k V_k - L_p\right]$, то для расширенных уравнений Гамильтона имеем:

$$\frac{\partial H_p}{\partial r_k} = -\dot{p}_k + F_k^p \quad (2.4.6)$$

$$\frac{\partial H_p}{\partial p_k} = V_k \quad (2.4.7)$$

Правая часть уравнения (6) содержит непотенциальную составляющую внешней для подсистемы силу F_k^p . Поэтому уравнения (6, 7) являются диссипативными [15]. Можно сказать, что появление F_k^p равносильно учету открытости подсистемы.

Найдем расширенное уравнение Лиувилля для р-подсистемы. Для этого введем обобщенный вектор тока подсистем в фазовом пространстве – $J_p = (\dot{r}_k, \dot{p}_k)$ [10], где $k = 1, 2, \dots, T$. С помощью уравнений (3, 4) получим:



$$\operatorname{div} J_p = \sum_{k=1}^T \left(\frac{\partial}{\partial r_k} V_k + \frac{\partial}{\partial p_k} \dot{p}_k \right) = \sum_{k=1}^T \frac{\partial}{\partial p_k} F_k^p \quad (2.4.8)$$

Дифференциальной формой закона сохранения числа элементов является уравнение непрерывности $\frac{\partial f_p}{\partial t} + \operatorname{div}(J_p f_p) = 0$, где $f_p = f_p(r, p, t)$ – нормированная функция распределения элементов в подсистеме. Отсюда с учетом (8) получим:

$$\frac{df_p}{dt} = \frac{\partial f_p}{\partial t} + \sum_{k=1}^T \left(V_k \frac{\partial f_p}{\partial r_k} + \dot{p}_k \frac{\partial f_p}{\partial p_k} \right) = \frac{\partial f_p}{\partial t} + \operatorname{div}(J_p f_p) - f_p \operatorname{div} J_p = -f_p \sum_{k=1}^T \frac{\partial}{\partial p_k} F_k^p \quad (2.4.9)$$

Следовательно, расширенное уравнение Лиувилля для функции распределения элементов подсистемы имеет вид:

$$\frac{df_p}{dt} = -f_p \operatorname{div} J_p = -f_p \sum_{k=1}^T \frac{\partial}{\partial p_k} F_k^p. \quad (2.4.10)$$

Из уравнения (10) вытекает, что подсистема при $t \rightarrow \infty$ стремится к стационарному состоянию, когда $\frac{\partial}{\partial p_k} F_k^p \rightarrow 0$. Это возможно, когда сумма сил между подсистемами равны нулю. Такое состояние системы соответствует равновесию.

Когда система достигает равновесия, правая часть уравнения (10) обращается в ноль. Это говорит о том, что в предельном случае функция распределения постоянна. А это означает, что она должна определяться с помощью инварианта. Для уравнения Лиувилля гамильтоновых систем таким инвариантом является энергия системы. Но отличие правой части уравнения (10) от нуля для



неравновесной системы означает не нарушение закона сохранения энергии всех элементов, а полную трансформацию энергии движения подсистем в их внутреннюю энергию.

Таким образом, **если система состоит из движущихся относительно друг друга подсистем, то при $t \rightarrow \infty$ энергия их относительного движения исчезает, переходя во внутреннюю энергию подсистем при условии сохранения суммы энергий всех элементов системы.**

Уравнение (10) по своему физическому смыслу эквивалентно уравнению Больцмана. Но в уравнении Больцмана правая часть, называемая интегралом столкновения, получена эмпирически на основе статистических законов. А в уравнении (10) правая часть строго следует из уравнения движения элементов. В последующей главе 3 будет показано, как получить правую часть уравнения (10), опираясь только на законы Ньютона для случая, когда система состоит из потенциально взаимодействующих МТ.

Таким образом, расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля, в отличие от их канонических форм, полученных при условии потенциальности коллективных сил, выводятся на основе законов Ньютона без использования гипотезы о потенциальности всех коллективных сил. Они включают в себя непотенциальные силы, ответственные за диссипативные процессы, связанные с изменением внутренней энергии подсистем неравновесной системы.

Здесь мы исходили из условия непотенциальности сил, осуществляющих работу по изменению внутренней энергии системы. Природа возникновения этих сил, при условии потенциальности внешних сил, будет рассмотрена в следующей главе при выводах уравнений движений систем потенциально взаимодействующих МТ.

2.5 Механизм установления равновесия в системах дисков

Рассмотрим механизм установления равновесия в системах [5, 14-16]. Для этого вначале рассмотрим, как описание отдельных



подсистем согласуется с описанием неравновесных систем в целом. Поскольку для всей системы при условии однородности пространства выполняется равенство $\sum_{p=1}^R \sum_{k=1}^T F_k^p = 0$, то для лагран-

жиана системы L_R будет справедливо уравнение $\frac{d}{dt} \frac{\partial L_R}{\partial V_k} - \frac{\partial L_R}{\partial r_k} = 0$, а соответствующее уравнение Лиувилля имеет вид [2, 3, 17]:

$$\frac{\partial f_R}{\partial t} + V_k \frac{\partial f_R}{\partial r_k} + \dot{p}_k \frac{\partial f_R}{\partial p_k} = 0 \quad (2.5.1)$$

Функция распределения f_R соответствует всей системе.

Ввиду того, что полная система консервативна, то из (1) будем иметь: $\sum_{p=1}^R \text{div} J_p = 0$. Это равенство эквивалентно следующему условию:

$$\frac{d}{dt} \sum_{p=1}^R \ln f_p = \frac{d}{dt} \ln \left(\prod_{p=1}^R f_p \right) = \left(\prod_{p=1}^R f_p \right)^{-1} \frac{d}{dt} \left(\prod_{p=1}^R f_p \right) = 0.$$

Отсюда получаем, что $\prod_{p=1}^R f_p = \text{const}$. Так как для равновес-

ного состояния выполняется условие $\prod_{p=1}^R f_p = f_R$ и поскольку для

любого момента времени справедливо равенство $\sum_{p=1}^R F_p = 0$, то

функция f_R является интегралом движения. Это эквивалентно сохранению всего фазового объема системы.

Сохранение фазового объема всей системы, при условии справедливости решения (1), возможно только в том случае, если центр масс системы движется по обратимой во времени траекто-



ри независимо от начальной точки фазового пространства. Следовательно, для рассматриваемой системы существует только такое необратимое перераспределение фазового объема и энергии по подсистемам, которое реализуется при условии обратимого движения центра масс всей системы, что соответствует теореме Пуанкаре об обратимости. Это следствие сохранения первого интеграла энергии системы.

Уравнение Лиувилля для полной системы совместимо с уравнениями для функций распределения подсистем в двух случаях:

если при $t \rightarrow \infty$ выполняется условие: $\sum_{k=1}^T \frac{\partial}{\partial p_k} F_k^p \rightarrow 0$, и если этот интеграл является периодической функцией.

Первый случай эквивалентен условию $\sum_{k=1}^T F_k^p \rightarrow 0$ (или $F_p \rightarrow 0$) при $t \rightarrow \infty$. Изменение фазового объема подсистемы будет происходить до тех пор, пока F_p не обратится в нуль. Тенденцию уменьшения сил взаимодействия подсистем можно наглядно пояснить на следующем примере. Пусть одна подсистема покоится, а другая налетает на нее с заданной средней относительной скоростью. Очевидно, что средняя относительная скорость сталкивающихся подсистем сохранится только в том случае, если столкновения элементов разных подсистем будут лобовыми. Такой случай, при условии большого числа элементов и однородности пространства, маловероятен. Во всех других случаях эта скорость может только уменьшаться. А значит, и сила их последующего взаимодействия будет меньше. Следовательно, **энергия относительного движения подсистем в результате их столкновений может только уменьшаться.**

Второй случай возможен при условии периодичности точек фазового пространства. Эти циклические точки определяются симметриями элементов, граничных условий и группами симметрии матрицы столкновений. Исследование этих точек, например, их меры и устойчивости, имеет принципиальное значение для процесса эволюции. Если система в начальный момент времени (в момент приготовления) находилась в одной



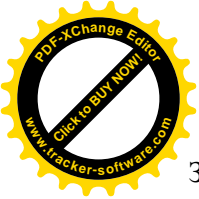
из таких точек, то она постоянно будет возвращаться в эту точку и перемешивание не наступит. Отсюда следует, что вероятность возврата системы может определяться ее вероятностью оказаться в одной из периодических точек в момент приготовления. Можно утверждать, что для системы при $N \rightarrow \infty$ эта вероятность пренебрежимо мала.

Мы видим, что система будет возвращаемой только в периодических точках фазового пространства, когда нет перемешивания. Но согласно [18], мера фазового пространства, соответствующая периодическим точкам, равна нулю. Покажем, что из условия перемешивания системы следует свойство стремления к нулю действующей на p -подсистему силы F_p .

Свойство перемешивания для системы элементов показано в работе [18]. В [4] найдено, что корреляционная функция для сталкивающихся дисков единичного радиуса имеет вид $R(t) \sim \exp(-n \ln K)$, где $K = \rho/2$, ρ – длина свободного пробега; n – число столкновений. Поэтому, характерное время расщепления корреляций t_d для регулярно сталкивающихся дисков через характерное время τ определяется выражением $t_d = \tau / (\ln \rho/2)$. Для достаточно разреженной системы дисков условие $\rho/2 = K > 1$ хорошо выполняется. Следовательно, имеет место условие перемешивания.

Для дальнейшего анализа выполним в уравнениях движения p -подсистемы некоторые упрощения. Предположим, что все диски сталкиваются через равные, достаточно короткие интервалы времени τ . При условии $T \gg 1$ такое предположение не влияет на качественные характеристики эволюции. Ясно, что если при этом предположении система окажется устойчивой, то она будет устойчивой и в общем случае. Тогда уравнение движения дисков p -подсистемы примет вид [19]:

$$\dot{V}_k = \phi_{ks(n)}^n (\theta_{ks}) \Delta_{ks(n-1)}^{n-1}. \quad (2.5.2)$$



Здесь, как и ранее, индекс k обозначает диски, принадлежащие p -подсистеме. Каждому номеру k и моменту времени τn соответствует номер сталкивающегося партнера $s(n)$; $k \neq s$. Вклад в правую часть (2) будут давать только те диски подсистемы, которые в момент времени τn сталкиваются с внешними дисками.

Уравнение (2) позволяет определить изменение со временем компонентов вектора – столбца \vec{V}_T . Компоненты этого столбца представляют собой скорости дисков p -подсистемы, т.е. $\vec{V}_T = \{V_k\}, k = 1, 2, \dots, T$. Эволюция p -подсистемы будет определяться поведением суммы этих компонентов. Обозначим эту сумму как Y_p . Выполнив в (2) суммирование по всем дискам подсистемы, получим:

$$\dot{Y}_p = \sum_{k=1}^T \phi_{ks(n)}^n (\theta_{kj}) \Delta_{ks(n-1)}^{n-1}. \quad (2.5.3)$$

Уравнение (3) описывает изменение суммарного импульса p -подсистемы в результате столкновений в момент τn . Обращение суммарного импульса Y_p в нуль эквивалентно обращению в нуль силы F_p .

При $T \rightarrow \infty$ из свойства перемешивания следует возможность перехода к пределу равномерного распределения прицельных параметров дисков. Действительно, в соответствии с условием перемешивания для системы дисков справедливо условие [18]:

$$\mu(\delta) / \mu(d) = \delta / d \quad (a),$$

где $\mu(d)$ – мера, соответствующая значению прицельного параметра d ; δ – произвольный отрезок прицельного параметра; $\mu(\delta)$ – его мера. Выполнение условия (a) означает пропорциональность между числом ударов дисков, проходящихся на



интервал δ , и длиной этого интервала. Это позволяет считать распределение прицельных параметров однородным. Здесь следует сделать важное замечание. Условие (а) будет верным только в том случае, если нет корреляций по прицельным параметрам сталкивающихся частиц. Такие корреляции теоретически возможны, если во время приготовления системы она окажется в периодической точке.

При выполнении (а) справедливо условие расцепления корреляций. Для уравнения (3) его можно записать так: $\langle \phi_{ks(n)}^n(\theta_{kj}) \Delta_{ks(n-1)}^{n-1} \rangle = \langle \phi_{ks(n)}^n(\theta_{kj}) \rangle \langle \Delta_{ks(n-1)}^{n-1} \rangle$, т.е. среднее от произведения двух функций равно произведению средних. Так как первый множитель зависит от прицельных расстояний, а второй – от относительных скоростей, то это условие подобно условию независимости координат и импульсов, которое широко используется в статистической физике [20]. Таким образом, можно выполнить интегрирование фазового множителя $\varphi = \langle \phi_{ks(n)}^n(\theta_{kj}) \rangle$ по прицельным параметрам, оставляя при этом суммирование выражения $\Delta_{ks(n-1)}^{n-1}$ по относительным скоростям сталкивающихся дисков. Тогда будем иметь:

$$\varphi = \frac{1}{T} \lim_{m \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^T \phi_{ks}^n(\theta_{ks}^n) = \frac{1}{\Theta} \int_0^{\pi} \phi_{ks}^n d(\cos \vartheta) = -2/3, \quad (2.5.4)$$

где $\Theta = 2$ – нормировочный множитель. С учетом (4) получим для (3)

$$\dot{Y}_q = -\frac{2}{3} \sum_{k=1}^T \Delta_{ks(n-1)}. \quad (2.5.5)$$

Отрицательный коэффициент в правой части (5) означает, что результирующая сила, действующая на подсистему, будет уменьшаться, что и следовало доказать. Таким образом, система приходит к равновесному стационарному состоянию.



Стационарная точка системы, которую обозначим Z_0 , асимптотически устойчива. Это означает, что любое отклонение от равновесной точки системы Z_0 будет затухать. Устойчивость обеспечивается возникновением возвращающей силы F_p при отклонении подсистемы от равновесной точки.

Возникновение силы F_p , при отклонении системы от равновесия, приводит к ограничению спонтанных флуктуаций. Действительно, всякое неравновесное состояние характеризуется силой F_p . Этой силе соответствует уравнение $\dot{Y}_p = F_p$. В результате перемешивания эта сила должна убывать. Время убывания силы определяется из условия $t = \int \frac{dY}{F_p}$. Следовательно, если система искусственным образом оказалась в неравновесной точке, то через характерное время $t_{din} \sim 1/F_p$ она придет к равновесию.

Для дальнейших рассуждений примем два утверждения. Во-первых, степень неравновесности определяется величиной силы F_p . Во-вторых, будем считать, что увеличение спонтанного (вероятностного) отклонения системы от равновесного состояния происходит при условии нарастания силы F_p , т.е. система не может спонтанно сразу перейти в состояние с большим значением F_p , минуя состояние с меньшим значением F_p . Другими словами, возможны только такие флуктуации, для которых справедливо неравенство $t_{pr} < t_{din}$. Время t_{pr} определяется вероятностными принципами. В соответствии с формулой Смолуховского [4] для случая эргодических систем среднее время возврата за время t , т.е. время цикла Пуанкаре, равно $t_{pr} = t(1 - P_0)/(P_0 - P_1)$, где P_1 – вероятность возврата за время t ; P_0 – вероятность исходной области.

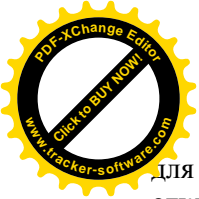


Действительно, предположим, что система вероятностным образом начала отклоняться от равновесия. Время отклонения в неравновесную точку, определяемое вероятностным образом, должно быть равно t_{pr} . Так как в этой точке на подсистему действует возвращаемая сила F_p , то очевидно, что только при условии $t_{pr} < t_{din}$ система успеет отклониться в эту точку.

Таким образом, учет процесса обмена энергией между подсистемами, на которые разбивается неравновесная система, и обратной связи между активными и инерционными силами их взаимодействия позволяет описывать эволюционные процессы в неравновесной системе и, в частности, определяет механизм установления равновесия. Поэтому, предложенный подход применим для изучения эволюционных процессов в открытых системах с полигенными силами и неголономными связями.

Анализ эволюции неравновесной системы должен опираться на расширенные уравнения Лагранжа, в правую часть которых входит полигенная сила взаимодействия подсистем F_p . Из-за перемешивания и в результате обратной связи между активными и инерционными силами F_p стремится к нулю. Это обуславливает эволюцию неравновесной системы к равновесному состоянию. Установление равновесия возможно для всех точек фазового пространства, за исключением периодических точек. В окрестности равновесия, где сила F_p близка к нулю, применима статистическая теория флуктуаций, построенная на основе канонических уравнений Гамильтона с использованием условия обратимости времени [4].

Устойчивость равновесного состояния обеспечивается возвращающей силой F_p , возникающей при отклонении от него системы. Спонтанное удаление системы от равновесия возможно только в такие точки фазового пространства, для которых характерное время возврата, определяемое соответствующим этим точкам полем сил, больше характерного времени, необходимого



для спонтанного отклонения. Характерное время спонтанного отклонения рассчитывается вероятностным образом. Отсюда следует, что природа динамических процессов в рамках рассматриваемой модели детерминирована и не имеет вероятностного характера. Применимость вероятностного описания динамики классических систем определяется неопределенностью начальных условий, погрешностью перехода от дискретного описания к описанию с помощью непрерывных функций.

Сравним особенности предложенного здесь сценария эволюции системы к равновесию со сценарием, изложенным, например, в работе [4]. Согласно [4] необратимость появляется в результате огрубления фазового пространства при его усреднении по малому объему. Возможность такого усреднения обеспечивается перемешиванием. При усреднении теряется информация об отдельных фазовых траекториях, что и приводит к появлению необратимости. Недостатком этого объяснения является то, что остается неясной природа огрубления фазового пространства.

Предложенный механизм установления равновесия опирается на свойство равновероятности прицельных расстояний, что следует из условия однородности пространства. Использование в его обосновании силы в качестве параметра эволюции позволило построить схему доказательства без использования гипотезы огрубления фазового пространства. Вместо этого осуществлен переход от суммирования к интегрированию по прицельным расстояниям. В отличие от огрубления фазового пространства, переход к интегрированию не порождает необратимость. Поэтому операция интегрирования не искажает природу стремления системы к равновесию.

Как было показано, законы динамики накладывают ограничения на возможные амплитуды флуктуаций параметров системы. Этот результат, полученный на основе уравнений движения систем дисков, нельзя получить из статистических законов. Он может оказаться полезным при обосновании методов статистической физики и в понимании проблемы нарушения временной симметрии.



Смысл замены суммирования на интегрирование по определенным расстояниям состоит только в переходе от дискретных функций к удобным для анализа непрерывным функциям. Действительно, система не возвращается в исходное состояние, если она не находилась в процессе приготовления в циклической точке. Обоснуем это утверждение.

При обратимой динамике имеют место равенства:

$$F_p(t + n\tau_0, \omega) = F_p(t, \omega), \Delta\Gamma_0 = S^t(t + n\tau_0)\Delta\Gamma_0(t) \quad (с),$$

где $\Delta\Gamma_0$ – элемент объема фазового пространства, занимаемого системой дисков в момент t ; τ_0 – период возврата системы дисков в исходную точку; $n = 1, 2, 3 \dots$; $\omega \in \Delta\Gamma_0$.

Примером, демонстрирующим существование таких точек, является система, диски которой расположены в квадрате с упруго отражающими сторонами. Если эта система в первоначальный момент времени находилась в фазовой точке, в которой скорости всех дисков перпендикулярны одной из стенок и все удары дисков лобовые, то имеет место условия (с). Т.е. в этом случае система будет периодически возвращаться в исходную точку. Поэтому, такие точки принято называть периодическими или циклическими. Вероятность возврата системы определяется вероятностью нахождения ее в циклической точке в момент приготовления. Действительно, если в начальный момент времени она не окажется в этой точке, то она никогда не вернется. В противном случае она могла бы и выйти оттуда, что противоречит самому определению обратимой области $\Delta\Gamma_0$.

Не сложно показать, что для системы дисков при $N \rightarrow \infty$ вероятность оказаться в циклической точке пренебрежимо мала. Поэтому, вероятность возврата системы, определяемая мерой циклических точек, также пренебрежимо мала, хотя для малого числа N она может оказаться конечной.



Таким образом, получаем, что обратимость будет наблюдаться только в том случае, если неравновесная система в момент приготовления окажется в одной из циклических точек. Такая интерпретация обратимости совпадает с точкой зрения Эйнштейна, согласно которой вероятностное описание системы продиктовано вероятностным заданием ее начального состояния при детерминированной динамике.

Предложенное здесь объяснение необратимости использует условие равновероятности прицельных расстояний. И хотя это условие эквивалентно условию однородности пространства, оно эквивалентно равновероятностному условию.

2.6 О необратимости динамики разреженных систем дисков

Рассмотрим, как из доказанного свойства необратимости для упругих дисков в определенных случаях следует необратимость для разреженных систем потенциально взаимодействующих дисков [21].

Динамика таких дисков описывается уравнением Ньютона. В нем сила F_{ks} между k и s дисками выражается через скалярную функцию: $F_{ks} = -\partial U / \partial r_{ks}$, где U – потенциальная энергия, r_{ks} – расстояние между дисками. В гамильтоновых системах сила определяет скорость перехода кинетической энергии в потенциальную и наоборот. Она однозначно зависит от точки конфигурационного пространства.

Учтем, что для разреженной системы справедливо приближение парных взаимодействий. Кроме того, для разреженной системы можно ввести характерный радиус взаимодействия R_{int} дисков, который много меньше длины свободного пробега l_c , т.е. $l_c \gg R_{\text{int}}$. Диски можно считать свободными, когда их расстояние до ближайшего соседа больше R_{int} .



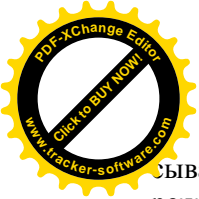
Рассмотрим рассеяние двух дисков. В системе центра масс характер рассеяния определяется формулой [17]:

$$\phi_0 = \int_{r_{\min}}^{R_{\text{int}}} \frac{\rho dr}{r^2 \sqrt{1 - \rho^2 / r^2 - 2U / \{m(\Delta_{ks}^0)^2\}}}.$$

Здесь ϕ_0 – угол рассеяния диска; r – расстояние между дисками; ρ – прицельное расстояние; r_{\min} – корень выражения, стоящего под радикалом; U – потенциальная энергия взаимодействия дисков; m – масса рассеивающего диска; Δ_{ks}^0 – скорость налетающего диска, которая в лабораторной системе координат равна относительной скорости дисков. В системе центра масс $m = 1/2$, так как здесь масса диска равна единице.

Не сложно показать, что скорости дисков после того, как они покинут область взаимодействия, т.е. при $r \geq R_{\text{int}}$, можно определить по формулам для упруго сталкивающихся дисков, если в них при определении скоростей сделать замену $\theta_{ks} = |\pi - 2\phi_0| / 2$, $\cos \theta_{ks} = d_{ks}$. Здесь θ_{ks} , d_{ks} – угол отклонения диска и прицельное расстояние соответственно. Таким образом, траектории дисков при условии $r \geq R_{\text{int}}$ можно определить из условий сохранения энергии и количества движения по формулам упругого столкновения без интегрирования уравнения Ньютона внутри области взаимодействия.

Для разреженной системы дисков справедливо условие $l_c / V \gg t_{\text{int}}$, где $t_{\text{int}} = R_{\text{int}} / V$ – характерное время, в течение которого диски находятся в области взаимодействия, V – характерная скорость дисков. Поэтому справедлив предельный переход $t_{\text{int}} \rightarrow 0$. Такой переход соответствует приближению упругих столкновений. Т.е. при $R_{\text{int}} \rightarrow 0$ динамика системы строго опи-



Связывается уравнением (2.5.2). Отсюда следует, что динамику разреженной системы можно изучать как с помощью уравнения Ньютона, так и с помощью уравнения (2.5.2). При $R_{\text{int}} \rightarrow 0$ или $t_{\text{int}} \rightarrow 0$ результаты расчетов в обоих случаях полностью совпадают. Следовательно, динамика разреженной системы потенциально взаимодействующих частиц может быть описана с помощью уравнений движения упруго сталкивающихся дисков (2.5.2).

2.6.1 Взаимосвязь сил с энтропией

Понятие энтропии впервые появилось в термодинамике. Ее часто связывают с потерей энергии движения тела в результате трения или других типов диссипации. Для неравновесной системы энергией движения является энергия относительных движений равновесных подсистем, которыми неравновесная система может быть представлена. Эта энергия исчезает в результате ее преобразования во внутреннюю энергию равновесных подсистем. Отсюда можно ввести понятие энтропии в рамках законов классической механики. Действительно, зная поле сил между подсистемами, можно найти величину изменения энергии относительного движения неравновесных систем. Тогда изменению энтропии неравновесной системы можно поставить в соответствие относительное приращение внутренней энергии подсистем к величине их относительного движения. Движение неравновесной системы к равновесию означает, что вся работа поля сил между подсистемами пошла на увеличение их внутренней энергии. Поэтому изменению энтропии ΔS^d можно поставить в соответствие следующее выражение [21]:

$$\Delta S^d = \sum_{p=1}^R \left\{ \frac{P}{E^p} \sum_{k=1}^P F_k^p dr_k \right\} \quad (2.6.1)$$

где E^p – внутренняя энергия равновесной подсистемы (в приближении локального термодинамического равновесия неравно-



зсная система может быть представлена совокупностью равно-
весных подсистем), P – номер подсистемы, R - число подсистем.
Принято, что все подсистемы имеют равное число дисков P .

Согласно предложенному выше механизму необратимости, получим, что, например, для $R = 2$, приращение энтропии системы, определяемое формулой (1), может быть только положительным. Этот вывод соответствует существующим представлениям о поведении энтропии систем при возникновении в них структур, в частности, турбулентных. Так, Климонтовичем с помощью предложенной им S-теоремы [22] было доказано свойство уменьшения энтропии при образовании структур. Но есть принципиальное отличие энтропии, определяемой предложенной формулой, от энтропии, определяемой формулой, предложенной Климонтовичем. Суть его в том, что отклонение энтропии в [22] определено относительно неравновесного состояния, принятого за «начало отсчета», а в формуле (1) ΔS^d определяется относительно энтропии равновесного состояния.

Энтропию, определяемую формулой (1), будем называть *Д-энтропией*. Как будет показано, Д-энтропия следует из законов движения классической механики. Она применима для любого количества МТ в системе. В дальнейшем будет показано, что в общем случае Д-энтропия может быть, как отрицательной, так и положительной в зависимости от числа элементов системы и внешнего поля сил. При достаточно большом количестве элементов в системе Д-энтропия может быть только положительной, что соответствует второму закону термодинамики.

2.7 Численные расчеты параметров эволюции систем дисков

Основная цель численных расчетов процесса установления равновесия в системах дисков состояла в проверке ранее полученных аналитическим путем результатов изучения эволюции систем сталкивающихся дисков и выявление новых закономерностей, которые пока невозможно получить аналитическим или еще каким-либо другим способом.

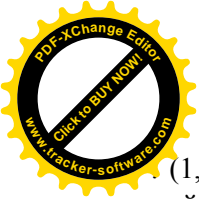


Расчеты выполнялись при условии равновероятности прицельных расстояний. Исходили из гипотезы, что равновероятность прицельных расстояний следует из однородности пространства при условии, что система экспоненциально неустойчива по Ляпунову. Предполагалось выполнение условия парных столкновений. Брлись несколько сталкивающихся пар частиц. Затем многократно проводился эксперимент последовательных столкновений. Этот эксперимент состоял из статистически достаточно большого числа повторов однократного, двукратного и т. д. столкновений, каждый из которых проводился для нового прицельного расстояния, выбираемого случайным образом. В результате были определены экспериментальные значения максимального коэффициента растяжения скорости, интегрального значения силы сталкивающихся частиц, величины Д-энтропии. Ниже приведем результаты расчетов параметров, характеризующих процесс установления равновесия, а также их анализа [23-25].

2.7.1 Коэффициент максимального растяжения скорости

В качестве параметра, характеризующего максвеллизацию распределения дисков, нами был предложен коэффициент максимального растяжения скорости. Этот коэффициент определяется условием: $V_{\max}^{(n)} = \sigma_n V_{\max}^{(n-1)}$. Здесь $V_{\max}^{(n)}$ – максимально возможная скорость какой-либо частицы после n столкновений. Величина σ_n определялась в $(2n-1)$ -мерном пространстве углов рассеяния, т.е. вычислением такой фазовой траектории, при которой появляется частица с максимально возможной скоростью.

Чтобы проверить справедливость расчетов коэффициента σ_n , а также определить, насколько данный коэффициент может описывать эволюцию неравновесной системы, были проведены численные расчеты, которые состояли в следующем. Для начального состояния вектора скорости системы $V_{2m}^{(0)} = [(1,0;0,0);(1,0;0,0)] \dots$



$(1,0;0,0)$ при условии равномерности прицельных расстояний сталкивающихся дисков из 8×10^5 экспериментов для 2-х и 3-х пар (400000 экспериментов для 4 пар, 350000 – для 5 пар, 300000 – для 6-10 пар) каждого из n столкновений выбиралось столкновение с максимальным численным значением коэффициента растяжения скорости – σ_n^{\max} . Эта величина сопоставлялась со значением σ_n , полученным для аналогичного начального значения вектора скорости системы. Результаты сравнения приведены в таблице 2.1 [23].

Таблица 2.1 – Экспериментальные и расчетные значения коэффициента σ_n

n	σ_n	$\sigma_n^{\text{эксп}}$
1	1.41	1.21
2	1.41	1.23
3	1.22	1.17
4	1.16	1.07
5	1.12	1.12
6	1.10	1.00
7	1.08	1.00
8	1.07	1.03
9	1.06	1.01
10	1.04	1.00

Видно, что кривая для σ_n^{\max} лежит под кривой σ_n . Это подтверждает правильность определения σ_n и свидетельствует о том, что максимально возможная скорость частиц, определяемая из закона сохранения энергии и импульса, в принципе недостижима. После шестого столкновения коэффициент σ_n не изменяется, флуктуируя в пределах 0,03.

Данные результаты можно объяснить тем, что неравновесное состояние, соответствующее системе с частицей, имеющей максимально возможную скорость, не реализуется. То есть фазовая траектория всей системы не может проходить через эту неравновесную точку, хотя она и лежит в области доступного фазового



пространства. Не сложно убедиться в том, что данная точка соответствует такому состоянию, при котором все кроме одной частицы движутся параллельно с одинаковой скоростью в одном направлении, а одна частица с равным всем частицам импульсом движется в противоположном направлении. Отметим, что величина σ_n аппроксимируется следующей экспоненциальной функцией: $\sigma_n = \exp(-0.027n + 0.24)$.

2.7.2 Сумма векторов относительных скоростей сталкивающихся дисков

Важной характеристикой неравновесной системы служит величина суммы векторов относительных скоростей сталкивающихся частиц Ω_m^n . Она характеризует степень нарушения равновесия системы. В равновесном состоянии эта величина близка к нулю из-за хаотичности векторов скоростей частиц. В термодинамическом пределе она равна нулю.

При каждом последующем столкновении величина Ω_m^n уменьшается, что определяет движение системы к равновесию. Но это еще не доказывает равномерность уменьшения результирующей силы, так как после столкновений происходит перегруппировка сталкивающихся партнеров, определяемая оператором $P_{2m}^{(n)}$. После такой перегруппировки величина Ω_m^n меняется и может даже увеличиваться.

Чем меньше число рассматриваемых дисков, тем больше возможная величина такого увеличения. Аналитическим образом изучить характер такого изменения, определяемого матрицей $P_{2m}^{(n)}$, пока не удастся, поэтому были выполнены численные расчеты Ω_m^n . Результаты численных расчетов Ω_m^n приведены на рис. 2.2 [23].

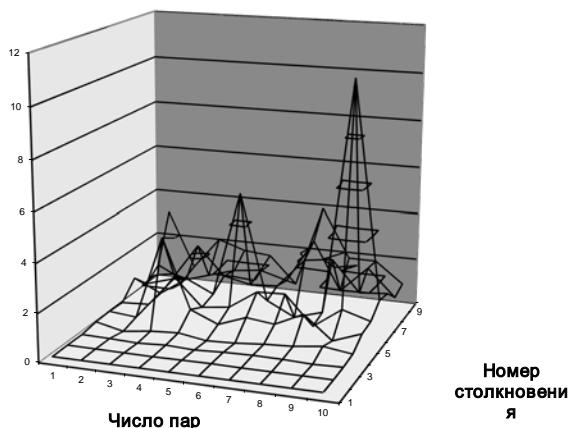


Рис. 2.2 – Сумма векторов относительных скоростей сталкивающихся частиц Ω_m^n

Обращают на себя внимание следующие закономерности. Первые три-четыре столкновения происходят при стабильном уменьшении Ω_m^n на 1/3 при каждом столкновении. Затем, когда величина Ω_m^n уменьшается до 10^{-2} от первоначального значения, начинает сказываться влияние $P_{2m}^{(n)}$. Это проявляется в появлении флуктуаций, амплитуда которых примерно равна $10^{-2} - 10^{-3}$ от первоначального значения Ω_m^n . Данный результат требует более глубокого анализа, поскольку он указывает на новый метод определения флуктуаций систем с ограниченным числом элементов.

2.7.3 Расчеты Д-энтропии

Расчеты Д-энтропии выполнялись по формуле (2.6.1) для различных начальных состояний неравновесной системы [23]. На

рис. 2.3 приведены расчеты Д-энтропии для начального состояния.

Вектора скорости системы $V_{2m}^{(0)} = [(1,0;-1,0);(1,0;-1,0)... (1,0;-1,0)]$.

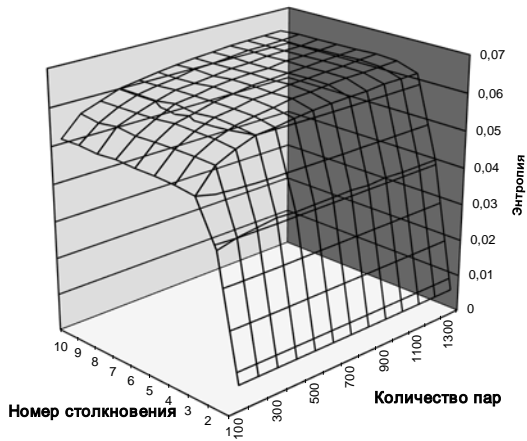


Рис. 2.3 – Изменение Д-энтропии в зависимости от числа столкновений и количества дисков

На рисунке 2.4 показано начальное состояние, в котором все частицы покоятся, кроме двух, которые налетают друг на друга со скоростями 1 и -1 вдоль оси X.

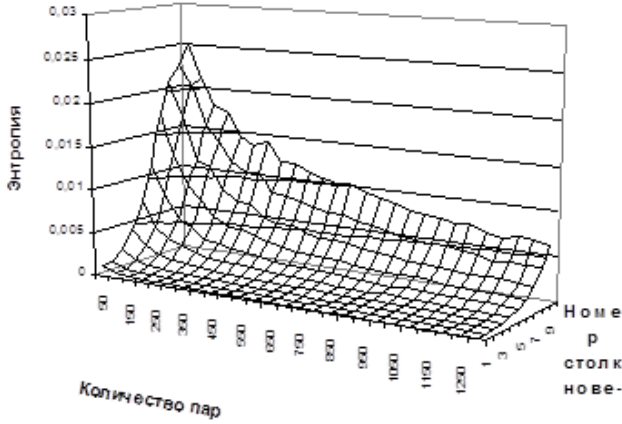


Рис. 2.4 – Изменение энтропии при сильнонеравновесных начальных состояниях

Рис. 2.5 соответствует случаю, когда все диски имеют равные по модулю скорости, но хаотические направления.

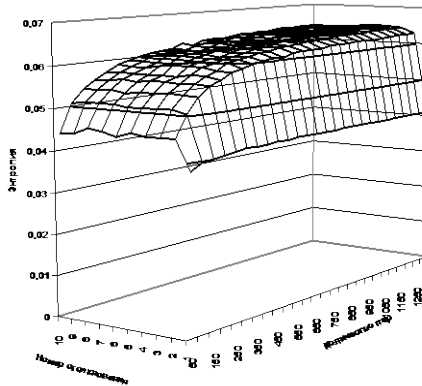


Рис. 2.5 – Начальные скорости всех дисков =1 и изотропны по направлению

В этом случае Д-энтропия достигает максимума за два-три столкновения, в то время как для более неравновесных случаев



число столкновений, необходимых для установления равновесного значения доходит до 10. Общей закономерностью поведения Д-энтропии является обратная зависимость между скоростью роста и числом частиц. Качественных отличий поведения Д-энтропии для различных начальных состояний системы не наблюдается.

2.7.4 Эксцесс двумерного нормального распределения

Наряду с численными расчетами предложенной схемы эволюции, нами проводилось прямое численное моделирование системы N дисков в прямоугольном ящике. Ниже приведены результаты моделирования 20 дисков, разделенных в начальный момент времени на два потока, движущихся навстречу друг другу со скоростями 1 и -1 . На Рис. 2.6 в виде гистограммы приведена функция распределения дисков после нескольких первых столкновений (а), после 10 (б), 100 (в) и 1000 (г) столкновений [23].

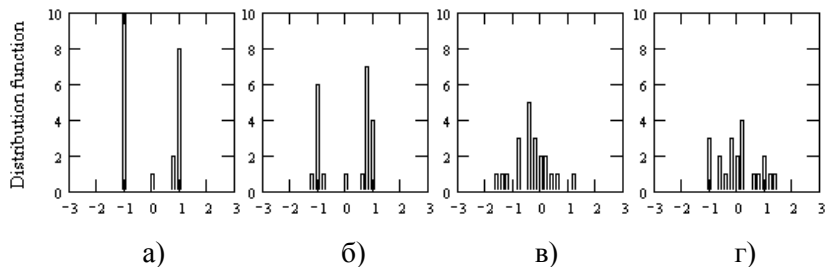


Рис. 2.6 – Гистограмма функции распределения дисков после нескольких первых столкновений (а), после 10 (б), 100 (в) и 1000 (г) столкновений

В качестве критерия максвеллизации принята величина $E_x = \langle V^4 \rangle - 3/2 \langle V^2 \rangle^2$, характеризующая эксцесс двумерного нормального распределения. На рис. 2.7 показана эволюция момента 4-го порядка функции распределения дисков.

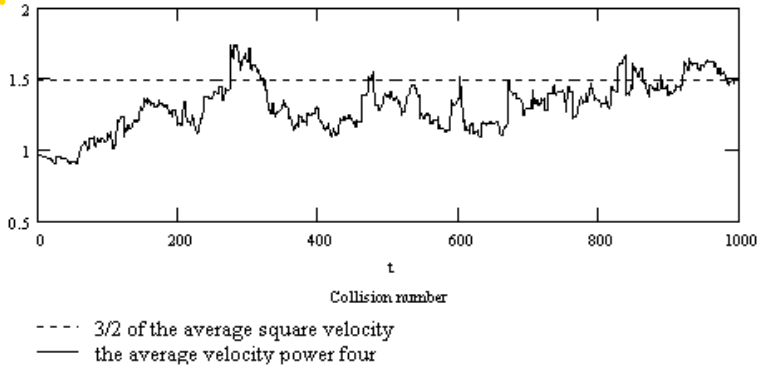
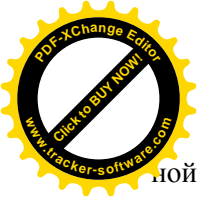


Рис. 2.7 – Эволюция момента 4-го порядка функции распределения дисков

Как видно, условие $E\dot{x} = 0$ (с точностью до флуктуаций, обусловленных дискретностью системы) выполняется после 200 столкновений в системе, то есть после, примерно, 10 столкновений на один диск.

2.7.5 Расчеты поведения скорости подсистемы дисков в зависимости от числа столкновений

Методами компьютерного моделирования изучалась эволюция системы, состоящей из 140 твердых дисков [24]. В качестве эволюционного параметра использовалась скорость выделенной подсистемы дисков. Рассматривалось, как с ростом числа столкновений эта скорость стремится к нулю. Бралась периодические граничные условия. В начальном состоянии для девяти выделенных дисков задавались равные по величине и направлению скорости. Их величина равна 3. Скорости остальных дисков задавались равными между собой по модулю единице, но направленными хаотическим образом. Массы всех дисков брались равными $m = 1$, а их диаметр $d = 1$. Базовая ячейка бралась в виде квадрата со стороной $l = 80$. Конфигурация выделенной системы представляла собой квадрат со сторо-



ной 6. В результате расчетов было установлено, что через некоторое число столкновений распределение дисков по скоростям становится равновесным.

На рис. 2.8 показано изменение усредненной скорости диска $\Delta V/V_0$ в выделенной подсистеме, в зависимости от числа столкновений с дисками остальной части системы. Скорость изменения величины $\Delta V/V_0$ пропорциональна среднему значению силы, действующей на выделенную подсистему.

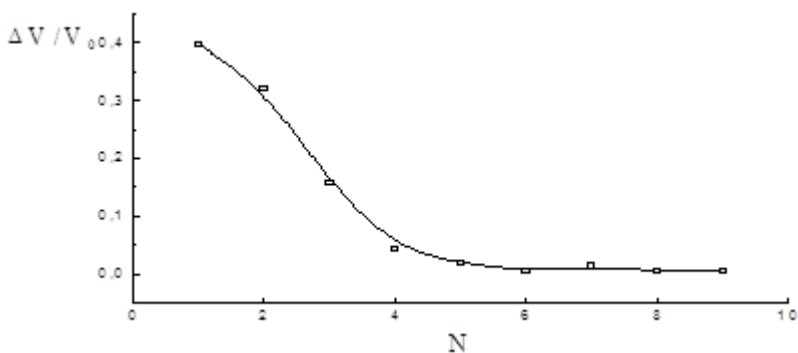


Рис. 2.8 - Зависимость относительной скорости частицы выделенной подсистемы от числа столкновений с дисками остальной части системы

Как следует из рис. 2.8, в начальный момент времени изменение $\Delta V/V_0$ велико, т.е. на выделенную подсистему в неравновесном состоянии действует некое коллективное силовое поле. В результате столкновений упорядоченная скорость падает и с достижением системой равновесного состояния стремится к нулю, что соответствует близкой к нулевому значению величины результирующей силы, действующей на выделенную подсистему. Это означает, что скорость подсистемы стремится к нулю за счет преобразования энергии ее движения в хаотическое движение дисков относительно центра масс. Данные результаты свидетельствуют об увеличении энтропии.



2.7.6 Анализ результатов численных расчетов параметров эволюции систем дисков

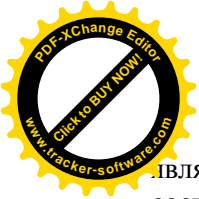
Из результатов численных расчетов эволюционных параметров систем дисков можно сделать следующие выводы.

В среднем коллективная или интегральная сила столкновений элементов системы достигает своего минимума за 3-4 столкновения на каждый диск, в то время как для достижения равновесного распределения, как правило, требуется около 10 столкновений. Зависимость коэффициента максимального растяжения скорости от исходной точки фазового пространства, в которой находилась система, не наблюдается. Экспериментальные значения этого коэффициента меньше, чем теоретические. Это объясняется тем, что максимальные значения теоретического коэффициента возможны только в случае, когда система в результате столкновений достигнет существенно неравновесного состояния. Очевидно, что если это неравновесное состояние сильно удалено от области равновесия, то оно не реализуется.

В дальнейшем, представляет интерес изучение зависимости коэффициента максимального растяжения скорости от различных начальных неравновесных состояний. Также интересно определить роль интегральной силы столкновений элементов в эволюции системы к равновесию, так как эта сила обуславливает стремление системы к равновесию. В дальнейшем необходимо более глубоко исследовать зависимость скорости изменения Д-энтропии от начальных условий.

Скорость установления максимальной Д-энтропии обратно пропорциональна числу входящих в нее элементов. Для некоторых исходных неравновесных условий энтропия может достигать близких к максимуму состояний гораздо раньше, чем устанавливается максвелловское распределение дисков по скоростям.

Таким образом, сопоставление полученных результатов с известными закономерностями эволюции систем позволяет сделать заключение, что полученные аналитические формулы, характеризующие эволюцию системы, качественно верно описывают процесс установления равновесия в системах дисков. Можно заключить, что условия равновероятности прицельных расстояний



являются достаточными для установления равновесного состояния систем сталкивающихся дисков.

2.8 Основные результаты второй главы

Во второй главе была рассмотрена динамика систем сталкивающихся дисков в приближении парных столкновений. Основной целью являлось изучение механизма установления равновесия. Изучение выполнялось на основе матрицы парных столкновений. Матрица парных столкновений строилась в рамках законов классической механики в приближении упругих столкновений. С помощью этой матрицы было получено уравнение движения системы сталкивающихся дисков. Это уравнение использовалось для изучения характера эволюции систем к равновесию, а также для получения расширенных уравнений Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля.

На основе уравнения движения системы сталкивающихся дисков установлено наличие таких областей доступного фазового пространства системы, в которых динамика систем дисков необратима. Этот результат противоречит теореме Пуанкаре о возврате для гамильтоновых систем. Поясним, почему, тем не менее, здесь нет противоречий.

В гамильтоновых системах динамический хаос обусловлен экспоненциальной неустойчивостью фазовых траекторий. Наличие хаотической динамики в гамильтоновых системах, наряду с гипотезой об огрублении фазового пространства, составляет базу общепринятого в настоящее время вероятностного объяснения механизма необратимости. Огрубление фазового пространства объясняется наличием случайных флуктуаций начальных условий. Но объяснения детерминированного механизма огрубления фазового пространства не существовало [4]. На самом деле в моделях Лоренцовского газа, рассеивающихся бильярдах на твердых границах, отсутствует главный фактор, который отвечает за установление термодинамического равновесия – это преобразование энергии движения системы в энергию относительных движений ее элементов. Такое преобразование может быть



только нелинейным. Лоренцовский газ действительно является гамильтоновой обратимой системой с присущим ему динамическим хаосом. Он не приходит к равновесию (поэтому и пришлось прибегнуть к гипотезе огрубления фазового пространства). Как показало изучение динамики дисков, определяющим фактором необратимости их взаимодействующих систем является нелинейная трансформация энергии движения взаимодействующих систем в их внутреннюю энергию в результате парных столкновений дисков.

Формализм классической механики построен при условии, что как силы между элементами системы, так и силы между их системами являются потенциальными. Тем не менее, строгого обоснования выполнения этого условия, используемого, в частности, при получении канонического уравнения Лагранжа на основе уравнения Ньютона и принципа Даламбера, не было [3]. Оно принималось априори. На самом деле, *для системы взаимодействующих элементов работа действующих на нее внешних сил идет как на перемещение центра масс системы, так и изменение относительных скоростей элементов, то есть на изменение внутренней энергии. Причем, изменение скорости центра масс системы пропорционально сумме сил, а вот изменение относительной скорости элементов системы, или внутренней энергии, пропорционально разности сил взаимодействующих элементов систем. То есть, силы взаимодействия систем следует определять не сложением сил между элементами, а из величины трансформации энергии движения системы в ее внутреннюю энергию. Это объясняется тем, что сумма внутренних сил в системе равна нулю, хотя работа по изменению внутренней энергии положительна.* Так, согласно уравнению движения системы дисков, энергия движения двух взаимодействующих равновесных подсистем дисков преобразуется необратимо в их внутреннюю энергию, определяемую хаотическим движением дисков относительно *центра масс* соответствующей подсистемы. Силы, определяющие переход энергии движения подсистем в их внутреннюю энергию, не потенциальны. Они зависят от относительных скоростей подсистем дисков и отдельных дисков. А так как коллективные силы между подсистемами дисков



не потенциальны, то неравновесные системы дисков нельзя считать гамильтоновыми. Следовательно, для системы сталкивающихся дисков теорема Пуанкаре не применима. То есть, *необратимость взаимодействующих систем сталкивающихся дисков связана с убыванием энергии их относительного движения в результате ее трансформации в их внутреннюю энергию.*

То, что работа внешних сил по перемещению систем частично идет на изменение ее внутренней энергии, а также то, что внутренняя энергия не может преобразовываться в энергию движения из-за закона сохранения импульса, позволило ввести понятие Д-энтропии уже в рамках самой классической механики. Д-энтропия, в общем случае для неравновесных систем, представимых совокупностью равновесных подсистем, определяется, как отношение величины энергии относительных движений равновесных подсистем, которая идет на изменение внутренней их энергии, к внутренней энергии подсистем.

Отталкиваясь от результатов изучения уравнения движения (2.3.4), с помощью принципа Даламбера были получены расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля для взаимодействующих систем при условии непотенциальности их сил взаимодействия [5]. Эти уравнения мы назвали расширенными, так как они, в отличие от канонических, применимы для описания диссипативных процессов. Сами уравнения выведены для взаимодействующих систем. Правые части расширенных уравнений определяются силой взаимодействия подсистем, зависящей от их относительных скоростей. Эта зависимость обеспечивает стремление коллективных сил взаимодействия подсистем к нулю, что соответствует установлению равновесия. Когда система придет в равновесное состояние, ее динамика описывается каноническими уравнениями Гамильтона, для которых справедлива теорема Пуанкаре о возврате. Следовательно, равновесные системы обратимы и поэтому возможно описание их динамики в рамках формализма Гамильтона. Это означает, что гамильтонов формализм применим для описания динамики системы в окрестности равновесной области фазового пространства. То есть, область применения гамильтонова формализма для



систем, определяется областью применения линейной теории возмущения.

В целом, используемый нами подход к объяснению механизма необратимости в системах сталкивающихся дисков позволил обойтись без гипотезы об огрублении фазового пространства. Но остался ряд вопросов, на которые в рамках моделей систем дисков нельзя ответить.

Во-первых, в реальных системах парные взаимодействия являются частным случаем, справедливым для сильно разреженных системах. Поэтому остается не ясным, к чему приведет учет многочастичных взаимодействий.

Во-вторых, на самом деле, взаимодействия в природе не являются упругими. Следовательно, в рамках исследуемой модели нельзя убедительно ответить на вопрос, как будет протекать процесс установления равновесия в реальных системах потенциально взаимодействующих элементов.

В-третьих, для сталкивающихся твердых дисков нет потенциальной энергии, нет силовой функции. Модель системы дисков эквивалентна вырожденной системе, в которой есть только кинетическая энергия. Поэтому, в рамках таких моделей сложно понять, каков механизм необратимости для реальных систем. В частности, практически ничего нельзя сказать о том, как связан процесс установления равновесия со вторым законом Ньютона.

В-четвертых, на основе найденного механизма необратимости для систем сталкивающихся дисков можно только утверждать, что необратимость связана с убыванием их относительных скоростей. Но как будет протекать этот процесс в системах потенциально взаимодействующих элементов системы, остается неясным.

Кроме того, при изучении свойств эволюции систем дисков использовались статистические гипотезы, например, свойство равномерности прицельных расстояний. Условие равномерности прицельных расстояний использовалось при выполнении численных оценок параметров эволюции, таких, как характерное время установления равновесия. В результате, доказательство необратимости не обладает необходимой



строгостью, хотя оно и строилось путем использования уравнения движения дисков и полученного с его помощью выражения для обобщенного поля сил.

Уже только эти перечисленные ограничения, связанные с использованием упрощенных моделей систем упругих дисков, являются достаточно веским основанием для необходимости выполнения дальнейших исследований с использованием моделей систем, более приближенных к реальности.

Наиболее простыми моделями систем, с помощью которых можно снять отмеченные ограничения, являются те модели, для которых были получены основные законы классической механики и развиты ее современные формализмы. Ими являются модели потенциально взаимодействующих МТ. Для таких моделей можно с достаточной полнотой использовать законы классической механики [26].

Литература к главе 2

1. Newton I. The Mathematical Principles of Natural Philosophy. – Cambridge: University of California Press, 1999. – 974 p.
2. Голдстейн Г. Классическая механика. – М.: Наука, 1975. – 416 с.
3. Ланцош К. Вариационные принципы механики. – М.: Мир, 1962. – 408 с.
4. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. – М.: Наука, 1984. – 273 с.
5. Somsikov V. M. The equilibration of an hard-disks system // ИЖС. – 2004. – Vol. 14, № 11. – P. 4027-4033.
6. Крылов Н.С. Работы по обоснованию статистической физики. – М.: Л. Изд-во АН СССР, 1950. – 198 с.
7. Синай Я.Г. Современные проблемы эргодической теории. – М.: Физматлит, 1995. – 208 с.
8. Lebovitz J.L. Boltzmann's entropy and time's arrow // Physics Today. – 1993. – Vol. 46, № 9. – P. 32-38.
9. Сомсиков В.М. Необратимость в динамических системах твердых дисков // Доклады МН АН РК. – 1996. – № 6. – С. 25-34.



10. Somsikov V.M. Non-recurrence problem in evolution of a hard-disk system // ИЖС. – 2001. – Vol.11, № 11. – P. 2863-2866.
11. Сомсиков В.М. Равновероятность прицельных расстояний в системы сталкивающихся дисков // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 1995. – № 4. – С. 34.
12. Сомсиков В.М. О механизме установления термодинамического равновесия и необратимости в газах // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 1993. – № 4. – С. 57-61.
13. Сомсиков В.М. Матрица столкновений в эволюции системы твердых дисков // ДАН НАН РК. – 1998. – № 2. – С. 17-24.
14. Somsikov V.M. Some approach to the Analysis of the Open Nonequilibrium systems // AIP. – 2002. – Vol. 20. – P. 149-156.
15. Somsikov V.M. Thermodynamics and classical mechanics // Journal of physics: Conference series. – 2005. – № 23. – P. 7-16.
16. Сомсиков В.М. Об особенностях описания эволюции системы твердых дисков в рамках аналитической механики // Журнал Проблем эволюции открытых систем. – 2001. – № 3. – С. 35-43.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. – М.: Наука, 1973. – 215 с.
18. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. – М.: Наука, 1990. – 272 с.
19. Сомсиков В.М. Второй закон термодинамики и эволюция системы упругих дисков. // Известия МОН РК, НАН РК. Серия физико-математическая. – 2002. – № 4. – С. 81-93.
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 583 с.
21. Сомсиков В.М. Механизм необратимости системы сталкивающихся дисков // ПЭОС. – 2003. – Т.1, № 5. – С. 49-60.
22. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем. – М.: Янус, 1995. – 292 с.
23. Сомсиков В.М., Мерзляков М.А., Малков Е.А. Численный анализ матричного описания системы твердых дисков // Сб. Проблемы эволюции открытых систем. – Алма-Ата, 1999. – № 1. – С. 52-62.



24. Сомсиков В.М., Матесов Д.С. Эволюция силового поля в системе упруго сталкивающихся дисков // Известия МОН РК, НАН РК. Серия физико-математическая. – 2001. – № 4. – С. 87-99.
25. Сомсиков В.М., Намвар Р.А., Мерзляков М.А. Роль негэнтропии в динамике атмосферы // Доклады НАН РК. – 2001. – № 6. – С. 46-53.
26. Сомсиков В.М. От механики Ньютона к физике эволюции. – Алматы: Наука, 2014. – 272 с.

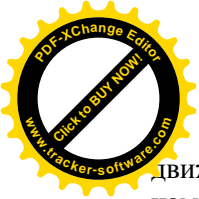
*Пергаменты не утоляют жажды.
Ключ мудрости не на страницах книг.
Кто к тайнам жизни рвется мыслью каждой,
В своей душе находит их родник*

Иоганн Вольфганг Гёте. «Фауст»

ГЛАВА 3

ДИНАМИКА СИСТЕМ ПОТЕНЦИАЛЬНО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МАТЕРИАЛЬНЫХ ТОЧЕК

В Главе 3 рассматривается динамика потенциально взаимодействующих систем МТ в неоднородном поле сил с учетом условия, что она определяется законами классической механики и принципом дуализма симметрии. Показано, как из понятий симметрии вытекает понятие дуализма энергии для систем МТ. Исходя из требования аддитивности энергии и опираясь на принцип дуализма симметрии, получено выражение энергии для системы МТ, движущейся в неоднородном пространстве. Это выражение получено в соответствии с принципом дуализма симметрии путем перехода от переменных, определяющих движение МТ в лабораторной системе координат, к независимым микро- и макропеременным, определяющим движение системы в дуальной системе координат. Поскольку траектория движения системы определяется траекторией ее центра масс, то в качестве макропеременных используются переменные, определяющие



движение центра масс системы. Для описания внутренней динамики системы используются микропеременные, которые определяют движение МТ относительно центра масс системы. Рассмотрено качественное отличие энергии бесструктурных тел от энергии системы. Показано, почему в соответствии с принципом дуализма симметрии появляется необходимость разбиения энергии системы на две части: внутреннюю энергию и энергию ее движения.

Рассмотрены инварианты Римановой геометрии. Показано, что интервал для систем необходимо представлять в виде суммы двух интервалов: интервала, связанного с внутренней энергией системы, определяемого ее симметриями, и интервала, связанного с энергией движения системы.

Показано, что нарушение симметрии в механике систем связано со взаимной трансформацией энергий системы, определяемых соответствующими группами симметрий. В частности, нарушение симметрии времени для системы связано с преобразованием энергии ее движения во внутреннюю энергию.

Опираясь на выражение энергии, используя общую форму представления векторных полей в трехмерном пространстве, получено уравнение движения МТ.

С помощью численных расчетов движения осциллятора через потенциальный барьер рассмотрена природа нелинейной трансформации внутренней энергии в энергию движения системы. Такая трансформация отвечает за нарушение симметрии времени при движении системы в неоднородном поле сил. Обнаружен эффект прохождения осциллятора через потенциальный барьер, когда высота барьера больше энергии движения системы. Он подобен туннельному эффекту прохождения квантового осциллятора. Его можно обнаружить, только опираясь на принцип дуализма симметрии.

Приведен вывод уравнения движения системы в неоднородном поле сил. Отличительная особенность полученного уравнения движения системы от подобного уравнения движения, но полученного из канонического уравнения Лагранжа, заключается в том, что первое учитывает работу диссипативных сил. Это



открыло возможность использовать данное уравнение для описания процессов эволюции природных систем.

Рассмотрены ограничения классической механики. Показано, как гипотезы о голономности связей и потенциальности коллективных сил, используемые при получении канонического уравнения Лагранжа, исключают необратимость динамики в рамках канонических формализмов классической механики.

В приближении локального термодинамического равновесия получено выражение для энергии ОНДС. Показано, почему согласно законам классической механики материя делима до бесконечности. Обсуждены проблемы иерархического построения материи.

Исходя из принципа дуализма симметрии, получено расширенное уравнение Шредингера для квантовых систем. Это уравнение описывает нелинейные процессы, определяющие нарушения симметрии времени, обусловленные трансформацией энергии движения систем во внутреннюю энергию при их взаимодействиях.

Выполнен анализ ключевых идей и принципов, которые легли в основу построения механики структурированных тел.

3.1 Симметрия и энергия

Энергия системы – ключевое понятие в физике, используемое для описания ее динамических процессов [1]. **Энергией является скалярная функция обобщенных переменных пространства и скоростей, которая инвариантна во времени вдоль траектории системы.** Она определяется через координаты и скорости элементов системы. Важность энергии обусловлена тем, что она является скалярной инвариантной мерой движения, определяемой различными типами симметрий [2-5]. То, что величина энергии системы сохраняется вдоль траектории его движения, позволяет на ее основе строить дифференциальные уравнения движения систем, определяющие изменение во времени их положения в пространстве. Действительно, дифференциальная геометрия, используемая для определения



характеристик динамики тел, может быть построена только благодаря существованию инвариантных, относительно пространства и времени, пространственно-временных функций [6]. Производная по времени от энергии системы приводит к уравнениям, описывающим обмен энергиями между элементами системы, а отсюда следуют их уравнения движения.

Энергию в описании динамических процессов удобно использовать в качестве первичного понятия по отношению к силе [7]. Первичность понятия энергии в механике служила и, пожалуй, до сих пор служит предметом споров. Достаточно напомнить дискуссию между Ньютоном и Лейбницем. Приведем следующие аргументы в пользу первичности понятия энергии.

Энергия в механике – скалярная аддитивная функция координат и скоростей. Она представляет собой сумму аддитивных частей, зависящих от независимых обобщенных переменных, однозначно определяющих движение элементов системы и системы в целом. Из понятия энергии приходим к понятию работы. Ее в общем случае можно определить, как величину изменения аддитивных частей энергий элементов системы, на некотором участке пути системы в результате перераспределения энергий, как между частями системы, так и между типами энергии. Но если известна работа, то в качестве силы принимается величина, характеризующая эффективность преобразования одной составляющей энергии в другую. Так, уравнение движения Ньютона для МТ можно получить из инвариантной суммы потенциальной и кинетической составляющих энергий МТ. Дифференцирование энергии по времени при условии инвариантности энергии приводит к уравнению, определяющему обмен потенциальной и кинетической энергиями МТ вдоль ее траектории. Эффективность такого обмена выражается через понятие потенциальной силы, которая определяется пространственной производной потенциальной составляющей энергии. Эта потенциальная составляющая определяется симметриями неоднородного пространства. То есть, механику можно строить, отталкиваясь от понятия энергии. Такой путь построения механики систем является наиболее последовательным и полным. Важно, что



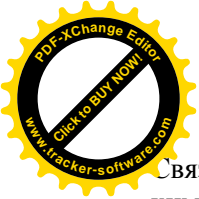
уравнения движения систем можно получить из энергии без использования каких-либо гипотез о связях [1, 8, 9].

В дальнейшем будет показано, что непотенциальные силы, например, диссипативные, следуют из характера преобразования энергии движения тела во внутреннюю энергию [10]. Но других путей определения диссипативных сил вряд ли существует, поскольку получение энергии через заданные диссипативные силы неоднозначно. Это можно объяснить тем, что силы являются векторными величинами, которые определяются соответствующими пространственными производными энергии, а производные инвариантным интегрированием. Поэтому силы определяют работу с точностью до постоянной. Кстати, это и привело к развитию калибровочных теорий [7].

Таким образом, зная выражение энергии, можно определить характер эволюции системы со временем. Поэтому для *описания динамики тел и их эволюции вначале следует определить энергию системы*. Поскольку энергия является инвариантной величиной преобразований групп пространственно-временных симметрий, то для ее определения необходимо учесть все динамические группы симметрии.

Здесь мы определили понятие энергии для динамической системы. Но в физике известно большое разнообразие форм энергий. Это, к примеру, химическая энергия, энергия электромагнитных волн и т.д. Многообразие форм энергии связано с многообразием форм материи и их эволюции. Эволюция систем, их динамика определяются характером преобразования соответствующих этим элементам типов энергии. Следовательно, *для описания процессов динамики сложных систем необходимо знать, как определять энергию систем на основе знаний свойств и законов динамики их элементов, из каких типов состоит энергия системы и как происходит преобразование этих типов энергии*.

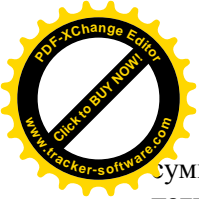
Каждому типу симметрии можно поставить в соответствие энергию. Различные типы энергии могут преобразовываться друг в друга. Так, к примеру, энергия движения тела может преобразовываться в его внутреннюю энергию, химическая энергия, обусловленная энергией связи атомов в молекулах, – в тепло.



Связи атомов обусловлены электромагнитными полями. Значит, химическая энергия есть разновидность электромагнитной энергии. Электромагнитная энергия проявляется в механической энергии движения заряженных частиц в электромагнитных полях. Таким образом, химическая энергия сводится к тепловой и электромагнитной энергиям, а эти энергии уже определяют динамику систем. В общем случае преобразования различных типов энергии друг в друга определяются нелинейными членами, характеризующими *эффективность таких преобразований*. Будет показано, что каждому нарушению закона сохранения энергии соответствует своя *эволюционная нелинейность*. Эволюционная нелинейность определяет нарушение симметрии и обусловлена зацеплением переменных разных групп симметрии, которым соответствует та или иная энергия.

В механике энергия характеризует возможность совершения телом той или иной работы. То есть, энергия определяет меру движения той или иной субстанции. Можно выделить два типа энергии, которые играют в механике ключевую роль. Это кинетическая и потенциальная энергии. Кинетическая энергия – это энергия движения тел. Потенциальную энергию можно определить, как энергию, обусловленную неоднородностью пространства. Она проявляет себя при перемещении тела из одной точки пространства в другую и определяет работу, которую при этом совершает тело из-за неоднородности пространства. Из условия потенциальности фундаментальных сил следует, что все существующие типы энергии систем можно выразить через эти два типа энергии.

Насколько важно решение вопроса о правильном конструировании энергии систем на основе соответствующих им симметрий, а также законов динамики их элементов, понятно уже на примере системы потенциально взаимодействующих МТ. Простое сложение уравнений движения элементов системы дает нам уравнение движения системы в целом, учитывающее работу только тех сил, которые определяют движение центра масс системы [8]. Но полученное таким образом уравнение движения в общем случае не позволяет установить, какая часть работы внешних сил пошла на изменение внутренней энергии. Ведь



Сумма внутренних сил равна нулю, хотя при этом работа диссипативных сил по изменению внутренней энергии может быть отличной от нуля. Действительно, движению МТ относительно центра масс системы соответствует внутренняя энергия, которая не участвует в ее движении.

Как будет показано, для того, чтобы в уравнении движения системы учесть работу сил, изменяющих ее внутреннюю энергию, нужно в соответствии с принципом дуализма симметрии поступить следующим образом. Пользуясь условием аддитивности энергии, сложим энергии всех элементов системы. В результате получим полную энергию системы, включающую внутреннюю энергию. Эта полная энергия уже является инвариантом движения системы. Из нее можно построить уравнение движения системы. Но для этого нужно полученную энергию представить в виде суммы энергии ее движения и внутренней энергии, используя микро- и макропеременные. Как будет показано, такая возможность существует, поскольку микро- и макропеременные независимы. Продифференцировав представленную таким образом полную энергию по времени, получим уравнение, учитывающее трансформации различных типов энергии системы. Такое построение уравнения движения позволит учесть роль внутренней энергии в динамике системы и даст возможность описать характер нарушения симметрии, обусловленный нелинейными членами, зависящими от микро- и макропеременных.

Отличительной особенностью полной энергии системы, представленной в соответствии с принципом дуализма симметрии в дуальном виде, является как раз то, что именно она позволяет прийти к уравнению динамики систем и к формализму для ОНДС без ограничивающих условий, при которых построены формализмы классической механики. В частности, не требуется выполнения условия потенциальности всех коллективных сил, обуславливающих преобразования различных типов энергии, и выполнения условия голономности связей, как это требуется при доказательстве принципа наименьшего действия на основе уравнения Ньютона для МТ и при получении уравнений Лагранжа и Гамильтона [1, 8-12].



Далее в этом разделе главы, связанном с энергией, будут рассмотрены следующие вопросы:

- как симметрии пространства и времени определяют энергию МТ;
- как энергия систем МТ определяется с помощью принципа дуализма симметрии, и почему энергию нужно задавать в виде суммы внутренней энергии и энергии движения;
- как происходит трансформация энергии систем при их взаимодействии;
- как получить уравнение движения системы;
- как, зная энергию систем, установить действующие в ней коллективные силы.

3.1.1 Симметрия и ее дуализм в механике систем

Теория групп, в основе которой лежит понятие симметрии, – современный математический аппарат для построения физики. Это связано с тем, что фундаментальные законы физики следуют из соответствующих типов симметрий. В математике симметрию определяют, как инвариантность некоторых характеристик пространства или системы, когда оно/она подвергается определенному типу преобразований. Например, переносам, поворотам, отражениям. Симметрия позволяет определить различного типа инварианты в физике [2-5]. Так как в классической механике изучается динамика тел, то для нее важными являются понятия динамических симметрий, связанных с движением тел в пространстве и времени.

Однородность пространства означает, что характер движения систем одинаков во всех его точках. *Изотропность* пространства означает независимость характера движения системы от направления ее движения. Очевидно, что в однородном и изотропном пространстве физические законы, определяющие динамику систем, должны быть инвариантны относительно перемещений и поворотов.

Пространственные симметрии лежат в основах геометрии. Геометрия как наука возникла именно потому, что свойства



Геометрических фигур не меняются при определенных поворотах и одинаковы, в частности, во всех точках пространства. Геометрия лежит в основах классической механики, поскольку задача механики – описать траекторию тел в пространстве и во времени. Для механики наиболее удобна риманова геометрия. Так, закону сохранения энергии соответствует линейный элемент римановой геометрии, который является инвариантной величиной [1].

Для движущегося в пространстве тела существуют группы трансляции, вращения. Но для структурированных тел, кроме этих групп, как будет показано в дальнейшем, следует выделить также группу, соответствующую их внутренним симметриям. Этой группе также будет соответствовать инвариант – внутренняя энергия. *Группа внутренней симметрии структурированного тела определяется такими движениями его элементов относительно центра масс, которые не дают вклада в движение самого тела.*

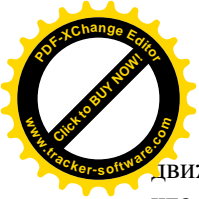
Каждый элемент структурированного тела участвует в двух движениях. Это движение вместе с центром масс и в движении относительно центра масс тела. Поэтому группа, соответствующая внутренней энергии структурированного тела, содержит в себе в качестве подгрупп обычные динамические группы движения элементов. Как будет показано ниже, внутренней энергии, как и обычным динамическим группам симметрии, можно поставить в соответствие группу независимых переменных. В механике Ньютона такой группы не было, так как в ней изучались движения бесструктурных тел.

Однородность времени означает, что все физические процессы протекают одинаково во времени, когда бы они ни начались. Под изотропностью времени (обратимостью) времени следует понимать то, что законы природы не изменяются от замены направления течения времени на обратное. **Очень важно, что обратимость времени для структурированного тела определяется сохранением энергии движения его центра масс.** Ограничения на динамику систем, диктуемые симметриями, определяют характер их движения, а значит и инварианты их движения.



*Таким образом, динамика структурированных тел определяется всеми типами соответствующих им симметрий. То есть, она определяется не только динамическими симметриями, обусловленными их движениями в пространстве, но и внутренними симметриями самих тел. Для модели тела в виде совокупности потенциально взаимодействующих МТ внутренняя симметрия связана с динамическими группами симметрии всех типов движений МТ относительно центра масс. Необходимость использования группы симметрии самих тел отчетливо видна на примере так называемого Кельтского камня. Им является твердый предмет вытянутой формы в виде эллипсоида. Кельтский камень обладает тем свойством, что, закрутив его на плоской горизонтальной поверхности в одну сторону, в результате сил трения с какого-то момента он начинает вращаться в обратную [11]. Отсюда очевидно, что динамика Кельтского камня определяется не только симметриями пространства, но и его собственными симметриями. Как будет видно из последующих рассуждений, это обусловлено тем, что работа сил трения преобразует энергию движения тела в его внутреннюю энергию или энергию вращения. А это означает нарушение симметрии времени. Отсюда можно предположить, что **необходимым условием нарушения симметрий в динамике тел является преобразование энергий между какими-либо группами симметрии, определяющими их динамику.** То есть, чтобы описать процессы нарушения симметрии в динамике тел, необходимо учесть нелинейную трансформацию различных типов энергий. То, что динамика тела определяется симметриями не только пространства, но и симметриями самого тела, нами было названо **принципом дуализма симметрии.** Будет показано, что принцип дуализма энергии лежит в основе детерминированного механизма необратимости, который обусловлен преобразованием энергии движения тела в его внутреннюю энергию.*

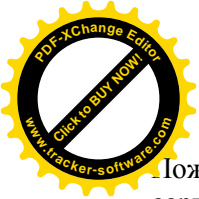
Каждая МТ системы участвует в двух движениях: в движении за счет внешних для системы сил, и в движении за счет сил между МТ. Следовательно, каждая МТ вносит свой вклад в энергию



движения системы и в ее внутреннюю энергию. Будет показано, что, записав полную энергию системы в переменных, соответствующих принципу дуализма энергии, можно найти, как энергия движения системы переходит в ее внутреннюю энергию и описать этот процесс. Необходимость использования принципа дуализма энергии, при описании динамики систем, опирается на два принципиальных факта. ***Во-первых, все объекты в природе обладают структурой, поэтому они обладают внутренней энергией. Во-вторых, их энергия движения в пространстве может трансформироваться во внутреннюю энергию.***

Будет показано, что в соответствии с законами классической механики все природные объекты во всей области допустимых состояний всегда обладают внутренней энергией. Этот вывод также вытекает из законов квантовой механики. Согласно уравнению Шредингера, даже простейший квантовый осциллятор не может находиться в состоянии нулевой внутренней энергии [12]. Невозможно однозначно определить положение МТ в пространстве, не задав ее движение в лабораторной системе координат. Аналогично, невозможно однозначно определить движение СТ, не задав ее движение в дуальной системе координат. То есть, выбор дуальной системы координат диктуется принципом дуализма энергии. Данное утверждение можно пояснить тем, что движение каждой МТ системы определяется работой внутренних и внешних сил. Поэтому, траектория МТ в системе складывается из двух частей. Одна часть обусловлена работой внутренних сил, а вторая – работой внешних сил. В дуальной системе координат эти части разделяются.

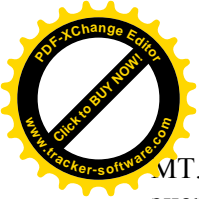
Из условий сохранения инвариантов следует обратимость законов физики [13, 14]. Но необратимые процессы, обусловленные нарушением симметрии, в природе более типичны, чем обратимые. **Именно необратимые процессы определяют эволюцию материи** [10, 13]. Современная физика описывает существующий мир, но не описывает процессы возникновения, развития и преобразования материи [14]. Это обстоятельство является одним из основных препятствий на пути построения картины мира на основе существующих законов физики и соответствующих теорий [13].



Пожалуй, впервые с проблемой нарушения симметрии физики серьезно столкнулись при попытке объяснить второй закон термодинамики или необратимость времени [14]. В процессе поисков ее решения, опираясь на законы классической механики, вначале был найден вероятностный механизм [15]. Этот механизм мы назвали вероятностным, поскольку в его основе используется гипотеза о наличии сколь угодно малых случайных внешних воздействий. Эти воздействия являются необходимым условием возникновения необратимости гамильтоновых систем, которые, как правило, экспоненциально неустойчивы по Ляпунову. Их фазовые траектории из-за сколь угодно малых флуктуаций начальных условий могут отклоняться от детерминированных траекторий на сколь угодно большое расстояние в пределах доступного фазового пространства в течение длительного, но конечного времени. Это эквивалентно необратимости, так как система уже никогда не вернется в исходное состояние. Но данное объяснение необратимости приводит к тому, что процессы эволюции систем носят вероятностный характер, что является огромным недостатком такого объяснения. Наша задача состояла в попытке найти объяснение механизма необратимости, не выходя за рамки детерминированных законов физики.

Регулярно наблюдаемым явлением в природе, соответствующем необратимости времени, является нагрев тел при их движении в реальной среде в результате сил трения. В этом явлении энергия движения тела из-за трения переходит в нагрев. Тогда в соответствии с определением энергии нарушение симметрии времени в динамике тел следует связывать с уменьшением энергии движения тел из-за ее трансформации в их внутреннюю тепловую энергию. В этом случае наша задача по изучению механизма необратимости сводится к определению механизма преобразования энергии движения тела в его энергию тепла. Для ее решения примем, что тело представляет собой равновесную систему потенциально взаимодействующих МТ. Это позволит воспользоваться механикой Ньютона для определения внутренней энергии.

Если тело представляет собой равновесную систему, то его внутренняя симметрия определяется хаотическим движением



МТ. Поэтому, чтобы доказать необратимость преобразования энергии движения во внутреннюю энергию тела, необходимо будет доказать, что *для равновесной системы элементов тела в неоднородном поле сил возможно такое преобразование энергии движения тела во внутреннюю энергию, когда обратное преобразование внутренней энергии в энергию движения тела невозможно*. При такой постановке задачи *динамика тел определяется не только симметриями пространства, но и симметриями внутренних структур тел, которые определяют их внутреннюю энергию*.

Таким образом, для объяснения механизма необратимости мы решаем задачу о нагреве тела при его движении в неоднородной среде. Для этого мы примем во внимание его структурность и будем опираться на принцип дуализма необратимости, обусловленный этой структурностью.

3.1.2 Принцип дуализма симметрии и геометрия

Динамика тел характеризуется их траекториями в пространстве, поэтому геометрия естественным образом входит в физику через механику [1, 6]. Взаимосвязь геометрии и механики осуществляется через понятие *интервала* ds . В Римановой геометрии понятие ds является определяющим [1]. Оно связано с основным инвариантом движения – энергией, и потому лежит в основах формализма классической механики. Структура уравнений аналитической механики такова, что они могут быть записаны в виде, не зависящем от используемых координат. Это свойство инвариантности общих уравнений движения связывает аналитическую механику с теорией инвариантов и ковариантов.

Квадратичная дифференциальная форма ds^2 связывается с механикой через энергию системы. Действительно, из аналитической механики следует, что фундаментальной величиной, характеризующей динамику системы, является энергия. Кинетическая составляющая энергии определяется так: $T_N = \sum_{i=1}^N m_i v_i^2 / 2$,



где T_N – кинетическая энергия системы из N МТ, m_i – масса i -ой МТ системы, $v_i = \dot{r}_i$ – скорость МТ, $r_i = \{x_i, y_i, z_i\}$. В конфигурационном пространстве кинетическую энергию системы можно связать с интервалом следующим образом [1]:

$$d\bar{s}^2 = 2T_N dt^2 = \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i^2 dt^2 = \sum_{i=1}^N (d\tilde{x}_i^2 + d\tilde{y}_i^2 + d\tilde{z}_i^2), \quad (3.1.2.1)$$

где $d\bar{s}$ – интервал, отображающий бесконечно малое расстояние между двумя точками конфигурационного пространства; $\tilde{x}_i = \sqrt{m_i} x_i$, $\tilde{y}_i = \sqrt{m_i} y_i$, $\tilde{z}_i = \sqrt{m_i} z_i$ – координаты этого пространства; m_i – масса i -го элемента системы.

Конфигурационное пространство является $3N$ -мерным евклидовым пространством для системы из N свободных МТ. При замене этих координат криволинейными координатами, линейный элемент будет задаваться в виде квадратичной дифференциальной формы в соответствующих переменных:

$$d\bar{s}^2 = \sum_{i,k=1}^n g_{ik} d\tilde{x}_i d\tilde{x}_k \quad (3.1.2.2)$$

где $g_{ik} = g_{ki}$ является симметричным метрическим тензором, $n = 3N$.

Если на систему наложено p кинематических условий, которые в общем случае записываются так: $f_i = f_i(x_1, \dots, x_N)$, $i = 1, 2, \dots, p$, то движение системы происходит в $l = 3N - p$ -мерном криволинейном гиперпространстве. Ему будет соответствовать интервал вида $d\bar{s}^2 = \sum_{i,k=1}^l a_{ik} dq_i dq_k$, где a_{ik} – известные функции новых координат.

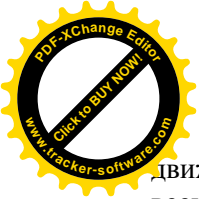
Если в качестве кинематических условий выступают потенциальные силы, то уравнение (2) будет эквивалентно уравнению движения системы, определяющему ее траекторию. Это уравнение может быть решено, если между МТ нет взаимодействий. Но



в общем случае, когда между МТ существуют взаимодействия, и когда имеются неоднородные внешние силы, решить это уравнение не удастся. С нашей точки зрения, это связано с тем, что, хотя в качестве кинематических условий выступают потенциальные силы, часть их работы, зависящая от скорости движения системы, пойдет на изменение энергии движения МТ относительно центра масс системы. Чтобы учесть эту работу, интервал для системы следует переопределить в соответствии с принципом дуализма симметрии. Рассмотрим, как это можно сделать.

Внутренние симметрии определяются симметриями элементов системы, характером их взаимодействий. Симметрия внешнего пространства определяет характер внешних сил. Этим двум типам симметрии ставятся в соответствие два типа энергии: внутренняя энергия системы и энергия движения системы во внешнем поле сил. Энергия движения системы в пространстве изменяется в результате воздействия на нее суммарной внешней силы. Внутренняя энергия системы меняется в результате работы внешних сил по изменению энергии движения МТ относительно центра масс. Эти два типа сил независимы. Таким образом, каждая МТ участвует в двух типах движения. Один тип движения, обусловленный силами взаимодействия МТ в системе, определяет внутреннюю энергию. Второй тип движения МТ вместе с центром масс определяет энергию движения системы в пространстве. Микропеременные, определяющие внутреннюю энергию и внутренние силы, не зависят от макропеременных, определяющих энергию движения и соответствующие ей силы. То есть, существует две независимые группы переменных. Интервал для такой системы следует определить двумя качественно отличными типами энергии и соответствующими им группами микро- и макропеременных.

Возьмем равновесную систему. Исходя из ее равновесности, для любого ее деления на подсистемы выполняется условие равенства нулю суммарных скоростей МТ каждой из подсистем. Это соответствует полному хаосу. Поэтому, группу микропеременных логично назвать группой хаотического



движения. Ее инвариантом является внутренняя энергия равновесной системы. Вторая группа, образуемая макропеременными, определяет перемещение системы в пространстве. Ее инвариантом является энергия движения. В соответствии с этим, квадратичная дифференциальная Риманова форма, определяемая элементом ds^2 , для СТ, в отличие от соответствующей ей формы для МТ, распадается на две части [10, 16, 17]:

$$\begin{aligned} d\bar{s}^2 = & (2T^{tr} + 2T^{ins}) dt^2 = ds_{tr}^2 + ds_{ins}^2 = N \bar{V}_0^2 dt^2 + \\ & \left(\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \bar{v}_{ij}^2 \right) dt^2 / N \end{aligned} \quad (3.1.2.3)$$

где $\bar{V}_0 = (\sum_{i=1}^N \bar{v}_i) / N$, $\bar{v}_{ij} = \bar{v}_i - \bar{v}_j$.

Преобразуем энергию T_N путем замены: $\bar{v}_i = \bar{V}_0 + \bar{v}_i$, при условии, что $\sum_{i=1}^N \bar{v}_i = N\bar{V}_0$, т.е. $\sum_{i=1}^N \bar{v}_i = 0$. Тогда будем иметь:

$$T_N = N\bar{V}_0^2 / 2 + \bar{V}_0 \sum_{i=1}^N \bar{v}_i + \sum_{i=1}^N \bar{v}_i^2 / 2.$$

Так как $\sum_{i=1}^N \bar{v}_i = 0$, то $\sum_{i=1}^N \bar{v}_i^2 / 2 = (1/2N) \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \bar{v}_{ij}^2$.

Следовательно:

$$\begin{aligned} d\bar{s}^2 = & ds_{tr}^2 + ds_{ins}^2 = 2T_N dt^2 = (2T^{tr} + 2T^{ins}) dt^2 = N \bar{V}_0^2 dt^2 + \\ & + \sum_{i=1}^N \bar{v}_i^2 dt^2 \end{aligned} \quad (3.1.2.4)$$

Таким образом, ds^2 распадается на сумму ds_{tr}^2 и ds_{ins}^2 . Интервал ds_{ins}^2 соответствует энергии движения системы, а интервал ds_{tr}^2 – ее внутренней энергии. Т. е. в однородном пространстве, в соответствующих независимых переменных, можно выделить два независимых интервала движения, характеризующих динамику системы:



$$ds_{ir}^2 = N \tilde{V}_0^2 dt^2 \quad (3.1.2.4a),$$

$$ds_{ins}^2 = \sum_{i=1}^N \bar{v}_i^2 dt^2 \quad (3.1.2.4б).$$

Эти интервалы ортогональны и удовлетворяют теореме Пифагора, так как они соответствуют катетам полного интервала системы в конфигурационном пространстве. С помощью такого определения интервала удастся учесть работу диссипативных сил, которая не связана с реальным перемещением системы в пространстве, а определяется эволюционной нелинейностью и законом сохранения полной энергии системы.

Изменение энергии движения системы обусловлено работой внешних сил, определяемых внешним полем, по перемещению центра масс системы. Эти силы $-F^{tr}$, потенциальны [1]. Их работа определяется выражением: $A^{tr} = \int F^{tr} dR$, $F^{tr} = \nabla \varphi$, где φ – скалярная функция, dR – перемещение системы. Причем, $F^{tr} = \nabla \varphi = \sum_{i=1}^N F_i$, где F_i – внешние силы, действующие на каждый элемент системы.

Совершенно иная природа сил, меняющих внутреннюю энергию. Эти силы не потенциальны, хотя они обусловлены внешними потенциальными силами. Их непотенциальность обусловлена тем, что они определяются градиентом потенциальных сил. Поэтому, в однородном поле эти силы не возникают, и внутренняя энергия не может изменяться. Как будет показано ниже, непотенциальные силы во втором приближении можно определить следующим образом:

$$F_{ins}^{env} = \sum_{i=1}^N (\bar{F}_i \nabla) F_i^{env}. \quad (3.1.2.5)$$

Очевидно, что согласно закону сохранения импульса системы сумма всех внутренних сил равна нулю. Сумма всех внешних сил, меняющих внутреннюю энергию, также равна нулю. Но



работа внешних сил по изменению внутренней энергии системы имеет вид:

$$A^{ins} = \sum_{i=1}^N \int \{(\bar{r}_i \nabla) F_i^{env}\} d\bar{r}_i, \quad (3.1.2.6)$$

где \bar{r}_i – перемещение i -го элемента системы относительно центра масс. То есть, A^{ins} , в соответствии с выражением (46) является квадратичной функцией смещений МТ относительно центра масс, которая отлична от нуля.

Действующие на систему силы меняют ее кинетическую энергию, а значит, меняют дуальный интервал. Потенциальная сила зависит от координат центра масс. Она изменяет s_{lr} , но при этом s_{ins} не меняется. Сила, зависящая от координат МТ системы относительно ее центра масс, изменяет s_{ins} , не меняя при этом величины s_{lr} .

Динамика ОНДС, как и динамика равновесной системы, определяется принципом дуализма симметрии, поскольку работа внешних для ОНДС сил идет, как на изменение энергии ее движения, так и на изменение внутренней энергии. Поэтому энергию ОНДС следует представлять в виде суммы энергии движения и внутренних энергий совокупности равновесных подсистем, которыми задается ОНДС.

Энергия движения каждой подсистемы изменяется при воздействии на нее результирующей внешней потенциальной силы, приложенной к ее центру масс, и в результате действия сил со стороны других подсистем. Эти силы определяются соответственно симметриями внешнего пространства и симметриями ОНДС. Внутренняя энергия подсистем меняется за счет работы энергии относительного движения подсистем и за счет градиента внешних сил. В целом, соответствующий неподвижной в пространстве ОНДС интервал будет состоять из двух сумм интервалов. Первая сумма состоит из внутренних энергий каждой



подсистемы, а вторая – это энергия движения подсистем относительно друг друга. Это можно записать следующим образом:

$$d\bar{s}^2 = \sum_{k=1}^R (ds_{tr}^2)_k + \sum_{k=1}^R (ds_{ins}^2)_k, \quad (3.1.2.7)$$

где индекс k – номер подсистемы, а R – количество подсистем, входящих в ОНДС.

Для движущийся ОНДС формула (7) будет соответствовать внутренней энергии ОНДС. К этому интервалу добавится еще интервал, соответствующий энергии движения ОНДС в пространстве.

Выражение (7) эквивалентно тому, что энергия системы разбивается на энергию движения и внутреннюю энергию, что является важным доказательством принципа дуализма симметрии.

3.2 Энергия материальной точки

Покажем, как, опираясь на понятия симметрий пространства и времени, определить выражение энергии МТ, а из нее получить уравнение движения Ньютона.

Законы Ньютона были найдены на основе модели тел в виде МТ. Именно такая упрощенная модель тела позволила раскрыть универсальные законы движения вне зависимости от структуры тела и его свойств. Поэтому они следуют только из свойств симметрий окружающего пространства и времени. Согласно этим законам, движение МТ в пространстве однозначно определяется ее координатами, скоростями и временем, т.е. параметрами, задающими положение МТ во времени и в пространстве. Согласно теореме Нетер, из симметрий пространства и времени следует существование скалярной функции $E(t, r, v)$ для движущегося тела, величина которой сохраняется вдоль его траектории. Она и называется энергией. Найдем ее вид, исходя из заданных свойств симметрии пространства и времени.

В случае однородности пространства-времени характер движения МТ во всех точках пространства одинаков, то есть, все



Точки пространства эквивалентны. Поэтому, функция, характеризующая движение МТ в однородном пространстве, не может зависеть от координат. Если пространство изотропно, то эта функция не может зависеть и от направления вектора скорости. Она также не зависит от времени из-за его однородности. Действительно, когда бы мы ни начали эксперимент с движущимися объектами, если пространство не зависит от времени, то результаты эксперимента будут одинаковы. Это означает, что характер движения МТ не зависит и от времени. Следовательно, функция, характеризующая движение МТ, удовлетворяющая всем этим требованиям, является квадратом скорости МТ. Обозначим ее так: $E = E(\vec{v}^2)$. Отсюда следует, что имеет место равенство:

$$dE / dt = 0. \quad (3.2.1)$$

Пусть пространство будет неоднородным, но независимым от времени. Тогда движение МТ должно зависеть как от скоростей, так и от координат. Скалярная функция, удовлетворяющая всем этим требованиям, в общем случае может быть записана, как $E = E(\dot{\vec{r}}, \vec{r})$. Выполнение перечисленных условий при наличии зависимости E от координат и скорости возможно только в том случае, если функция E зависит от двух аддитивных частей. Одна ее часть пропорциональна квадрату скорости, а вторая – зависит от координат. Из соображений общности следует предположить, что эта функция должна зависеть от постоянной скалярной величины, характеризующей индивидуальные динамические свойства МТ. Эту величину называют **массой** (в общем случае не исключается, что масса также может зависеть от переменных пространства и времени, но в классической механике масса считается постоянной величиной). Обозначим ее m . Тогда функция энергии МТ будет иметь вид:

$$E = \varphi\{m[(A(\vec{v}^2) + D(\vec{r}))]\} = const, \quad (3.2.2)$$



Чтобы зависящая от координат и скоростей функция φ имела постоянную величину вдоль траектории движения МТ, она должна быть линейной относительно двух типов энергии, каждая из которых зависит либо только от координат, либо от скоростей. Такая линейная функция, путем масштабных преобразований и перехода в соответствующую систему координат, всегда может быть приведена к виду $E \propto T(\vec{v}^2) + U(\vec{r})$. Поэтому, без потери общности ее можно записать в виде суммы двух слагаемых: $E = T(\vec{v}^2) + U(\vec{r})$, где $T(\vec{v}^2) = mA$, $U(\vec{r}) = mD$. Первое слагаемое, которое обозначено T , зависит от скорости МТ. Его называют **кинетической** энергией. Массу, в соответствии с ее определением, из соображения удобства, можно подобрать так, что кинетическая энергия будет представлена следующим образом:

$$T(\vec{v}^2) = m\vec{v}^2 / 2 \quad (3.2.3)$$

Второе слагаемое обозначим U . Оно зависит только от координат и определяется неоднородностью пространства. Это **потенциальная** энергия. Таким образом, энергия МТ в каждой точке пространства равна сумме функций $T(\vec{v}^2)$ и $U(\vec{r})$, т.е.

$$E = T(\vec{v}^2) + U(\vec{r}) = const \quad (3.2.4)$$

Уравнение (4) определяет энергию МТ в неоднородном пространстве, когда меняется только модуль скорости МТ. Но, в общем случае, может меняться также и направление вектора скорости. Это приведет к появлению вращательной составляющей энергии МТ. Покажем, как можно учесть эту составляющую энергии.

Характер неоднородности пространства определяется через понятие векторного силового поля. То есть, это поле является аналитическим отображением неоднородного пространства. Примем условие, что свойство пространства не зависит от МТ и



характера ее движения. В этом случае силовое поле однозначно определяет действующие на МТ силы, тем самым определяя функциональную зависимость траектории МТ от свойств пространства и времени.

Согласно теореме Гельмгольца [18], любое векторное поле, если оно однозначно, непрерывно и обращается в ноль на бесконечности, может быть представлено в виде суммы градиента скалярной функции $U(x, y, z)$ и ротора вектора B , дивергенция которого равна нулю. Это записывается так:

$$F = grad(U(x, y, z)) + rot(B(x, y, z)), \quad div B = 0 \quad (3.2.5)$$

Формула (5) задает действующее на МТ силовое поле, определяемое неоднородностью пространства. Это силовое поле определяет изменение траектории движения МТ в пространстве. Оно соответствует тому, что скорость МТ может меняться как по величине, так и по направлению. Эти два изменения связаны с соответствующими силовыми воздействиями. Причем, изменение модуля вектора скорости МТ связано с силой, которая определяется градиентом скалярного потенциала U (первый член в правой части выражения F в уравнении (5)). Изменение направления вектора скорости МТ связано с силой, определяемой векторным потенциалом B (второй член в правой части выражения F в уравнении (5)). То есть, в линейном приближении МТ участвует в двух независимых движениях: в поступательном движении с ускорением, пропорциональным потенциальной силе; вращательном движении, обусловленном силой, которая ортогональна к вектору скорости МТ.

Любое изменение положения МТ в пространстве, в заданной системе координат, определяется изменением модуля радиус-вектора положения МТ и его направления, обусловленного вращением МТ относительно начала координат. Приращение модуля определяется, как δr_0 . Изменение положения МТ, связанное с ее вращением, можно записать так: $\delta r_\varphi = -[r_0 \times \delta \varphi]$. Здесь $\delta \varphi$ – векторная величина, определяющая бесконечно малый поворот



радиус-вектора. Направление поворота совпадает с осью поворота, r_0 – радиус-вектор МТ относительно системы координат, начало которой находится на оси вращения. Отсюда скорость МТ в общем случае можно представить следующим образом: $v = v_0 + \Omega \times r_0$, где v_0 – поступательная скорость МТ, $\Omega = \dot{\phi}$ – угловая скорость вращения, r_0 – радиус-вектор положения МТ. Это означает, что с учетом изменения модуля скорости и направления вектора скорости уравнение энергии (4) имеет вид:

$$E = m[v_0 + (\Omega \times r_0)]^2 / 2 + U(r) \quad (3.2.6)$$

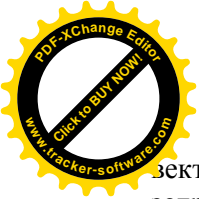
Если же характер движения зависит еще и от направления скорости МТ, то нужно ввести векторный потенциал $A(r)$, определяющий эту зависимость. Скаляром, который можно построить из вектора скорости МТ и векторного потенциала $A(r)$, является их скалярное произведение. В этом случае энергия имеет вид:

$$E = mv^2 / 2 + vA(r) + U(r) \quad (3.2.7)$$

Второй член в выражении (7) определяет составляющую энергии МТ, связанную с анизотропностью пространства. Принимая во внимание (6), получим, что энергия МТ для неоднородного и анизотропного пространства в общем случае должна иметь вид:

$$E = m[v_0^2 + (\Omega \times r_0)^2] / 2 + (v_0 + (\Omega \times r_0))A + U = 0 \quad (3.2.8)$$

Как правило, в классической механике, построенной на моделях тел, состоящих из МТ, обходятся без векторного потенциала, а уравнение движения МТ получают из общих соображений в неинерциальной системе координат. Однако, если строить механику, отталкиваясь от энергии, то из соображения общности



векторный потенциал можно сразу ввести для описания анизотропности пространства. Так необходимо делать, например, для случая движения заряженной МТ в магнитном поле [19].

Таким образом, в соответствии с понятиями симметрии пространства и времени, в общем случае энергия движущейся в пространстве МТ, состоит из нескольких типов. Один тип энергии определяется квадратом модуля скорости МТ. Эта энергия меняется потенциальной силой, направленной вдоль скорости МТ и определяемой градиентом скалярной функции. Второй тип энергии – это энергия вращения. Эта энергия определяется характером вращения тела. Изменение энергии вращения обусловлено роторной составляющей векторного поля (5). Зависимость энергии от направления определяется векторным потенциалом. Вдоль траектории движения МТ сумма этих типов энергии представляет собой энергию движения МТ. Каждый тип энергии движения МТ может меняться только при условии сохранения суммы и нарушения соответствующих симметрий. Эти изменения будут определяться членами, зависящими от переменных соответствующих групп симметрии. Причем, существует взаимно однозначное соответствие между движением МТ и значением поля внешних сил, определяемым неоднородностью и анизотропностью пространства.

Однако то, что законы Ньютона определены без учета структуры тел, привело к потере возможности описания динамики структурированных тел с учетом диссипативных сил. Механика СТ устраняет это ограничение.

3.2.1 Энергия системы материальных точек

Как было указано выше, использование МТ в качестве модели тел в механике Ньютона – упрощение. Оно было необходимо на начальном этапе установления общих фундаментальных закономерностей движения тел, так как исключало возможность учета влияния структурности на их динамику. Но в природе мы не встречаем бесструктурных тел. **Структурность – столь же общее свойство тел, как и их масса.** Поэтому вопрос об учете



структурности тел на их динамику является принципиальным. Для ее учета мы решили представлять тела равновесной системой потенциально взаимодействующих МТ, что позволяет использовать механику Ньютона для изучения свойств динамики структурированных тел.

Система имеет объем и обладает внутренней энергией. Элементы системы разнесены в пространстве. Поэтому, в неоднородном поле внешних сил, действующих на различные МТ, силы будут различны. Если при этом силы взаимодействия МТ окажутся соизмеримыми с внешними силами, то за счет разности внешних сил, действующих на разные МТ, могут меняться их относительные координаты и скорости. А поскольку их относительные координаты и скорости определяют внутреннюю энергию системы, то их изменения приведут к ее изменению. Если учесть инвариантность полной энергии системы, то очевидно, что эти изменения могут происходить только за счет энергии ее движения. А это означает, что динамика систем будет существенно отличаться от динамики бесструктурных тел.

Так как уравнение движения системы вытекает из ее полной энергии, то изменение внутренней энергии, возникающее в неоднородном поле сил в соответствии с пространственными симметриями системы, будет влиять на ее динамику. Следовательно, в общем случае для описания движения структурированного тела в неоднородном пространстве необходимо учитывать роль влияния на его движение изменяющейся в пространстве и во времени структуры. Уравнения движения Ньютона не учитывают это влияние, так как оно построено для бесструктурной МТ. Как ниже будет показано, канонические уравнения Лагранжа и Гамильтона, полученные при условии потенциальности всех коллективных сил, так же, как и уравнение Ньютона, не учитывают роли структуры тела в его динамике. Наша задача – устранить этот недостаток. Для этого нужно построить уравнение движения структурированного тела с учетом изменения его внутренней энергии. Уравнение движения тела будем искать, как и в случае с МТ, из энергии.

Энергия системы МТ, из условия ее аддитивности, определяется суммой энергий МТ. Энергия каждой МТ складывается из ее



Энергии движения, потенциальной энергии взаимодействия всех МТ и потенциальной энергии каждой МТ во внешнем поле сил. Тогда, если внешнее поле сил стационарно, энергия системы МТ будет равна сумме их энергий. Это можно записать так:

$$E_N = T_N + U_N + U_N^{env} = const. \quad (3.2.1.1)$$

Здесь $T_N = \sum_{i=1}^N mv_i^2/2$ – кинетическая энергия МТ системы; $i = 1, 2, 3 \dots N$; v_i – скорость i -й МТ в лабораторной системе координат; $U_N(r_{ij}) = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N U_{ij}(r_{ij})$ – потенциальная энергия взаимодействий МТ; $r_{ij} = r_i - r_j$ – расстояние между i и j МТ; $U_N^{env} = \sum_{i=1}^N U_i^{env}$ – потенциальная энергия системы в поле внешних сил; m – масса МТ, принятая равной 1.

Каждая МТ, помимо движения вместе с системой, находится в относительном друг к другу движении в результате работы их сил взаимодействий и разности внешних сил. Эти движения определяют внутреннюю энергию.

Чтобы учесть, как изменение внутренней энергии влияет на движение структурированного тела, уравнение (1) следует переписать в виде суммы энергии движения системы и внутренней энергии.

$$E_N = E_N^{tr} + E_N^{ins} = const \quad (3.2.1.2)$$

Здесь $E_N^{tr} = T_N^{tr} + U_N^{env}$ – энергия движения системы; T_N^{tr} – кинетическая составляющая энергии движения системы; $E_N^{ins} = T_N^{ins} + U_N^{ins}$ – внутренняя энергия, где T_N^{ins} – кинетическая составляющая внутренней энергии.

Уравнение (2) – **дуальное представление энергии** системы в виде суммы энергии его движения и внутренней энергии.



Динамика МТ и твердого тела, имеющего плотность и объем, описываются в рамках классической механики [8, 43]. Но, в общем случае, когда тело состоит из системы потенциально взаимодействующих МТ, и когда сила их взаимодействия сопоставима с разностью внешних сил, внутренняя энергия тела может изменяться в соответствии со структурой тела. Естественно предположить, что в таких случаях для определения уравнения движения энергию следует записывать в виде уравнения (2). Ниже покажем, что это действительно так. При этом будем опираться на пример соскальзывания тела по наклонной поверхности.

Согласно законам статистической физики, движение тела по шероховатой наклонной поверхности описывается уравнением, в котором добавляется пропорциональная скорости тела сила трения [21]:

$$M\dot{V}_0 = -F_0 - \mu V_0, \quad (3.2.1.3)$$

где M – масса тела, V_0 – скорость центра масс, F_0 – сила, действующая на центр масс, μ – эмпирический коэффициент трения. Здесь силы выражаются через градиент потенциальной энергии. Уравнение (3) учитывает роль внутренней структуры системы в ее динамике. Согласно уравнению (3) эта роль проявляет себя через силы трения. Но оно не раскрывает сущность механизма трения. Однако, если из дуального выражения энергии удастся получить уравнение движения системы, то, скорее всего, из него должно следовать аналитическое выражение коэффициента трения. Покажем, как получить дуальное выражение энергии, если тело в соответствии с молекулярно-кинетической теорией представлено в виде системы из N потенциально взаимодействующих МТ (см. рис. 3.1).

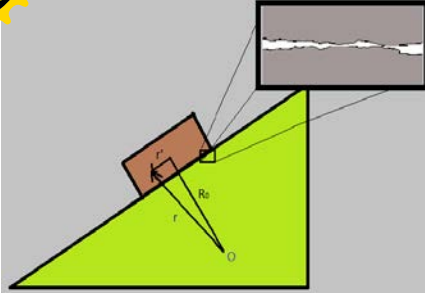


Рис. 3.1 - Диссипативная динамика тела

При соскальзывании тела по наклонной шероховатой поверхности его энергия движения переходит во внутреннюю энергию в виде тепла тела. При этом полная энергия сохраняется. Согласно опыту, в пределе, когда тело останавливается, вся энергия движения переходит во внутреннюю энергию. Тогда справедливо условие:

$$E_N \rightarrow E_N^{ins}; E_N^{tr} \rightarrow 0 \text{ при } t \rightarrow \infty, E_N = const \quad (3.2.1.4)$$

Но это условие соответствует необратимой динамике при обратимости уравнения движения каждой МТ. Следовательно, **доказательство необратимости динамики систем МТ сводится к доказательству необратимого преобразования энергии движения тела в его внутреннюю энергию.** Причем, это доказательство следует строить в рамках законов классической механики, опираясь на представление энергии в виде формулы (2).

Обоснуем это утверждение. Согласно теореме Нетер, разным типам энергии соответствуют разные типы симметрии. К примеру, к разным типам энергии относятся энергия вращения тела и энергия его перемещения в пространстве. Для структурированного тела, заданного совокупностью МТ, это означает, что его динамика должна определяться не только симметрией пространства, как в случае с МТ, но и симметрией самого тела. Ей соответствует внутренняя энергия. При этом энергия, соответствующая этому типу симметрии, должна выражаться через группу независимых переменных. Принцип, согласно которому динамика тела определяется как его симметрией, так и симметрией пространства, и в соответствии с которым, для описания



динамики тела, необходимо дуальное представление энергии, мы назвали **принципом дуализма симметрии**. Сущность принципа дуализма симметрии для системы можно наглядно пояснить с помощью рис. 3.1. Из него видно, что каждая МТ тела участвует в движении относительно центра масс и в движении вместе со всем телом. То есть, каждая МТ вносит свой вклад в энергию движения и во внутреннюю энергию.

Движение МТ относительно центра масс определяется потенциальными силами взаимодействия МТ, зависящими от расстояний между ними. Движение центра масс определяется суммарной внешней силой, приложенной к каждой МТ. Эта сила определяется координатами центра масс в пространстве. То есть, существует два типа переменных, определяющих движение МТ. Это внутренние переменные, определяющие движение МТ относительно центра масс, и внешние переменные, определяющие движение МТ вместе с телом.

Как видно из рис. 3.1, вектор r_i определяет положение МТ в лабораторной системе координат с началом в точке O . Его можно записать в виде суммы векторов: $r_i = R_0 + \tilde{r}_i$, где вектор R_0 направлен в центр масс, а вектор \tilde{r}_i определяет положение МТ относительно центра масс тела. Отсюда, вектор скорости МТ: $v_i = V_0 + \tilde{v}_i$. Назовем эту систему координат *дуальной системой координат* (см. рис. 3.1).

Таким образом, каждая МТ участвует в двух типах движения: в движении центра масс системы и в движении относительно центра масс. То есть, в дуальной системе координат работа внешних сил распадается на работу по увеличению скорости центра масс и работу по увеличению внутренней энергии. Переменные, определяющие внутреннюю энергию, назовем *микрпеременными*, а переменные, определяющие энергию движения, назовем *макрпеременными*. Покажем, что **энергию системы МТ можно записать в дуальной системе координат через независимые группы микро- и макрпеременных** [23, 24].

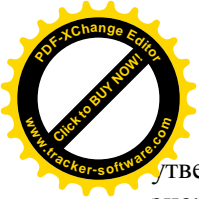
Пусть в начальный момент полная энергия тела равна потенциальной энергии. В процессе его соскальзывания одна часть



Этой энергии пойдет на увеличение энергии движения. Она определяется скоростью движения его центра масс и положением тела на плоскости. Другая часть энергии, в результате работы силы трения, пойдет на нагрев тела, то есть, на увеличение его внутренней энергии. Поэтому, энергия движения тела в каждой последующей точке положения его центра масс будет меньше, чем вся израсходованная на его движение энергия на величину изменения внутренней энергии (*здесь и далее поглощение энергии движения тела поверхностью его скольжения не учитывается, так как этот учет не принципиален для нашей постановки задачи*).

Кинетическая составляющая полной энергии системы равна сумме кинетических энергий каждой МТ. Потенциальная составляющая энергии системы МТ равна сумме потенциальных энергий каждой МТ, определяемых значением потенциального поля в точках пространства, в которых находятся соответствующие МТ, а также потенциальной энергией взаимодействия МТ. Энергия взаимодействия всех МТ является функцией расстояний между ними. Из условия независимости и аддитивности сил следует, что потенциальная составляющая внутренней энергии системы равна сумме потенциальных энергий взаимодействия МТ. Аддитивность сил для МТ следует из аддитивности потенциалов. Таким образом, потенциальная энергия системы складывается из ее потенциальной энергии во внешнем поле сил и энергии взаимодействия всех МТ.

При соскальзывании тела по наклонной поверхности полная энергия тела сохраняется. Поэтому, в соответствии с уравнением (3) тело остановится, когда в результате работы сил трения его энергия движения полностью перейдет во внутреннюю энергию. Это позволяет принять, что «стрела времени» обусловлена преобразованием энергии движения во внутреннюю энергию. Отсюда **нарушение симметрии времени следует связывать именно с изменением энергии движения тел в пространстве из-за ее необратимого перехода во внутреннюю энергию**. Если это так, то получается, что **необратимость движения тела может существовать при условии однородности времени в пространстве из-за его структурности!** Это позволяет



утверждать, что энтропия тела определяется преобразованием энергии движения во внутреннюю энергию. Согласно термодинамике, она возрастает. А именно это определяет стрелу времени и необратимость.

Из условия аддитивности массы и того, что импульс системы соответствует движению тела с суммарной массой и скоростью, определяемой суммарной скоростью элементов системы, следует, что энергия движение системы определяется скоростью ее центра масс. Эта скорость имеет вид: $V_N = (\sum_{i=1}^N v_i) / N$. Чтобы представить энергию в форме (2), учтем, что квадратичную функцию полной кинетической энергии системы можно записать через квадратичную функцию, в которой аргументами являются относительные скорости МТ и скорость центра масс системы. Это следует из равенства:

$$N \sum_{i=1}^N v_i^2 = (\sum_{i=1}^N v_i)^2 + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij}^2, \text{ где } v_i - v_j = v_{ij} = \dot{r}_{ij}.$$

Отсюда имеем:

$$T_N = [M_N V_N^2 + m / N \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij}^2] / 2, \quad (3.2.1.5),$$

$$\text{где } M_N = \sum_{i=1}^N m_i.$$

Первый член в правой части (5) является кинетической энергией движения системы. Второй член соответствует кинетической составляющей внутренней энергии системы. Таким образом, кинетическая энергия системы естественным образом распадается на кинетическую энергию движения центра масс и внутреннюю кинетическую энергию относительных движений МТ.

Энергия взаимодействия МТ является функцией микропеременных. Она является составной частью внутренней энергии. Потенциальная энергия внешнего поля при переходе к макро- и микропеременным даст вклад в потенциальную составляющую



энергии движения системы и в потенциальную составляющую внутренней энергии.

Теперь покажем, что сумма кинетических энергий относительных движений МТ эквивалентна сумме кинетических энергий движений МТ относительно центра масс системы.

Преобразуем энергию T_N путем замены: $v_i = V_N + \tilde{v}_i$, где \tilde{v}_i – скорости движения частиц относительно центра масс. Так как

$\sum_{i=1}^N \tilde{v}_i = 0$, то получим: $T_N = M_N V_N^2 / 2 + \sum_{i=1}^N m \tilde{v}_i^2 / 2$. Используя

(5), найдем: $\sum_{i=1}^N m \tilde{v}_i^2 / 2 = (1/2N) \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N m v_{ij}^2$. То есть,

второй член в (а) равен кинетической энергии движения МТ относительно центра масс, $T_N^{ins} = (m/N \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij}^2) / 2$.

Отсюда имеем:

$$T_N = M_N V_N^2 / 2 + \sum_{i=1}^N m \tilde{v}_i^2 / 2. \quad (3.2.1.6)$$

Таким образом, кинетическая энергия системы T_N включает в себя обусловленную внешними силами энергию ее движения – T_N^{tr} , и кинетическую энергию движения МТ относительно центра масс – T_N^{ins} , т.е. $T_N = T_N^{tr} + T_N^{ins}$, где $T_N^{tr} = M_N V_N^2 / 2$, $T_N^{ins} =$

$\sum_{i=1}^N m \tilde{v}_i^2 / 2$. Следовательно, внутренняя энергия системы может

быть записана как в относительных координатах и скоростях МТ, так и в координатах и скоростях МТ относительно центра масс. Отсюда, полную энергию системы, равную сумме внутренней энергии и энергии движения системы в поле внешних сил, можно записать еще и так:

$$E_N = T_N^{tr} + U^{env} + E_N^{ins} = const, \quad (3.2.1.7)$$



где $E_N^{ins} = T_N^{ins} + U_N$. Уравнение (6) эквивалентно уравнению (2), но записано в микро- и макропеременных. Причем эти группы переменных независимы.

Формы кинетической энергии движения системы и ее кинетической составляющей внутренней энергии в дуальной системе координат оказались инвариантными форме кинетической энергии системы в лабораторной системе координат. То, что кинетическая энергия системы в микро- и макропеременных распалась на сумму независимых квадратичных функций скорости, является доказательством независимости микро- и макропеременных и необходимости использования принципа дуализма симметрии для описания динамики тела.

Таким образом, нам удалось получить выражение энергии, записанное в дуальной системе координат. Закон сохранения энергии системы в соответствии с принципом дуализма симметрии следует определить так: *энергия системы вдоль траектории ее центра масс меняется так, что сумма энергии движения системы и ее внутренней энергии остается постоянной.*

«Своими» переменными, определяющими дуальные типы энергии структурированного тела, являются микро- и макропеременные. Описание динамики тела в микро- и макропеременных будем называть **«полным описанием»**, поскольку оно учитывает роль внутренних движений элементов в движении всего структурированного тела. В уравнении движения системы, используемого в классической механике [8], эта роль не учитывается, поскольку при сложении уравнений движений МТ сумма всех внутренних сил и импульсов равна нулю. При этом остается только внешняя сила, действующая на центр масс тела. Но здесь не учитывается, что эта сила будет зависеть от времени из-за преобразования энергии движения во внутреннюю энергию.

Наша дальнейшая задача состоит в определении, к каким изменениям в движении тела приводит отличие закона сохранения энергии системы от закона сохранения энергии бесструктурного тела. Эти изменения должны быть качественными, поскольку движение МТ однозначно определяется преобразованием ее потенциальной и кинетической энергий. А движение системы,



Определяемое положением ее центра масс, задается преобразованием энергии внешнего поля как в энергию движения системы, так и в ее внутреннюю энергию.

3.2.2 Энергия ОНДС

В природе не существует как абсолютно равновесных систем, так и абсолютно бесструктурных элементов. Как будет показано, все системы являются ОНДС. В приближении локального термодинамического равновесия ОНДС с достаточной точностью можно представить совокупностью перемещающихся относительно друг друга взаимодействующих СТ. Это утверждение имеет свое обоснование в статистической физике [20-22]. Но, как будет видно в дальнейшем, оно также следует и из уравнения движения СТ. Для такой модели ОНДС ее энергия равна сумме энергии движения ОНДС, определяемой движением ее центра масс, и внутренней энергии. Внутренняя энергия ОНДС состоит из суммарной энергии движения всех СТ относительно центра масс ОНДС, и сумме их внутренних энергий. Суммарный импульс относительного движения всех СТ равен нулю. Как и в случае движения МТ относительно центра масс СТ, движения всех СТ относительно центра масс ОНДС не влияют на движение ОНДС, как целого.

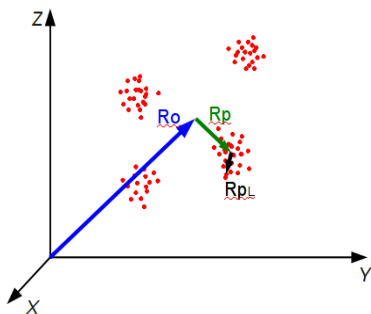




Рис. 3.2 – Схема неравновесной системы, представленной совокупностью СТ

Для ОНДС, как и в случае с СТ, работа внешних сил идет на ее движение и изменение внутренней энергии. В этом случае энергия ОНДС будет равна сумме энергий СТ. Энергии СТ, из которых состоит ОНДС, складывается из энергии движения СТ во внешнем поле сил и энергии движения СТ относительно взаимодействующих с ним других СТ. Т.е. внутренняя энергия ОНДС включает в себя энергию относительных движений СТ.

Возьмем в качестве ОНДС систему из K одинаковых СТ, в каждом из которых содержится N одинаковых МТ. Масса такой ОНДС равна $M_{NS} = NKm$ (см. рис. 3.2).

Уравнение энергии ОНДС составляется подобно уравнению энергии СТ, только вместо МТ ее элементами являются СТ. Оно имеет вид:

$$E_{NS} = \{M_{NS} V_{NS}^2 / 2 + U_{NS}^0\} + \left\{ \sum_{p=1}^K M_{SP} V_{SP}^2 / 2 + \sum_{q=1}^{K-1} \sum_{p=1+q}^K U_{p,q} \right\} + \sum_{p=1}^K \left\{ \sum_{l=1}^N m v_{pl}^2 / 2 + U_p \right\} \quad (3.2.2.1)$$

$M_{SP} = mN$ – масса каждого СТ; $U_p = \sum_{i_p=1}^{N-1} \sum_{j_p=i_p+1}^N U_{i_p, j_p}(r_{i_p, j_p})$ – внутренняя для p -го СТ потенциальная энергия, обусловленная взаимодействиями всех его МТ; r_{i_p, j_p} – расстояние между i_p -й и j_p -й МТ из p -го СТ; V_{SP} – скорость p -го СТ; $U_{p,q} = \sum_{l_{qj}=1}^{N-1} \sum_{l_{p1}=1+l_{qj}}^N U_{p_i, q_j}(r_{p_i, q_j})$ – потенциальная энергия взаимодействий МТ из разных p -ых и q -ых СТ; r_{p_i, q_j} – расстояние между p_i -й и q_j -й МТ из p -го и q -го СТ. То есть, третий член в уравнении (1) определяет потенциальную энергию взаимодействий всех СТ из ОНДС.

Первый член в уравнении (1) является энергией движения ОНДС.



Он состоит из кинетической энергии движения ОНДС и ее потенциальной энергии в поле внешних сил. Второй член – сумма энергий относительных движений всех СТ и их энергий взаимодействий. Третий член определяет кинетическую и потенциальную энергию МТ внутри всех СТ. Четвертый член U_{NS}^0 определяет потенциальную энергию ОНДС в поле внешних сил. В общем случае, работа внешних сил тратится на движение ОНДС в пространстве и на изменение ее внутренней энергии. Причем, внутренняя энергия складывается из кинетических энергий движения СТ относительно центра масс ОНДС, их потенциальных взаимодействий, а также из их внутренних энергий. Внутренняя энергия СТ складывается из кинетических энергий движения МТ относительно центра масс соответствующего СТ и из потенциальных энергий их взаимодействий. Таким образом, иерархия независимых переменных, определяющих динамику ОНДС, соответствует принципу дуализма симметрии на каждом из трех ее иерархических уровней: **МТ \Rightarrow СТ \Rightarrow ОНДС**. Ниже будет доказано, что если замкнуть ОНДС, то она перейдет в равновесное состояние, поскольку энергия относительных движений СТ со временем перейдет в их внутреннюю энергию. Отсюда следует, что **возможность существования стационарных ОНДС может быть обусловлена только внешними потоками энергии, компенсирующими диссипацию энергий относительных движений СТ**.

Очевидно, что, как и в случае СТ, уравнение движения ОНДС следует из уравнения энергии ОНДС (1). Из-за новых типов энергий в ОНДС, в ее уравнении движения появится иерархия микро- и макропеременных. Этой иерархии соответствует иерархия сил. Внутренняя энергия ОНДС разбивается на два типа: сумма энергий относительных движений СТ и их внутренних энергий. Энергия внешнего поля идет как на изменение энергии движения ОНДС, так и на изменение энергии относительных движений СТ и их внутренних энергий. Последние два типа энергии составляют внутреннюю энергию ОНДС. При этом, как и в случае с СТ, *формы кинетической энергии движения системы и ее кинетической составляющей внутренней энергии в дуальной системе координат оказались*



инвариантными форме кинетической энергии системы в лабораторной системе координат на каждом иерархическом уровне.

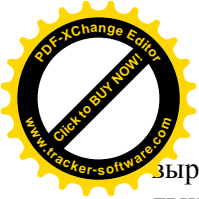
В дальнейшем будет показано, что в соответствии с иерархией энергии ОНДС следует определять и иерархию энтропии. Энтропия ОНДС складывается из энтропии, обусловленной движениями СТ относительно центра масс ОНДС, и энтропии, обусловленной внутренней энергией каждого СТ.

Из условия бесконечной делимости материи, которое будет обосновано ниже с помощью уравнения движения СТ, следует, что в природе элементы тел сами являются системами. В свою очередь, эти системы так же состоят из более мелких элементов и так до бесконечности. Каждому иерархическому уровню соответствуют свои силы. В природе иерархия сил выстраивается в соответствии с молекулярными, атомными, ядерными и другими силами. Благодаря большому отличию этих сил между собой, существует устойчивая иерархия структур материи: молекулы, атомы, ядра, нуклоны и т.п. Чем больше энергия взаимодействия систем, тем глубже по иерархической лестнице сил может идти изменение ее внутренней энергии и соответствующая перестройка системы.

Таким образом, ОНДС является третьей ступенью иерархической лестницы материи: $MT \Rightarrow CT \Rightarrow ONDC$. Будет показано, что, если модель тел в виде МТ позволила выявить роль симметрии пространства в динамике тела, ввести понятия энергии, импульса, то учет структуры материи позволит понять детерминированный механизм необратимости. Более того, учет структуры позволит перейти от механики к термодинамике и статистической физике.

3.3 Энергия и уравнение движения систем

Исторически, вначале, было получено уравнение движения Ньютона для МТ. И только потом из уравнения движения МТ было найдено выражение энергии для МТ и установлен закон ее сохранения. Используя аддитивность энергии при условии голономности связей путем сложения уравнений движения МТ, из



выражения энергии системы МТ было получено уравнение движения системы МТ. Но, как оказалось, это уравнение не верно описывает динамику системы, когда нельзя пренебречь работой внешних сил, которая идет на изменение ее внутренней энергии. В течение многих лет эта трудность преодолевалась эмпирическим путем с помощью уравнения Ланжевена [21]. Следует здесь отметить, что упрощенное выражение уравнения Ланжевена было найдено еще Аристотелем.

В уравнении Ланжевена диссипативность учитывалась эмпирическим путем с помощью добавления членов, зависящих от скорости. Но при этом оставалась скрытой природа диссипации. Это не позволяло решать все многообразие динамических задач, для которых траектория систем зависела от структуры системы. Выше мы показали, что механику систем можно строить, отталкиваясь от понятия симметрий, как пространства, так и системы. Как будет показано, опираясь на принцип дуализма симметрии, в этом случае удастся построить механику, описывающую процессы эволюции. Необходимость использования принципа дуализма симметрии связана с тем, что движение систем определяются не только симметриями внешнего пространства, но также и симметриями самой системы.

Зная симметрии системы и пространства, можно выявить все инварианты, которые однозначно характеризуют ее динамику. К наиболее важным из этих инвариантов относится энергия. Она является инвариантной скалярной функцией координат, скоростей и времени, сохраняющейся вдоль траектории движения системы. Поэтому энергия, в отличие от векторных величин, является аддитивной. Это позволяет с ее помощью определить все действующие на систему силы и, таким образом, найти ее уравнение движения.

В соответствии с принципом дуализма симметрии энергию нужно представлять в переменных, через которые выражаются внешние и внутренние силы системы. Внешние силы равны сумме сил, действующих на все МТ системы. Внутренние силы взаимодействия МТ зависят от расстояний между ними. Дифференцируя энергию по времени, при условии ее постоянства вдоль траектории, мы получим уравнение для потоков энергии. Они



определяют преобразования различных типов энергии при условии сохранения их суммарной величины. А вот из этого уравнения следует уравнение движения систем с учетом роли различных типов симметрии системы в ее движении. Такой вывод уравнения движения системы позволяет определить все типы сил, как функции переменных, определяющих эффективность взаимного преобразования различных типов энергии тела.

Ниже мы покажем, как из дуального представления энергии получить уравнение движения системы, опираясь на принцип дуализма симметрии. Именно этот принцип позволил учесть роль структуры системы в ее движении в неоднородном поле сил. Такой вывод уравнения движения системы позволил получить аналитический вид коэффициента трения и раскрыть его физическую природу. Кроме того, это позволило установить универсальную природу нарушения симметрий в классической и квантовой механике.

3.3.1 Уравнение движения материальной точки

Как уже было отмечено, уравнение движения МТ можно построить так. Сначала, исходя из характера симметрии пространства и времени, определяем энергию. Она состоит из нескольких аддитивных членов, определяемых независимыми переменными. Из условия однородности времени следует, что энергия сохраняется вдоль траектории МТ. Из характера преобразования энергии, при условии ее сохранения, путем дифференцирования по времени получаем уравнение движения. При этом, понятия сил возникают как функции, характеризующие эффективность преобразования одного типа энергии в другой. Например, потенциальные силы характеризуют преобразование потенциальной энергии МТ в ее кинетическую энергию.

Так как из-за однородности времени вдоль всей траектории движения МТ должно иметь место равенство $\dot{E} = 0$, то из выражения энергии следует:

$$\dot{E} = \dot{T}(\vec{v}^2) + \dot{U}(\vec{r}) = 0. \quad (3.3.1.1)$$



Так как энергия МТ зависит от ее координат и скоростей, но не зависит от времени, то отсюда следует:

$$dE / dt = \partial E / \partial t + \partial E / \partial r \cdot \dot{\vec{r}} + \partial E / \partial v \cdot \dot{\vec{v}} = 0 \quad (3.3.1.2)$$

Поскольку $T(\vec{v}^2) = mv^2 / 2$, то из (1) получаем:

$$m\vec{v}\dot{\vec{v}} = -(\partial U / \partial \vec{r}) \cdot \vec{v} \quad (3.3.1.3)$$

Уравнение (3) означает, что в неоднородном пространстве, свойства которого не зависят от движущейся в нем МТ, вдоль траектории движения МТ изменение ее кинетической энергии компенсируется изменением потенциальной энергии. Причем, скорость изменения кинетической энергии в заданной точке пропорциональна соответствующему этой точке градиенту функции U . Уравнение (3) можно тождественно переписать так: $\vec{v}(m\dot{\vec{v}} + \partial U / \partial \vec{r}) = 0$. Умножив это выражение на \vec{v} , получим произведение скалярной функции на вектор. Это произведение может быть равно нулю в любой точке пространства только тогда, когда вектор равен нулю. Поэтому имеем:

$$m\dot{\vec{v}} = -\partial U / \partial \vec{r} \cdot \quad (3.3.1.4)$$

Это и есть уравнение движения Ньютона. Слева стоит инерциальная сила, определяющая изменение скорости тела. Справа стоит активная сила, действующая со стороны поля. Равенство этих сил обусловлено однозначным преобразованием кинетической энергии МТ в ее потенциальную энергию. Следовательно, в **неоднородном и изотропном пространстве изменение кинетической энергии МТ равно изменению ее потенциальной энергии, при условии, что сумма этих энергий постоянна.**

Согласно уравнениям (3, 4), градиент потенциальной функции определяет эффективность преобразования потенциальной составляющей энергии МТ в ее кинетическую составляющую



энергии. Отсюда следует второй закон Ньютона для МТ, в соответствии с которым ее ускорение пропорционально потенциальной силе. Отсюда также следует и третий закон Ньютона о равенстве сил действия и противодействия.

Таким образом, *при построении механики МТ на основе принципов симметрии, понятие силы следует из понятия энергии. Для МТ силы определяют эффективность трансформации потенциальной составляющей энергии в кинетическую составляющую энергии.* Уравнение (4) означает, что МТ движется вдоль градиента потенциальной функции. Причем в любой точке траектории инерциальная и активная силы равны по величине и противоположны по знаку. Это означает равенство нулю суммы активной и инерциальной сил [1, 8]. Поскольку МТ движется вдоль градиента потенциала внешнего поля, то работа по замкнутому контуру равна нулю. Следовательно, динамика МТ обратима.

Опираясь на уравнение энергии (3.2.8), найдем уравнение движения МТ в неоднородном анизотропном пространстве.

Уравнение изменения энергии МТ при ее движении определяем путем дифференцирования энергии МТ. Оно имеет следующий вид:

$$\dot{E} = mv\dot{v} + A\dot{v} + v \frac{\partial}{\partial t} A + \{(v\nabla)A + [vrotA]\}v + vgradU = 0 \quad (3.3.1.5)$$

Здесь использована известная формула векторного анализа:

$$grad(ab) = (a\nabla)b + (b\nabla)a + [brota] + [arotb] \quad [18].$$

Но $\frac{d}{dt} A = \frac{\partial}{\partial t} A + (v\nabla)A = 0$, если вектор A постоянен в пространстве. Кроме того, анизотропность меняет направление движения при условии сохранения кинетической энергии. В этом случае получим следующее уравнение: $mv\dot{v} = -[vrotA]v - vgradU$. Оно имеет место для любых скоростей, если выполняется уравнение:

$$m\dot{v} = -[vrotA] - gradU \quad (3.3.1.6)$$



Уравнение (6) совпадает с уравнением движения заряженной МТ в электромагнитном поле [19], когда

$$\text{rot}A = -\frac{e}{c}H, \text{grad}U = -eE. \text{ Здесь } e - \text{ заряд МТ, } c - \text{ скорость}$$

света, H – магнитное поле, E – электрическое поле.

Из решения уравнения (6) следует, что движение заряженной МТ состоит из двух частей. Это поступательное ускоренное движение вдоль действия потенциальной составляющей силы и вращательное движение, обусловленное анизотропностью среды. В соответствии с этим, энергия распадается на энергию вращения и энергию движения вдоль вектора потенциальной силы. Это можно объяснить тем, что действующие на движущуюся МТ силы в неоднородном анизотропном пространстве изменяют как абсолютную величину скорости, так и ее направление. Если меняется модуль вектора скорости, то меняется энергия МТ. Если меняется только направление движения МТ, то ее кинетическая энергия не меняется. Изменение направления движения МТ, обусловленное перпендикулярной к скорости составляющей внешней силы, зависит от радиус-вектора МТ.

Уравнение $\dot{E} = 0$ в общем случае неоднородного пространства при наличии анизотропии имеет вид:

$$m[\dot{\vec{v}}_0 + (\Omega \times r_0)'][(v_0 + \Omega \times r_0) + \text{rot}A / m] + (v_0 + \Omega \times r_0) \partial U / \partial \vec{r} = 0 \quad (3.3.1.7)$$

То есть, в соответствии с различными типами энергии появляются различные типы сил. Так, энергия вращения изменяется при наличии поперечной составляющей силы относительно вектора скорости МТ. Анизотропия пространства приводит к силам, зависящим от направления движения МТ.

Подчеркнем, что здесь уравнение движения Ньютона получено, опираясь на понятия симметрий пространства и времени. Это означает, что идеи симметрии можно использовать и при описании систем частиц, а также при построении статистической



физики [20, 21]. Например, из условий однородности пространства и времени сразу можно требовать, чтобы функция распределения газа не зависела от векторных величин координат и импульсов частиц. В этом случае она может зависеть только от энергии.

3.3.2 Уравнение движения системы

Будем исходить из того, что механизм необратимости должен следовать из уравнения движения тела, которое связывает ускорение тела со всеми действующими на него внутренними и внешними силами. Ключевая идея такого уравнения заключается в том, что внешние силы, как показывает практика, не только изменяют ускорение тела, как целого, но и изменяют его внутреннюю энергию и симметрию. То есть, работа внешних сил идет как на движение тела, так и на возбуждение его внутренних степеней свободы. Отсюда динамику тела определяют два типа энергии: энергия движения его центра масс, и внутренняя энергия, определяемая внутренней динамикой структурных элементов тела. При этом нарушение симметрии времени определяется нарушением инвариантности энергии движения тела. В общем случае число внутренних степеней свободы тела бесконечно. Это утверждение станет очевидным, когда мы покажем, что материя, согласно законам механики, делима до бесконечности. Но решить задачу с бесконечным числом внутренних степеней свободы, даже если знать при этом реальную структуру тела, очень сложно. Поэтому мы зададим модель тела совокупностью потенциально взаимодействующих МТ. Естественно, что в этом случае мы не учитываем бесконечную делимость материи. Но это менее жесткое ограничение. В отличие от ограничения, обусловленного моделью тела в виде одной МТ, такая модель позволяет учесть роль внутренней структуры тела в его динамике. По крайней мере таким образом нам удастся установить природу необратимости, которую мы связываем с преобразованием энергии движения тела в его внутреннюю энергию.



Уравнения движения системы потенциально взаимодействующих МТ будем строить в соответствии с принципом дуализма симметрии, исходя из дуального представления энергии, заданной в микро- и макропеременных. При этом будем исходить из условия инвариантности полной энергии системы и опираться на свойство аддитивности энергий элементов системы. Это позволит разделить полную работу внешних и внутренних сил в зависимости от изменения энергии каждой МТ, определить вклад их энергии во внутреннюю энергию и в энергию движения системы, а также установить изменение со временем внутренней энергии и энергии движения системы. В результате это должно определить механизм детерминированной необратимости.

Уравнением движения системы, в соответствии с уравнением движения Ньютона, назовем уравнение, которое определяет зависимость ускорения системы в зависимости от совокупности всех сил, действующих внутри и вне системы.

Уравнение движения системы получим в два этапа. Сначала определим полную производную энергии системы по времени. В результате найдем уравнение для потоков энергии между элементами системы, которые возникают из-за неоднородности внешнего поля сил. Из этого уравнения получим уравнение для ускорения центра масс системы.

Рассмотрим общий характер движения МТ системы, который определяется законами классической механики.

Из закона сохранения импульса следует, что сумма сил взаимодействия МТ равна нулю. Поэтому движения МТ относительно центра масс системы, определяющие внутреннюю энергию, не даст вклада в энергию ее движения.

Работа, совершаемая неоднородным полем внешних сил по перемещению системы, идет на изменение как ее внутренней энергии, так и энергии движения. То есть, она больше или равна работе, которая тратится на перемещение системы. Действительно, изменение скорости центра масс обусловлено суммой сил, приложенных к каждой МТ. Эта сумма не может быть больше суммы модулей этих сил, так как имеет место очевидное

неравенство: $\left| \sum_{i=1}^N F_i \right| \leq \sum_{i=1}^N |F_i|$. Равенство имеет место, когда



Все МТ движутся с равными скоростями. Это возможно только тогда, когда все МТ системы движутся с одинаковой скоростью, например, в случае абсолютно твердого тела.

В пользу предлагаемого нами метода построения механики системы на основе понятия энергии можно сказать и то, что существует огромное количество типов энергий. При этом вид энергии определяет тип сил, которые осуществляют преобразование одного вида энергии в другие. При этом вывод *уравнения движения системы можно осуществить из уравнения для ее энергии без требования выполнения гипотезы о голономности связей, опираясь на то, что движение каждой МТ системы подчиняется законам Ньютона.*

Если бы мы сложили уравнения движения всех МТ системы, как это делается в классической механике [8], то непотенциальные силы, определяющие изменение внутренней энергии системы, исчезли бы, так как сумма внутренних потенциальных сил взаимодействия МТ равна нулю. Справедливость второго закона Ньютона для системы МТ доказывается простым сложением уравнений их движения. Действительно, в результате такого сложения получим слева инерциальную силу, приложенную к центру масс системы, а справа – суммарную активную силу, действующую на систему. То есть, точкой приложения потенциальных внешних сил на систему является центр масс. Эта сумма внешних сил определяет изменение энергии движения системы. Пусть дана система N потенциально взаимодействующих МТ. Потенциальная энергия аддитивна. Поэтому сила, действующая на каждую МТ, равна сумме сил со стороны всех МТ и силы, обусловленной неоднородностью пространства. Силы взаимодействия МТ определяются расстоянием между ними. Энергия системы в дуальной системе координат имеет вид (см. 3.2.1.7): $E_N = T_N^{tr} + E_N^{ins} + U^{env}$. Дифференцируя ее по времени, находим уравнение изменения энергии системы [17, 23, 24]:

$$V_N M_N \dot{V}_N + \dot{E}_N^{ins} = -V_N F^{env} - \Phi^{env} \quad (3.3.2.1)$$



где $\dot{E}_N^{ins} = \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i (m\dot{\tilde{v}}_i + F(\tilde{r}_i)_i)$ – изменение внутренней энергии;
 $F(\tilde{r}_i)_i$ – сила, действующая на i -ю МТ; $F^{env} = \sum_{i=1}^N F_i^{env}(R_N, \tilde{r}_i)$;
 $\Phi^{env} = \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i F_i^{env}(R_N, \tilde{r}_i)$; $F_i^{env} = \partial U^{env} / \partial \tilde{r}_i$.

Из уравнения (1) находим уравнение движения системы [24]:

$$M_N \dot{V}_N = -F^{env} - \alpha_N V_N, \quad (3.3.2.2)$$

где $\alpha_N = (\Phi^{env} + \dot{E}_N^{ins}) / V_N^2$ – коэффициент, определяющий изменение внутренней энергии.

Первый член в правой части уравнения (2) – потенциальная сила, приложенная к центру масс и меняющая кинетическую составляющую энергии движения системы. Второй член зависит от микро- и макропеременных.

Опираясь на уравнение (2), рассмотрим природу нарушения инвариантности энергии движения системы.

Пусть выполняется неравенство $R \gg \tilde{r}_i$. Тогда, силу F^{env} можно разложить по малому параметру \tilde{r}_i / R . Сохраняя в разложении члены нулевого и первого порядков малости, запишем:

$$F_i^{env} \approx F_i^{env} \Big|_R + (\tilde{r}_i \cdot \nabla) F_i^{env} \Big|_R. \quad \text{Так как } \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i = \sum_{i=1}^N \tilde{r}_i = 0 \quad \text{и}$$
$$\sum_{i=1}^N F_{i0}^{env} = N F_{i0}^{env} = F_0^{env}, \quad \text{то из уравнения (1) будем иметь:}$$

$$V_N (M_N \dot{V}_N) + \dot{E}_N^{ins} \approx -V_N F_0^{env} - \sum_{i=1}^N (\tilde{r}_i \cdot \nabla) F_i^{env} \Big|_R \tilde{v}_i. \quad (3.3.2.3)$$

Второй нелинейный член в правой части (3) зависит от микро- и макропеременных, принадлежащих разным группам симметрии. Поэтому, этот член *бисимметричный*. При наличии градиента внешних сил микро- и макропеременные зацепляются и возникает преобразование энергии движения во внутреннюю энергию. То есть, имеет место нарушение симметрии времени. Нарушение симметрии времени необходимое, но не достаточное



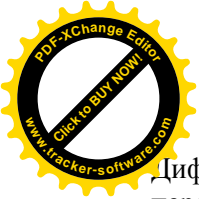
условие для детерминированного механизма необратимости динамики системы. Это будет показано на примере прохождения осциллятора через потенциальный барьер, когда внутренняя энергия может как увеличиваться, так и уменьшаться, в зависимости от начальной фазы осциллятора.

Пусть количество МТ достаточно велико, чтобы систему можно было считать равновесной. Внутренняя энергия равновесной системы не может преобразовываться в энергию движения. Если эти градиенты малы, то возникающим нарушением внутренней энергии системы можно пренебречь. Это означает необратимость динамики СТ. *Нелинейности, отвечающие за нарушение симметрии времени в результате преобразования энергии движения системы в любые другие ее типы, назовем эволюционными нелинейностями.*

Анализ динамики системы с помощью уравнений (2) выполняется в микро- и макропеременных. Это позволяет учесть роль влияния динамики элементов на динамику всей системы. Поэтому, будем говорить, что эти уравнения дают ***полное описание динамики тел в неоднородном поле сил.***

Поскольку в уравнении (2) все переменные зацепляются через эволюционную нелинейность, то для системы с большим количеством элементов его решение очень сложная задача. Тем более, что при условии неголономности связей сумма уравнений движения каждой МТ не есть уравнение движения системы. Но знание свойств этого уравнения позволяет определить общие законы необратимого поведения систем [16, 24].

Рассмотрим еще один вариант вывода уравнения движения системы МТ путем суммирования изменений энергий каждой МТ системы вдоль ее траектории и перехода в дуальную систему координат. Такой путь получения уравнения движения системы МТ позволяет разделить его правую часть на силы, изменяющие внутреннюю энергию, и силы, осуществляющие движение системы как целого и показать, что изменение внутренней энергии связано с разностью действующих на МТ сил [25]. В этом выводе используется условие аддитивности работ внешних и внутренних сил.



Дифференцируя по времени энергию системы МТ, записанную в переменных лабораторной системы координат, получим:

$$v_1(\dot{v}_1 + F_{12} + F_{13} + \dots + F_{1N} + F_1^0) + v_2(\dot{v}_2 - F_{12} + F_{23} + \dots + F_{2N} + F_2^0) + \\ + v_3(\dot{v}_3 - F_{13} - F_{23} + \dots + F_{3N} + F_3^0) + \dots + v_N(\dot{v}_N - F_{1N} - F_{2N} - \dots + F_{N-1,N} + F_N^0) = 0 \quad (3.3.2.4)$$

Здесь F_i^0 – внешняя сила, действующая на i -ю МТ; F_{ij} – сила взаимодействия i и j МТ; $m_i = m_j = \forall i, j; i, j = 1, 2, \dots, N$.

Условие голономности связей, используемое при получении канонического уравнения Лагранжа, эквивалентно требованию равенства нулю каждого члена уравнения (4). В этом случае каждое слагаемое уравнения (4) дает уравнение движения одной из МТ, которое следует из канонического уравнения Лагранжа [1, 8]. Такое уравнение имеет вид:

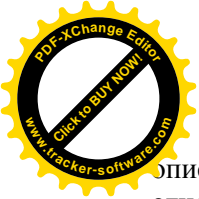
$$\dot{v}_i = -F_i^0 - \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N F_{ij} \quad (3.3.2.5)$$

Уравнение движения всей системы в классической механике получают суммированием уравнений (5) для каждой МТ. Оно имеет вид [8]:

$$M_N \dot{V} = -\sum_{i=1}^N F_i^0 \quad (3.3.2.6)$$

Здесь $V = 1/N \sum_{i=1}^N v_i$; $M_N = Nm = N; m = 1..$

Вывод уравнения (6) путем суммирования уравнений (5) привел к потере работы внешних сил по изменению внутренней энергии. Чтобы учесть эту работу, уравнение движения следует получать непосредственно из (4), без использования требования равенства нулю каждого слагаемого. Это можно сделать, если в уравнении (4) перейти к микро- и макропеременным, а затем сгруппировать члены так, чтобы записать уравнение в переменных,



описывающих движение центра масс системы и движения МТ относительно центра масс.

Преобразование уравнения (4) к новым переменным выполняется, исходя из следующих равенств:

$$\sum_{i=1}^N v_i \dot{v}_i = NV_N \dot{V}_N + (\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij} \dot{v}_{ij}) / N; \quad v_{ij} = v_i - v_j;$$

$$F_{ij}^0 = F_i^0 - F_j^0; \quad \sum_{i=1}^{N-1} v_i \sum_{j=i+1}^N F_{ij} = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij} F_{ij};$$

$$\sum_{i=1}^N v_i F_i^0 = V_N \sum_{i=1}^N F_i^0 + (\sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N v_{ij} F_{ij}^0) / N.$$

Группируя нужным образом члены уравнения (4), учитывая, что $F_{ij}^0 = -F_{ji}^0$, получим [25]:

$$NV_N \dot{V}_N = -V_N \sum_{i=1}^N F_i^0 - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij} (\dot{v}_{ij} + F_{ij}^0 + NF_{ij}), \quad (3.3.2.7)$$

Помножив уравнение (7) на V_N и разделив на V_N^2 , получим уравнение движения системы:

$$M_N \dot{V}_N = -F_N^0 - \mu V_N, \quad (3.3.2.8)$$

где $F_N^0 = \sum_{i=1}^N F_i^0$; F_i^0 – внешняя сила, действующая на i -ю МТ;

$\mu = \dot{E}_N^{\text{int}} / (V_N^{\text{max}})^2$; F_{ij} – сила взаимодействия i и j МТ;

$$\dot{E}_N^{\text{int}} = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij} (m\dot{v}_{ij} + F_{ij}^0 + NF_{ij}), \quad V_N^{\text{max}} = -\dot{E}_N^{\text{int}} / F_N^0.$$

Уравнение (8) соответствует уравнению движения (3.2.1.3), полученного статистическим образом [21]. Но в нем коэффициент трения μ , определяющий долю энергии движения, которая переходит во внутреннюю энергию, благодаря учету членов эволюционной нелинейности, имеет аналитическую форму.

Согласно правой части уравнения (8), как и в уравнении (2), работа внешних сил делится на работу по перемещению системы



и на работу по изменению ее внутренней энергии. Первый член в правой части уравнения (8), как и в уравнении (2), определяет внешнюю силу, приложенную к центру масс. Работа этой силы меняет скорость системы. Второй член отличен от нуля только при неоднородности поля внешних сил. Он биссимметричный, так как зависит от микро- и макропеременных, принадлежащих группам симметрии системы и пространства. Этот член определяет преобразование энергии движения во внутреннюю энергию.

Согласно уравнениям (7,8), если $\dot{E}_N^{\text{int}} = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij} (F_{ij}^0) = 0$, то мы имеем бездиссипативную динамику системы. В простейшем случае это условие может реализоваться, например, при движении осциллятора в центральном поле сил, когда разность внешних сил ортогональна относительным скоростям частиц осциллятора.

Уравнение (8) обобщает уравнения Аристотеля и Ньютона. Действительно, из уравнению (8) видно, что существует такая скорость V_N^{max} , при которой вся работа внешних сил уходит во внутреннюю энергию. Этот случай имеет место при выполнении равенство: $V_N^{\text{max}} F_N^0 + \dot{E}_N^{\text{int}} = 0$. Согласно (8) это равенство имеет место, когда сила трения, обусловленная переходом энергии движения во внутреннюю энергию, равна движущей внешней силе. В этом случае мы приходим к утверждению Аристотеля, согласно которому скорость тела пропорциональна силе [26, 27]. Уравнение движения Ньютона утверждает, что ускорение пропорционально внешней силе. Согласно уравнению (8), этот случай реализуется для системы, когда внешние силы однородны, или, когда изменением внутренней энергии можно пренебречь. Действительно, при однородности внешнего поля сил имеем $\mu = 0$ и уравнение (8) принимает вид: $M_N \dot{V}_N = -F_N^0$. Это уравнение Ньютона. Таким образом, механика систем является обобщением механики Ньютона и механики Аристотеля.



В соответствии с уравнением (8), в качестве показателя Ляпунова можно взять коэффициент μ / M_N . То есть, скорость системы со временем, после того, как она достигла величины V_N и при отсутствии внешних сил, определяется следующим образом:

$$V_N = A_0 \exp\left\{-\int (\mu / M_N) dt\right\}.$$

Уменьшение скорости системы, а, значит, и энергии ее движения, объясняется тем, что она теряет энергию движения из-за возбуждения энергий относительных движений потенциально взаимодействующих элементов системы. Причем согласно уравнению (3), сила трения пропорциональна градиентам поля внешних сил. Согласно уравнению (8), нарушение симметрии времени так же, как и согласно уравнению (2), связано с эволюционной нелинейностью [27, 28]. Таким образом, при переходе от модели тела в виде МТ к модели тела в виде СТ, т.е. в результате перехода $MT \Rightarrow CT$ (с), обратимая механика переходит в необратимую из-за нелинейной трансформации энергии движения тела при его движении в неоднородном поле сил в его тепловую энергию. Обратная трансформация тепловой энергии невозможна из-за закона сохранения импульса. Напомним, данный вывод обоснован только при достаточно слабых градиентах внешних сил, когда можно пренебречь нарушением равновесия СТ.

Из уравнения (8) вытекает важное следствие. Согласно принципу Галилея, внутри равномерно движущейся системы невозможно установить факт ее движения, поскольку уравнения движения не зависят от выбора инерциальной системы координат. Оказывается, что согласно уравнению (8), аналогичная ситуация возникает при движении системы в однородном поле сил, когда имеет место равноускоренное движение для всех элементов системы. В этом случае изменение внутренней энергии системы отсутствует, все ее элементы движутся с одинаковыми скоростями, и тогда внутри системы невозможно установить факт ускоренного движения. Поясним это утверждение. Представим, что, к примеру, какая-то звездная система с ее планетами движется равноускоренно во внешнем однородном гравитационном



поле сил. Рассмотрим движение тела на какой-либо планете в ее гравитационном поле сил. Из условия сложения сил следует, что по характеру движения этого тела невозможно установить, что вся звездная система движется с одинаковым ускорением. Этот вывод полностью соответствует уравнению Даламбера [1].

Далее будет показано, что динамику неравновесной системы следует описывать, опираясь на расширенные уравнения Гамильтона, полученные на основе уравнения (8), которое учитывает роль структуры тела в его динамике. При этом фазовая траектория системы определяется в двухфазном пространстве [27]. Канонические уравнения Лагранжа и Гамильтона не применимы для описания движения неравновесных систем в неоднородном поле сил, так как они не учитывают *эволюционную нелинейность* [25]. Это связано с использованием голономных ограничений при их получении.

Как следует из уравнений (3, 7), природа диссипативных сил обусловлена градиентами внешних сил. Это проясняет вопрос, как фундаментальные потенциальные силы взаимодействия МТ преобразуются в непотенциальные диссипативные силы.

Известно, что существование диссипации является необходимым условием образования аттракторов [31]. Однако, как было здесь показано, диссипация существует только для структурированных тел, поскольку структурированность обеспечивает возможность преобразования энергии движения во внутреннюю энергию тела. Отсюда следует очень важный **вывод о бесконечной делимости материи** [29]. Но тогда возникает вопрос о предельной форме материи. Также возникает вопрос о существовании принципов построения иерархии материи. Эти и другие вопросы пока остаются открытыми. Тем не менее, уже сейчас можно утверждать, что бесконечная делимость материи означает, что **согласно законам классической механики, материя должна представлять собой бесконечную иерархию систем** [30].

Рассмотрим важный вывод, который вытекает из требования структурированности элементов материи.

Поскольку все элементы материи, включая квантовые, обладают структурой, то для определения их динамики необходимо использовать *полное описание*, поскольку только при *полном*



описании учитывается тот факт, что траектория тел зависит от изменения внутренней энергии. Это означает, что траектория тела, определенная на основе канонического формализма классической механики, всегда имеет погрешность или неопределенность. Она обусловлена расходом энергии движения, ΔE_N^{tr} , на возбуждение внутренних степеней свободы тела. То есть, в соответствии с уравнением (8) неопределенность расчета фазового пространства в рамках канонического формализма классической механики для структурированных тел определяется величиной: $\Delta E_N^{tr} \Delta t > 0$. Поскольку из условия бесконечной делимости материи следует, что любой ее элемент имеет структуру, эта неопределенность будет всегда иметь место в классических и квантовых системах при их описании на основе канонических формализмов [32].

Уравнения (2, 8) верны для систем, состоящих из любого количества материальных точек. В приближении твердого тела они переходят в обратимые уравнения движения Ньютона. Согласно уравнениям (2, 8), часть работы, идущая на изменение внутренней энергии, имеет второй порядок малости относительно работы внешних сил, которая идет на движение системы. Именно это делает успешным использование механики Ньютона для достаточно широкого круга задач расчета динамики тел. Это также служит обоснованием возможности представления систем, включая неравновесные системы, совокупностью равновесных подсистем. Возможность такого представления имеет также статистическое обоснование [20, 21]. Но статистическое обоснование опирается на условие статистической независимости подсистем, которое не всегда имеет место.

Из полученных уравнений движения системы следует, что если движение системы МТ необратимо, то необратимо движение каждой МТ системы. Это объясняется тем, что при необратимости движения системы ее внутренняя энергия изменяется со временем. То есть, движение МТ относительно центра масс системы будет зависеть от изменения со временем внутренней энергии.



3.3.3 Уравнение движения двух взаимодействующих систем

Рассмотрим систему, состоящую из двух взаимодействующих СТ, в однородном пространстве. Т.е. внешние силы отсутствуют, а имеются только силы взаимодействия СТ. Пусть в первом СТ находится L МТ, а во втором СТ находится K – МТ, причем $L + K = N$. Массу каждой МТ считаем равной 1. Пусть V_L и V_K скорости СТ относительно центра масс системы. Энергия системы: $E_N = E_L + E_K + U^{\text{int}} = \text{const}$, где E_L и E_K энергии СТ, а U^{int} – энергия их взаимодействия. Энергия каждого СТ равна сумме кинетических энергий движения: $T_L^{\text{tr}} = M_L V_L^2 / 2$, $T_L^{\text{tr}} = M_K V_K^2 / 2$, где $M_L = Lm$, $M_K = Km$ и внутренних энергий: $E_{L,K}^{\text{ins}} = T^{\text{ins}} + U_{L,K}^{\text{ins}}$, где T^{ins} – суммарная кинетическая энергия движения МТ относительно центра масс соответствующего СТ, а $U_{L,K}^{\text{ins}}$ – энергия взаимодействия всех МТ для данного СТ, где U_L^{ins}

$$= \sum_{i_L=1}^{L-1} \sum_{j_L=i_L+1}^L U_{i_L j_L} (r_{i_L j_L}), U_K^{\text{ins}} = \sum_{i_K=1}^{K-1} \sum_{j_K=i_K+1}^K U_{i_K j_K} (r_{i_K j_K}).$$

Энергия взаимодействия СТ имеет вид: $U^{\text{int}} = \sum_{j_K=1}^K \sum_{j_L=1}^L U_{j_L j_K} (r_{j_L j_K})$.

Принадлежность МТ соответствующему СТ определяется субиндексами j_K, j_L, i_K, i_L . В равновесии $T_{L,K}^{\text{tr}} = 0$, т.е., при стремлении системы к равновесию энергия $T_{L,K}^{\text{tr}}$ переходит во внутренние энергии СТ- $E_{L,K}^{\text{ins}}$.

Дифференцируя энергию системы по времени, получим: $\sum_{i=1}^N v_i \dot{v}_i + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N F_{ij} v_{ij} = 0$, где $F_{ij} = U_{ij} = \partial U / \partial r_{ij}$. Слева в полученном выражении оставляем только члены, определяющие



Изменение кинетической энергии элементов L -СТ и их потенциальной энергии взаимодействия между собой. Остальные члены переносим в правую часть. Группируем их так, чтобы они включали члены с идентичными скоростями. В результате получим:

$$\sum_{i_L=1}^L m v_{i_L} \dot{v}_{i_L} + \sum_{i_L=1}^{L-1} \sum_{j_L=i_L+1}^L F_{i_L j_L} v_{i_L j_L} = \sum_{i_K}^K v_{i_K} (m \dot{v}_{i_K} + \sum_{j_K \neq i_K, j_K=1}^N F_{i_K j_K}) + \sum_{i_L=1}^L \sum_{j_K}^K F_{i_L j_K} v_{i_L}.$$

Первый член в правой части равен нулю. Поэтому: $\sum_{i_L=1}^L m v_{i_L} \dot{v}_{i_L} + \sum_{i_L=1}^{L-1} \sum_{j_L=i_L+1}^L F_{i_L j_L} v_{i_L j_L} = \sum_{i_L=1}^L \sum_{j_K}^K F_{i_L j_K} v_{i_L}$. Если выполним замену $v_{i_L} = \tilde{v}_{i_L} + V_L$, где \tilde{v}_{i_L} – скорость i_L -той МТ относительно центра масс L -СТ, то получим уравнение для L -СТ. Также получим уравнение для K -СТ. Эти уравнения имеют вид [24]:

$$V_L M_L \dot{V}_L + \dot{E}_L^{ins} = -\Phi_L - V_L \Psi \quad (3.3.3.1)$$

$$V_K M_K \dot{V}_K + \dot{E}_K^{ins} = \Phi_K + V_K \Psi \quad (3.3.3.2)$$

где $\Psi = \sum_{i_L=1}^L F_{i_L}^K$, $\Phi_L = \sum_{i_L=1}^L \tilde{v}_{i_L} F_{i_L}^K$, $\Phi_K = \sum_{i_K}^K \tilde{v}_{j_K} F_{j_K}^L$,
 $F_{i_L}^K = \sum_{j_K=1}^K F_{i_L j_K}$, $F_{j_K}^L = \sum_{i_L=1}^L F_{i_L j_K}$,
 $\dot{E}_L^{ins} = \sum_{i_L=1}^{L-1} \sum_{j_L=i_L+1}^L v_{i_L j_L} [m \dot{v}_{i_L j_L} / L + F_{i_L j_L}]$,
 $\dot{E}_K^{ins} = \sum_{i_K=1}^{K-1} \sum_{j_K=i_K+1}^K v_{i_K j_K} [m \dot{v}_{i_K j_K} / K + F_{i_K j_K}]$.

Уравнения (1, 2) описывают взаимодействие двух СТ. Их независимыми переменными являются макропеременные – координаты и скорости движения СТ, и микропеременные – координаты и скорости МТ. Сила Ψ определяет относительные движения центра масс СТ и является суммой сил, действующих на



Элементы одного СТ со стороны другого СТ. Работа, определяемая членами Φ_L и Φ_K , преобразует энергию относительных движений СТ в их внутреннюю энергию. Как и в случае системы во внешнем поле, эти члены только тогда отличны от нуля, когда масштабы неоднородности поля сил одного СТ соизмеримы с масштабами другого СТ.

Чтобы из уравнений (1, 2) получить уравнения движения каждого из СТ, учтем: $\sum_{i_L=1}^L m \tilde{v}_{i_L} \dot{\tilde{v}}_{i_L} = (1/L) \sum_{i_L=1}^{L-1} \sum_{j_L=i_L+1}^L m v_{i_L j_L} \dot{v}_{i_L j_L}$, $\dot{U}_L = \sum_{i_L=1}^L F_{i_L} \tilde{v}_{i_L} = \sum_{i_L=1}^{L-1} \sum_{j_L=i_L+1}^L F_{i_L j_L} \tilde{v}_{i_L j_L}$, $F_{i_L} = \sum_{j_L \neq i_L}^L \partial U_L / \partial \tilde{r}_{i_L}$. Тогда будем иметь:

$$M_L \dot{\tilde{V}}_L = -\tilde{\Psi} - \alpha_L \tilde{V}_L \quad (3.3.3.3)$$

$$M_K \dot{\tilde{V}}_K = \tilde{\Psi} + \alpha_K \tilde{V}_K \quad (3.3.3.4)$$

где $\alpha_L = (\dot{E}_L^{ins} + \Phi_L) / V_L^2$; $\alpha_K = (\Phi_K - \dot{E}_K^{ins}) / V_K^2$.

Уравнения (3, 4) – это уравнения движения взаимодействующих СТ. Вторые члены в их правых частях определяют силы, изменяющие внутренние энергии СТ. Они эквивалентны силам трения. Если внутренняя энергия не меняется, то СТ можно рассматривать как абсолютно жесткое тело. Тогда сила трения равна нулю. Члены, α_L, α_K определяют эффективность преобразования энергии движения СТ в его внутреннюю энергию. Система приходит в равновесие, когда относительная скорость СТ равна нулю.

Отметим, что в рамках законов Ньютона внутренняя энергия тел может расти бесконечно. К примеру, звезды, галактики, двигаясь в неоднородных гравитационных полях сил, будут приобретать внутреннюю энергию за счет неоднородностей гравитационного поля, создаваемых объектами Вселенной. Стационарность их динамики может достигаться только в результате излучения энергии. Т.е. законы Ньютона не являются замкнутыми для динамики тел. Внешние силы могут изменять внутреннюю



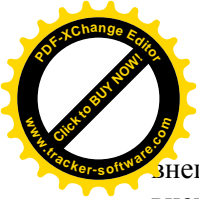
энергию, не перемещая при этом само тело. Это является принципиальным отличием динамики тел от динамики МТ, у которых нет внутренних степеней свободы.

Так, если для МТ работа внешних сил идет только на ее ускорение, то для СТ работа внешних сил идет как на его ускорение, так и на изменение его внутренней энергии. Поэтому полная энергия движения СТ, в отличие от МТ, неоднозначно определяется положением центра масс СТ в пространстве. Причем, если энергия движения СТ изменяется за счет суммы сил, действующих на все его МТ, то внутренняя энергия меняется за счет разности этих сил. В силу закона сохранения импульса внутренняя энергия СТ не может преобразовываться обратно в энергию его движения. Это означает необратимость динамики СТ. Если пренебречь изменением внутренней энергии, то уравнение движения СТ переходит в обратимое уравнение Ньютона. Т.е. нарушение симметрии времени связано с «включением» внутренних степеней свободы системы, которые определяют внутреннюю энергию.

Согласно уравнению движения системы, работа внешних сил идет как на изменение скорости центра масс СТ, так и на изменение его внутренней энергии. Силы, осуществляющие эти работы, разные. Одна сила меняет импульс системы. Вторая сила не потенциальна. Она изменяет внутреннюю энергию, не меняя импульса СТ. То есть вторая сила меняет энергию хаотического движения элементов СТ во внешнем поле при условии равенства нулю их результирующего импульса. Поэтому, если не разделять энергию СТ на энергию движения и внутреннюю энергию, то нельзя описать динамику СТ.

3.3.4 Эволюционная нелинейность

Согласно уравнению движения системы, в поле внешних сил, каждая МТ подвержена действию двух типов независимых сил: внутренних и внешних. Внутренние силы определяют взаимодействия МТ. Внешние силы для различных МТ могут отличаться из-за неоднородности внешнего поля. В этом случае



внешние силы изменяют внутреннюю энергию системы. Сумма внешних сил определяет изменение энергии движения системы. Сумма сил взаимодействия МТ равна нулю. Поэтому, движения МТ относительно центра масс, определяющие внутреннюю энергию, не дают вклада в работу по перемещению системы в пространстве. Т.е. работа сил, меняющих внутреннюю энергию, не связана с работой по изменению энергии движения системы. Эта работа и определяется членами уравнения движения системы, которые мы назвали членами *эволюционной нелинейности* [24, 28].

Если внешнее поле сил однородно, то уравнение движения системы распадается на независимые уравнения, определяющие движение центра масс системы, и движения МТ относительно центра масс системы. Если масштабы неоднородности поля много больше масштабов системы, т.е. имеет место неравенство

$R \gg \tilde{r}_i$, то внешнюю силу можно разложить по малому параметру. В результате получим уравнение (3.3.2.3). Второй член в

правой части этого уравнения, определяющий изменение внутренней энергии, нелинейный. Он зависит от микро- и макропериодических, пропорционален разности сил, действующих на различные МТ, и определяет изменение внутренней энергии за счет энергии движения. Соответствующая этому члену величина:

$$F_{dis} = [\sum_{i=1}^N (\tilde{r}_i \cdot \nabla) F_i^{env} \Big|_R \tilde{v}_i] / V_N, \text{ и есть диссипативная сила. То}$$

есть, *эволюционная нелинейность* определяют ту часть энергии движения системы, которая трансформируется в ее внутреннюю энергию.

Понять природу эволюционной нелинейности можно на простейшем примере движения осциллятора в неоднородном поле сил, когда его энергия выражена через микро- и макропериодические в виде суммы энергии движения и внутренней энергии. При наличии неоднородностей поля сил, масштабы которых соизмеримы с размером осциллятора, оба типа энергии становятся связанными через нелинейные члены внешних сил. Эта нелинейность обусловлена разностью внешних сил, действующих на две МТ, из которых состоит осциллятор. Из-за этой разности при движении осциллятора в неоднородном поле сил



будет меняться не только энергия движения, но и его внутренняя энергия.

Будем исходить из утверждения, что нарушение симметрии всегда связано с нарушением инвариантности меры, соответствующей данной группе симметрии. За величину изменения меры, соответствующей симметрии времени, можно считать энергия движения. То есть, нарушение симметрии времени связано с нарушением инвариантности энергии движения. Нарушение закона сохранения энергии движения обусловлено ее преобразованием во внутреннюю энергию. Это означает, что диссипативная сила определяет изменение внутренней энергии. В то же время она обуславливает нарушение симметрии времени.

3.3.5 О законах Ньютона

Гениальность Ньютона заключается в том, что он сумел правильно исключить второстепенные факторы и вычленил то главное, что является содержанием универсальных законов движения тел в пространстве. При этом он заложил основы дифференциального исчисления, сумев свести задачу по определению траектории тела к дифференциальному уравнению.

Уравнение движения Ньютона определяет величину изменения скорости MT , dv , за время dt при действии на нее потенциальной силы. В качестве модели тел Ньютон рассматривал MT различной массы или твердые тела, а в качестве внешних сил, как правило, задавалась сила тяжести [1]. Причем считалось, что внешние силы консервативны и не зависят от движения тела.

Чтобы выявить основные закономерности движения, рассматривались тела при идеальных условиях, когда исключались всевозможные факторы, влияющие на движение, такие, как структура тела, диссипация энергии и т.п. Такая идеализация была необходима, так как все тела имеют разную структуру, и поэтому они по-разному движутся во внешнем пространстве, даже при условии одинаковости сил. А это исключает возможность выявления универсальных законов движения. В результате Ньютон пришел к необходимости строить механику идеальных



тел в поле внешних сил. Он установил, что для идеального тела, действующая на него сила, определяется характером неоднородности пространства (в случае движения тела на Землю, неоднородность пространства определяется полем тяжести). Сила выражается через градиент от скалярной функции координат. Именно при этих условиях Ньютон нашел, что ускорение тела пропорционально действующей на него силе. Такая сила была названа потенциальной. В соответствии с этим законом, уравнение движения МТ обладает симметрией относительно обращения времени. Действительно, инерциальная сила МТ зависит от квадрата времени, а активная сила зависит только от координат. Очевидно, что если бы внешняя сила зависела от движения тела, то в ней бы появилась зависимость от времени, поскольку от него зависит инерциальная сила. Т.е. в этом случае симметрия времени исчезает. Инвариант движения должен зависеть от суммы двух функций, причем одна функция зависит от скорости, а вторая от координат. А отсюда, в свою очередь, возникают понятия кинетической и потенциальной энергий. При этом уравнение движения определяется тем, как кинетическая энергия трансформируется в потенциальную.

Итак, механика Ньютона построена для идеального тела, т.е. для МТ. МТ не имеет составных частей, способных перемещаться относительно друг друга. Так как МТ не имеет размеров, то у уравнения движения МТ появляется еще одно упрощение. Оно заключается в том, что координаты МТ совпадают с координатами точки приложения сил. Таким образом, Ньютон нашел закон движения идеального тела в идеальном неоднородном пространстве. В этом случае неоднородность пространства однозначно определяет силу через градиент скалярной функции. Именно при таких ограничениях можно использовать законы Ньютона. Но в природе нет ни МТ, ни абсолютно твердых тел. Все объекты природы в общем случае представляют структурированные тела и могут быть заданы совокупностью СТ. А СТ, в свою очередь, задаются совокупностью МТ. Естественно, что для неравновесной системы появятся новые закономерности движения, каких нет у МТ, поскольку, помимо сил, которые



действуют на МТ со стороны внешнего поля, на СТ действуют еще силы, изменяющие их внутреннюю энергию.

Справедливость законов Ньютона для любых идеальных элементов выдвигает важные требования к построению механики систем МТ. В частности, движения МТ в системе должны подчиняться законам Ньютона, а механика систем в предельных случаях должна переходить в механику Ньютона. Например, когда можно пренебречь структурностью и размером тела. Это означает, что *механику СТ можно строить при условии выполнения законов Ньютона для движения входящих в нее МТ*. Обычно считается, что если известны силы взаимодействий элементов системы, и уравнения движения для каждого элемента, то не представляет труда определить движение системы. На самом деле это далеко не так, что видно на задаче трех тел. Из этой задачи видно, что уравнения, описывающие динамику системы, не есть простая совокупность уравнений движения Ньютона для каждого ее элемента. Действительно, сумма уравнений движения исключает силы, меняющие внутреннюю энергию системы.

Одна из проблем описания динамики систем заключается в том, что в уравнениях движения системы, записанных в лабораторной системе координат, все переменные зависимы. Координаты, скорости каждого элемента зависят от внешних сил и сил взаимодействий МТ. Естественно, не разделив переменные, нельзя проинтегрировать задачу. Поэтому, чтобы приступить к решению уравнений, описывающих движение системы, как совокупности ее элементов, нужно сначала найти способ разделения переменных. Этот способ мы связываем с необходимостью учета типов симметрий системы, определяющих ее движение. Т.е. нужно установить симметрии, определяемые ими инварианты, и, в соответствии с ними, выбрать независимые переменные, определяющие динамику системы в соответствии с симметриями задачи.

Движение системы определяется положением ее центра масс, суммарной массой, силами между МТ и внешним полем сил, действующих на МТ [1, 8]. Положение центра масс определяется



положением всех МТ. Каждая МТ участвует в движении системы, вызванном внешними силами, и в движении относительно ее центра масс, обусловленном взаимодействиями МТ. Эти силы независимы, поэтому энергия системы является суммой энергии движения и внутренней энергии. Новым определяющим параметром системы, которого нет у МТ, является внутренняя энергия, обусловленная структурностью системы.

Очевидно, что можно учесть структурность реальных динамических объектов, не выходя за рамки классической механики, если рассматривать тело, как систему потенциально взаимодействующих МТ. Для такой модели тела внутренняя энергия определяется движениями МТ относительно центра масс системы и силами между МТ. При движении системы в неоднородном внешнем поле сил, из-за разности сил, действующих на различные МТ, могут меняться результирующие силы между МТ. В этих случаях будет меняться внутренняя энергия. Тогда движение системы будет определяться как работой внешних сил по изменению ее ускорения, так и их работой по изменению внутренней энергии. Таким образом, движение системы определяется массами ее элементов, энергией движения и положением центра масс, внутренней энергией. То есть, движение системы определяется координатами и скоростью ее центра масс, и координатами, и скоростями МТ относительно центра масс

В классической механике задача по определению динамики систем решается с помощью канонического уравнения Лагранжа или принципа наименьшего действия [1, 8]. Использование функции Лагранжа для анализа динамики систем гораздо удобнее, чем использование уравнений движения для каждой МТ системы. Одним из ее главных достоинств является то, что уравнения движения МТ записаны для векторных величин. А из скалярного лагранжиана можно получить все уравнения движения МТ системы. Это существенно расширяет возможности формализма Лагранжа. Но дело в том, что область использования функции Лагранжа меньше, чем область использования уравнения Ньютона для МТ. Действительно, уравнение Лагранжа получено на основе уравнения Даламбера, которое вытекает из уравнения движения Ньютона для МТ. Само



уравнение Лагранжа, помимо ограничений, связанных с ограничениями уравнения движения Ньютона для МТ, включает в себя дополнительные ограничения. Так, при его выводе используется условие голономности или потенциальности сил. Но, как ниже будет показано, связи в системах не голономны, а внешние силы, изменяющие внутреннюю энергию системы, не потенциальны, как принимается при выводах формализмов классической механики.

Отметим принципиальные отличия выводов уравнения движения для МТ и для их систем.

Уравнение движения МТ выводится из условия инвариантности энергии движения. Такая возможность обусловлена тем, что МТ не имеет внутренней энергии, поэтому кинетическая энергия МТ преобразуется в потенциальную при условии сохранения их суммы. Это обуславливает обратимость времени. То есть, соблюдается условие сохранения симметрии времени.

Вывод уравнения движения системы МТ с математической точки зрения является принципиально иным. Дело в том, что для системы уже не выполняется закон сохранения энергии ее движения, так как из-за структурности системы энергия движения способна преобразовываться в ее внутреннюю энергию. Тем не менее, вывод уравнения движения системы также осуществляется при условии сохранения полной энергии системы, но которая уже представляет собой инвариантную сумму энергии движения и внутренней энергии. То есть, здесь, наряду с использованием метода, основанного на сохранении группы симметрии, соответствующей полной энергии системы, мы вынуждены вводить метод взаимодействия групп симметрий, соответствующих энергии движения и внутренней энергии системы. Это взаимодействие определяется членами эволюционной нелинейности, которые являются билинейными. Такое взаимодействие групп симметрии имеет место только при наличии градиентов внешних сил. Именно **эволюционная нелинейность обуславливает нарушение симметрии времени.**

3.4 Дуальная динамика осциллятора



В предшествующих параграфах было показано, что энергию структурированных тел необходимо представлять в дуальном виде, как сумму их энергии движения и внутренней энергии. Это связано с тем, что энергия движения может переходить во внутреннюю энергию, например, в результате сил трения при движении тела по шероховатой поверхности. Чтобы изучить, как происходят взаимные преобразования энергии движения и внутренней энергии, как они зависят от внешнего поля сил, были проведены численные расчеты движения самой простой системы, состоящей из двух взаимодействующих материальных точек. Решалась задача о прохождении осциллятора через потенциальный барьер [33, 34].

Осциллятор, хотя и является наиболее простым объектом, обладает всеми необходимыми атрибутами системы. То есть, он имеет энергию движения и внутреннюю энергию. Возможность использования осциллятора в качестве модели для изучения всевозможных физических процессов, процессов динамики, детерминированного хаоса, возникновения резонансов, проверки эргодической теории и т.п., сделали его очень популярным объектом исследования [35, 36]. Как правило, осциллятор исследовался как объект, обладающий динамическими свойствами, характерными для волновых процессов [36]. Мы ставим иную задачу: на примере осциллятора изучить свойство нелинейной динамики систем в неоднородном пространстве, исходя из идеи дуализма симметрии. Для этого будут изучены особенности взаимной трансформации энергии движения и внутренней энергии осциллятора, при прохождении через потенциальный барьер в зависимости от различных значений его энергетических параметров. В результате выясним, как учет внутренней энергии и возможности ее трансформации в энергию движения может качественно менять динамику системы.

Мы постараемся установить:

- почему необходимо разделять энергию системы на энергию движения и внутреннюю энергию;
- как взаимная трансформация энергии движения и внутренней энергии обусловлена нелинейными членами;



- почему гипотеза о голономности связей, используемая, например, при построении формализмов классической механики, неприемлема для описания динамики систем в неоднородных полях сил.

Поскольку динамика осциллятора изучалась, опираясь на численные расчеты, то здесь уместно сделать замечания о различии численных расчетов динамики МТ или твердого тела, от расчетов динамики систем.

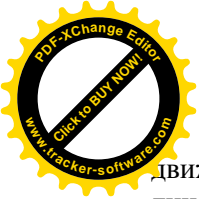
Движения МТ или твердого тела однозначно определяются ее положением в пространстве. Но динамика системы МТ, определяемая положением центра масс, помимо внешних сил, определяется еще и внутренними силами. Поэтому, только положение центра масс системы неоднозначно определяет ее динамику. Это связано с тем, что каждая МТ системы участвует в двух движениях: движении вместе с центром масс и в движении относительно центра масс. Численные расчеты не различают эти движения, поскольку они определяют изменение полного вектора скорости каждой МТ. Поэтому нельзя сказать, какая доля энергии движения на каждом шаге численных расчетов связана с энергией движения и с внутренней энергией. Чтобы ответить на этот вопрос, в расчетах необходимо определять скорость центра масс в каждой точке пространства. Тогда, из условия постоянства полной энергии системы вдоль траектории ее движения можно найти изменение внутренней энергии и энергии движения.

Таким образом, нашей задачей является выявление особенности динамики тела, представляющего собой систему потенциально взаимодействующих МТ.

3.4.1 Постановка задачи об осцилляторе

В качестве модели осциллятора возьмем две потенциально взаимодействующие МТ. Таким осциллятором могут служить две МТ, связанные пружиной. При условии однородности времени инвариантом движения является полная энергия.

Рассмотрим закономерности прохождения осциллятора через потенциальный барьер в зависимости от соотношений энергии



движения, внутренней энергии, высоты барьера, соотношений линейных размеров барьера и осциллятора.

В лабораторной системе координат энергию осциллятора в общем случае можно записать следующим образом:

$$E = m_1 \dot{x}_1^2 / 2 + m_2 \dot{x}_2^2 / 2 + U_{12} + U(x_1) + U(x_2) \quad (3.4.1.1)$$

Здесь x_1 и x_2 – координаты первой и второй МТ соответственно; \dot{x}_1 и \dot{x}_2 – скорости первой и второй МТ соответственно; m_1 и m_2 – массы первой и второй МТ соответственно; $U(x)$ – потенциальная энергия МТ во внешнем поле; U_b – высота барьера; R_b – положение экстремума барьера; a – полуширина барьера; U_{12} – энергия взаимодействия МТ. Для осциллятора в виде двух МТ, соединенных пружиной, имеем: $U_{12} = k(x_1 - x_2 - l_0)^2 / 2$.

Примем $m_1 = m_2 = m$. Это ограничение не меняет качественных закономерностей поведения осциллятора, но существенно упрощает понимание результатов, делая их наглядными. Из условия однородности времени следует выполнение условия: $\dot{E} = 0$. Тогда из (1) имеем:

$$\dot{E} = \dot{x}_1 \{m\ddot{x}_1 + U_{x_1} + F_{12}\} + \dot{x}_2 \{m\ddot{x}_2 + U_{x_2} - F_{12}\} = 0 \quad (1a)$$

Здесь $U_{x_1} = \partial U / \partial x_1$, $U_{x_2} = \partial U / \partial x_2$, $F_{12} = k(x_1 - x_2 - l)$.

Энергию осциллятора запишем в микро- и макропеременных. То есть она будет представлять собой сумму внутренней энергии и энергии движения в неоднородном поле сил. Будем называть эту систему координат дуальной системой координат.

Чтобы перейти в дуальную систему координат, выполним следующие преобразования координат: $R = (x_1 + x_2) / 2$,

$r = x_1 - x_2$. В этом случае выражение (1) будет иметь вид:



$$E = T_R + T_r + U_r + U(1) + U(2) = M\dot{R}^2 / 2 + m\dot{r}^2 / 2 + U_{12}(r) + U(R_+) + U(R_-) \quad (3.4.1.2)$$

Здесь $M = 2m$ – полная масса осциллятора; $T_R = M\dot{R}^2 / 2$ – кинетическая энергия движения осциллятора; $T = m\dot{r}^2 / 2$ – кинетическая составляющая внутренней энергии осциллятора; $U_r = U_{12}(r)$ – потенциальная энергия взаимодействия МТ, определяемая пружиной; $U(1) + U(2) = U(R_+) + U(R_-)$ – потенциальные энергии первой и второй МТ в поле внешних сил; $R_+ = (R + r) / 2$, $R_- = (R - r) / 2$.

Тогда из выражения (2) имеем:

$$\dot{E} = \dot{R}[M\dot{V} + U_R(R_+) + U_R(R_-)] + \dot{r}[m\dot{v} + k(r - l_0) + U_r(R_+) - U_r(R_-)] = 0 \quad (3.4.1.3)$$

где $U_{R_{+,-}} = \partial U / \partial R_{+,-}$, $v = \dot{r}$.

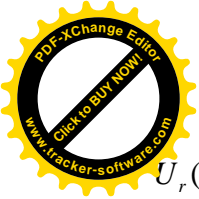
Зададим потенциальный барьер в виде функции:

$U(x) = U_b e^{-(x-R_b)^2/a^2}$ [33]. В соответствии с формой барьера силы, действующие на каждую из МТ, определяются выражением:

$$F(x) = -\partial U(x) / \partial x = [2U_b / a^2](x - R_b) \exp\{-((x - R_b) / 2)^2\} \quad (3.4.1.4)$$

Здесь U_b – высота барьера; R_b – положение экстремума барьера; a – полуширина барьера, x – ось, вдоль которой движется осциллятор.

Согласно (4), сила пропорциональна высоте барьера и обратно пропорциональна квадрату его полуширины. Причем $U_R(R_+) = F(R_+)$, $U_r(R_+) = F(R_+) / 2$, $U_R(R_-) = F(R_-)$,



$U_r(R_-) = -F(R_-)/2$. Рассмотрим возможные случаи динамики осциллятора.

Пусть вначале справедливо приближение $a \gg b$. Т. е. размер осциллятора много меньше характерной неоднородности внешнего поля. $R_+ \approx R_- = R, U_r(R_+) \approx U_r(R_-) = U_r(R)$. Если при этом $R \gg r$, то переменные в (3) разделяются. В результате приходим к уравнениям движения для осциллятора:

$$M\dot{V} = 2F(R) \quad (3.4.1.5)$$

$$m\dot{v}/2 = -k(r-l) \quad (3.4.1.6)$$

Уравнение (5) определяет движение осциллятора, как целого, а уравнение (6) определяет колебание осциллятора в системе центра масс. Переменные разделились, и задача полностью интегрируется. При этом движение ЦМ осциллятора определяется, как движение МТ с удвоенной массой, расположенной в точке центра масс.

В общем случае переменные в (3) не разделяются. Более того, уравнение (3) может иметь решение и в общем случае, если каждое из двух слагаемых отлично от нуля. Т.е. они могут быть равны по величине, но противоположны по знаку. Если воспользоваться принципом Даламбера [1], то согласно уравнению (1а) прохождение осциллятора определяется следующими уравнениями движения:

$$\begin{aligned} m \ddot{x}_1(t) &= F_1^i(x_1 - x_2) + F(x_1), \\ m \ddot{x}_2(t) &= F_2^i(x_1 - x_2) + F(x_2). \end{aligned} \quad (3.4.1.7)$$

где $F_1^i(x_1 - x_2) = -\partial U_{12} / \partial x_1 = -k(x_1 - x_2 - l_0)$ – внутренняя сила, действующая со стороны второй МТ на первую; $F_2^i(x_1 - x_2) = -\partial U_{12} / \partial x_2 = k(x_1 - x_2 - l_0)$ – внутренняя сила, действующая со стороны первой МТ на вторую, k – жёсткость пружины; l_0 – ширина барьера.

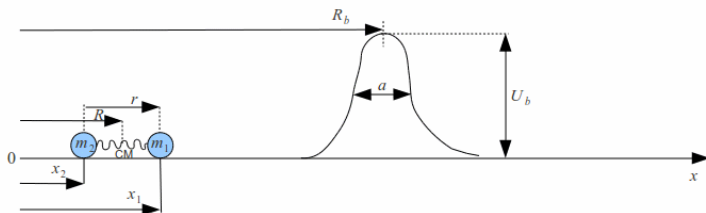


Рис. 3.3 - Схема для расчета прохождения осциллятора через потенциальный барьер

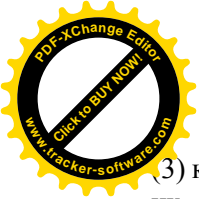
Легко проверить, что эти внутренние силы удовлетворяют условию: $F_1^i(x_1 - x_2) = -F_2^i(x_1 - x_2)$.

Численные расчёты задачи проводились как в лабораторной системе координат x_1, x_2 , так и в дуальной. Очевидно, что результаты расчетов не зависят от выбранной системы координат, но преимущество дуальной системы заключается в возможности выявления роли внутренней энергии системы в ее динамике.

В дуальной системе координат энергия осциллятора распадается на внутреннюю энергию и энергию движения осциллятора. Уравнения движения имеют вид:

$$M\ddot{R}(t) = F(1) + F(2), \dot{r}(t) = 2F_1^i(r) + (F(1) - F(2)). \quad (3.4.1.8)$$

На рис. 3.3 приведена схема поставленной задачи. Подчеркнем, что в общем случае силы $F(1), F(2)$ зависят от микро- и макропеременных. Т.е. в области потенциального барьера происходит зацепление микро- и макропеременных, а в уравнении



3) каждое слагаемое в квадратных скобках отлично от нуля, хотя их сумма равна нулю. Это эквивалентно условию нарушения голономности связей в системе. Оно означает, что в системе осуществляется обмен между внутренней энергией и энергией ее движения.

Поскольку нас интересовал только характер взаимосвязи внутренней энергии и энергии движения, то расчеты проводились для случая линейного осциллятора. В соответствие с этим выбирались параметры задачи, такие как коэффициент жесткости пружины, длина осциллятора, значения внутренней энергии и энергии движения центра масс.

Для выполнения закона Гука, полная энергия системы E для осциллятора задаётся значительно меньше, чем максимально возможная внутренняя потенциальная энергия: $E < U_{r=0} = kl_0^2 / 2 = E_{\max}$. При расчётах осуществлялся контроль выполнения необходимых условий, определяющих их корректность, включая закон сохранения полной энергии.

Динамика осциллятора исследовалась в следующей области его параметров: $0 < E < U_b$, $0 < U_b < T_R < E$, $0 < T_R < U_b < E$.

Начальные условия для данной системы дифференциальных уравнений второго порядка записываются в виде: $R(0) = R_0$, $\dot{R}(0) = V_{R_0}$, $r(0) = r_0$, $\dot{r}(0) = v_{r_0}$.

Абсолютные значения начальных условий $|V_{R_0}|$, $|v_{r_0}|$, $|r_0|$ определялись из типов задаваемых энергий, т.е. из T_R, T_r, U_r соответственно. При этом, начальное положение центра масс определялось из условия: $R_0 \gg R_b a / (V_{R_0} T)$, где $T = 2\pi\sqrt{1/(2k)}$ – собственный период колебаний осциллятора в области, где внешние силы пренебрежимо малы, т.е. вдали от барьера. Последнее означает, что осциллятор успевает совершить ряд колебаний до момента рассеяния на барьере.

Полуширина потенциального барьера a_b определялась в единицах l_0 и варьировалась в пределах $0 < a_b \ll R_b$. Жёсткость



пружины и массы МТ выбирались, исходя из необходимых значений характерных временных масштабов задачи и линейных границ сил межчастичного взаимодействия. Осциллятор брался при условии $m=1$, соответственно $M=2$. В численных расчётах осциллятор считался прошедшим через барьер, если его центр масс достигал расстояние $2l_0$ за барьером, в случае, когда полуширина барьера $l_0 > a_b$ и $2a_b$, когда $l_0 < a_b$.

3.4.2 Результаты численных расчетов движения осциллятора

С целью проверки корректности счета вначале были выполнены расчеты для прохождения одной МТ через барьер в виде ступеньки. Расчеты подтвердили известный факт классической механики, что МТ только тогда проходит через потенциальный барьер, когда выполняется условие $E/U_b > 1$.

Затем были проведены расчеты для случая $k \rightarrow \infty$, $x_1 - x_2 = l = const$, который соответствует абсолютно твердой гантели. В этом случае гамильтониан, определённый с точностью до константы, имеет вид:

$$E = M\dot{x}_2^2 / 2 + U(x_2) + U(x_2 + l). \quad (3.4.2.1)$$

На рис. 3.4 приведен график проходимости гантели через барьер, в зависимости от отношения ее размера к полуширине барьера l/a . При этом считалось, что осциллятор прошел барьер, если выполняются, как минимум, следующие условия: $x_2(t_b) = R_b$, $\dot{x}_2(t_b) = 0$. Где t_b – это момент времени, когда конец гантели находится за вершиной барьера. Критерием проходимости через барьер является условие: $T_{R_0}/U_b > 1 + e^{-(l/a_b)^2}$.

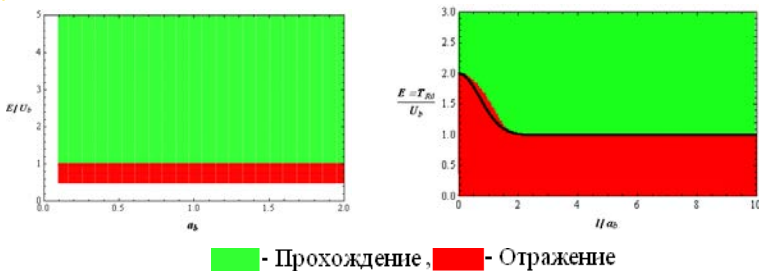


Рис. 3.4 - Зависимость полной энергии прохождения МТ (слева), гантели (справа) через барьер от относительного размера осциллятора. Начальная энергия движения меняется от нуля. Высота барьера – 0.03. Изменялся размер гантели

Из рис. 3.4 видно, что отражение гантели от барьера, с данными характеристиками, существенно отличается от задачи отражения МТ массой $M = 2m$ в области, когда ее размеры меньше или соизмеримы с полушириной барьера. В случае, когда размер гантели много меньше ширины барьера, она ведет себя как МТ с удвоенной массой. Если же ее размеры превышают ширину барьера не менее, чем в два раза, то для прохождения через барьер требуется энергия в два раза меньше. Это объясняется тем, что взаимодействие гантели с барьером определяется только находящейся в его области одной МТ.

Теперь рассмотрим общий случай динамики осциллятора. Если в момент прохождения над барьером координата и скорость центра масс осциллятора подчиняются равенствам $R(t_b) = R_b + r(t_b)$, $\dot{R}(t_b) = 0$, то осциллятор будем считать прошедшим через барьер. Для осциллятора полная энергия имеет вид:

$$E = m\dot{r}_b^2 / 2 + k(r_b - l_0)^2 / 2 + U_b(1 + e^{-(r_b/a_b)^2}), \quad (3.4.2.2)$$

где $r_b = r(t_b)$ расстояние между МТ, $\dot{r}_b = \dot{r}(t_b)$ относительная скорость МТ.

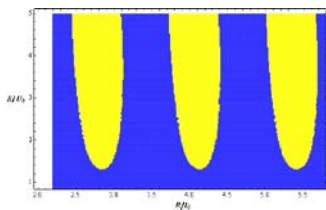


Согласно (2), энергетический порог прохождения неоднозначен. Он определяется, как характеристиками барьера, так и относительными скоростями и координатами r_b и \dot{r}_b в момент прохождения через барьер. Т.е. определяется еще и внутренней энергией осциллятора. Очевидно, что r_b и \dot{r}_b , с одной стороны, определяются из начальных условий $r(0)$ и $\dot{r}(0)$, с другой – начальными условиями $R(0)$ и $\dot{R}(0)$, а также динамикой, описываемой системой уравнений движения осциллятора.

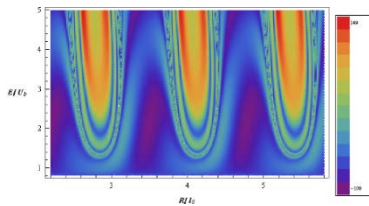
Таким образом, прохождение осциллятора через барьер в общем случае определяется заданием полной энергии, ее перераспределением между внутренней энергией и энергией движения, а также начальными условиями или фазой.

Рассмотрим результаты расчета прохождения осциллятора при нулевом значении внутренней энергии. Из них следует, что осциллятор проходит через барьер сразу, как только энергия движения его центра масс равна или выше энергии барьера. Численным критерием для проходимости в этом случае было положение центра масс $R = R_b + 3l_0$.

На рис. 3.5 приведена зависимость прохождения осциллятора от изменения внутренней энергии, при постоянстве энергии движения центра масс. Здесь варьировалось начальное положение центра масс R_0 при фиксированных значениях полуширины $a_b = l_0 / 2$ ($l_0=1$) и высоты барьера $U_b = 0.03$.



а



б



 - Прохождение,  - Отражение

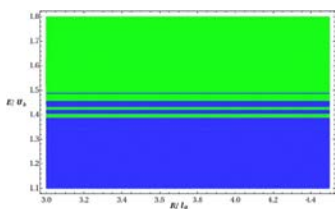


Рис. 3.5 - Зависимость прохождения осциллятора от изменения внутренней энергии при постоянстве энергии движения центра масс. E – полная энергия

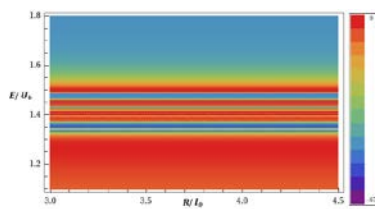
При всех вычислениях начальная энергия движения центра масс ниже высоты барьера примерно на 15 %.

На рис. 3.5б и в последующих подобных рисунках интенсивностью передана мера трансформации внутренней энергии в энергию центра масс и наоборот, в виде следующей величины: $\varepsilon = (T_R - T_{R0}) / T_{R0} \cdot 100\%$.

На рис. 3.6 отображены результаты расчета, когда варьируется начальная энергия движения центра масс при нулевой начальной внутренней энергии. Высота барьера – 0.03, ширина барьера – 0.25, размер осциллятора – 1. Видно, что между областями полного отражения и прохождения существует промежуточная область с дискретными линиями прохождения и отражения. Эти дискретные линии прохождения определяются фазовым условием, при котором внешняя сила, действующая на осциллятор со стороны барьера, меньше суммы сил со стороны двух МТ.



а

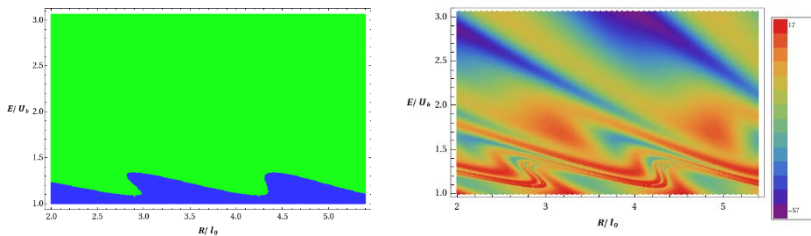


б

■ - Прохождение, ■ - Отражение

Рис. 3.6 - Зависимость прохождения осциллятора через барьер от изменения энергии центра масс. Ширина барьера – 0,25

На рис. 3.7 отображены результаты расчета, когда варьируется начальная энергия движения центра масс. При этом начальная внутренняя энергия осциллятора равна 0.005, высота барьера – 0.03, ширина барьера – 0.5, размер осциллятора – 1.



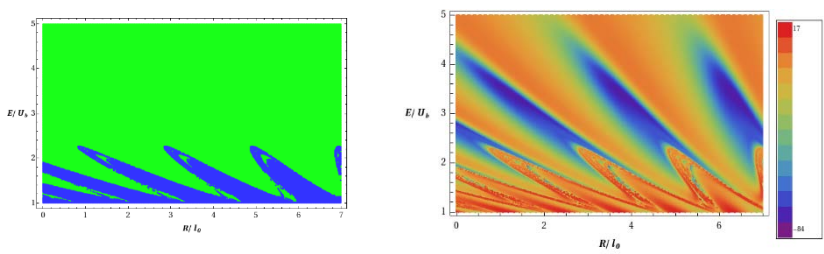
а

б

- Прохождение, - Отражение

Рис. 3.7 - Зависимость прохождения осциллятора через барьер от изменения энергии движения центра масс при заданной внутренней энергии.
Ширина барьера – 0,5

На рис. 3.8а приведены результаты расчетов для ширины барьера, равной 0.25, при прочих равных условиях, используемых при получении рис. 3.7.



а

б

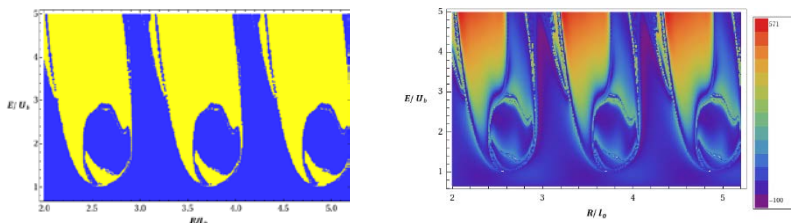
- Прохождение, - Отражение

Рис. 3.8 - Зависимость прохождения осциллятора через барьер от изменения энергии движения центра масс при заданной внутренней энергии.

Ширина барьера – 0,25

Т.о., уменьшение ширины барьера ведет к расширению области отражения осциллятора, но при условии появления в этой области островков прохождения.

В целом имеем, что при повышении внутренней энергии с 0.005 до 0.01 амплитуда или высота области отражения от барьера увеличивается. При этом наблюдаются небольшие островки прохождения внутри периодических областей отражения.



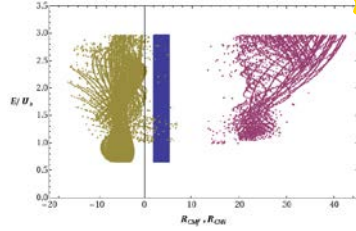
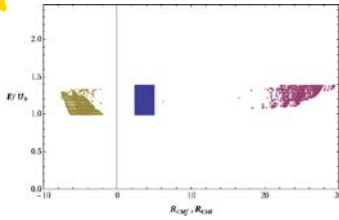
а

б

■ - Прохождение, ■ - Отражение

Рис. 3.9 - Зависимость прохождения осциллятора через барьер от изменения внутренней энергии при заданной энергии движения центра масс

В расчетах зависимости прохождения осциллятора через потенциальный барьер от изменения внутренней энергии, при заданной энергии движения центра масс M , появилась диффузная область отражения с характерной периодичностью (см. Рис. 3.10).



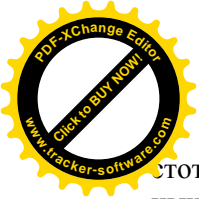
а – начальные условия по рис. 5а
б – начальные условия по рис. 7а

■ - Начальные условия, ■ - Отражённые, ■ - Прошедшие

Рис. 3.10 - Начальные и конечные положения центра масс осциллятора

Также были рассчитаны случаи начальных условий, когда варьировалась энергия движения центра масс (см. рис. 3.10а), внутренняя энергия (см. рис. 3.10б) и, соответственно, начальное положение центра масс. В результате, к примеру, общее число осцилляторов, набегавших на барьер $N=14140$, число прошедших $N_T=3757$, число отражённых $N_R=10307$. Барьер расположен на отметке 10 и не превышал ширины 0.5 при размере осциллятора – 1.

Т.о., наличие внутренней энергии и возможность ее нелинейной трансформации в энергию движения приводит к тому, что осциллятор может пройти через потенциальный барьер за счет внутренней энергии и в случае, когда высота барьера выше энергии движения осциллятора. При этом, характер прохождения сложным образом зависит от внутренней энергии. Прохождение и отражение обеспечивается возможностью взаимной трансформации внутренней энергии осциллятора и его внутренней энергии при определенных фазовых соотношениях. Очевидно, что прохождение возможно при условии, что полная энергия осциллятора выше энергии барьера. Возникает периодическая структура отражения, определяемая собственной ча-



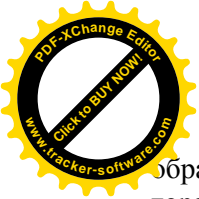
стотой колебания осциллятора, шириной барьера. В определенных случаях внутри этой периодической области наблюдаются островки прохождения.

Очевидно, найденные эффекты прохождения осциллятора через потенциальный барьер невозможно установить, если принять условие голономности связей в системе. Т.е. его использование исключает нелинейное взаимное преобразование энергии движения и внутренней энергии.

3.4.3 Особенности динамики осциллятора

Анализ результатов численных расчетов прохождения осциллятора через потенциальный барьер позволил выявить ряд качественных отличий динамики систем от динамики бесструктурных частиц. Как было установлено, в отличие от бесструктурной частицы, характер движения осциллятора определяется не только его энергией движения, но и внутренней энергией, начальной фазой движения, соотношениями размеров осциллятора к ширине барьера, а также первоначальными значениями внутренней энергии и энергии движения. Физическая сущность отличия динамики системы от динамики бесструктурных частиц связана с возможностью взаимной трансформации внутренней энергии и энергии движения, при условии сохранения их суммы, за счет эволюционной нелинейности, возникающей в неоднородном поле сил. Именно благодаря разделению энергии в соответствии с принципом дуализма симметрии был обнаружен эффект прохождения осциллятора через потенциальный барьер, когда высота барьера больше энергии движения осциллятора. Это говорит о том, что **невозможно корректно описать и понять закономерности динамики системы, не представив ее энергию в виде суммы энергии движения и внутренней энергии.**

Взаимная нелинейная трансформация внутренней энергии и энергии движения осциллятора приводит к прохождению осциллятора через потенциальный барьер в случае, когда высота барьера выше энергии движения осциллятора. Также возможна



Обратная ситуация, когда даже при энергии движения осциллятора выше энергии барьера, будет наблюдаться его отражение, что связано с трансформацией энергии движения во внутреннюю энергию осциллятора. Раньше подобные эффекты прохождения системы через потенциальный барьер были известны только в квантовой механике [37, 38].

Фазовые характеристики начальных параметров осциллятора однозначно определяют периодическую структуру прохождения осциллятора через барьер. В определенных случаях внутри этой периодической области наблюдаются островки прохождения. Иногда возникает хаотизация прохождения осциллятора при наличии у него начальной внутренней энергии. Примечательно, что для заданных энергий осциллятора и заданного барьера можно определить функцию вероятности прохождения осциллятора через барьер. Эта функция определяется начальной фазой осциллятора. То есть, в классическую механику можно ввести функцию вероятности, которая до сих пор считалась ключевым понятием квантовой механики. Естественно, встает вопрос, какова будет связь этой классической функции вероятности с квантовой функцией вероятности для квантового осциллятора.

В некоторых случаях структура прохождения осциллятора напоминает уровни квантования энергии в атомах и дискретность энергии выхода частиц из атома [37, 38], хотя механизмы разные. Так, если в квантовой механике прохождение частицы через потенциальный барьер объясняется за счет наличия соответствующей ее движению ненулевой функции вероятности прохождения, то для системы классической механики такое прохождение обусловлено нелинейной трансформацией внутренней энергии в энергию ее движения. То есть, возникает предположение, что **прохождение квантовых систем через барьер можно объяснить и в рамках законов классической механики, если принять во внимание структурность частиц.** Эффекты квантования энергии прохождения осциллятора через барьер очень важны для понимания взаимосвязи классической и квантовой механики. То, что они раньше не были установлены, объясняется тем, что обычно используемые для расчетов



динамики классических систем канонические уравнения Лагранжа и Лиувилля получены при условии выполнения гипотезы о голономности связей. Эта гипотеза эквивалентна требованию потенциальности сил. Такое требование исключает эволюционную нелинейность. Неголономность связей говорит о существовании нелинейной трансформации энергии между различными степенями свободы системы.

3.5 Ограничения классической механики

Ограничения классической механики наиболее ярко проявляются при попытках описать на ее основе процессы эволюции в реальных системах. Очевидно, что эти трудности могут быть связаны с недостаточным уровнем развития аппарата математической физики, а также с теми упрощениями, при которых получены уравнения механики и ее формализмы. То есть, используемые при построении механики упрощения, ограничивающие область ее применения, можно условно разбить на математические и физические упрощения.

Математические трудности описания динамики систем, с учетом диссипативных процессов эволюции, обусловлены, прежде всего, тем, что эти процессы нелинейные. Пока нет универсального математического аппарата, который бы позволил описывать нелинейные процессы.

Трудности описания динамики систем также связаны с тем, что уравнения движения выводились без учета роли симметрий структуры тел в их динамике.

Внешнее поле сил, при описании динамики тел, задаются, как правило, с помощью градиентов от скалярных функций, хотя в общем случае силовые поля могут включать в себя и векторные потенциалы, а коллективные силы могут быть непотенциальными.

Главное ограничение классической механики связано с гипотезой о голономности связей, используемой для вывода уравнения Лагранжа [1, 8]. Как будет показано, эта гипотеза эквивалентна



требованию потенциальности всех коллективных сил. Она включает возможность описания диссипативных процессов, ответственных за эволюцию систем.

Главным физическим упрощением, которое существенно ограничивает возможности механики, является использование бесструктурных моделей тел. Однако, именно это упрощение позволило Ньютону открыть все его три закона [39].

Учет роли структуры тел, а, значит, учет симметрии в их динамике мы устранили, опираясь на принцип дуализма симметрии. Трудности описания динамических процессов в природе, связанные с использованием бесструктурной модели тела, мы устранили путем использования модели тела в виде совокупности потенциально взаимодействующих МТ. Поскольку движение каждой МТ подчиняется законам Ньютона, то в этом случае движение всего тела можно определить, исходя из принципа дуализма симметрии и того, что нам известны законы движения МТ.

Ниже более подробно рассмотрим, как и почему в классической механике пришлось использовать упрощающие гипотезы и модели, и к каким ее ограничениям они привели.

3.5.1 О переходе от уравнения движения Ньютона к уравнению Лагранжа для систем материальных точек

Покажем, как гипотеза о голономности связей, используемая при получении уравнения Лагранжа, приводит к исключению возможности описания необратимых процессов.

Уравнение Лагранжа для системы из N МТ выводится из принципа Даламбера при условии, что работа сил реакции, обусловленных кинематическими связями, равна нулю. Согласно этому принципу имеет место следующее равенство [8]:

$$\sum_{i=1}^R [F_i - \dot{p}_i] \delta r_i = 0 \quad (3.5.1.1)$$



Здесь F_i – активная сила, действующая на i -ю МТ системы; \dot{p}_i – инерциальная сила со стороны i -й МТ; δr_i – виртуальное перемещение; $i = 1, 2, \dots, R$ – количество МТ в системе.

Чтобы проинтегрировать (1), следует перейти к независимым обобщенным переменным. Выполнив в (1) необходимые преобразования, получим [1, 8]:

$$\delta\omega' = \sum_{j=1}^R \delta\omega_j = \sum_{j=1}^R \left\{ \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j} \right] - Q_j \right\} \delta q_j = 0 \quad (3.5.1.2)$$

Здесь t – время; T – кинетическая энергия всех МТ системы; q_j – обобщенные независимые переменные; δq_j – виртуальное перемещение; Q_j – действующие на МТ силы.

Чтобы из (2) прийти к каноническому уравнению Лагранжа, используется гипотеза о голономности связей. Только в этом случае вариация δq_j не зависит от вариации δq_k . Т.е. гипотеза о голономности связей означает: $\delta\omega_j = 0, \forall j$. Тогда приходим к уравнению:

$$\left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j} \right] - Q_j = 0 \quad (3.5.1.3)$$

Таким образом, требование голономности связей исключает возможность описания динамики систем в тех случаях, когда имеется зацепление переменных.

Пусть имеет место условие [1]:

$$Q_j = - \sum_j \nabla_j V \frac{\partial r_j}{\partial q_j}. \quad (3.5.1.4)$$



Уравнение (3) при выполнении условия (4) можно записать так [1]:

$$\left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} \right] = 0 \quad (3.5.1.5)$$

где $L = T - V$ так называемая функция Лагранжа.

Уравнение (5) называется уравнением Лагранжа. Оно позволяет определить динамику системы через определения динамики каждой МТ.

Таким образом, условие голономности эквивалентно требованию потенциальности внешних сил или отсутствию нелинейных членов в (2). Если все связи в системе голономны, то соответствующая система уравнений путем преобразования переменных всегда может быть приведена к $2s - 1$ независимым интегрируемым уравнениям, где 's' – число степеней свободы системы [8].

Уравнение Лагранжа можно также получить из принципа Даламбера интегрированием уравнения (2) по времени, используя условие потенциальности внешних сил [8]. Опуская промежуточные выкладки, при условии фиксированных начальных и конечных точек траектории системы, будем иметь [1]:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \omega^l dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = \delta A, \quad (3.5.1.6)$$

где 'A = $\int_{t_1}^{t_2} L dt$ '.

Отсюда имеем:

$$\delta A = 0 \quad (3.5.1.7)$$

Выражение (7) является принципом наименьшего действия Гамильтона. Согласно принципу (7), движение системы происходит таким образом, что определенный интеграл 'A'



приобретает стационарное значение по отношению к любым возможным вариациям положения системы, при фиксированных начальных и конечных ее состояниях [8].

Таким образом, гипотеза о голономности связей, которая используется при выводе канонических уравнений Лагранжа и Гамильтона, исключает возможность применения их для описания необратимых процессов с неголономными связями.

В общем случае, когда гипотеза голономности не используется, вместо уравнения (7) следует написать [25, 40]:

$$\delta A = A^d \quad (3.5.1.8)$$

Здесь A^d – член, обусловленный неголономностью связей в системе. Он определяет эффективность нелинейной трансформации энергий между различными степенями свободы.

С помощью неопределенных множителей Лагранжа уравнение (5), полученное при условии голономности связей, можно трансформировать в уравнение, которое учитывает диссипативные силы [8]. Но для этого нужно знать аналитический вид неголономных ограничений, которые, в общем случае, ответственны за нелинейную трансформацию энергий различных степеней свободы системы. Это трудновыполнимая задача. Ниже будет показано, что аналитическое выражение членов, обусловленных неголономными связями, можно найти из уравнения движения СТ или уравнения движения систем. Но, в любом случае, для определения такого нелинейного преобразования энергии нам необходимо представить ее в дуальном виде с помощью независимых микро- и макропеременных.

Из уравнений (2, 3) следует, что существование независимых обобщенных переменных и интегрируемость системы вытекает из условия голономности связей. Но если внешнее поле сил неоднородно, в нем появляются нелинейные члены, которые исключают условие голономности. Присутствие нелинейных эффектов делает задачу неинтегрируемой.

В простейшем случае A^d является билинейной функцией. Для СТ A^d определяет трансформацию энергии движения системы в



ее внутреннюю энергию. Покажем, как найти величину A^d для СТ.

Используя принцип Даламбера и опираясь на уравнение движения СТ, найдем виртуальную работу активных сил для СТ. Она определяется следующим образом [25]:

$$\int_{t_1}^{t_2} \sum \vec{F}_i^{env} \cdot \delta r_i dt = \int_{t_1}^{t_2} \delta U_N^{env} dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} U_N^{env} dt \quad (3.5.1.9)$$

Выполнив стандартные преобразования виртуальной работы, получим:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \omega^l dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} \sum M_N V_N^2 dt + \delta \int_{t_1}^{t_2} U^{env} dt - \left[\sum m_i v_i \cdot \delta r_i \right]_{t_1}^{t_2} + \delta \int_{t_1}^{t_2} F_{dis} dr_i dt \quad (3.5.1.10)$$

где $F_{dis} = (\Phi^{env} + \dot{E}_N^{ins}) \vec{V}_N / V_N^2$ – сила, определяемая из уравнения движения системы. Работа этой силы отвечает за изменение внутренней энергии СТ.

Обозначив: $L_N = T_N - U_N^{env}$, где $T_N = \sum (M_N V_N^2) / 2$, получим:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \omega^l dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} L_N dt - \left[\sum m_i v_i \cdot \delta r_i \right]_{t_1}^{t_2} + \delta \int_{t_1}^{t_2} F_{dis} dr_i dt \quad (3.5.1.11)$$

Если потребовать, чтобы величина δr_i была пренебрежимо мала на концах интервала t_1 и t_2 , то получим:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \omega^l dt = \delta A + \delta \int_{t_1}^{t_2} F_{dis} dr_i dt \quad (3.5.1.12)$$



где $A = \int_{t_1}^{t_2} L dt$. Отсюда имеем:

$$A^d = -\delta \int_{t_1}^{t_2} F_{dis} dr_i dt. \quad (3.5.1.13)$$

То есть, интеграл (12) равен нулю, когда $\delta \int_{t_1}^{t_2} F_{dis} dr_i dt = 0$.

Это возможно при голономных связях, когда внутренняя энергия не меняется вдоль траектории системы, т.е., когда энергия движения СТ инвариантна.

Согласно уравнению движения системы и уравнению (13) будем иметь:

$$A^d = \delta \int [V_N \{ \sum_{i=1}^N (\tilde{r}_i \cdot \nabla) F_i^{env} \Big|_R \tilde{v}_i \} / V_N^2] dr_i dt \quad (3.5.1.14)$$

То есть, диссипация пропорциональна градиенту внешних сил, действующих на систему.

3.5.2 Неголономность связей в задаче систем материальных точек

Ниже, на простых примерах систем МТ рассмотрим более подробно, когда и почему нарушается условие голономности связей и к каким поправкам уравнения движения систем это приводит [34]. Покажем, что при неоднородности поля внешних сил появляются нелинейные члены, обуславливающие взаимосвязь энергии движения системы и ее внутренней энергии.

Запишем уравнение для энергии системы из двух одинаковых взаимодействующих МТ.

$$E = m(v_1^2 + v_2^2) / 2 + U(r_{12}) + U^{env}(r_1) + U^{env}(r_2) = const, \quad (3.5.2.1)$$



где $U(r_{12})$ – потенциальная энергия взаимодействия МТ; $U^{env}(r_1), U^{env}(r_2)$ – потенциальные энергии первой и второй МТ во внешнем поле сил; r_1, r_2 – координаты МТ; $r_{12} = (r_1 - r_2)$; v_1, v_2 – скорости МТ.

Заменой переменных: $R_2 = (r_1 + r_2) / 2$, $V_2 = (\sum_{i=1}^2 v_i) / 2$, координаты и скорости центра масс в пространстве, перейдем в дуальную систему координат. Переменные $v_{12} = \dot{r}_{12}$, r_{12} , $v_i = \dot{r}_i$ относятся к микропеременным. А $R_2 = (r_1 + r_2) / 2$ является макропеременной. В новых переменных энергия системы (1) имеет вид:

$$E = \{ MV_2^2 / 2 \} + \{ mv_{12}^2 / 4 + U(r_{12}) \} + U^{env}(R_2, r_{12}) \quad (3.5.2.2)$$

В уравнение (1) $MV_2^2 / 2$ – кинетическая энергия движения центра масс системы; $M = 2m$; $mv_{12}^2 / 4 + U(r_{12})$ – энергия относительного движения системы МТ, определяемая силами взаимодействия МТ и их относительным движением. Это внутренняя энергия. Потенциальная энергия $U^{env}(R_2, r_{12})$ определяет внешние силы. В новых переменных энергия распадается на два инварианта: энергию движения системы и ее внутреннюю энергию.

Продифференцировав уравнение (2) по времени, получим:

$$V_2 (M\dot{V}_2 + F_{R_2}^{env}) + v_{12} (m\dot{v}_{12} / 2 + F_{12} + F_{r_{12}}^{env}) = 0, \quad (3.5.2.3)$$

где $F_{12} = \partial U(r_{12}) / \partial r_{12}$, $F_{R_2}^{env} = \partial [U^{env}(R_2, r_{12})] / \partial R_2$,
 $F_{r_{12}}^{env} = \partial [U^{env}(R_2, r_{12})] / \partial r_{12}$.

В общем случае $F_{R_2}^{env}$ и $F_{r_{12}}^{env}$ зависят от R_2, r_{12} .



Если нет внешнего поля сил, то уравнение (3) интегрируемо. Пусть внешнее поле будет однородным на масштабах системы. В этом случае уравнение (3) распадется на две части:

$$MV_2 \dot{V}_2 + F_{R_2}^{env} V_2 = D \quad (3.5.2.4)$$

$$mv_{12} \dot{v}_{12} / 2 + F_{12} v_{12} = -D \quad (3.5.2.5)$$

Здесь D – константа разделения. Из физических соображений ее следует выбрать равной нулю.

Уравнение (4) описывает движение центра масс. Уравнение (5) описывает относительное движение МТ, которое в рассматриваемом случае не зависит от внешних сил. Это означает, что энергия относительного движения МТ, т.е. внутренняя энергия, в однородном внешнем поле сил постоянна.

Таким образом, если внешнее поле удастся представить суммой двух членов, один из которых зависит от микропеременных, а второй только от макропеременных, то переменные разделяются и задача интегрируема. Перечисленные случаи эквивалентны условию голономности связей. В общем случае, когда внешние силы неоднородны на расстоянии r_{12} , энергия внешнего поля идет на изменение как энергии движения системы, так и ее внутренней энергии. Это тот случай, когда внешнее поле сил имеет нелинейные члены, зависящие одновременно от микро- и макропеременных. Тогда возникает взаимная нелинейная трансформация между внутренней энергией и энергией движения системы. То есть, переменные не разделяются, и задача не интегрируется. По сути, это нарушение голономности связей. Оно означает, что в уравнении (3) обобщенные независимые переменные зацепляются из-за нелинейных членов во внешней силе. Для описания этого случая гипотеза о голономности связей неприемлема. Она приводит к потере нелинейного члена, определяющего трансформацию между внутренней энергией и энергией движения системы. Подобная ситуация имеет место для качения с верчением шара по плоской поверхности без

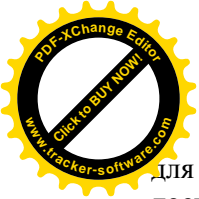


проскальзывания. В этом случае возникает трансформация энергии движения в энергию вращения шара [1].

Разница между классической механикой и механикой структурированных частиц особенно четка вида из сравнений уравнений движения систем материальных точек, соответствующих этим механикам. Так, в уравнении (3.3.2.8) появились дополнительные члены, пропорциональные разности внешних сил для различных МТ, обусловленные изменением внутренней энергии системы. Они появляются, когда система движется в неоднородном поле.

Таким образом, уравнение движения системы, учитывающее изменение внутренней энергии, невозможно получить из уравнения Лагранжа. И это связано именно с гипотезой о голономности связей. Она исключает нелинейные члены, обуславливающие обмен внутренней энергии и энергии движения. Это ключевой вывод для механики СТ. Почему так получилось?

Полный набор микро- и макропеременных однозначно определяет систему. Микро- и макропеременные образуют два независимых пространства, что эквивалентно двум группам симметрии. Одна группа симметрии связана с движением центра масс системы МТ в пространстве, а вторая группа связана с независимыми движениями МТ относительно центра масс. Инвариантом группы макропеременных является энергия движения, а инвариантом группы микропеременных является внутренняя энергия. В неоднородном поле достаточно больших сил происходит нелинейное зацепление микро- и макропеременных. То есть, при наличии градиента внешних сил появляется билинейный член, который зависит одновременно от микро- и макропеременных (подобно возбуждению струны). Согласно теории групп, это и есть нарушение симметрии времени, так как нарушается основной инвариант группы движения в пространстве (энергия движения трансформируется во внутреннюю энергию). Однако, нарушение симметрии для динамики систем в неоднородном поле сил еще не означает необратимость в термодинамическом понимании. Это мы показали для задачи о движении осциллятора через потенциальный барьер. Как будет в дальнейшем показано,



для необратимости еще необходимо, чтобы системы имели достаточно большое количество частиц. Только в этом случае флуктуации становятся малыми, и поток энергии движения во внутреннюю энергию системы становится меньше обратного потока.

Уравнение (3.3.2.8) наглядно демонстрирует, что непотенциальные коллективные силы при условии потенциальности внутренних и внешних сил возникают вследствие появления билинейных членов, зависящих от микро- и макропеременных. Эти члены и связывают внутреннюю динамику элементов с динамикой всего тела. Поскольку такая нелинейность уравнений нарушает симметрию времени, то мы ее и назвали эволюционной.

3.6 Расширение уравнения Шредингера путем снятия ограничений формализмов классической механики

Квантовая механика, как, впрочем, любой другой раздел физики, в своем развитии сталкивается с неизбежными трудностями, которые связаны с ограничениями принципов, постулатов и с упрощениями моделей, используемых при их построении. Сегодня в ней известен достаточно широкий круг проблем [41]. Поскольку в основе квантовой механики лежит уравнение Шредингера [12, 37, 38], то часть из этих проблем связана с ним. Уравнение Шредингера получено, опираясь на принцип наименьшего действия и уравнение Гамильтона – Якоби, взятые из классической механики. Поэтому, вполне естественно, что ограничения классической механики приводят к ограничениям квантовой механики. Логично предположить, что подходы к снятию этих ограничений должны быть аналогичны подходам, которые были использованы для расширения классической механики [25].

Уравнение Шредингера обратимо и линейно. Именно это приводит к значительным трудностям использования уравнения Шредингера при описании процессов в квантовых системах,



которые происходят, например, при их взаимодействиях [41, 42]. Такие процессы, как правило, происходят при нарушениях симметрий, обусловленных нелинейным взаимодействием систем или возникающих при движении квантовых систем в неоднородных полях внешних сил [5, 41]. Здесь рассмотрим вопросы, как и к каким ограничениям квантовой механики привело, как и в классической механике, неучет влияния структурности квантовых элементов на их динамику. Покажем, как снять эти ограничения для уравнения Шредингера, опираясь на принцип дуализма симметрии и *полное описание* [32].

Вначале кратко изложим основополагающие идеи и принципы, положенные в основу квантовой механики. Поясним, каким образом на их основе получено классическое уравнение Шредингера. Рассмотрим, как и на каких этапах вывода уравнения Шредингера ограничения классической механики трансформировались в ограничения квантовой механики и как снять эти ограничения. Предложим вывод расширенного уравнения Шредингера, приемлемого для описания нелинейных процессов нарушения симметрий в квантовых системах. Кроме того, покажем, как можно детерминированным образом интерпретировать принцип неопределенности Гейзенберга, если опираться на полное описание, используемое для квантовых систем.

3.6.1 Исходные положения квантовой механики

Квантовая механика возникла в результате проникновения вглубь строения атома. Оказалось, что классическая физика не в силах объяснить свойства атомов, их поведение во внешних полях и взаимодействия. Исследование равновесного излучения тел и фотоэлектрических явлений привело к обнаружению эффектов квантования энергии и к понятию корпускулярно-волнового дуализма. Оказалось, что микрочастицы сочетают в себе свойства обычных частиц и волн. Эти свойства определяют их необычную для классической механики динамику [12].



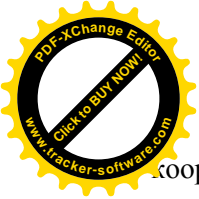
Природу квантования связывают с наблюдаемыми дискретными состояниями атомных систем. Как правило, эти состояния являются вырожденными.

Корпускулярно-волновой дуализм проявил себя, в частности, в том, что при рассеянии потоков электронов на двойной щели каждый электрон при его регистрации, например, с помощью фотопластинки, попадает в отдельную точку пластинки, как и обычная частица. Но общая картина рассеяния напоминает рассеяние света. При этом точка попадания микрочастицы на поверхность фотопластинки не определяется уравнениями механики или электродинамики. Как показали эксперименты, пространственное распределение этих точек описывается волновым уравнением.

В соответствии с экспериментальными данными, частице можно приписать энергию и импульс, определяемые частотой и длиной волны [12]: $p = hv / c = 2\pi\hbar / \lambda$. Здесь $\hbar = h / 2\pi$ – постоянная Планка; c – скорость света; $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота; λ – длина волны де Бройля. Это позволило поставить в соответствие квантовой частице волновую функцию. Волновая функция одной свободной частицы имеет вид плоской монохроматической волны де Бройля [38]: $\psi_i(r, t) = Ae^{i(kr - \omega t)/\hbar} = Ae^{i(pr - Et)/\hbar}$, где $k = p / \hbar$.

Как следует из экспериментов, последовательное рассеяние частиц, например на кристаллической решетке, полностью эквивалентно одновременному рассеянию потока частиц. В соответствии с этим, волновая функция совокупности частиц должна удовлетворять принципу суперпозиции.

Анализ экспериментальных результатов исследований динамических свойств частиц привел Шредингера к мысли, что их динамика описывается не уравнением движения Ньютона, а волновым уравнением. Решением этого волнового уравнения является волновая функция $\psi(r, t)$, определяемая точками конфигурационного пространства r и временем t . То есть, в связи с квантово-волновым дуализмом частицам можно поставить в соответствие некоторое волновое поле, определяющее их пространственное распределение. Амплитуда этого поля зависит от



координат и времени. Поэтому его и выражают через так называемую волновую функцию $\psi(r, t) \equiv \psi(x, y, z, t)$. Величина $|\psi(x, y, z, t)|^2 dV$ означает вероятность обнаружить частицу в момент времени t в элементе объема dV . Это можно записать так: $dW = |\psi(x, y, z, t)|^2 dV$.

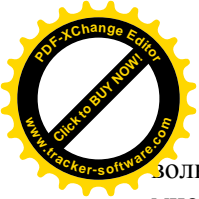
Опираясь на формализм Гамильтона, Шредингер нашел уравнение для волновой функции частицы, удовлетворяющее всем экспериментальным данным наблюдения. Ключевыми идеями, связывающими классическую механику и квантовую механику, явилось то, что действие 'S' в классической механике, с точностью до постоянного множителя, совпадает с фазой волны и имеет размерность постоянной Планка.

Существует несколько способов вывода уравнения Шредингера [12,38]. К примеру, в [12] уравнение Шредингера конструируется, исходя из вида волновой функции и принципа причинности. Но, наиболее логичный способ, позволяющий понять взаимосвязь уравнения Шредингера, учитывающего квантово-волновой дуализм частиц, с классической механикой, принадлежит самому Шредингеру. Поэтому ниже кратко охарактеризуем путь, который привел Шредингера к его уравнению. Это поможет разобраться в ограничениях уравнения Шредингера, которые проистекают из ограничений формализма Гамильтона классической механики.

Действие в классической механике определяется формулой [1, 8]:

$$S = \int_{t_0}^t (T - U) dt \quad (3.6.1.1)$$

Здесь T – кинетическая энергия, U – потенциальная энергия. В соответствии с принципом наименьшего действия вариация (1) равна нулю. Шредингер обратил внимание на важное соответствие уравнения Гамильтона-Якоби [38] и уравнения геометрической оптики. Оно состоит в том, что действие 'S' эквивалентно фазе волны (см. уравнение Гамильтона-Якоби [43]). Отталкиваясь от этого, он решил воспользоваться тем, что для



волновой функции, фаза которой с точностью до постоянного множителя совпадает с действием, справедливо уравнение:

$$u^2 \nabla^2 \psi(r, t) - \partial^2 \psi(r, t) / \partial t^2 = 0, \quad (3.6.1.2)$$

Если в уравнении (2) подставим $u = E / (\sqrt{2m(E-U)})$, m – масса частицы, а также если учтем, что $\partial^2 \psi(r, t) / \partial t^2 = -\omega^2 \psi(r, t)$, $E\psi(r, t) = i\hbar \partial \psi(r, t) / \partial t$, то придем к уравнению [37]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r, t) \right\} \psi \quad (3.6.1.3)$$

Это волновое уравнение Шредингера для одной частицы. Оно линейно и имеет первый порядок по времени. Для него выполняется принцип суперпозиции, и волновая функция для частицы однозначно определяется своим начальным значением.

Как и для уравнения движения в классической механике, уравнение Шредингера можно получить из выражения полной энергии частицы. Если энергию и импульс заменить соответствующими операторами, то уравнение Шредингера для системы частиц будет иметь вид [12]:

$$\left\{ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{a=1}^N \left[\frac{\hbar^2}{2m_a} \nabla_a^2 - U(r_a, t) \right] - W_{\text{int}}(r_1, r_2, \dots, r_N) \right\} \psi(r_1, r_2, \dots, r_N, t) = 0 \quad (3.6.1.4)$$

Здесь $W_{\text{int}}(r_1, r_2, \dots, r_N)$ – энергия взаимодействия частиц, зависящая от расстояний между ними; $i = 1, 2, \dots, N$; $U(r_i)$ – потенциальная энергия i -ой частицы в поле внешних сил.

Подчеркнем, что уравнение (4) применимо для систем взаимодействующих частиц. Если же взаимодействия отсутствуют, то для стационарного случая решение уравнения (4) можно



представить в виде произведения волновых функций для каждой частицы: $\psi = \psi_1(r_1)\psi_2(r_2)\dots\psi_N(r_N)$. Это эквивалентно тому, что решение для всех частиц равно сумме решений для каждой частицы.

При решении уравнения (4) возникает проблема, аналогичная проблеме многих тел в классической механике. Переменные уравнения (4) в общем случае неоднородного внешнего поля не расцепляются. Природа зацепления переменных в уравнении (4) подобна природе зацепления переменных при движении системы МТ в неоднородном поле сил [25].

3.6.2 Принцип дуализма симметрии для квантового осциллятора

Будем исходить из того, что *для описания системы взаимодействующих частиц в квантовой механике, как и в классической механике, уравнение (3.6.1.4) должно быть преобразовано в соответствии с принципом дуализма симметрии*. То есть, энергию квантовой системы следует задать инвариантной суммой ее энергии движения в пространстве и внутренней энергии. Основанием для такого утверждения служат следующие аргументы.

Как уже говорилось, согласно законам классической механики, материя делится до бесконечности, то есть, все элементы, включая частицы, являются структурированными. Отметим, что пока не существует экспериментов, которые бы противоречили этому факту. Поэтому будем считать, что и в квантовой механике все частицы являются структурированными. Действительно, согласно квантовой механике, во-первых, энергия основного состояния частицы отлична от нуля, во-вторых, энергия основного состояния квантового осциллятора так же отлична от нуля. При этом величина энергии основного состояния определяется принципом неопределенности. Эти факты непротиворечивым образом согласуются между собой, если только принять, что все



частицы структурированы и потому обладают внутренней энергией, минимальная величина которой определяется постоянной Планка [42, 44].

Необходимость представления энергии системы в соответствии с принципом дуализма симметрии обусловлена тем, что ее динамика определяется внутренними и внешними силами. В свою очередь, сами силы определяются внутренней энергией и энергией движения, соответственно. Кроме того, если не представить энергию в дуальном виде, то исключается возможность описать нарушение симметрии времени при движении системы в неоднородных внешних полях сил, поскольку оно обусловлено трансформацией энергии движения системы в ее внутреннюю энергию. Это нарушение симметрии времени описывается членами разложения внешних сил, зависящих как от внутренних параметров системы, так и от параметров, определяемых движением системы как целого в пространстве. Примером, в котором используется такое представление, является задача о квантовом осцилляторе [12]. Есть еще один аргумент в пользу необходимости расширения уравнения Шредингера. Остановимся на нем подробней.

Вследствие волновых свойств динамики частиц имеет место так называемый принцип неопределенности Гейзенберга: $\Delta p \Delta r \geq \hbar$ [42]. Его часто трактуют, как принципиальную невозможность полного описания физических процессов в микромире. Он играет фундаментальную роль не только в квантовой механике, но и во всей физике.

Существует, по крайней мере, два подхода к трактовке принципа неопределенности. Бор утверждал, что его следует принять, как реальное проявление природы, не пытаясь искать ему объяснения. Эйнштейн же его рассматривал, как ограничение или недостаток самой теории. С позиций структурированности материи на всех ее иерархических уровнях [44] можно предложить объяснение принципа неопределенности, которое соответствует точке зрения Эйнштейна.

Пусть имеется система взаимодействующих частиц, для которых необходимо учитывать квантовые эффекты. Например, рассеяние высокоэнергичного потока электронов на нуклонах.



Предположим, что при этом возникают новые частицы. Это означает, что должно иметь место изменение внутренней энергии продуктов взаимодействия при условии сохранения полной энергии взаимодействующих систем. Так как в этом случае энергия движения системы уменьшается из-за ее преобразования во внутреннюю энергию, возникает нарушение симметрии времени. Тогда природа принципа неопределенности может объясняться преобразованием энергии взаимодействия частиц во внутреннюю энергию продуктов реакции. В соответствии с принципом неопределенности будем иметь: $A^d \geq h$. Отсюда возникают следующие вопросы. Как нарушение динамических симметрий соотносится с принципом неопределенности Гейзенберга? Как это связано с бесконечной делимостью материи, то есть с тем, что любая частица обладает внутренней энергией? Как связан принцип неопределенности с тем, что точность определения динамики частицы не может превышать точности определения энергии движения в каждой точке фазового пространства, которая ограничивается величиной изменения внутренней энергии системы? Все эти вопросы наталкиваются на необходимость использования принципа дуализма симметрии в квантовой механике.

Чтобы представить уравнение Шредингера в соответствии с принципом дуализма симметрии, необходимо перейти к микро- и макропеременным. Сначала это сделаем для осциллятора. Для него, в стационарном случае, когда взаимодействие между частицами зависит от расстояния между ними, уравнение (3.6.1.4) имеет вид [32]:

$$\{E + [\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 - U(r, R)] + [\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 - W_{\text{int}}(r)]\} \psi(r, R) = 0 \quad (3.6.2.1)$$

Здесь $M = m_1 + m_2$ – сумма масс частиц, $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$, $R = (m_1 r_1 + m_2 r_2) / (m_1 + m_2)$ – координаты центра масс системы



частиц, $r = r_1 - r_2$, E_{int} – внутренняя энергия системы, E_{cm} –

энергия движения центра масс системы, причем $E_{\text{int}} + E_{\text{cm}} = E$.

Уравнение (1) получено путем перехода в дуальную систему координат. Оно характеризует движение центра масс осциллятора и движение каждой частицы относительно центра масс.

Если $U(r, R) = W(r) + V(R)$, то переменные разделяются, и волновую функцию можно записать в виде: $\psi(r, R) = \varphi(r)\psi(R)$. В этом случае уравнение (1) распадается на два независимых уравнения:

$$\{E_{\text{int}} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 - W(r) - W_{\text{int}}(r)\} \varphi(r) = 0 \quad (3.6.2.2)$$

$$\{E_{\text{cm}} + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 - V(R)\} \psi(R) = 0 \quad (3.6.2.3)$$

Уравнение (2) определяет относительное движение частиц в системе центра масс. Его решение соответствует решению квантового осциллятора для случая, когда оператор Гамильтона имеет

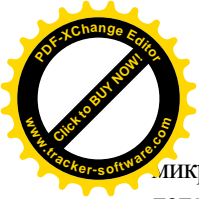
форму [12]: $\hat{H} = \frac{1}{2} (\hat{p}^2 + \mu \omega^2 \hat{r})$, где \hat{p}, \hat{r} – операторы импульса

и координат, ω – собственная частота осциллятора. То есть, уравнение (2) описывает волновую функцию частиц внутри системы.

Уравнение (3) определяет движение центра масс осциллятора в пространстве. При отсутствии внешнего поля сил его решение

имеет вид: $\psi(R) = \exp(\frac{i}{\hbar} PR)$, где $P = \sqrt{2ME_{\text{cm}}}$.

Микро- и макропеременные образуют группы независимых переменных. Но при взаимодействии систем или при движении системы в неоднородном поле сил, эти переменные зацепляются через силовые члены. В результате, как и в классической механике, инвариантом является сумма энергии движения системы и ее внутренней энергии. При этом, характер нарушения симметрии полностью определяется эволюционной нелинейностью, зависящей от



микро- и макропеременных. Эволюционная нелинейность определяет взаимную трансформацию энергии движения системы и внутренней энергии, при условии сохранения их суммы [25]. Это означает, что в общем случае для уравнения (4) принцип суперпозиции решений для каждой микрочастицы не выполняется.

3.6.3 О расширении уравнения Шредингера для систем

Таким образом, для описания процесса возникновения систем, их эволюции, будем опираться на энергию системы, записанную в соответствии с принципом дуализма симметрии в микро- и макропеременных. С этой целью энергию системы частиц с помощью операторов энергии представляем в дуальной системе координат в виде суммы энергии движения и внутренней энергии. Для квантовой механики это означает, что оператор Гамильтона представляется операторами, описывающими внутреннюю динамику системы, и операторами, определяющими движение системы в неоднородном пространстве. Тогда, поставив в соответствии с энергией и импульсами для системы, а также для ее элементов операторы, получим следующее уравнение Шредингера в дуальной системе координат [32]:

$$\{i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 - U(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N, R, t) + \sum_{i=1}^N [\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\tilde{r}_i}^2 - W_{\text{int}}(\tilde{r}_i)]\} \psi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N, R, t) = 0 \quad (3.6.3.1)$$

Здесь R – координаты центра масс системы, \tilde{r}_i – координаты i -частицы относительно центра масс системы. Это уравнение назовем *расширенным уравнением Шредингера*.

Для стационарного случая уравнение (1) имеет вид:

$$\{E + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 - U(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N, R) + \sum_{i=1}^N [\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\tilde{r}_i}^2 - W_{\text{int}}(\tilde{r}_i)]\} \psi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N, R) = 0 \quad (3.6.3.2)$$



В отличие от канонического уравнения Шредингера, это уравнение учитывает трансформацию энергии движения квантовой системы в ее внутреннюю энергию. Без учета такой трансформации невозможно описание процессов образования аттракторов или новых квантовых систем.

При отсутствии эволюционной нелинейности, что эквивалентно отсутствию зацепления микропеременных с макропеременными, полная энергия представляет собой сумму энергий движения системы и внутренней энергии, соответственно, то есть, $E = E_{\text{int}} + E_{\text{cm}}$. В этом случае уравнение (2) распадается на два уравнения:

$$\{E_{\text{cm}} + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 - V(R)\} \phi(R) = 0 \quad (3.6.3.3)$$

$$\{E_{\text{int}} + \sum_{i=1}^N [\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\tilde{r}_i}^2 - W_{\text{int}}(\tilde{r}_i)] - W(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N)\} \varphi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N) = 0 \quad (3.6.3.4)$$

где $\psi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N, R) = \phi(R) \varphi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N)$,
 $U(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N, R) = W(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N) + V(R)$.

Рассмотрим очень важный случай системы в поле внешних сил вблизи равновесной точки. Тогда ее потенциальная энергия во внешнем поле может быть записана так [43]:

$$U_N = (\alpha \sum_{i=1}^N r_i^2) / 2 \quad (3.6.3.5)$$

где α – положительный коэффициент (значение второй производной $U''(r)$ при $r = r_0$), принято, что все частицы абсолютно идентичны.

Квадратичную функцию потенциальной энергии системы во внешнем поле можно записать через квадратичную функцию, в



которой аргументами являются координаты микрочастиц относительно центра масс и координаты центра масс системы. Это следует из равенства:

$$N \sum_{i=1}^N r_i^2 = \left(\sum_{i=1}^N r_i \right)^2 + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N r_{ij}^2, \quad (3.6.3.6)$$

где $r_i - r_j = r_{ij}$.

Выполнив в этом равенстве замену $R_N = \left(\sum_{i=1}^N r_i \right) / N$, получим для (5):

$$U_N = \alpha [R_N^2 + 1/N \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N r_{ij}^2] / 2. \quad (3.6.3.7)$$

Первый член в правой части (7) является потенциальной энергией движения системы в поле внешних сил. Второй член определяется разностью координат частиц. Т.е. потенциальная энергия системы во внешнем поле вблизи равновесия естественным образом разбивается на две независимые части. Чтобы для этого случая определить решения волновых уравнений (4, 5), преобразуем энергию U_N путем замены: $r_i = R_N + \tilde{r}_i$, где \tilde{r}_i – координата частицы относительно центра масс. Так как $\sum_{i=1}^N \tilde{r}_i = 0$, то получим:

$$U_N = \alpha [R_N^2 + \sum_{i=1}^N \tilde{r}_i^2] / 2. \quad (3.6.3.8)$$

То есть, второй член в (7) равен энергии движения частицы относительно центра масс.

Таким образом, потенциальная энергия системы во внешнем поле вблизи точки равновесия разбивается на потенциальную энергию движения ее центра масс и сумму потенциальных энергий движения всех частиц относительно центра масс: $U_N = U_N^{tr} + U_N^{ins}$



, где $U_N^{tr} = \alpha R_N^2 / 2$, $U_N^{ins} = \alpha \sum_{i=1}^N \tilde{r}_i^2 / 2$. То есть, внутренняя энергия системы может быть записана в координатах и скоростях частиц относительно центра масс. В последнем случае уравнение (2) распадается на два уравнения:

$$\{E_{cm} + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 - \alpha R_N^2 / 2\} \phi(R) = 0 \quad (3.6.3.9)$$

$$\{E_{int} + \sum_{i=1}^N [\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\tilde{r}_i}^2 - W_{int}(\tilde{r}_i) - \alpha \tilde{r}_i^2 / 2]\} \psi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N) = 0 \quad (3.6.3.10)$$

где $\psi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N, R) = \phi(R) \phi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N)$.

Если при этом выполняется условие $W_{int}(\tilde{r}_i) = \beta \sum_{i=1}^N \tilde{r}_i^2 / 2$, то

для волновой функции можно записать: $\psi(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2, \dots, \tilde{r}_N) = \prod_{i=1}^N \varphi_i(\tilde{r}_i)$.

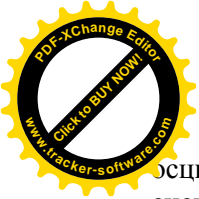
Т.е., уравнение (10) распадается на N независимых уравнений:

$$\{E_i + [\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\tilde{r}_i}^2 - (\alpha + \beta) \tilde{r}_i^2 / 2]\} \varphi_i(\tilde{r}_i) = 0 \quad (3.6.3.11)$$

при условии, что $E_{int} = \sum_{i=1}^N E_i$, где E_i – кинетическая энергия движения каждой частицы системы относительно ее центра масс. Это уравнение независимых квантовых осцилляторов. Для волновой функции $\varphi_i(\tilde{r}_i)$ уровни энергии имеют вид [12]:

$\varepsilon_{n_i} = \hbar \omega_i (n_i + 1/2)$, где $\omega_i = (\sqrt{\alpha + \beta}) / m$. Здесь индекс i поставлен лишь для того, чтобы подчеркнуть принадлежность энергетических уровней данной частице.

Таким образом, вблизи равновесной точки системы, уравнение Шредингера распадается на интегрируемые уравнения



осцилляторов для частиц, а также уравнение колебания самой системы в поле внешних сил. Напомним, что аналогичный результат имеет место для систем классической механики вблизи равновесия. Это означает, что канонический принцип наименьшего действия справедлив для квантовых и для классических систем частиц.

Существование точного решения системы частиц во внешнем поле сил вблизи точки равновесия служит доказательством того, что *вблизи равновесия система описывается формализмом Гамильтона. Сами движения частиц описываются независимыми уравнениями для осцилляторов. То есть система вблизи минимума внешнего поля сил эквивалентна совокупности невзаимодействующих осцилляторов с характерной частотой, определяемой как силами взаимодействия частиц, так и внешними силами.* Интересно, что внешнее поле как бы играет роль аддитивной добавки для независимых колебаний атомов вблизи их равновесия [21]. При этом колебания самой системы во внешнем поле сил не зависят от внутренних сил и колебаний частиц. Не сложно убедиться, что аналогичный случай имеет место и для системы МТ классической механики вблизи точек равновесия внешнего и внутреннего полей сил. В общем случае неоднородного поля внешних сил переменные в уравнении (2) зацепляются из-за неоднородности поля внешних сил. Это означает нарушение симметрии времени.

Если \tilde{r}_i / R является малым параметром, то уравнения Шредингера можно решать путем разложения по этому параметру. Таким образом, ограничения классической механики, обусловленные гипотезой о голономности связей в системах, автоматически определяют ограничения уравнения Шредингера, построенного на основе принципа наименьшего действия для частицы или для совокупности независимых частиц. Чтобы снять эти ограничения, существенные вдали от равновесия, нужно, прежде всего, записать гамильтониан системы в соответствии с принципом дуализма симметрии с помощью операторов энергии, представленных в микро- и макропеременных. В этом случае энергий распадется на две части. Микропеременные определяют



динамику частиц внутри системы относительно центра масс, а макропеременные определяют движение системы частиц в пространстве. Записав гамильтониан в операторном виде, получим расширенное уравнение Шредингера. Оно способно описывать нелинейные процессы нарушения симметрий при движении системы частиц в неоднородных полях сил или при взаимодействии систем. Нарушение симметрий определяется членами эволюционной нелинейности, одновременно зависящими от микро- и макропеременных. Отметим, что этим нелинейным членам, как и в случае классической механики, можно поставить в соответствие Д-энтропию квантовых систем.

Основное достоинство расширенного уравнения Шредингера заключается в том, что оно применимо для описания процессов взаимодействия и эволюции квантовых систем.

Если система находится вблизи равновесия, а потенциальные функции, характеризующие поле внешних сил и силы взаимодействия частиц системы, обладают минимумом, то расширенное уравнение Шредингера распадается на независимые уравнения осцилляций всей системы как целого и ее микрочастиц. Причем динамика частиц определяется как полем внешних сил, так и силами их взаимодействия.

Наш экскурс к проблемам нарушения симметрии в квантовой механике будет неполон, если не отметить многочисленные работы по их решению в рамках квантовой механики [4-7, 45]. Но классическая механика является предельным случаем квантовой механики. Поэтому, решение проблемы необратимости в рамках законов классической механики является доказательством существования необратимой динамики систем частиц и в квантовой механике.

То, что материя делима до бесконечности (кстати, идея о бесконечной делимости впоследствии высказывалась в работе, в которой сделана попытка обосновать наличие массы у фотона [47, 48]), может пролить свет на квантово-волновой дуализм в природе. Кроме того, это можно связать с возможностью образования аттрактора, которыми, по своей сути и являются все объекты природы.



Действительно, в природе известны две формы материи. То есть, объекты природы могут состоять либо из дискретных элементов, либо представлять собой непрерывную, полевую форму, например, в виде электромагнитного поля. Для системы из дискретных элементов обмен энергией с внешним миром связан с увеличением относительных скоростей элементов. Для ограниченных в пространстве систем с полевой или непрерывной формой материи поглощение связано, например, с возникновением и развитием замкнутых вихрей. Но в том и другом случаях эволюция тел обусловлена эволюционной нелинейностью, которая зацепляет внутренние и внешние переменные, характеризующие динамику рассматриваемого объекта.

Из единства и взаимосвязи форм матери следует необходимость взаимосвязи непрерывного, то есть полевого и корпускулярного представления материи. Эти два представления должны удовлетворять требованию, что материя представляет собой иерархию ОНДС. Осциллятор является наиболее простейшим ОНДС. Причем, из бесконечной делимости материи следует, что он должен иметь нулевую массу. Это значит, что квантовый осциллятор имеет полевую форму материи. В этом случае он должен представлять собой пульсирующий вихрь электромагнитного поля, обладающий характерным масштабом, частотой и импульсом. Всем этим свойствам удовлетворяет фотон с энергией $E = h\nu$.

Примем условие бесконечной делимости материи. Потребуем единства законов природы и условие эволюционного происхождения материи. В этом случае основной элемент материи в микромире должен быть ОНДС [25]. Если это так, то может быть предложено следующее объяснение соотношения неопределенности Гейзенберга [45, 46]. В соответствии с расширенным уравнением Шредингера или полным описанием, траектория ОНДС будет зависеть от его структуры. Эта зависимость определяется приращением внутренней энергии ΔE_N^{tr} ОНДС за счет энергии движения. То есть, его траектория, определенная на основе канонических уравнений классической или квантовой механики, которые не учитывают роль структуры



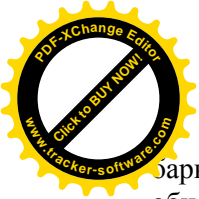
Элементов в их динамике, будет иметь неопределенность. Ее величина определяется значением: $\Delta E_N^{tr} \Delta t > 0$. Поэтому в любом взаимодействии частиц, или в любом измерительном процессе, эта неопределенность будет иметь место, если описание динамики выполняется в рамках канонических уравнений квантовой механики.

Основные результаты главы 3

В Главе 3 рассмотрено, как в соответствии с понятием симметрии возникает понятие энергии. Приведено обоснование принципа дуализма симметрии, в соответствии с которым энергию тела следует разбивать на внутреннюю энергию и энергию движения. Оказалось, что такое представление энергии возможно в независимых микро- и макропеременных. Микропеременные отображают внутреннюю энергию систем. Макропеременные отображают энергию движения систем. Для равновесных и неравновесных систем МТ получены дуальные выражения энергии.

Отталкиваясь от дуальных выражений энергии, получены уравнения движения систем потенциально взаимодействующих МТ в неоднородных внешних полях сил. Главное отличие этих уравнений от классических уравнений движения в том, что они содержат билинейные члены, зависящие от микро- и макропеременных, определяющих трансформацию энергии движения во внутреннюю энергию тел. Важность этих членов состоит в том, что они описывают нарушение симметрии времени, с которым связывается изменение энергии движения системы. Чтобы подчеркнуть особый статус билинейных членов, отвечающих за нарушение симметрий, им было присвоено название *эволюционной нелинейности*. Эволюционная нелинейность возникает при движении системы в неоднородном поле сил в результате зацепления микро- и макропеременных.

Необходимость использования принципа дуализма симметрии при описании динамики систем продемонстрирована на примере прохождения классического осциллятора через потенциальный



барьер. Именно благодаря учету принципа дуализма симметрии обнаружен «тоннельный» эффект прохождения осциллятора через потенциальный барьер за счет внутренней энергии. Этот эффект возникает при определенной фазе осциллятора, когда его энергия движения меньше высоты барьера, но при условии, что полная энергия осциллятора больше высоты барьера.

Установлена природа диссипативных сил, порожденных фундаментальными силами. В соответствии с *эволюционной нелинейностью*, силы диссипации, включая силы трения, возникают как градиенты потенциальных сил. Члены *эволюционной нелинейности* пропорциональны градиенту внешних сил и зависят от переменных, характеризующих динамику тела в пространстве и динамику его элементов относительно центра масс тела.

Показано, что использование гипотез о голономности связей и потенциальности коллективных сил при выводах канонических уравнений Лагранжа и Гамильтона исключает необратимость, поскольку в результате использования этих гипотез в уравнениях движения систем исчезают диссипативные силы.

Установлено, что эволюция возможна только для структурированных тел, движущихся в неоднородных полях сил, поскольку в этом случае возможно нарушение симметрии времени. Отсюда обнаружено, что согласно законам классической механики, материя бесконечно делима. Из условия бесконечной делимости материи следует, что в природе невозможно существование бесструктурных тел, поскольку невозможно их возникновение. То есть, все тела состоят из элементов, которые, в свою очередь, также состоят из элементов и так до бесконечности.

Показано, что учет роли структуры тела в его динамике приводит к поправке его фазовой траектории, которая рассчитывается на основе канонических формализмов классической механики. Эти поправки, как и в квантовой механике, пропорциональны величине $\Delta E_N^{tr} \Delta t > 0$. В соответствии с этой поправкой из условия бесконечной делимости материи сделано предположение, что принцип неопределенности Гейзенберга в квантовой механике, скорее всего, связан с тем, что каноническое уравнение Шредингера следует из канонического формализма



Гамильтона, который не учитывает роль структурности тел в их динамике. То есть, природа принципа неопределенности связана с ограничениями методов описания квантовых систем, но не с тем, что это диктуется законами микромира. Этот вывод подтверждается приведенными результатами расчета прохождения классического осциллятора через потенциальный барьер. В соответствии с этим выводом была выполнена модификация уравнения Шредингера. Эта модификация состояла в дуальном представлении гамильтониана квантовой системы. Как и в классической механике, в соответствии с принципом дуализма симметрии, гамильтониан разбивался на две части. Одна часть определяла внутреннее состояние квантовой системы, а другая часть отвечала за ее состояние в пространстве.

Важность для всей физики результатов, полученных в данной главе, состоит в том, что согласно этим результатам все тела в природе должны быть системами. Их эволюция связана с нарушением пространственно-временных симметрий, обусловленных динамической взаимосвязью этих симметрий с симметриями внутренних структур систем. То, что классическая механика не учитывала роли этой взаимосвязи в динамике систем, делало невозможным описание процессов эволюции. Учет структуры тел, выполненный на основе принципа дуализма симметрий, позволил устранить этот недостаток, причем в рамках законов классической механики.

Также важен вывод о том, что учет роли структур тел в их динамике вносит существенную поправку в понимание природы принципа неопределенности. Возможно, что в дальнейшем это позволит исключить вероятностную трактовку данного принципа. Это важно с точки зрения укрепления принципа познаваемости микромира.

Литература к главе 3

1. Ланцош К. Вариационные принципы механики. – М.: Мир, 1962. – 408 с.
2. Вигнер Е. Симметрия и законы сохранения // УФН. – 1964. – Т. LXXX111, №. 4. – С. 729-740.



3. Вигнер Е. Нарушение симметрии в физики // УФН. – 1966. – Т. 89, № 3. – С. 453-466.
4. Мак Вой К. Группы симметрии в физике // УФН. – 1967. – Т. 91, № 1. – С. 121-150.
5. Эллиот Дж., Добер П. Симметрия в физике. – М.: Мир, 1983. – Т. 1. – 368 с.
6. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. Методы и приложения. – М.: Наука, 1986. – 759 с.
7. Джорджи Х. Единая теория элементарных частиц и сил // УФН. – 1982. – Т.136, № 2. – С. 287-316.
8. Голдстейн Г. Классическая механика. – М.: Наука, 1975. – 416 с.
9. Сомсиков В.М., Тер-Эммануильян Т.Н. Энергия в классической механике // Журнал Проблем эволюции открытых систем. – 2010. – Т.2, № 12. – С. 18-28. <http://peosjournal.org/?q=PEOS>
10. Somsikov V.M. Deterministic Irreversibility Mechanism and Basic Element of Matter. In: Skiadas C., Dimotikalis Y. (eds). CHAOS 2019. Springer Proceedings in Complexity. – 2020. – P. 245-256.
11. Борисов А.В., Казаков А.О., Кузнецов, Нелинейная динамика Кельтского камня: неголономная модель // УФН. – 2014. – Т. 184, № 5. – С. 493-500.
12. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А. Курс теоретической физики II. – М.: Физ.-мат. Литература. 1962. – 820 с.
13. Callaway H.G. Fundamental Physics, Partial Models and Time's Arrow. Dec.2016 <https://www.researchgate.net/publication/296327588>.
14. Пригожин И. От существующего к возникающему. – М.: Наука, 1985. – 328 с.
15. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. – М.: Наука, 1984. – 273 с.
16. Сомсиков В.М. От механики Ньютона к физике эволюции. – Алматы: Наука, 2014. – 272 с.
17. Somsikov V. M. Principles of Creating of the Structured Particles Mechanics // Journal of material Sciences and Engineering. – 2011. – P. 731-740.
18. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. – М.: ИЛ, 1957. – Т. 1. – 930 с.



19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1967. – 460 с.
20. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамик. Стат. Физика и Кинематика. – М.: Наука, 1977. – 532с.
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 583 с.
22. Ландау. Л.Д., Лифшиц Е.М. Физическая кинетика. – М.: Наука, 1979. – 528 с.
23. Сомсиков В.М. Геометрия и классическая механика структурированных частиц // Известия НАН РК. Серия. физико-математическая. – 2010. – № 4. – С. 145-148.
24. Сомсиков В.М. К основам физики эволюции. – Алматы: Наука, 2016. – 306 с.
25. Somsikov V.M. Transition from the mechanics of material points to the mechanics of structured particles // Modern Physics Letters B. –2016. –P. 1-11. DOI: 10.1142/S0217984916500184
26. Крылов А. Н. Очерк истории установления основных начал механики // УФН. – 1921. – № 2. – С. 143-161.
27. Somsikov V.M. Deterministic Irreversibility Mechanism and Basic Element of Matter. In: Skiadas C., Dimotikalis Y. (eds). CHAOS 2019. Springer Proceedings in Complexity. – 2020. – P. 245-256. https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-39515-5_20.
28. Somsikov V.M. Non-Linearity of Dynamics of the Non-Equilibrium Systems // World Journal of Mechanics. – 2017. – Vol.7, No.2. – P. 11-23. DOI: 10.4236/wjm.2017.72002
29. Сомсиков В.М. Описание неравновесных систем в рамках законов классической механики // Журнал Проблем эволюции открытых систем. –2007.– Т.2, Вып. 9.– С. 5-16. <http://peosjournal.org/?q=PEOS>
30. Somsikov V.M. Deterministic irreversibility and the matter structure // Journal of Advances in Physics. –2019. –Vol. 14, Is. 3. – P.5708-5733. DOI: 10.24297/jap.v14i3.7759.
31. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. – М.: Наука, 1990. – 272 с.
32. Somsikov V.M. Limitation of classical mechanics and ways it's expansion. PoS (Baldin ISHEPP XXII-047). JINR, Dubna. –2014. – P.1-12



33. Сомсиков В.М., Денисеня М.И. Прохождение осциллятора через потенциальный барьер // Журнал Проблем эволюции открытых систем. – 2012. – Т.1, № 14. – С. 3-15.
<http://peosjournal.org/?q=PEOS>

34. Сомсиков В.М., Денисеня М.И. Особенности прохождения осциллятора через потенциальный барьер// Известия ВУЗов. Серия Физика. – 2013. –№ 3. – С. 95-103.

35. Мандельштам Л.И. Лекции по теории колебаний. – М.: Наука, 1972. – 470 с.

36. Заславский Г.М. Чириков Б.В. Стохастическая неустойчивость нелинейных колебаний. // УФН. – 1971. – Т. 105, № 1. – С. 3-39.

37. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – М.: Наука, 1989. – 767 с.

38. Зелевинский В.Г. Лекции по квантовой механике. – Новосибирск: Сибирское универ. изд-во, 2002. – 504 с.

39. Newton I. The Principia: Mathematical Principles of Natural Philosophy.– Cambridge: University of California Press, 1999. – 974 p.

40. Somsikov V.M. Deterministic irreversibility and the matter structure // Journal of Advances in Physics. –2019. –Vol. 14, Is. 3. – P.5708-5733. DOI: 10.24297/jap.v14i3.7759.

41. Гринштейн Дж. Зайонц А. Квантовый вызов. Современные исследования оснований квантовой механики. – Долгопрудный: Интеллект, 2012. – 432 с.

42. Клейн М.Дж. Макс Планк и начало квантовой теории // УФН. – 1967. – Т. 92, № 4. – С. 679-700.

43. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. – М.: Наука, 1973. – 215 с.

44. Schrödinger A. An undulatory theory of the mechanics of atoms and molecules // Physical Review. – 1926. – Vol. 28, No 6. –P. 1049-1070.

45. Vaccaro J.A. Quantum asymmetry between time and space // Proc. R.Soc. – A 472: 20150670. [http:// dx.doi.org/10.1098/rspa.2015.0670](http://dx.doi.org/10.1098/rspa.2015.0670)

46. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – М.: Наука, 1989. – 767 с.

47. Hooft G. W't. Light is Heavy. arXiv:1508.06478v1



[physics.hist-ph] 26 Aug 2015

48. Окунь Л.Б. Понятие массы // УФН. – 1989. – Т. 158, № 3. – С. 512-530.

49. Galley C.R. Classical Mechanics of Nonconservative Systems // *PhysRevLett.* – 2013. – № 110. – P. 174-301.

50. Somsikov V., Mokhnatkin A. Non-Linear Forces and Irreversibility Problem in Classical Mechanics // *Journal of Modern Physics.* – 2014. – Vol. 5, № 1. – P. 17-22. DOI: [10.4236/jmp.2014.-51003](https://doi.org/10.4236/jmp.2014.51003)

51. Бор Н. Дискуссии с Эйнштейном о проблемах теории познания в атомной физике // УФН. – 1958. – Т. LXVI, № 4. – С. 571-598.

52. Гинзбург В.Л. Специальное заседание ред. Коллегии журнала УФН, приуроченное к 90-летию со дня рождения В.Л. Гинзбурга // УФН. – 2007. – № 177 (4). – С. 345 -346.

53. Somsikov V.M. The restrictions of classical mechanics in the description of dynamics of nonequilibrium systems and the way to get rid of them // *New Adv. in Physics.* – 2008. – Vol. 2, № 2. – P. 125-140.

54. Somsikov V.M. Thermodynamics and classical mechanics // *Journal of physics: Conference series.* – 2005. – № 23. – P. 7-16.

55. Любарский Г.Я. Теория групп и ее приложения в физике. – М.: Физматгиз, 1958. – 355с.

56. Somsikov V.M. How irreversibility was lost in classical mechanics and how it's can be returned. *Proceedings 8-th Chaotic Modeling and Simulation International Conference. Henri Poincaré Institute, Paris, France.* –2016. –P. 803-817.



*Иль вот: живой предмет желая изучить,
Чтоб ясное о нем познание получить, —
Ученый прежде душу изгоняет.
Затем предмет на части расчленяет
И видит их, да жаль: духовная их связь
Тем временем исчезла, унеслась!*

Иоганн Вольфганг Гёте. «Фауст»

ГЛАВА 4 ЭВОЛЮЦИЯ ОТКРЫТЫХ НЕРАВНОВЕСНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Четвертая глава посвящена изучению эволюции материи на основе ее представления в виде иерархии ОНДС. Исследования опираются на приведенные в предшествующей главе уравнения движения систем, объяснение природы детерминированного механизма необратимости и свойство бесконечной делимости материи. В ней рассматриваются универсальные принципы построения иерархической структуры материи. Показывается, что законы эволюции иерархических звеньев ОНДС следуют из законов динамики их структурных элементов.

Выводятся формулы, определяющие взаимосвязи изменений внутренних энергий иерархических звеньев ОНДС и их Д-энтропии. Приводится формула для рекуррентного соотношения энергий и Д-энтропии иерархических звеньев.

Изучается природа стационарности иерархичных структур ОНДС. При этом учитывается, что достижение системой равновесного состояния обуславливается существованием детерминированного механизма необратимости.

На основе принципа дуализма симметрии вводится дуальное фазовое пространство, позволяющее исследовать процессы эволюции диссипативных систем. Демонстрируется возможность его использования.



Развивается математический аппарат исследования ОНДС. Этот аппарат состоит из расширенных формализмов классической механики, которые строятся на основе механики СТ. В него входят расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля, скобки Пуассона. Изучается взаимосвязь канонических формализмов классической механики с расширенным формализмом, построенным с учетом роли структуры тела в его динамике.

Предлагается модификация принципа наименьшего действия для ОНДС. Изучается природа принципа наименьшего действия и его связь с движением системы, определяемым активными силами, действующими на систему в каждой точке ее траектории. Рассматривается предельный переход расширенного принципа наименьшего действия к каноническому виду принципа наименьшего действия. Изучается связь принципа наименьшего действия с условиями стремления систем к стационарному состоянию, соответствующему равновесному состоянию системы.

Известно, что динамика сплошной равновесной среды в линейном приближении для достаточно малых нарушений равновесности описывается в адиабатическом приближении, например, линейными уравнениями гидродинамик в рамках канонического формализма Гамильтона. Здесь, на основе принципа наименьшего действия, изучается возможность такого приближенного описания.

Изучается *эволюционная нелинейность*, отвечающая за детерминированный механизм необратимости и нарушение симметрии. На основе открытости ОНДС, опираясь на уравнение движения СТ и принцип дуализма симметрии, в рамках *полного описания динамики* систем, изучается потенциал, определяющий нарушение симметрии. Используя принцип соответствия квантовой механики и классической механики, потенциал для классических систем сопоставляется с потенциалом, который определяет спонтанное нарушение симметрии для различных типов симметрии в квантовых системах.

Демонстрируется общность потенциалов, определяющих необратимые процессы и нарушение различных типов симметрий в классической и квантовой механиках.



Исходя из условия иерархического строения материи, предлагается детерминированный подход к описанию бифуркаций, существование которых лежит в основах механизмов спонтанного нарушения симметрии. Показывается, что детерминированное нарушение симметрии вызвано преобразованием различных типов энергии системы, когда она движется в неоднородном поле сил. Такое преобразование определяется билинейными членами эволюционной нелинейности при полном описании системы.

Изучаются вопросы взаимосвязи известных различных типов энтропии с Д-энтропией. Методами численных расчетов изучается поведение Д-энтропии для систем в неоднородных полях сил. Выводятся уравнения производства и баланса Д-энтропии, позволяющие оценить области применения термодинамического описания. В рамках законов классической механики определяются критерии применимости законов термодинамики, статистической физики и кинетики.

4.1 Построение механики ОНДС на основе механики структурированного тела

Ранее, на примере систем потенциально взаимодействующих МТ, мы рассмотрели как строить механику тел, обладающих внутренней структурой, на основе законов Ньютона. Из механики СТ следует вывод о бесконечной делимости материи и то, что она представляет собой иерархию ОНДС. Теперь рассмотрим, как строить механику ОНДС, когда ее элементами являются СТ. То есть обсудим, как строить механику ОНДС, используя тот факт, что ОНДС, в довольно широких пределах, можно представить совокупностью СТ [1].

Иерархия сил в ОНДС выстраивается в соответствии с фундаментальными силами между ее элементами. Они определяют иерархию материи и устойчивость соответствующих иерархических уровней. **Чем больше градиенты действующих на системы внешних сил, тем глубже, по иерархической лестнице, соответствующей данной системе, будут идти изменения и**



перестройки ее иерархических уровней. Но на любом иерархическом уровне динамика подсистем, совокупностью которых может быть представлена неравновесная система, определяется принципом дуализма симметрии и, соответствующим ему, дуализмом энергии. Поэтому, часть работы внешних сил, действующих на данном иерархическом уровне ОНДС, идет как на непосредственное перемещение центра масс, соответствующее этому уровню подсистемы, так и на увеличение ее внутренней энергии. Т.е., на всех иерархических уровнях поступающая извне энергия, согласно принципу дуализма симметрии, распадается на две части: внутреннюю энергию и энергию движения. В неоднородном поле сил инвариантна только сумма этих энергий. При движении системы в таком поле возникает взаимная трансформация энергии движения и внутренней энергии во всех иерархических звеньях ОНДС.

Путем замены МТ на СТ, используя представление энергии в виде суммы энергии движения и внутренней энергии, можно построить уравнение движения ОНДС без гипотезы о голономности связей. Это открывает путь к созданию расширенного формализма классической механики на основе механики СТ, позволяющего описывать диссипативные процессы в ОНДС. Возможность их описания возникает в связи с тем, что уравнения движения систем включают описание процессов увеличения внутренней энергии тел за счет их энергии движения. Учет изменения внутренней энергии тел позволяет также ввести в механику ОНДС понятие Д-энтропии, раскрыть детерминированную природу стремления к максимуму энтропии достаточно больших систем и, тем самым, обосновать законы термодинамики, статистической физики и кинетики.

Уравнение движения ОНДС, как и уравнение движения СТ, также строится на основе закона сохранения энергии, при условии применимости уравнения движения Ньютона для МТ, из которых состоят СТ. Это уравнение будет включать в себя все каналы преобразования энергии внешнего поля в энергию движения ОНДС и в ее внутреннюю энергию. Но, в отличие от СТ, внутренняя энергия ОНДС сама состоит из энергий движения СТ и их внутренних энергий. Т.е., для ОНДС возникает иерархия



энергий и их потоков. В соответствии с иерархией энергий, возникнет иерархия сил и энтропии. Принципиальным для уравнения движения ОНДС является учет того обстоятельства, что энергия систем ОНДС, как и энергия СТ, представляет собой инвариантную сумму энергии ее движения и внутренней энергии. Учет этого обстоятельства реализуется с помощью введения иерархии независимых микро- и макропеременных.

Наличие двух типов энергии для любых систем обуславливает два типа сил: потенциальные, перемещающие их в пространстве, и непотенциальные, изменяющие их внутреннюю энергию. Изменение внутренней энергии обусловлено диссипативными силами, осуществляющими нелинейное преобразование энергии движения системы во внутреннюю энергию. Сами диссипативные силы пропорциональны градиентам внешних, относительно данной системы, сил.

Изменение внутренней энергии ОНДС связано с изменением как энергий относительного движения СТ, так и внутренних энергий каждого СТ. Оно возникает при наличии сил, характерные масштабы неоднородностей которых совпадают с масштабами СТ. Отсюда возникает иерархия масштабов сил. Чем меньше характерный масштаб неоднородностей внешних сил, тем глубже, по иерархической лестнице, эти силы могут создать возбуждение ОНДС. Это напоминает возбуждение энергетических уровней внутри атома фотонами. Чем короче длина волны фотона, тем более высокий энергетический уровень может быть возбужден.

Дуализм энергии и сил на всех иерархических уровнях ОНДС следует из принципа дуализма симметрии. Принцип дуализма симметрии, а также то, что вся материя представляет собой иерархию систем, а системы подчиняются универсальному закону динамики, позволяет предположить универсальность законов перехода между иерархическими уровнями и фрактальность материи [2, 3].

То, что согласно законам классической механики, материя делима до бесконечности, означает, что в рамках этих законов бесструктурных элементов не существует. Отсюда следует, что *диссипативность и нарушение симметрии времени являются*



фундаментальными свойствами материи. Следовательно, проблемы механики, физики элементарных частиц, квантовой механики, нужно рассматривать с позиций взаимодействия систем, а не бесструктурных элементов. Это особенно важно при изучении процессов эволюции систем, которые невозможны без диссипации и всегда связаны с их взаимодействиями и изменениями внешних ограничений.

Действительно, физика элементарных частиц сталкивается с проблемой нарушения симметрии времени [4]. Поскольку элементарной частицей материи является ОНДС, то при их сильных взаимодействиях часть энергии обязательно уходит на перестройку их внутренней структуры. Эта часть определяется работой непотенциальных коллективных сил. Таким образом, нарушение симметрии времени при движении тел связано с возможностью трансформации энергии их движения во внутреннюю энергию на всех ступенях иерархической лестницы структуры тел. Отсюда очевидно, что для решения проблемы многих тел необходимо учитывать дуализм энергии, нелинейность трансформации энергии движения во внутреннюю энергию системы.

Как следует из уравнения движения СТ, ограничений на увеличение ее внутренней энергии не существует. Согласно законам механики, она может увеличиваться до бесконечности. Если бы это было так, то это бы означало отсутствие стационарных состояний у ОНДС, что противоречит реальности. На самом деле, в соответствии с законом излучения Планка для тел [5], при наличии внутренней энергии, всегда существует излучение, пропорциональное температуре. Это означает, что стационарное состояние материи определяется балансом поглощаемой и излучаемой энергий. Вопрос о том, как и когда такое состояние возникает для конкретных систем, является ключевым вопросом физики. Отсюда возникает проблема скрытых параметров и скрытой энергии. Для ее решения необходимо глубоко понять природу излучения черного тела [5, 6], взаимосвязи электромагнитной энергии и массы тела [7]. Здесь также возникают важные, для космофизических теорий, вопросы, которые имеют отношение к механике ОНДС. Например, какая



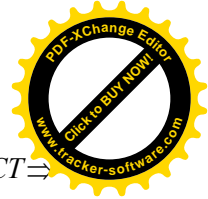
часть энергии Вселенной находится во внутреннем связанном состоянии материи; как эта энергия может высвободиться; как электромагнитная энергия переходит в массу и наоборот; какова природа фундаментальных взаимодействий; в чем суть фрактальной природы Вселенной [2, 3]. Появляются вопросы о величине и роли трансформации энергии движения космических объектов в их внутреннюю энергию, в результате их движения в неоднородных гравитационных полях. Без их решения невозможно построение модели Вселенной, близкой к реальности.

Таким образом, механика ОНДС охватывает широкий круг задач, касающихся эволюции материи.

4.1.1 ОНДС – базовый элемент материи

Возникновение и существование структур возможно только при их взаимодействиях, обуславливающих обмен энергией, импульсами, материей. Отсюда следует, что **при описании процессов эволюции необходим учет открытости тел** [8]. Из механики СТ также следует бесконечная делимость материи, невозможность существования тел с нулевой внутренней энергией. Эволюционировать могут только неравновесные системы, определяющим параметром которых является Д-энтропия. Именно Д-энтропия задает время эволюции, определяемое динамическими макропроцессами. Чтобы модель тела могла учесть все эти свойства материи, она должна быть ОНДС. То есть, если тела возникли эволюционно, то *базовым элементом материи должна быть ОНДС*. Отсюда возникает **задача физики эволюции: изучать принципы и законы возникновения, развития и разрушения ОНДС на основе фундаментальных законов физики**.

Предположение о том, что все окружающие нас системы являются ОНДС, высказывалось во многих работах [8-10]. Так или иначе, ОНДС использовались для объяснения процессов самоорганизации, возникновения порядка из хаоса [9]. Поэтому, чтобы охватить все качественные свойства динамики материи,



цепочку $MT \Rightarrow CT$ следует продлить еще на один шаг: $MT \Rightarrow CT \Rightarrow$
 $ОНДС$.

Таким образом, существуют общие универсальные свойства и для систем, и для их элементов. Эта общность заключается в том, что элементом материи, как и сама материя, являются ОНДС. То есть, материя является иерархией ОНДС. Каждое иерархическое звено обладает новыми свойствами, которые рождаются из совокупности элементов. Целое не есть аддитивное множество элементов.

Если механика для моделей тел в виде СТ следует редукционным образом из механики МТ, то механика ОНДС следует редукционным образом из механики СТ. В этом случае для тел, заданных в виде ОНДС, должны выполняться следующие условия построения законов тел на базе законов их элементов [11]:

1. Законы верхнего иерархического уровня ОНДС следуют из законов нижнего иерархического уровня.

2. Модель тела, представляющего собой ОНДС, должна включать в себя переменные, входящие в верхний и нижний уровни описания (макро- и микроописание).

3. Макропеременные, определяющие поведение верхнего иерархического уровня ОНДС, должны строиться на основе микропеременных, определяющих поведение ОНДС нижнего иерархического уровня. В предельных случаях макроописание должно сводиться к микроописанию. Т.е. макроописание «вложено» в микроописание.

4. При переходе к верхнему иерархическому уровню ОНДС система фундаментальных понятий и определяющих параметров для нижнего иерархического уровня дополняется фундаментальными понятиями и параметрами, отображающими свойства верхнего иерархического уровня ОНДС.

5. Силы следует определять из характера трансформации соответствующих энергий.

6. Эволюция ОНДС, на каждом иерархическом уровне, определяется на основе принципа дуализма симметрии.

7. Описание процессов возникновения и эволюции верхнего иерархического уровня ОНДС требует учета структурности ее нижнего иерархического уровня.



Эти условия следуют из природы формирования свойств системы на основе свойств ее элементов. Они также согласуются с принципами причинности, детерминизма и единственности картины мира.

Что дает приближение модели тела к реальности в соответствии с цепочкой $MT \Rightarrow CT \Rightarrow ОНДС$? Модель тела в виде MT позволила выявить законы Ньютона, соответствующие принципу относительности Галилея. Время для MT обратимо. Учет структуры тела приводит к учету необратимости динамики, связанной с нелинейной трансформацией энергии движения во внутреннюю энергию. При этом, динамика каждой MT из CT подчиняется законам Ньютона. В однородном поле сил CT ведет себя как MT . Для модели тела в виде $ОНДС$ необратимость существует даже в однородном пространстве без движения. Она связана с диссипативными процессами в $ОНДС$. $ОНДС$ позволяет учесть все отмеченные принципы организации материи, которые обусловлены открытостью, неравновесностью, динамикой и бесконечной делимостью материи.

4.1.2 Об иерархичности $ОНДС$

Согласно принципу дуализма симметрии, для описания динамики $ОНДС$ ее энергию нужно разделить на энергию движения и внутреннюю энергию. В свою очередь, внутреннюю энергию следует разбить на сумму энергий относительных движений ее составных частей и их внутреннюю энергию. Если исходить из условия, что материя имеет иерархичную структуру, то тогда, аналогичную операцию следует осуществлять для каждого последующего иерархического уровня $ОНДС$. При этом, изменение внутренней энергии каждой иерархической ступени $ОНДС$ определяется D -энтропией. То есть, работа внешних сил для каждой иерархической ступени делится на работу по перемещению, соответствующую иерархическому уровню $ОНДС$, и на работу по приращению D -энтропии. Это означает, что в соответствии с иерархией материи выстраивается иерархия энергии. То есть, та энергия, которая шла на изменение D -энтропии на



предшествующем иерархическом уровне материи, уже состоит из приращения энергии движения составных частей нижнего иерархического уровня и приращения их внутренних энергий, определяемых соответствующей Д-энтропией. Это можно назвать *принципом относительности энергии и Д-энтропии для ступеней иерархической лестницы материи*. Для случая, когда можно ограничиться иерархией ОНДС из N ступеней, этот принцип запишется так [12]:

$$\Delta E_0 = \Delta E_1^m + \Delta E_1^{in} ; \Delta E_1^m = \Delta E_2^m + \Delta E_2^{in} ; \dots$$

$$\Delta E_{N-1}^m = \Delta E_N^m + \Delta E_N^{in} \quad (4.1.2.1a)$$

$$\Delta S_i^d = \Delta E_i^{in} / E_i^{in} , \quad (4.1.2.1 b)$$

где $i = 1, 2, 3 \dots N - 1$.

Здесь (1a, 1b) – цепочки приращений энергий и Д-энтропии иерархических уровней ОНДС, движущейся в неоднородном поле сил. Энергии соответствующих структур состоят из суммы их энергий движения и внутренних энергий, обозначенных верхним индексом « m » и « in » соответственно.

Но результирующее состояние системы также определяется внутренними диссипативными процессами на каждом иерархическом уровне. Эти процессы приводят к уменьшению энергии движения элементов данного уровня за счет ее диссипации в их внутреннюю энергию. Отсюда изменение энергии движения открытой неравновесной динамической системы на каждом ее уровне можно определить условием:

$$\delta E_i^m = \Delta E_i^m - \Delta E_i^{dis} . \quad (4.1.2.2)$$

Величину $\Delta W_i^{ND} = \delta E_i^m / E_i^{in}$ назовем Д-негэнтропией.

Благодаря " ΔW_i^{ND} ", открытая неравновесная динамическая



система может находиться в неравновесном состоянии. Стационарное состояние системы имеет место, когда для каждого иерархического уровня выполняется равенство: $\delta E_i^m = 0$.

Конечно, здесь не учтены все факторы, определяющие полный баланс энергии системы. В частности, положительный поток энтропии может компенсироваться излучением Планка. В этом случае полное описание баланса энергии выходит за рамки классической механики.

Уравнение движения ОНДС следует получать из уравнений ее энергии. Эти уравнения должны зависеть от иерархии микро- и макропеременных, которая определяется условиями (1a, 1b). Иерархии переменных соответствует иерархия коллективных сил, определяющих движение составляющих ОНДС подсистем и иерархии изменений их внутренних энергий.

Таким образом, *ОНДС состоят из вложенных друг в друга структурных элементов, которые также представляют собой ОНДС и так до бесконечности.*

Бесконечная делимость материи, которая следует из механики СТ, наталкивает на мысль, что в основе материи лежит ее полевая форма. Тогда, в качестве ОНДС можно взять квант света [7]. Он представляет собой осциллятор, поскольку обладает внутренней энергией и энергией движения. Ему присущ корпускулярно-волновой дуализм [13]. При прохождении потенциального барьера, каким, например, может являться щель, траектория кванта будет определяться фазой взаимодействия с барьером. Этим объясняется дифракционная картина на экране при прохождении через щель потоков квантов.

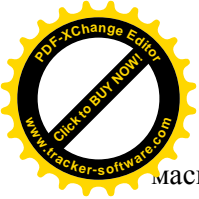
Таким образом, использование модели тела в виде ОНДС позволяет учесть все отмеченные выше принципы организации иерархической структуры материи в рамках законов физики. Но, обоснование возможности использования ОНДС в качестве базового элемента материи упирается еще в необходимость доказать, что ОНДС может находиться в стационарном состоянии. Рассмотрим, каким требованиям должны удовлетворять ОНДС, чтобы они могли быть стационарными.



В общем случае неоднородного поля сил энергия движения ОНДС трансформируется как в энергию относительных движений ее структурных элементов, так и в их внутреннюю энергию. Величины такой трансформации зависят от характерных масштабов неоднородностей внешнего поля сил $-\lambda_f$ и характерных масштабов ОНДС.

Пусть характерный масштаб ОНДС $-\lambda_{ns}$. Если $\lambda_f \gg \lambda_{ns}$, то внутренняя энергия ОНДС не изменяется и вся работа поля внешних сил уходит на перемещение ОНДС. Если $\lambda_{sp} \ll \lambda_f \leq \lambda_{ns}$, где λ_{sp} – характерный масштаб СТ, то внутренняя энергия ОНДС возрастает за счет увеличения энергии относительных движений ее структурных элементов. При этом, внешнее поле сил не меняет внутреннюю энергию этих элементов. Если $\lambda_f \leq \lambda_{sp}$, то внешнее поле сил меняет не только внутреннюю энергию ОНДС, но и внутреннюю энергию ее элементов. То есть, в соответствии с формулой (1а) меняется внутренняя энергия следующего звена иерархической структуры ОНДС. Причем, это изменение определяется иерархической формулой (1б) для Д-энтропии. Отсюда следует, что бесконечная делимость элементов тел означает, что МТ, для совокупности которых была построена механика СТ, на самом деле следует считать системами, состоящими из элементов, которые также обладают структурой и так до бесконечности. То есть, реальные тела представляют собой иерархию вложенных систем с иерархией характерных масштабов $\lambda_n \ll \lambda_{n-1} \dots \ll \lambda_2 \ll \lambda_1$, где $1, 2, 3 \dots n-1, n$ – номера соответствующих иерархических уровней. Степень иерархичности соответствует степени эволюционной нелинейности. Каждому иерархическому уровню, как правило, соответствуют свои силы. Для иерархии: молекула, атом, ядро, иерархия сил определяется молекулярными, атомными, ядерными силами.

В принципе, мы видим, что в реальности объекты природы устроены в соответствии с отмеченной схемой иерархичности ОНДС. Так, для фундаментальных сил характерно, что с ростом

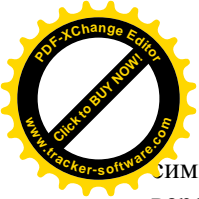


масштабов они уменьшаются: $f_1 \ll f_2 \dots \ll f_{n-1} \ll f_n$. Причем, удивительно то, что, благодаря большому отличию сил на каждом иерархическом уровне, материя устойчива. Степень иерархичности системы – n , которая проявляется в конкретном эволюционном процессе, определяется порядком разложения внешних сил. Чем больше сила, тем глубже по иерархической лестнице она производит работу по изменению внутренней энергии системы. На практике, при изучении ОНДС величина n будет ограничена необходимой точностью описания динамики конкретной системы.

Таким образом, эволюция тел связана с нелинейной трансформацией потоков внешней энергии во внутреннюю энергию его структурных элементов, расположенных по иерархической лестнице. Причем, описание процесса эволюции представляет собой самосогласованную нелинейную задачу динамики. То есть, поле сил, создаваемое вложенными друг в друга иерархическими элементами системы, определяет структуру системы так же, как и структура системы определяет иерархию поля сил.

Нелинейные члены, определяющие процесс трансформации энергии движения тел в их внутреннюю энергию, представляют собой функции иерархических переменных. Д-энтропия, разные типы потоков энергий между иерархическими уровнями, определяются в соответствии со связями между иерархическими уровнями. При этом, *динамика тела определяется дуализмом энергии на любом иерархическом уровне, так как работа внешних сил по перемещению любого иерархического элемента тела идет как на его движение, так и на изменение его внутренней энергии.*

Ключевую роль в организации структур ОНДС и их динамике играет симметрия. Характер трансформации энергии на всех иерархических ступенях материи определяется симметриями этих уровней и симметриями внешних для них полей сил. Неоднородность этих полей определяет нарушение симметрии. Переходя от макроуровней ОНДС к ее микроуровням, мы будем переходить в область квантовой механики. Можно предположить, что при этом природа нарушения симметрии в физике элементарных частиц должна быть подобна природе нарушения



симметрии в классической механике, то есть должна быть универсальной. Но это не исключает того, что методы описания природы материи на макро- и микроуровнях будут иными [14, 15]. То есть, потенциал, определяющий нарушение симметрии, следует из эволюционной нелинейности.

Чтобы описать нарушение симметрии в физике элементарных частиц, вводятся операторы рождения и уничтожения частиц. Эти операторы берутся из эксперимента. При описании нарушения симметрии в фазовых переходах нарушение симметрии вводится «руками» путем добавки необходимых членов в соответствующие уравнения [55]. Принципиальным отличием описания нарушения симметрии в механике от перечисленных здесь описаний является то, что в рамках структуры материи в виде ОНДС нарушение симметрии может быть представлено в аналитическом виде путем разложения внешних сил по малому параметру. Таким параметром является отношение характерных масштабов СТ к масштабам неоднородности поля внешних сил. Подобное описание нарушения симметрии соответствует природе материи. Оно подсказывает, как развить математический аппарат, позволяющий аналитическим образом описывать нарушение симметрии, опираясь на теорию групп.

4.1.3 Природа стационарности ОНДС

Будем исходить из условия, что стационарность ОНДС обеспечивается балансом приходящих и уходящих потоков энергий и вещества на всех ее иерархических ступенях. Мы уже говорили, что условие баланса выполняется только при учете, как минимум, электромагнитного излучения Планка, которое обеспечивает условие конечности внутренней энергии. То есть, законов классической механики недостаточно, чтобы объяснить стационарность ОНДС. Но для нашей задачи — это пока не принципиально.

Так как потоки, обеспечивающие стационарность, определяются иерархической цепочкой нелинейных трансформаций энергии движения соответствующих ступеней ОНДС, то для ее



Стационарности необходима компенсация диссипативных процессов на всех иерархических уровнях. Примером сложных иерархических тел, в которых стационарность обеспечивается не только потоками энергии, но и потоками вещества, являются биологические системы. Возможно, что только на низших уровнях организации материи основную роль играют процессы радиационного механизма поддержания стационарности. Конечно, вопрос, каким должно быть это излучение на всех иерархических уровнях ОНДС, представляет не менее значительный интерес, чем вопрос о том, какой баланс потоков обеспечивает ее стационарность.

Примем следующее определение стационарности ОНДС. Под понятием стационарности будем понимать существование такого характерного интервала времени Ω для ОНДС, которое гораздо больше характерных времен внутренних процессов. В соответствии с этим определением будем называть ОНДС стационарной, если во всех ее физических точках значения характеризующих ее параметров не меняются в течение такого характерного интервала времени. Это означает, что в характерном интервале времени Ω , ОНДС сохраняет свою топологическую форму, которая представляет собой совокупность аттракторов, каждый из которых принадлежит своему иерархическому уровню [15].

Очевидно, что *стационарность ОНДС возможна только при наличии таких внешних ограничений, которые обеспечивают баланс входящих и исходящих потоков вещества, энергии, энтропии на всех иерархических уровнях в течение характерного времени Ω* . Простейшим примером стационарных ОНДС является конвективная ячейка Бенара. Она возникает и существует при наличии потока тепла, обусловленным перепадом температуры на границах системы [16]. Этот поток, поддерживаемый градиентом температуры, компенсирует диссипативные процессы в ячейке.

Чем выше на иерархической лестнице материи находится ОНДС, тем сложнее должны быть внешние ограничения, обеспечивающие ее стационарность. Так, если существование ячейки



Бенара обеспечивается постоянством потока тепла, то существование более сложной ОНДС, например, живой клетки, требует баланса потока различных типов веществ и энергии. При этом поступающее вещество является совокупностью ОНДС более низких иерархических ступеней [17, 18].

Динамические процессы определяются на основе принципа дуализма симметрии для каждого иерархического уровня ОНДС. Законы, определяющие эволюцию ОНДС, должны быть согласованы на всех иерархических уровнях системы.

Таким образом, ОНДС могут существовать только благодаря взаимодействиям с внешним миром. Внешние ограничения, которые поддерживают ОНДС в стационарном состоянии и позволяют им эволюционировать в соответствии с присущими им процессами, будем называть *гармоничными ограничениями*.

Как было установлено, Д-энтропия и внутренняя энергия СТ могут только увеличиваться. Произведенная внутри энтропия «выносятся» с энергией излучения или с исходящим потоком вещества.

Рассмотрим, какими должны быть уравнения баланса при условии гармоничности ограничений. Состояние ОНДС определяется уравнениями баланса энергии, энтропии и вещества. Они имеют вид [15]:

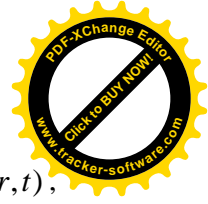
$$\dot{E}^{in} + \dot{E}^{out} = 0, \quad (4.1.3.1)$$

$$\dot{S}^{in} + \dot{S}^{pr} - \dot{S}^{out} = 0 \quad (4.1.3.2)$$

$$\dot{P}^{in} + \dot{P}^{out} = 0. \quad (4.1.3.3)$$

Здесь $E^{in} = \sum_{i=1}^R e_i^{in}(\lambda_i^e, r, P^{in}, t)$, $E^{out} = \sum_{i=1}^R e_i^{out}(\lambda_i^e, r, P^{out}, t)$,

где E^{out} – входящая в ОНДС и выходящая из нее энергии, соответственно; R число иерархических уровней;



$$S^{in} = \sum_{i=1}^R s_i^{in}(\lambda_i^s, r, P^{in}, E^{in}, t), \quad S^{pr} = \sum_{i=1}^R s_i^{pr}(\lambda_i^s, r, t),$$

$S^{out} = \sum_{i=1}^R s_i^{out}(\lambda_i^s, r, P^{out}, E^{out}, t)$, где S^{in} , S^{pr} , S^{out} – поступающая энтропия с потоками энергии и вещества, производство энтропии внутри системы, уходящая энтропия с потоками энергии и вещества соответственно.

$P^{in} = \sum_{i=1}^R \rho_i^{in}(\lambda_i^p, r, t)$, $P^{out} = \sum_{i=1}^R \rho_i^{out}(\lambda_i^p, r, t)$ – поступающее в систему и уходящее из нее вещество, характерный параметр для энергии, энтропии и вещества на данном иерархическом уровне $\lambda_i^e, \lambda_i^s, \lambda_i^p$.

Уравнение (1) определяет полный баланс поступающей и уходящей энергии в ОНДС. Уравнение (2) определяет входящую, производимую и уходящую с веществом или потоком радиации энтропию. Уравнение (3) определяет поступающее и уходящее из ОНДС вещество, то есть определяет баланс вещества. Причем, вещество, поступающее на соответствующий иерархический уровень, само представляет ОНДС более низкого уровня. В простейшем случае, когда выполняется принцип детального равновесия, каждый из компонент энергии, энтропии и вещества зависит от характерного параметра для данного иерархического уровня $\lambda_i^e, \lambda_i^s, \lambda_i^p$. Тогда потоки энергии, энтропии и вещества представляют собой сумму компонентов, соответствующих каждому i -му иерархическому уровню системы, а система уравнений (1-3) принимает вид:

$$\dot{e}_i^{in} + \dot{e}_i^{out} = 0 \quad (4.1.3.1a)$$

$$\dot{s}_i^{in} + \dot{s}_i^{pr} - \dot{s}_i^{out} = 0 \quad (4.1.3.2a)$$

$$\dot{\rho}_i^{in} + \dot{\rho}_i^{out} = 0 \quad (4.1.3.3a)$$

Очевидно, что для стационарности сложных ОНДС нужен баланс потоков всех типов материи, энергий и энтропий в среднем. С позиций детерминизма все элементы Вселенной, так или



иначе, взаимосвязаны. Поэтому стационарность возможна только лишь при балансе потоков энергии и энтропии для всех объектов Вселенной. Очевидно, что вопрос об установлении стационарности для достаточно сложных ОНДС требует глубокого изучения. Он связан с проблемой создания систем заданной сложности.

Из условия бесконечной делимости материи следует, что замкнуть бесконечную цепочку уравнений, определяющих стационарности ОНДС, практически невозможно. Однако их всегда можно обрезать, исходя из постановки задачи.

Уравнения (1-3) полезны для изучения необходимых условий стационарности ОНДС. Они позволяют выявить принципы и законы, в соответствии с которыми ОНДС могут возникать, эволюционировать и существовать. Очевидно, что условия существования ОНДС сильно усложняются по мере продвижения по иерархической лестнице. Если для существования простейших ОНДС они заключаются, например, в поддержании градиентов системы за счет проходящего через нее потока энергии, то для живых организмов требуется выполнение гораздо более сложных ограничений [18]. Например, таких как обратная связь между неоднородной средой и организмом, самовоспроизводством, мыслительными процессами и другими сложными адаптивными свойствами высокоорганизованных систем. Но, согласно детерминизму, все эти свойства, насколько бы они сложными ни были, должны вытекать из более простых свойств систем нижнего иерархического звена, поскольку более простые системы являются базовыми элементами сложных систем.

4.2 Дуальное фазовое пространство ОНДС

В настоящее время анализ процессов эволюции выполняется на основе методов неравновесной термодинамики, кинетических уравнений, методов анализа динамического хаоса. Среди этих методов также используется метод, основанный на понятии фазового пространства [19, 20].



Для анализа динамики систем МТ используется обычное фазовое пространство, достаточно полно характеризующее топологические характеристики фазовой траектории МТ при заданных внешних ограничениях [20]. Здесь будет предложено понятие дуального фазового пространства, позволяющего выполнять анализ процессов эволюции ОНДС [21].

Дуальное фазовое пространство строится на основе приближения локального термодинамического равновесия, когда ОНДС могут быть представлены совокупностью перемещающихся относительно друг друга СТ. При этом СТ представляют собой равновесную систему из достаточно большого количества потенциально взаимодействующих МТ. В основу такого представления фазового пространства положен принцип дуализма симметрии. Принцип дуализма симметрии требует разделения энергии системы на ее энергию движения в пространстве и внутреннюю энергию.

Если состояние ОНДС определяется совокупностью движущихся СТ, то его следует задавать в фазовом пространстве $6R - 1$ измерений, где R – количество СТ, входящих в ОНДС. Соответственно, положение каждого СТ задается тремя координатами и тремя компонентами импульса их центра масс. Это пространство мы назвали S -пространством [22]. S -пространство сжимаемо. Его сжатие определяется уравнением движения СТ. Только когда внутренняя энергия СТ не меняется, S -пространство совпадает с обычным фазовым пространством.

При движении СТ, помимо изменения скорости центра масс, изменяется внутренняя энергия. Поскольку макро- и микропеременные независимы, то одной и той же точке S -пространства соответствуют разные значения внутренней энергии СТ. Неоднозначность точек S -пространства можно исключить, если его дополнить пространством независимых микропеременных, определяющих движения МТ относительно центра масс СТ. Такое дуальное фазовое пространство удобно назвать SD -пространством.

Наиболее просто SD -пространство будет выглядеть для случая, когда все СТ можно считать равновесными в течение всего



времени. Тогда дополнительное пространство сведется к многомерной плоскости, на которой отображаются средние значения (\bar{q}, \bar{q}) для каждого СТ. Объем этого подпространства соответствует сумме внутренних энергий всех СТ. Это следует из того, что для равновесного СТ единственным параметром, определяющим внутреннее состояние системы, является внутренняя энергия.

Ниже предлагается физическое обоснование необходимости использования дуального фазового пространства для анализа процессов эволюции ОНДС.

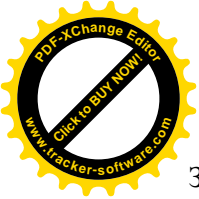
4.2.1 Фазовое пространство для гамильтоновых систем

Понятие фазового пространства было введено Больцманом. Оно используется для анализа гамильтоновых систем в классической механике, а также в статистической физике и в кинетике [1, 20]. Ключевая идея введения фазового пространства состоит в том, что координаты и импульсы частиц однозначно определяют динамику системы.

Если гамильтонова система имеет n степеней свободы, то положение точки в фазовом пространстве определяется $2n$ координатами q и импульсами p . Движение этой точки в фазовом пространстве происходит по фазовой траектории, которая однозначно характеризует динамику системы. Для сложных систем, например, при анализе динамического хаоса (q, p) , используется метод отображения Пуанкаре. Этот метод позволяет исследовать поведение аттракторов, к которым стремятся фазовые траектории [20].

Пучку фазовых траекторий в заданный момент времени соответствует элемент фазового объема. Для его изменения со временем можно записать [21]:

$$\int_{\Delta_0} dp_0 dq_0 = \int_{\Delta_t} dp_t dq_t, \quad (4.2.1.1)$$



Здесь q_0, p_0 – координаты и импульсы элементов системы, заполняющие элемент фазового объема Δ_0 в начальный момент времени; q_t, p_t, Δ_t – координаты, импульсы элементов, а также фазовый объем, занимаемый их системой, спустя время t .

Фазовые траектории в течение времени t непрерывно переходят из объема Δ_0 в фазовый объём Δ_t . Согласно каноническому уравнению Лиувилля имеем: $\Delta_0 = \Delta_t$. Это значит, что фазовый объем консервативных гамильтоновых систем сохраняется, меняется только его форма.

Анализ динамического хаоса с помощью фазового пространства позволил выявить характер фазового перемешивания гамильтоновых систем, определяемый положительным экспоненциальным показателем Ляпунова, предельные циклы отображения Пуанкаре и соответствующие им неподвижные точки, изучить сценарий развития динамического хаоса и т.п. [20]. Но вопрос о природе необратимости так и остался открытым.

Консервативные системы вдали от равновесия не являются гамильтоновыми. Для исследования релаксационных и других необратимых процессов в таких системах использование обычного фазового пространства затруднено. Более того, в таком (q, p) пространстве не удастся установить характер приближения системы к равновесному состоянию. Это мы объясняем тем, что в ОНДС каждая МТ вносит вклад как в энергию движения ее структурных элементов, так и в их внутреннюю энергию, отвечающую за хаотическое движение МТ. Только сумма этих двух типов энергии является инвариантом. То есть, хотя динамика ОНДС диссипативна и необратима, полная энергия сохраняется. Поэтому, в лабораторной системе координат невозможно установить, какая часть динамики системы связана с ее упорядоченным движением, а какая часть отвечает за хаотическое движение. Для того, чтобы описать динамику ОНДС, необходимо разделить эти типы движения.

Здесь покажем, как выполнить такую модификацию фазового пространства, которая позволит разделить эти типы движения и, таким образом, даст возможность анализировать необратимые



диссипативные процессы [21]. Ниже приведем более подробное обоснование необходимости такого разделения энергий и покажем, как его можно выполнить.

4.2.2 Дуальное фазовое пространство для ОНДС

Пусть ОНДС представлена совокупностью СТ, обладающих внутренней энергией и энергией движения. То есть, энергия каждой МТ, входящей в СТ, вносит вклад в энергию хаотического движения, обуславливающую внутреннюю энергию СТ, и в энергию ее движения. Со временем ОНДС уравнивается, что характеризуется отсутствием энергии относительного движения СТ [22]. То есть, имеет место условие:

$$\left(\sum_{i=1}^R E_i^{tr} / E_i^{ins} \right)_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0 \quad (4.2.2.1),$$

где $i = 1, 2, 3 \dots R$, R – число СТ, входящих в неравновесную систему, E_i^{tr}, E_i^{ins} – энергия относительного движения и внутренняя энергия i -того СТ.

Условие (1) характеризует степень неравновесности ОНДС в каждый момент времени. Установление равновесия в консервативной ОНДС происходит при сохранении полной энергии системы: $\sum_{i=1}^R (E_i^{tr} + E_i^{ins}) = const$. Отсюда возникла идея построить такое фазовое пространство, которое позволит анализировать процессы установления равновесия. Для этого следует исходить из того факта, что энергия ОНДС состоит из двух частей, соответствующих внутренней энергии и энергии движения.

Таким образом, состояние ОНДС в заданный момент времени определяется двумя точками в S - и D -пространствах. То есть, состоянию ОНДС соответствует точка в плоскости, определяемая двумя S - и D -векторами. Причем длина S -вектора определяется модулем вектора точки S -пространства. Модуль этого вектора пропорционален сумме энергий относительного движения СТ. Длина D -вектора определяет соответствующую точку D -



пространства. Очевидно, что длина D -вектора пропорциональна внутренней энергии ОНДС, равной сумме внутренних энергий СТ.

При движении неравновесной системы к равновесию модуль S -вектора стремится к нулю, поскольку стремится к нулю энергия относительных движений СТ, а модуль D -вектора растет. Если ОНДС консервативна, то должно выполняться условие:

$$S^2 + D^2 = const \quad (4.2.2.2)$$

Это условие эквивалентно закону сохранения энергии ОНДС. Условие (2) можно записать так: $ZZ^* = const$ (а), где $Z = D + iS$, i – мнимая единица. Выполнение условия (а) обусловлено тем, что микро- и макропеременные независимы. Так как при любых преобразованиях S - и D -векторов сумма энергий движения СТ и их внутренних энергий сохраняется, то состоянию ОНДС соответствует точка комплексной плоскости, определяемая числом: $Z = D + iS$. Угол между векторами S и D равен: $\varphi = \arctg(S / D)$. В равновесном состоянии имеем: $\varphi = 0$. Поскольку выполняется условие (2), модуль вектора точки в SD -пространстве является инвариантом.

Так как внутренняя энергия и энергия движения определяются независимыми микро- и макропеременными соответственно, то условие (1) необходимо писать в этих переменных. Рассмотрим, как это можно сделать.

Энергия ОНДС суммируется из энергий СТ. Энергия СТ может быть представлена суммой энергии ее движения и внутренней энергии, в которые вносит вклад каждая МТ. В этом случае условие (2) можно записать следующим образом:



$$\int_{\Delta_0^S} dq_0^S dp_0^S + \int_{\Delta_0^D} dq_0^D dp_0^D = \int_{\Delta_t^S} dq_t^S dp_t^S + \int_{\Delta_t^D} dq_t^D dp_t^D \quad (4.2.2.3)$$

Здесь q_0^S, p_0^S – координаты и импульсы СТ, образующие элемент фазового объема Δ_0^S в начальный момент времени; q_0^D, p_0^D – координаты и импульсы МТ относительно центра масс СТ, заполняющие элемент фазового объема Δ_0^D в начальный момент времени; q_t^S, p_t^S – координаты и импульсы СТ, а Δ_t^S – фазовый объем, занимаемый ими спустя время t ; q_t^D, p_t^D – координаты и импульсы МТ относительно центра масс СТ, заполняющие элемент фазового объема Δ_t^D в момент времени t .

Эволюция фазового объема происходит при выполнении условия: $\Delta_0^S + \Delta_0^D = \Delta_t^S + \Delta_t^D$ (в), которое эквивалентно закону сохранения энергии. Из-за трансформации энергии относительных движений СТ в их внутреннюю энергию будет иметь место следующее условие:

$$(\Delta_t^S / \Delta_t^D)_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0 \quad (4.2.2.4)$$

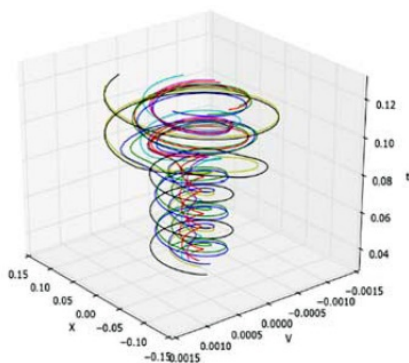


Рис. 4.1 - Изменение фазового пространства со временем

Это условие эквивалентно условию (1), определяющему процесс установления равновесия в консервативной ОНДС.

Скорость изменения Δ_t^S определяется Д-энтропией – S^d , которая является отношением изменения внутренней энергии системы за счет энергии ее движения, к величине внутренней энергии. В случае ОНДС, представленных совокупностью СТ, можно записать: $\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^R E_i^{tr} = T \frac{d}{dt} S^d$, где T – температура СТ.

Если система бездиссипативна, то в этом случае $\frac{d}{dt} S^d$, и S^d – пространство совпадает с обычным фазовым пространством.

В качестве демонстрации возможности использования дуального фазового пространства были приведены расчеты динамики системы в трёхмерном пространстве из $N=9$ взаимодействующих по закону Гука МТ. Система с начальной энергией движения центра масс $E_{ц.м.}=400$ и внутренней энергией $E_{in}=10$, проходит через потенциальный барьер $E_{бар.}=350$. (Энергия берется в относительных единицах). Для наглядности на рис. 4.1 изображены разными цветами развернутые во времени фазовые траектории частиц системы МТ в D -пространстве. Видно, что в ре-

в результате прохождения барьера объем D -пространства увеличивается за счет объема S -пространства. При этом, уравнение движения СТ используется в качестве контроля правильности расчета.

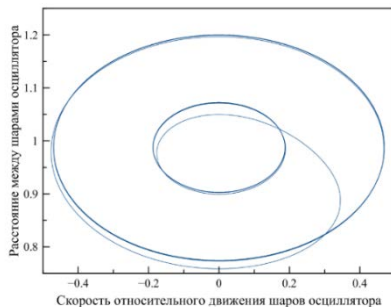


Рис. 4.2 - Фазовый объем осциллятора в D -пространстве

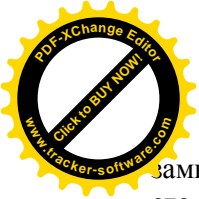
На рис. 4.2 представлена фазовая траектория в D -пространстве осциллятора до и после его прохождения через потенциальный барьер. Видно, что его фазовый объем изменяется.

Причем, в зависимости от первоначального состояния осциллятора это изменение может быть либо положительным, либо отрицательным. Если же система состоит из достаточного количества МТ, то фазовый объем D -пространства будет только увеличиваться.

Если же для изучения динамики подобных систем использовать обычное фазовое пространство, то наблюдаемого эффекта изменения объема D -пространства на нем невозможно обнаружить, поскольку полный фазовый объем систем инвариантен.

4.2.3 Фазовое пространство эволюции

Для описания динамики ОНДС мы ввели S -пространство [22]. Это пространство отображает динамику СТ. Но это описание не



замкнуто, так как оно не учитывает процессы диссипации. Если его дополнить фазовым пространством динамики МТ для всех СТ, входящих в ОНДС, то мы получаем SD-пространство, которое устраняет этот недостаток. Дуальное фазовое пространство можно записать так: $S+D=A=\text{const}$, где S и D – меры соответствующих фазовых объемов. SD-пространство сохраняет фазовый объем, как и обычное фазовое пространство системы, и позволяет учесть необратимость ОНДС. Необратимость отображается в том, что: $S+D=A$, при условии, что $S \rightarrow 0, D \rightarrow A$. То есть SD-пространство отображает главный элемент эволюции – необратимость. Хотя, в реальности, процесс эволюции куда более сложный, чем описываемые в SD-пространстве, но, тем не менее, SD-пространство уже применимо для изучения эволюционных процессов в материи. Например, это пространство приемлемо для описания ячеек Бенара, которые являются простейшими ОНДС, и для их существования достаточно градиента температуры.

Очевидно, что ОНДС живой материи существенно отличается от ОНДС костной материи. Живая клетка куда более сложна по своей структуре и для ее существования также нужны более сложные внешние ограничения. При этом возникает методологический вопрос, можно ли для живой клетки задать нечто подобное фазовому пространству, позволяющему отображать эволюцию топологических свойств этой клетки? Скорее всего, можно. Это пространство, во-первых, будет включать в себя временную ось, характеризующую направление процессов в живой клетке. В противном случае, оно не в силах отобразить саму суть эволюции. Во-вторых, оно должно учитывать все взаимосвязи, характеризующие поведение клетки. К ним можно отнести энергетическое состояние оболочки клетки, сложность ее внутреннего состава, обмен взаимодействиями с внешним миром и т.п. То есть, в общем случае это пространство должно содержать в себе необходимые параметры, характеризующие процессы рождения, развития и распада клетки. Такое функциональное пространство удобно назвать Ф-пространством.

В целом, дуальное фазовое пространство позволяет характеризовать процесс установления равновесия в неравновесном



образом приготовленной системе. Точки S -пространства характеризуют движение равновесных подсистем, совокупностью которых можно представить неравновесную систему. Точка в D -пространстве характеризует внутренние движения элементов подсистем. Процесс преобразования регулярного движения в хаотическое, определяется уменьшением модуля вектора точки S -пространства и ростом модуля вектора точки D -пространства.

Ортогональность S - и D -пространств позволяет ввести комплексное число Z , характеризующее точку SD -пространства, соответствующую двум S - и D -векторам. Характер эволюции системы к равновесию определяется углом: $\varphi = \arctg(S / D)$. Стремление этого угла к нулю соответствует стремлению системы к равновесию.

Предложенная модификация фазового пространства особенно может быть полезной при анализе динамики ОНДС.

4.3 Расширенный формализм ОНДС

Здесь предлагается модификация формализмов классической механики, которая позволяет выполнять анализ эволюции ОНДС. Эта модификация строится на основе уравнений движения СТ по аналогии построения формализмов классической механики, но без использования условий потенциальности коллективных сил и голономности связей. Благодаря снятию этих ограничений, расширенные формализмы позволяют описывать диссипативные системы с учетом их эволюции в неоднородных полях внешних сил.

4.3.1 Расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля для ОНДС

Описание процессов эволюции в физике невозможно без формализма, учитывающего диссипативные процессы в ОНДС. Создать такой формализм можно с помощью уравнения движения СТ. Ранее (см. параграф 2.4) было показано, как получить



расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля для равновесной подсистемы, совокупностью которых представлена ОНДС [22, 23]. Здесь покажем, как уравнения Лагранжа и Лиувилля выводятся для ОНДС на основе уравнений движения для СТ. Эти уравнения можно использовать для описания эволюции ОНДС.

Действующие на i -ое СТ силы можно определить путем добавления в соответствующий ему лагранжиан энергии – $\tilde{U}_i(R_1, R_2 \dots R_N)$, где $R_1, R_2 \dots R_N$ – координаты центра масс других СТ. Т.е. $L_i = \sum_{i=1}^N mV_i^2 / 2 + \tilde{U}_i(R_1, R_2 \dots R_N)$. Согласно уравнений

(2.4.5-2.4.10), функция $\tilde{U}_i(R_1, R_2 \dots R_N)$ включает в себя потенциальную часть энергии и диссипативную часть энергии, которая обуславливает работу непотенциальных сил взаимодействия СТ, меняющих их внутреннюю энергию, а также работу внешних сил.

Отличие канонического уравнения Лагранжа от расширенного уравнения Лагранжа для ОНДС состоит в том, что для СТ нельзя требовать выполнения условия, согласно которому виртуальная работа приложенных или активных сил является моногенным дифференциалом, получаемым из силовой функции. Это следует из того, что силы, действующие на СТ, ответственные за изменение их внутренней энергии, невозможно представить в виде градиента какой-либо функции, поскольку они сами представляются через градиенты внешних сил. Поэтому интеграл по времени для работы эффективных сил имеет вид:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \omega' dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} \sum M_i V_i^2 dt - \delta \int_{t_1}^{t_2} U dt + \int_{t_1}^{t_2} \sum F_i \delta R_i dt - \left[\sum M_i V_i \cdot \delta R_i \right]_{t_1}^{t_2} \quad (4.3.1.1)$$

Следуя стандартной процедуре вывода уравнения Лагранжа [24, 25], из уравнения (1) получим, что для i -й - СТ справедливо выражение:



$$\sum_{i=1}^N \left(\frac{d}{dt} \frac{\partial L_i}{\partial V_i} - \frac{\partial L_i}{\partial R_i} \right) = \sum_{i=1}^N F_i . \quad (4.3.1.2)$$

Правая часть уравнения (2) – $\sum_{i=1}^N F_i$ представляет собой сумму сил, меняющих внутреннюю энергию СТ. Как следует из уравнения движения СТ, эти силы определяются относительными скоростями СТ, взаимодействиями МТ из разных СТ и градиентами внешних сил.

Условием стационарности интеграла (2) является равенство нулю правой части уравнения (2). Это соответствует равновесному состоянию системы, в котором относительные скорости СТ равны нулю, а также отсутствию градиентов внешних сил. То есть, когда все СТ находятся в одинаковом состоянии. В этом случае уравнение (2) превращается в каноническое уравнение Лагранжа [24].

В неравновесном случае уравнение (2) соответствует уравнению Лагранжа для случая неголономных связей. Тогда правая часть уравнения (2) будет определяться полигенными силами, обусловленными неголономными граничными условиями. Покажем, как, опираясь на уравнение (2), найти расширенные уравнения Гамильтона для неравновесных систем.

Дифференциал для L_i имеет вид:

$$dL_i = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial L_i}{\partial R_i} dR_i + \frac{\partial L_i}{\partial \dot{R}_i} d\dot{R}_i \right) + \frac{\partial L_i}{\partial t} dt, \text{ где } \frac{\partial L_i}{\partial \dot{R}_i} = P_i - \text{импульс } i\text{-ого СТ.}$$

С помощью преобразования Лагранжа это выражение можно представить так:

$$d \left[\sum_{i=1}^N P_i \dot{R}_i - L_i \right] = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\partial L_i}{\partial R_i} dR_i + \dot{R}_i dP_i \right) - \frac{\partial L_i}{\partial t} dt . \text{ Так как } \frac{\partial H_i}{\partial t} = -\frac{\partial L_i}{\partial t}, \text{ где}$$

$H_i = \left[\sum_{i=1}^N P_i \dot{R}_i - L_i \right]$, то отсюда получаем расширенные уравнения Гамильтона [22, 23].



$$\frac{\partial H_i}{\partial R_i} = -\dot{P}_i + F_i, \quad (4.3.1.3)$$

$$\frac{\partial H_i}{\partial P_i} = \dot{R}_i \quad (4.3.1.4)$$

Опираясь на уравнения (2-4), определим вид соответствующего расширенного уравнения Лиувилля для неравновесных систем. Для этого введем обобщенный вектор тока подсистемы в фазовом пространстве $J_i = (\dot{R}_i, \dot{P}_i)$, где $i = 1, 2, \dots, N$. С помощью уравнений (3, 4) получим:

$$\operatorname{div} J = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial}{\partial R_i} \dot{R}_i + \frac{\partial}{\partial P_i} \dot{P}_i \right) = \sigma, \quad (4.3.1.5)$$

где $\sigma = \sum_{i=1}^N \frac{\partial}{\partial P_i} F_i$.

Дифференциальной формой закона сохранения числа СТ является уравнение непрерывности: $\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(Jf) = 0$, где $f = f(R, P, t)$ – нормированная функция распределения СТ. Отсюда с учетом уравнения (5) получим:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left(\dot{R}_i \frac{\partial f}{\partial R_i} + P_i \frac{\partial f}{\partial P_i} \right) = \frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(Jf) - f \operatorname{div} J = -f \sigma$$

В результате имеем:



$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^N (\dot{R}_i \frac{\partial f}{\partial R_i} + P_i \frac{\partial f}{\partial P_i}) = -f \sigma. \quad (4.3.1.6)$$

Уравнение (6) – расширенное уравнение Лиувилля для ОНДС. Из уравнения (6) вытекает, что неравновесная система со временем должна стремиться к стационарному равновесному состоянию в однородном поле внешних сил. Правая часть, определяемая эффективностью преобразования энергии движения СТ в их внутреннюю энергию, определяет характерное время установления равновесия. Она не равна нулю, так как силы между СТ, трансформирующие энергию их относительного движения во внутреннюю энергию, зависят от скоростей элементов. Для неравновесной системы работа этих сил отлична от нуля.

Вывод расширенных уравнений Лагранжа, Гамильтона, Лиувилля для неравновесных систем, состоящих из потенциально взаимодействующих МТ, существенно отличается от вывода соответствующих канонических уравнений. Так, канонические уравнения выводятся при условии, что взаимодействия между любыми подсистемами, совокупностью которых представляется неравновесная система, потенциальны. То есть, при условии, что силы их взаимодействия равны сумме всех сил между МТ соответствующих подсистем. При этом исключается из рассмотрения работа сил, которая идет на увеличение внутренней энергии соответствующей подсистемы МТ. Поэтому исчезает диссипативная часть энергии взаимодействия подсистем, которая приводит к установлению равновесия. В расширенных уравнениях эта часть энергии учтена благодаря тому, что они выводятся на основе уравнений движения систем, в которых присутствуют нелинейные члены, отвечающие за изменение внутренней энергии.

4.3.2 Расширенные скобки Пуассона для ОНДС

В классической механике для поиска интегралов движения часто используются скобки Пуассона [26]. Естественно, что, как



и каноническое уравнение Лиувилля, скобки Пуассона для неравновесной системы, которая представлена совокупностью СТ, также примут иной вид.

Пусть $\phi(p, q, t)$ – некоторая функция координат, импульсов и времени, в которой координаты и импульсы определяют движение центра масс СТ. Тогда ее полная производная имеет вид [26]:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \sum_{i=1}^R \left(\frac{\partial\phi}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial\phi}{\partial p_i} \dot{p}_i \right) \quad (4.3.2.1)$$

Здесь индекс $i = 1, 2, 3 \dots R$, где R – число СТ в неравновесной системе. Подставляя сюда вместо \dot{q}_i и \dot{p}_i их выражения из уравнений для расширенной функции Гамильтона, получим:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \langle H\phi \rangle, \quad (4.3.2.2)$$

где $\langle H\phi \rangle = \sum_{i=1}^R \left[\frac{\partial\phi}{\partial q_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} - \frac{\partial\phi}{\partial p_i} \left(\frac{\partial H}{\partial q_i} - F_i \right) \right]$ – скобки Пуассона

для СТ. Назовем их расширенными скобками Пуассона. Если $F_i = 0$, то получим канонические скобки Пуассона. Их принято

записывать так: $\{H\phi\} = \sum_{i=1}^R \left[\frac{\partial\phi}{\partial q_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} - \frac{\partial\phi}{\partial p_i} \frac{\partial H}{\partial q_i} \right]$. Канонические

скобки Пуассона обладают следующими важными свойствами.

Если $\phi(p, q, t)$ – интеграл движения, то $\frac{d\phi}{dt} = 0$. Отсюда имеем:

$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \{H\phi\} = 0$. Если же $\phi(p, q, t)$ не зависит явно от времени,

то $\{H\phi\} = 0$. Если же имеется два интеграла движения – $\phi(p, q, t)$ и $g(p, q, t)$, то для них выполняется условие $\{g\phi\} = const$. Следовательно, для двух интегралов движения



Скобки Пуассона тоже являются интегралом движения. (Такая называемая теорема Пуассона) [24-26].

Рассмотрим свойства расширенных скобок Пуассона [22]. В принятых обозначениях выражение (2) можно переписать так:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \{H\phi\} - \sum_{i=1}^R F_i \frac{\partial\phi}{\partial p_i}. \text{ Если } \phi(p, q, t) \text{ не зависит явно от}$$

времени, то имеем:

$$\{H\phi\} = \sum_{i=1}^R F_i \frac{\partial\phi}{\partial p_i} \quad (4.3.2.3)$$

Отсюда следует, что как только система, состоящая из СТ, приблизится к равновесию, а диссипативные силы соответственно исчезнут, мы будем иметь $\{H\phi\} = 0$.

$$\text{Но } \sum_{i=1}^R F_i \frac{\partial\phi}{\partial p_i} = \sum_{i=1}^R \left(\frac{\partial}{\partial p_i} \phi F_i - \phi \frac{\partial F_i}{\partial p_i} \right) = \sum_{i=1}^R \frac{\partial}{\partial p_i} \phi F_i - \phi \sum_{i=1}^R \frac{\partial F_i}{\partial p_i}.$$

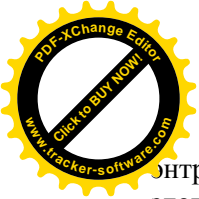
Тогда из расширенного уравнения Лиувилля будем иметь:

$$\{H\phi\} = - \frac{d \ln f}{dt} \quad (4.3.2.4)$$

Таким образом, расширенные скобки Пуассона не сложно выразить через функцию распределения СТ в неравновесной системе.

4.3.3 Принцип наименьшего действия и второй закон термодинамики

Рассмотрим, как ключевому фундаментальному понятию физики, которым является принцип наименьшего действия, можно поставить в соответствие эмпирический принцип максимума



энтропии равновесной системы в термодинамике [9-12]. Для этого покажем, что в соответствии с принципом наименьшего действия система в равновесном состоянии имеет максимальную энтропию. Опираясь на детерминированный механизм необратимости и уравнение движения системы потенциально взаимодействующих материальных точек, объясним процесс достижения системой равновесного состояния. Это будет одним из доказательств того, что второй закон термодинамики является следствием фундаментальных принципов физики. Обсудим расширенный принцип наименьшего действия для ОНДС. Рассмотрим вопрос, почему стационарные ОНДС в локальном приближении допускают описание в рамках фундаментальных законов физики.

Чтобы установить характер соответствия и взаимосвязи принципа наименьшего действия с принципом максимума энтропии, напомним, как из принципа Даламбера, при условии потенциальности всех коллективных сил, выводится уравнение Лагранжа для систем потенциально взаимодействующих материальных точек [13, 14]. Затем, опираясь на этот вывод, покажем, как принцип максимума энтропии в термодинамике следует из принципа наименьшего действия.

Вначале покажем, что условие максимальности энтропии системы в равновесном состоянии следует из принципа наименьшего действия.

Второй закон термодинамики для изолированных систем можно записать так [3]:

$$\partial S / \partial t \geq 0, \quad (4.3.3.1)$$

где S – энтропия.

Т.е., в изолированных системах энтропия нарастает таким образом, что в равновесном состоянии в выражении (1) будет иметь место равенство, соответствующее максимальной энтропии. Согласно статистическому определению, энтропия Больцмана связана с числом W микросостояний, определяющих макросостояние системы следующим образом [1, 3]:



$$S = k \ln W, \quad (4.3.3.2)$$

где k – постоянная Больцмана.

Формула (2) справедлива при условии равновероятности микросостояний системы. Для ее вывода было принято, что любое микросостояние реализуется с равной вероятностью, а система может находиться в любом макросостоянии в течение времени, пропорциональном числу неразличимых микросостояний, с помощью которых реализуется данное макросостояние. Отсюда делают вывод, что так как равновесное состояние реализуется несоизмеримо чаще, чем любое другое состояние, то в соответствии с (2) система фактически все время находится в состоянии, соответствующем максимальной энтропии. То есть, она находится в равновесии. Возникает противоречивая ситуация. Статистическая физика, в принципе, не запрещает возможность реализации маловероятного состояния системы. Например, согласно ее законам, все молекулы газа могут собираться в одной из половин сосуда. В свою очередь, термодинамика запрещает возникновение в равновесных системах состояния с нарушением однородности плотности, поскольку это противоречит второму закону термодинамики. Это противоречие статистической физики и термодинамики указывает на существование ограничений применимости статистических законов для неравновесных систем. Можно лишь уверенно утверждать, что гипотеза о равновероятности микросостояний справедлива только для термодинамических систем, близких к состоянию равновесия.

Сопоставим условие максимальности энтропии для равновесного состояния системы с принципом наименьшего действия. Как было показано выше, согласно принципу наименьшего действия, существует функция координат и скоростей элементов системы, называемая функцией Лагранжа L , для которой выполняется условие:

$$\delta \tilde{S} = \delta \int_{t_1}^{t_2} L(q_1, q_2, \dots, q_s; \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_s; t) dt = 0 \quad (4.3.3.3)$$



где q_1, q_2, \dots, q_s – обобщенные координаты; $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_s$ – обобщенные скорости; t – время; t_1, t_2 – начальный и конечный моменты времени; \tilde{S} – действие.

Согласно принципу наименьшего действия, система всегда движется так, что на рассматриваемом временном отрезке действие принимает экстремальное значение.

Функция Лагранжа для системы потенциально взаимодействующих материальных точек имеет следующий вид:

$$L_a = \sum_a \frac{m_a v_a^2}{2} - \sum_a U_a \quad (4.3.3.4)$$

где m_a – масса a -й материальной точки; v_a – скорость; U_a – потенциальная энергия каждой материальной точки.

Очевидно, что если классическая механика и термодинамика непротиворечивы, то для равновесной системы должны иметь место как условие (1), так и (3). Согласно уравнению (1) система стремится к максимальному значению энтропии, а согласно (3), она движется так, что в предельном случае равновесия имеет место принцип наименьшего действия. Покажем, что эти условия совместимы. То есть, условие максимума энтропии следует из принципа наименьшего действия.

Рассмотрим одномерный газ (аналогия с частицами, насаженными на натянутую окружность достаточно большого диаметра). Исходя из теоремы Вириала, на достаточно большом отрезке времени кинетическая энергия пропорциональна потенциальной. Поэтому будем рассматривать только потенциальную энергию.

Пусть на масштабе R имеется n потенциально взаимодействующих элементов. Тогда в приближении близкоддействия потенциальная энергия одномерного газа определяется формулой:



$$U = b \sum_a \frac{R}{l + \varepsilon_a} \quad (4.3.3.5)$$

где $l = R/n$, $b = const$ – константа, определяемая симметрией системы, $\sum_a \varepsilon_a = 0$. Т.е. величина ε_a означает дисперсию расстояний между частицами.

Не сложно видеть, что потенциальная энергия каждой частицы будет минимальной, если расстояния от нее до двух соседних частиц равны. Действительно, функция $G = 1/(l + \varepsilon) + 1/(l - \varepsilon)$ имеет минимум при $\varepsilon = 0$. Очевидно, что и для трехмерного случая потенциальная энергия имеет минимум, когда расстояние между всеми частицами одинаково. Это можно пояснить на простом физическом примере. Соединим шарики одинаковыми пружинками, чтобы образовалась трехмерная решетка. Стационарным состоянием такой решетки как раз будет такое состояние, которое соответствует одинаковому расстоянию между шариками и равенству сил между ними. Но здесь возникает вопрос, как устанавливается такое состояние. Этот вопрос получает ответ, лишь опираясь на детерминированный механизм необратимости.

Из теоремы Вириала следует, что если потенциальная энергия является однородной функцией k -й степени, то для средних значений кинетической и потенциальной энергий выполняется равенство $2 \langle T \rangle = k \langle U \rangle$. Поэтому можно утверждать, что, согласно принципу наименьшего действия, газ, состоящий из потенциально взаимодействующих частиц, будет стремиться равномерно заполнить занимаемый им объем. Т. е. при $l_a = l = const$ имеем:

$$\delta \tilde{S} = \delta \int_{t_1}^{t_2} (L - U) dt = 0 \quad (4.3.3.6).$$

А это соответствует состоянию с максимальной энтропией.



Однородность распределения частиц в пространстве следует также и из условия однородности пространства. Действительно, в соответствии с законом сохранения импульса, в замкнутой системе должно быть $F = \sum_j F_j = 0$ для каждой из выделенных подсистем, где j – число частиц в подсистеме, причем $j \gg 1$. То есть, образование локальных неоднородностей, например, сгущений частиц, в замкнутой системе невозможно, так как это приведет к появлению отличных от нуля коллективных сил. Оно невозможно и из-за закона сохранения импульса, поскольку для образования такого сгущения частиц необходимо возникновение коллективных движений частиц в однородной среде. То есть, возникновение коллективных движений в равновесных системах невозможно, так как это эквивалентно нарушению закона сохранения импульса для равновесной системы.

4.3.4 Стационарность ОНДС и принцип наименьшего действия

Пока не существует метода, который аналитически может описывать процессы в ОНДС. Но их описание существенно упрощается для стационарных случаев, когда имеет место баланс локальных величин энтропии и энергии в заданной физической точке системы. Выше были рассмотрены общие условия стационарности ОНДС. Рассмотрим, какое место занимает принцип наименьшего действия в проблеме стационарных ОНДС.

Как уже было отмечено, существование стационарных ОНДС обусловлено балансом входящих и уходящих потоков энтропии, энергии, вещества на всех иерархических уровнях материи. Этот баланс обеспечивается соответствующими внешними ограничениями. Ярким примером стационарных систем является атмосфера Земли. Ее стационарность, главным образом, поддерживается входящим и уходящим потоком радиации. Если, гипотетически, лишить атмосферу входящего потока солнечной радиации, то начнется процесс последовательного установления равновесного состояния на всех иерархических уровнях



атмосферы. И тогда, в определенный период времени, атмосферный газ превратится в жидкость и покроет поверхность Земли. То есть, иерархическая лестница структуры атмосферы, при «отключении» потока солнечной радиации, станет разрушаться. Связано это с тем, что ключевыми и определяющими свойствами эволюции на всех иерархических ступенях атмосферы являются диссипативные процессы, обусловленные радиационным балансом. То есть, внешние ограничения должны обеспечивать потоки, компенсирующие производство энтропии на всех иерархических ступенях материи. Эти потоки определяются уравнениями баланса, которые в простейшем случае записываются в приближении неравновесной термодинамики. Возникает вопрос, почему, как показала практика, несмотря на существенную роль неравновесности, для описания динамики атмосферы можно пользоваться стационарными линейными уравнениями гидродинамики, например, для описания процессов генерации волн на границе дня и ночи [27, 28].

Ответ заключается в следующем. В гравитационном поле Земли атмосфера представляет собой плоско стратифицированную систему уровней со своими стационарными параметрами атмосферы. Причем, для каждого уровня атмосферы справедливо термодинамическое приближение. Тогда для характерных масштабов данного уровня атмосферы ее можно считать однородной. В этом случае динамика газа для данного уровня описывается в рамках теории возмущения, на основе уравнений газодинамики. То есть, для данного случая справедлив канонический формализм классической механики, а также выполняется канонический принцип наименьшего действия. Но, пространственная неоднородность параметров всей атмосферы в зависимости от величины, поступающей и уходящей из нее радиации от области атмосферы приведет к тому, что в целом для нее будет уже справедлив расширенный принцип наименьшего действия, соответствующий ОНДС. То есть, эволюция атмосферы будет определяться не только локальными ее параметрами, но и внешними факторами, зависящими от пространства и времени. Этот пример с атмосферой характерен для любых ОНДС. То есть, динамика стационарных ОНДС, в ее



локальных областях, может быть описана в рамках законов фундаментальной физики. Но при этом важно правильно определить границы локальных областей, внутри которых приближения стационарности и однородности параметров ОНДС можно считать приемлемыми.

В целом, ОНДС движется так, что сумма инерциальных сил всегда направлена вдоль суммы векторов активных сил, действующих в каждой последующей точке траектории движения системы. Характер активных сил определяется внешним потенциальным полем. В том случае, если в каждой точке траектории активная сила будет равна по величине и противоположна направлению инерциальной силе, имеет место принцип наименьшего действия. Тогда работа, совершаемая внешними силами по перемещению системы вдоль соответствующей траектории, минимальна.

В соответствии с принципом наименьшего действия замкнутая система в равновесном состоянии имеет максимальную энтропию с однородным заполнением пространства ее элементами. Это означает, что принцип максимума энтропии является следствием принципа наименьшего действия для стационарных систем. В свою очередь, принцип наименьшего действия для систем обусловлен свойствами ее динамики, а эти свойства следуют из принципа дуализма симметрии, то есть, они определяются симметриями системы и пространства. Следовательно, состояние системы с максимальной энтропией соответствует принципу наименьшего действия и вытекает из свойств внутренних симметрий системы, а также пространства и времени.

Возможность достижения системой равновесного состояния обусловлена существованием детерминированного механизма необратимости. Согласно этому механизму, замкнутая неравновесная система, представленная совокупностью перемещающихся относительно друг друга СТ, в соответствии с законами классической механики стремится к равновесию, в результате преобразования энергии относительного движения СТ в их внутреннюю энергию. Следовательно, установление в замкнутой системе равновесного состояния, определяемого вторым законом



термодинамики, вытекает из фундаментальных законов динамики, как и сам второй закон термодинамики.

4.4 Эволюционная нелинейность и детерминированный механизм необратимости

Для ОНДС характерны эволюционные процессы возникновения и развития новых структур при изменениях внешних ограничений либо существование стационарного состояния при стационарных внешних ограничениях. Все процессы в ОНДС могут быть только нелинейными, поскольку они диссипативны, а диссипация связана с приращением энтропии, определяемым членами второго и более высоких порядков малости [19, 29]. Поэтому, изучение всех природных эволюционных явлений невозможно без развитого математического аппарата решения систем нелинейных дифференциальных уравнений. Несмотря на значительные усилия по созданию такого аппарата [17, 19, 21, 22], методов, позволяющих их решать, сегодня практически не существует. Известен лишь ограниченный круг таких уравнений, для которых удастся получить аналитическое решение. Причем, для их решения каждый раз применяются частные подходы. Это обусловлено не только математическими трудностями, но также и недостаточным знанием природы неравновесных процессов.

Как правило, для решения систем нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих процессы в неравновесных системах, их пытаются свести к интегрируемым уравнениям путем замены переменных, используя симметрии задачи. Но чаще всего нелинейные уравнения стремятся упростить путем линеаризации. Для этого упрощают модели изучаемых ОНДС или используют упрощающие гипотезы для, описывающих их эволюцию, систем уравнений. При таких упрощениях нелинейные эффекты, определяющие эволюцию систем, как правило, теряются. Так, использование при построениях канонических формализмов гипотезы о голономности связей в системах МТ привело к исключению нелинейных членов, ответственных за диссипативные процессы. В результате, описание необратимых



процессов эволюции ОНДС, в рамках формализмов классической механики, оказалось невозможным [21, 22].

Развитие компьютерной техники позволило эффективно решать нелинейные уравнения, используя численные методы. Но численные методы удобны, когда работают в рамках известных теорий при решении прикладных задач. Их сложно применять для изучения фундаментальных вопросов физических теорий, поскольку они не раскрывают физическую природу исследуемого процесса.

Трудности аналитического решения нелинейных уравнений привели к развитию качественных методов их анализа. Они, в частности, заключаются в выявлении статистических закономерностей динамики систем, в изучении их фазовых портретов. Эти методы оказались эффективны при изучении динамического хаоса. Также широко используются и развиваются методы бифуркационного анализа, позволяющие изучать особенности нелинейных уравнений и выявлять новые нелинейные эффекты [30, 31].

Наличие универсальных законов эволюции систем, вне зависимости от того, являются ли эти системы объектами Вселенной, или это системы атомарного размера [21], указывает на существование принципиальной возможности построения универсальных методов решения нелинейных уравнений. Для поиска таких методов может оказаться полезной классификация различных типов нелинейностей в соответствии с природой физического процесса. Классификация может быть полезной для изучения нелинейных процессов эволюции систем в природе, для развития основ физических теорий эволюционных процессов. Она позволит определить: как упростить соответствующие уравнения, не исключив при этом возможность изучения эффектов, связанных с эволюцией; что будет потеряно в результате упрощения; как развить аналитические и численные методы решений уравнений, опираясь на знание природы описываемых ими процессов.

К вопросу о классификации нелинейностей можно подойти, отталкиваясь от их физической природы. Наиболее естественным критерием разделения нелинейностей на типы, которые присущи



уравнениям динамики систем классической механики, является их принадлежность к уравнениям, описывающих системы с голономными и неголономными связями. Это обусловлено тем, что возможность интегрирования уравнений динамики систем классической механики определяется не только свойствами самой системы, но и характером связей, которые накладываются на систему. В соответствии с этим критерием, те **нелинейности, которые определяются неголономными связями, будем называть эволюционными нелинейностями**. Особенность этих нелинейностей состоит и в том, что они обуславливают диссипативные процессы, нарушение симметрии систем и их эволюцию [21, 22].

Голономными являются связи, которые можно выразить через полный дифференциал пространственных переменных [24]. При наличии голономных связей, как правило, можно перейти к новой системе независимых координат, в которых задача сводится к независимым уравнениям. Эти уравнения уже поддаются решению. Если система голономная, то ее динамика может быть однозначно отображена в фазовом пространстве, объем которого инвариантен [19, 20].

Канонические уравнения Лагранжа и Гамильтона выводятся только при выполнении условий голономности связей [24]. Поэтому энергия движения гамильтоновой системы инвариантна. Примером гамильтоновых систем являются системы взаимодействующих осцилляторов, каждый из которых описывается уравнением движения Ньютона. Но, использование гипотезы о голономности связей, при выводах канонических уравнений классической механики, исключает возможность описания необратимых процессов в рамках этих формализмов [21]. Поэтому, *канонические формализмы классической механики неприменимы для изучения нелинейных процессов, ответственных за эволюцию, характерной чертой которой являются диссипация и наличие аттракторов*.

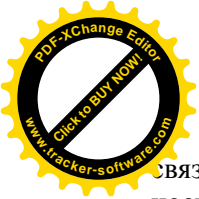
Если связи неголономны, то возникает зацепление независимых переменных, определяющих динамику системы. Расцепить их нельзя, поскольку они обуславливают преобразование энергий элементов и структур системы в результате их взаимодействий.



Поэтому, инвариантом такой системы является сумма энергий элементов или структур системы, а не энергия отдельного элемента или выделенной структуры. Неголономные системы, в отличие от голономных, могут быть только нелинейными, так как их характерной чертой являются процессы обмена энергиями между элементами систем или между взаимодействующими системами. Эти процессы определяются нелинейными членами. То есть, эволюционные нелинейности *присущи только системам с неголономными связями*. В качестве примера можно привести систему МТ в неоднородном поле сил.

Рассмотрим, как модели систем, с различными наложенными на них связями, определяют типы нелинейностей. Пусть дана система, в которой все МТ жестко соединены между собой. Это модель твердого тела. Ее движение определяется суммой всех внешних сил, действующих на каждую МТ, а точка приложения всех сил является центром масс. Форма и объем твердого тела сохраняются вне зависимости от характера внешних сил. Движение тела, если отсутствует момент вращения, эквивалентно движению МТ с массой этого тела. При условии жесткости связей внутренняя энергия системы сохраняется, что эквивалентно сохранению симметрий тела. Вся работа внешних сил идет только на движение системы. В этом случае уравнение движения тела интегрируемо.

При наличии момента вращения движение твердого тела складывается из двух типов движения: переноса тела с ускорением, пропорциональным сумме действующих на все его точки сил, и вращения, определяемого моментом сил. В этом случае фазовое пространство можно разделить на два подпространства независимых переменных. Одно характеризуется переменными, определяющими поступательное движение центра масс. Переменные этого подпространства определяют *энергию движения тела*. Второе подпространство переменных определяет энергию вращения тела. Внутренние связи между МТ в твердом теле голономные, поскольку они выражаются через дифференцируемые функции координат. Но внешние ограничения могут быть неголономными. Примером твердого тела с неголономными



Связями является катящийся, без проскальзывания, по поверхности шар с верчением [25]. В этом случае группу симметрии тела можно представить из совокупности двух подгрупп симметрии: подгруппы трансляции и подгруппы вращения. При неголономных связях энергия движения тела частично может преобразовываться в энергию его вращения. Характер такой трансформации определяется нелинейными членами, зависящими от переменных двух подгрупп симметрии. Полная энергия тела перераспределяется между энергией вращения и энергией движения.

Пусть система представляет собой «облако» невзаимодействующих между собой МТ, движущихся в поле внешних сил. Примером такой системы является идеальный газ. Результирующая сила совпадает с центром масс этого облака частиц. Ускорение центра масс облака равно сумме ускорений всех МТ. Из обратимости динамики каждой МТ, определяемой уравнением движения Ньютона, следует обратимость динамики всей системы. Решение уравнения движения «облака МТ» представляет собой сумму решений уравнений движения для каждой МТ. Уравнение движения такой системы интегрируемо.

Теперь рассмотрим общий случай систем, потенциально взаимодействующих МТ в неоднородном поле внешних сил. В этом случае часть работы внешних сил, пропорциональная их градиентам, пойдет на изменение внутренней энергии движения всех МТ относительно центра масс, *т.е. на изменение внутренней энергии системы*. При этом, характер движения определяется принципом дуализма симметрии [22]. Отсюда следует, что динамика такой системы определяется двумя группами переменных, характеризующих внутреннюю энергию системы и энергию ее движения. В соответствии с таким дуализмом энергии, энергия системы должна представляться суммой энергии движения и внутренней энергии. В этом случае *инвариантом является сумма энергий движения системы и внутренней энергии*. Внутренняя энергия системы определяется энергиями движения МТ относительно центра масс. Из-за дуализма энергии пространство обобщенных координат и скоростей системы распадется на два подпространства независимых переменных. Одно



Подпространство будет определяться *макропеременными, описывающими движение центра масс системы*. Переменные этого подпространства определяют энергию движения тела. Второе подпространство *микропеременных, задающих движение MT относительно центра масс*, определяет внутреннюю энергию системы. Поэтому динамика системы определяется в SD-фазовом пространстве.

Отметим, что задачи о динамике неголономных систем в однородном пространстве эквивалентны задачам о динамике систем с голономными связями в неоднородном пространстве. Это следует из того, что **неоднородные уравнения, описывающие динамику системы с однородными граничными условиями, могут быть преобразованы к однородным уравнениям с неоднородными граничными условиями.**

В этом параграфе рассмотрим вопросы, которые касаются эволюционных нелинейностей. Вначале приведем примеры типичных нелинейностей систем. Затем рассмотрим нелинейности для динамических систем с неголономными связями и определим природу эволюционных нелинейностей. Покажем связь эволюционных нелинейностей с необратимой динамикой. Рассмотрим связь эволюционных нелинейностей с процессами нарушения симметрии. Изучим особенности эволюционных нелинейностей для ОНДС с учетом иерархичности их структуры.

4.4.1 Примеры типичных нелинейностей в физике

Чтобы определить принципиальное отличие эволюционной нелинейности от различных типов нелинейностей физики, рассмотрим проблемы нелинейности, с которыми приходится сталкиваться при изучении самых простых физических систем. Для начала рассмотрим нелинейность в задаче о колебаниях маятника в поле тяжести.

Общее уравнение маятника имеет вид [26]:

$$\ddot{x} + a \sin x = 0 \quad (4.4.1.1)$$



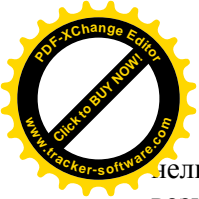
Это уравнение, по своей сути, является уравнением движения Ньютона для МТ. Изучение его решения привело к открытию так называемого динамического хаоса [32, 33, 34]. Вблизи сепаратрисы решение уравнения (1) нелинейно. Нелинейность обусловлена силой, разложение которой в ряд имеет вид:

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)!} x^{2n+1}, x \in \mathbb{C} \quad (4.4.1.2)$$

Как правило, решения уравнений, описывающих физические процессы, представляют собой гладкие аналитические функции. Такие функции можно представить в виде ряда Фурье. То есть, они могут быть заданы набором гармоник. Для линейного уравнения сумма гармонических решений является решением. Для нелинейного уравнения условие аддитивности решений не выполняется. В результате «зацепления» различных гармоник возникает дробление периодов и масштабов. При этом энергия одной гармоники трансформируется в энергии других гармоник при условии сохранения суммарной энергии гармоник. Это приводит к возникновению динамического хаоса [20]. Такой хаос имеет детерминированную природу, так как определяется динамическими уравнениями. Как правило, динамический хаос возникает в результате бифуркаций. Причем, его возникновение подчиняется универсальным законам перехода от регулярного движения к хаосу [19, 20].

Определяющим фактором для уравнения (1) является то, что оно обратимо даже в случае хаотичности решения. Это означает, что соответствующие этому уравнению нелинейные процессы дробления гармоник не являются диссипативными. То есть, они не приводят к возникновению аттракторов. Причем инвариантность энергии сохраняется. То есть, здесь нет нарушения симметрии.

Другим типичным примером нелинейного процесса в сплошной среде является опрокидывание морской волны при ее накачивании на берег. Это явление описывается консервативными



нелинейными уравнениями гидродинамики. Опрокидывание возникает тогда, когда амплитуда волны становится сравнимой с глубиной из-за увеличения характерного параметра (l/l_0), где l – амплитуда волны, а l_0 – глубина. При уменьшении глубины усиливается роль нелинейных процессов дробления гармоник. Пропорциональная зависимость скорости соответствующей гармоники от ее амплитуды приводит к опережению гребнем волны ее основания, и волна опрокидывается. В результате наблюдается перекачка энергии крупномасштабных гармоник в энергию более мелких масштабов [35-37]. Этот пример характерен для задач с изменяющимися граничными условиями. Общей чертой таких нелинейностей является то, что они относятся к консервативным системам без диссипации. Их можно изучать с помощью канонических формализмов классической механики. Здесь симметрия уравнения также сохраняется. Но, когда возникает необходимость описать диссипативные процессы, определяющие весь процесс с учетом затухания энергии волны, то в исходные уравнения включают диссипативные члены, которые меняют симметрию уравнения.

Огромное многообразие нелинейностей наблюдается в плазме [36]. Примером нелинейности является процесс распространения достаточно мощной радиоволны в ионосферной плазме. Здесь, определяющим параметром задачи является отношение E/E_0 , где E – напряженность радиоволны, а E_0 – характерная величина электрического поля плазмы. При $E/E_0 \geq 1$ электромагнитная волна, проходя через плазму, изменяет ее параметры (плотность, температуру, давление и др.) настолько, что эти изменения сказываются на прохождении самой радиоволны. В этом случае нелинейность обусловлена зависимостью параметров среды распространения электромагнитной волны, в частности, диэлектрической проницаемости плазмы, от интенсивности волны [52]. Эту нелинейность уже невозможно исследовать с помощью канонических формализмов классической механики, поскольку рассматриваемые системы не являются консервативными. Действительно, в общем случае уравнения, описывающие данный процесс, состоят из уравнения Максвелла и уравнения среды. Причем, эти уравнения взаимозависимы.



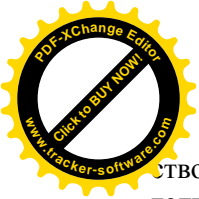
группу симметрии этих уравнений можно представить, как совокупность двух подгрупп симметрии: симметрии уравнений для электромагнитных волн и симметрии для уравнения, описывающего среду. Инвариантность каждой из подгрупп симметрии для случая сильных электромагнитных волн, изменяющих среду распространения, будет нарушаться. Это означает трансформацию энергии электромагнитных волн в энергию, которая меняет состояние среды. Члены уравнений, зависящие от переменных этих двух подгрупп симметрии, определяющие такую трансформацию, относятся к *эволюционной нелинейности*.

4.4.2 Эволюционная нелинейность и нарушение симметрий

Будем исходить из того, что все тела в природе являются ОНДС. В настоящее время процесс установления равновесия в ОНДС описывается кинетическими уравнениями или уравнениями неравновесной термодинамики [6, 29]. Эти уравнения являются эмпирическими. Они не раскрывают природу необратимости и нарушения симметрии. Однако оказывается, что если опираться на уравнение движения СТ, то для ОНДС можно объяснить природу необратимости и нарушения симметрии.

Рассмотрим процесс установления равновесия в замкнутой ОНДС, заданной совокупностью СТ. То есть, СТ играет роль элементов ОНДС. Движение СТ определяется уравнением его движения в неоднородном поле сил, создаваемом всеми остальными СТ [11, 12]. В этом случае доказательство установления равновесия в ОНДС сводится к доказательству того, что энергия относительных движений СТ необратимо преобразуется в их внутреннюю энергию. Чтобы показать необратимость такого преобразования, оценим входящие и исходящие потоки энергии для СТ [21, 48].

Очевидно, что для ОНДС, состоящей из множества СТ, механизм формирования прямых и обратных потоков энергии связан с взаимным преобразованием энергий относительных движений СТ и их внутренних энергий. В этом случае доказатель-



ство необратимости неравновесной системы сводится к доказательству того, что приток внутренней энергии СТ больше, чем ее отток.

Пусть ΔE^{tr} – это энергия относительного движения СТ, которая преобразуется в его внутреннюю энергию. Согласно уравнению движения СТ, ΔE^{tr} определяется билинейным слагаемым, значение которого пропорционально второму порядку малости. Поэтому можно написать: $\Delta E^{tr} \sim \chi^2$, где χ – малый параметр, к примеру, соотношение внутренних сил между МТ и величиной внешних сил. Если это так, то $\Delta E^{tr} / E^{int} \ll 1$ и нарушением

равновесия СТ можно пренебречь. В этом случае имеет место необратимость. Заметим, что этот вывод соответствует оценкам приращения энтропии для ΔE^{tr} [29].

Таким образом, как следует из уравнения движения, в слабом неоднородном поле

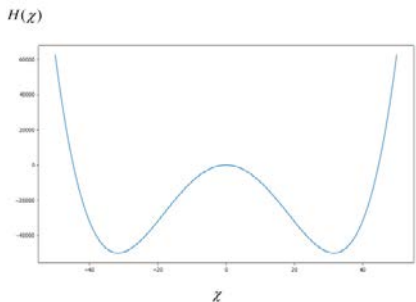


Рис. 4.3 График формулы 1.

внешних сил динамика СТ необратима. Действительно, в таком силовом поле изменения внутренней энергии СТ определяются членом малости второго порядка, и нарушением равновесия СТ можно пренебречь. Однако, согласно принципу Галилея, энергия движения СТ не может увеличиваться за счет внутренней энергии системы, которая находится в равновесии. Таким образом, мы имеем уменьшение энергии движения СТ вдоль его траектории. Это согласуется со вторым законом термодинамики. Движения МТ внутри СТ, которые определяют его внутреннюю энергию, также необратимы из-за зависимости внутренней энергии СТ от времени. Если силы взаимодействия СТ или их градиенты достаточно велики, равновесие СТ может быть нарушено. Тогда каждое СТ может быть представлено в виде набора равновесных подсистем, движущихся относительно друг друга. В этом случае, для величины изменения внутренней



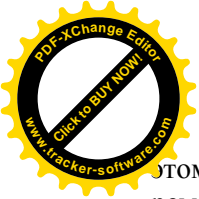
энергии СТ можно записать: $\Delta E^{tr} = \Delta E_{ins}^{tr} + \Delta E^h$, где ΔE_{ins}^{tr} – это приращение энергии относительных движений и ΔE^h – приращение внутренних энергий подсистемы. То есть, $\Delta E_{ins}^{tr} < \Delta E^{tr}$. Энергия равновесных подсистем не может быть преобразована в энергию их движения. Поэтому будем считать, что только энергия относительных движений подсистем может быть преобразована обратно в энергию движения СТ. Обозначим этот обратный поток внутренней энергии СТ как ΔE_{ret}^{tr} . Согласно уравнению движения СТ, величина ΔE_{ret}^{tr} определяется билинейной функцией переменных подсистемы, которая определяла его энергии движения и внутренние энергии. Это члены, зависящие от микро- и макропеременных, второго порядка малости. Но так как $\Delta E^{tr} \sim \chi^2$, то будем иметь $\Delta E_{ret}^{tr} \sim \chi^4$. Таким образом, обратный поток внутренней энергии СТ, ΔE_{ret}^{tr} , в энергию движения не может быть больше, чем четвертый порядок малости. В этом случае потенциал, который соответствует изменению энергии движения СТ, может быть определен следующим уравнением:

$$H = \alpha\chi^2 - \beta\chi^4 \quad (4.4.2.1)$$

Здесь α, β – константы, которые определяются уравнением движения системы.

На рисунке 4.3 показан график уравнения (1). Для величины $|\chi| < \chi_0$, где $\pm\chi_0$ – корни уравнения (1), имеет место необратимость или нарушение симметрии времени.

Функция (1) имеет неустойчивую точку бифуркации, определяемую равенством $H = 0$. Для решения задачи о поведении системы в этой точке бифуркации, как правило, используются вероятностные гипотезы. Однако, эта задача имеет детерминированное решение при *полном описании* системы, поскольку в



Этом случае точка бифуркации становится областью микроперемежных [21]. То есть, нарушение симметрии для классических систем в таких точках бифуркации имеет детерминированную природу, определяемую микропроцессами внутри системы. Описание нарушения симметрии, в этом случае, возможно только при использовании принципа дуализма симметрии.

Для понимания природы диссипативной динамики систем исследовалось изменение их внутренних энергий при движении в стационарном внешнем неоднородном поле сил в зависимости от количества частиц в системе. Это было сделано численным методом на основе уравнения движения СТ [54-56]. Оказалось, что для некоторых начальных условий и для достаточно малых систем внутренняя энергия может не только увеличиваться, но и уменьшаться. Например, расчеты показали, что для осциллятора с $N = 2$, который двигался в неоднородном поле внешних сил, в зависимости от начальной фазы колебаний, его внутренняя энергия может быть преобразована в энергию движения. Однако, с увеличением количества частиц в системе доля внутренней энергии, которая может быть преобразована в энергию движения системы, уменьшается. Было установлено, что при $N > 100$ внутренняя энергия может только увеличиваться.

Скорость увеличения внутренней энергии уменьшается с ростом числа частиц, и при $N > 10^3$ она близка к нулю [55]. Таким образом, $N \sim 10^3$ определяет область применимости термодинамического описания для системы. Это согласуется с [57], где утверждается, что необратимость является качественной: чем больше частиц в системе, тем более необратимо она ведет себя.

Расчеты показали, что величина флуктуаций внутренней энергии системы, из-за изменения начальных условий для заданных значений энергии и для заданного числа МТ в системе, подчиняется закону: $\delta E^r \sim 1/\sqrt{N}$ [54]. Это соответствует статистическому закону флуктуаций квадратичных функций [1, 29].

Так как перечисленные выше статистические законы для динамических систем выводятся на основе детерминированного уравнения движения СТ, можно утверждать, что они следуют из детерминированных законов физики. Аналогичный вывод был сделан в [58]. Отсюда следует, что фундаментальные законы

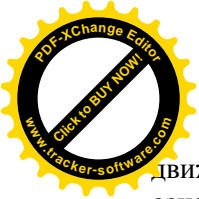


физики определяют область применения статистических законов. И если это так, то **вероятностные законы можно рассматривать как возможные упрощения**. Эта точка зрения совпадает с известной позицией Лейбница и Эйнштейна [59].

Таким образом, в соответствии с уравнением движения СТ, детерминированный механизм необратимости можно объяснить тем, что существует связь для векторов из разных групп симметрии. Для СТ это группы его симметрии и симметрии пространства. Эта связь определяется билинейными членами, поскольку сами члены зависят от переменных, принадлежащих различным группам симметрии. Билинейные члены определяют преобразование энергии движения тела во внутреннюю энергию и приводят к нарушению закона сохранения энергии движения, когда сумма внутренней энергии и энергии движения сохраняется. Билинейные члены возникают, когда тело движется во внешнем неоднородном поле сил, которое порождается силами между СТ. Таким образом, энергия относительного движения СТ превращается во внутреннюю энергию хаотического движения элементов СТ. В этом суть второго закона термодинамики. Эффективность преобразования энергии движения системы во внутреннюю энергию характеризуется потенциалом (1).

Существование диссипации является необходимым условием образования аттракторов [29]. Однако, как было показано, диссипация возможна только для структурированных тел из-за преобразования энергии движения в их внутреннюю энергию. Отсюда следует вывод о бесконечной делимости материи [60]. Это означает, что согласно законам классической механики материя должна быть бесконечной иерархией систем. То есть, любой элемент материи представляет собой ОНДС или их иерархию.

Примем условие бесконечной делимости материи, потребуем единства картины мира и эволюционное происхождение материи. Как уже было отмечено, в этом случае получаем, что основным элементом материи должна быть ОНДС [61]. Если это так, то в классической механике можно ввести аналог принципа неопределенности Гейзенберга. Его можно объяснить тем, что основной элемент материи имеет конечный объем фазового пространства [47, 62]. Но, согласно формуле (1), траектория



движения тела зависит от изменения внутренней энергии. Это означает, что его траектория, определенная на основе канонического формализма классической механики, который не учитывает роль структуры тела в его динамике, имеет неопределенность. Действительно, в соответствии с Ньютоновской механикой, точность расчета фазового пространства для системы определяется величиной: $\Delta E_N^{tr} \Delta t > 0$. Данная неопределенность связана с тем, что в классической механике не учитывается погрешность траектории тела, обусловленная диссипативными процессами преобразования энергии движения системы в ее внутреннюю энергию. Поскольку любая материя имеет структуру, эта неопределенность должна всегда иметь место. Привлекательность этого объяснения состоит в том, что оно усиливает позицию принципа познаваемости мира [63].

Таким образом, естественным критерием разделения нелинейностей на типы, которые присущи уравнениям динамики систем классической механики, является их принадлежность к системам с голономными и неголономными связями, что соответствует бездиссипативным и диссипативным системам. Поэтому, можно выделить два принципиально различных типа нелинейностей, характеризующих динамику систем. К одному типу относятся нелинейности систем с голономными связями. Поскольку требование голономности связей используется при выводе уравнения Лагранжа, то эти нелинейности присущи гамильтоновым системам. Гамильтоновы системы обратимы. Для них фазовый объем сохраняется. Поэтому присущие им нелинейности не приводят к эволюции, которая невозможна без диссипативных процессов.

Другой тип нелинейностей, которые здесь были названы эволюционными нелинейностями, возможен только для систем с неголономными связями. Отличительная особенность эволюционных нелинейностей состоит в том, что соответствующие ей члены зависят от переменных различных групп симметрии. В классической механике эволюционные нелинейности возникают при движении системы МТ в неоднородном поле сил при условии, что масштабы неоднородности соизмеримы с характерными

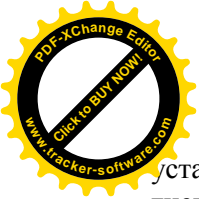


масштабами системы и ее структур. Наличие градиента поля приводит к зацеплению микро- и макропеременных, определяющих как динамику системы, так и динамику ее внутренних структур соответственно. Это обуславливает трансформацию энергии движения во внутреннюю энергию. Эволюционные нелинейности присущи диссипативным процессам, определяющим образование и развитие структур. Они отвечают за трансформацию энергии и Д-энтропии на всех иерархических уровнях системы, а также за необратимую динамику систем и установление в них равновесия. С ними связано нарушение симметрий.

В соответствии с эволюционной нелинейностью необратимость динамики систем возникает при достаточно большом количестве МТ. Это объясняется тем, что прямой поток энергии в систему за счет ее энергии движения в неоднородном поле сил определяется нелинейными членами второго порядка малости, а обратный поток внутренней энергии в энергию движения системы определяется членами не ниже четвертого порядка малости. С ростом числа МТ в системе флуктуации этих потоков уменьшаются как $1/\sqrt{N}$. Поэтому, для достаточно больших N флуктуирующие величины обратного потока энергии никогда не могут быть больше средней величины прямого потока энергии. То есть, для достаточно больших N внутренняя энергия системы может только увеличиваться.

Сопоставим найденные здесь на основе законов классической механики закономерности эволюции систем, с закономерностями эволюции неравновесных систем, полученными методами статистической физики [1].

Главным основанием развития статистической физики явилось утверждение, что чисто механическое описание движения тела во внешней среде с учетом диссипации невозможно, так как такое рассмотрение требовало бы составления уравнений движения для всех частиц тела и окружающей среды. Поэтому считается, что эта задача не может быть решена в общем виде. При этом утверждается, что канонической функции Лагранжа для макроскопического движения тела не существует. В этом случае форма уравнения движения тела



установлена статистическим образом. Согласно законам статистики, уравнение движения подсистемы имеет вид [1]:

$$\dot{P}_i = -\partial U / \partial Q_i - \sum_{k=1}^s \gamma_{ik} \partial K / \partial P_k \quad (4.4.2.2)$$

где Q_i – координаты подсистем, \dot{Q}_i – скорости подсистем, $i = 1, 2, 3 \dots s$ – количество подсистем, совокупностью которых представлена неравновесная система, $U(Q_i)$ – потенциальная энергия подсистем, $K(P_i)$ – кинетическая энергия подсистем, постоянные γ_{ik} – коэффициенты, для которых имеет место условие $\gamma_{ik} = \gamma_{ki}$.

Но $\partial K / \partial P_k = \dot{Q}_k$. Поэтому имеем:

$$\dot{P}_i = -\partial U / \partial Q_i - \sum_{k=1}^s \gamma_{ik} \dot{Q}_k \quad (4.4.2.3)$$

Отсюда следует, что процессы диссипации приводят к появлению сил трения, пропорциональных скорости.

В соответствии с законами статистики имеет место следующее условие: $\gamma_{ik} = \gamma_{ki}$. Согласно этому условию, силы трения можно записать так: $f_i = 1/2 \sum_{i,k} \gamma_{ik} \dot{Q}_i \dot{Q}_k$, где f_i называется *диссипативной функцией*. Тогда уравнение движения приобретает вид:

$$\dot{P}_i = -\partial U / \partial Q_i - \partial f / \partial \dot{Q}_i \quad (4.4.2.4)$$

Сопоставим уравнение движения (4) с уравнением движения (3.3.2.8) для СТ. Видим, что первый член в правой части уравнения (4) соответствует первому члену правой части уравнения движения СТ, который определяет движение центра масс подсистемы.



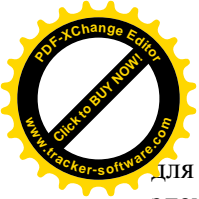
Второй член в (4) соответствует диссипативному члену уравнения движения СТ, определяющему трансформацию энергии движения СТ во внутреннюю энергию. Этот член также определяет диссипацию. Но, в отличие от статистического аналога, он справедлив для неравновесной системы, далекой от равновесия. Это означает, что с его помощью можно определить константы, γ_{ik} , которые определяют характер эволюции системы на основе статистических законов.

Аналогичным образом можно сопоставить уравнение Лагранжа, полученное статистическим образом, и полученное нами непосредственно из принципа Даламбера расширенное уравнение Лагранжа. В этом случае, если ввести функцию Лагранжа $L = K - U$, то уравнение движения (4) может быть переписано следующим образом:

$$d / dt(\partial L / \partial \dot{Q}_i) - \partial L / \partial Q_i = -\partial f / \partial \dot{Q}_i \quad (4.4.2.5)$$

Следовательно, в соответствии со статистическими законами физики, функция Лагранжа для диссипативных процессов содержит ненулевую правую часть, равную производной от диссипативной функции. Как видим, форма уравнения (5) полностью совпадает с расширенным уравнением Лагранжа для СТ. Отличие состоит в том, что правая часть расширенного уравнения Лагранжа представляет собой строгую аналитическую форму, определяемую координатами и скоростями МТ, а в статистическом случае правая часть определяется диссипативной функцией.

В целом, мы имеем, что формулы, полученные нами прямым методом на основе законов классической механики, соответствуют формулам, полученным статистическими методами. Это соответствие говорит о том, что законы статистической физики следуют из фундаментальных законов физики. Главное отличие уравнений движения систем, полученных статистическим образом, состоит в том, что они справедливы вблизи равновесия, в то время, как полученные нами из законов классической механики уравнения движения СТ справедливы



для любых неравновесных систем при любом количестве в них элементов.

Таким образом, из сопоставления формул, описывающих динамику систем, с аналогичными формулами, но полученными статистическим образом, можно сделать следующие важные выводы. Прежде всего, можно утверждать, что статистическое описание динамики систем вытекает из прямого описания динамики систем на основе законов классической механики. Конечно, аналитическое решение уравнений динамики систем в общем случае невозможно, поскольку диссипативные процессы делают невозможным разделение переменных. Но уравнение движения СТ позволяет аналитическим образом описывать диссипативные процессы для систем с любым количеством элементов и как угодно далеких от состояния равновесия. Кстати, это служит доказательством невозможности в общем случае интегрирования задачи трех и более тел, так как переменные, описывающие динамику системы, в принципе, разделить невозможно. Данный вывод нельзя получить статистическим образом или в рамках канонических формализмов классической механики.

Из условия бесконечной делимости материи следует, что реальные тела представляют собой иерархию вложенных друг в друга систем. Их эволюция определяется эволюционными нелинейностями, иерархический порядок которых соответствует степени неоднородности поля сил. Эволюция систем определяется принципом дуализма симметрии на всех иерархических уровнях, так как работа внешних сил для любого иерархического элемента тела идет как на его движение, так и на изменение его внутренней энергии.

4.4.3 О природе бифуркаций в механике

Бифуркация – одно из ключевых свойств динамических систем. Ею называют явление внезапной перестройки движения при незначительном изменении управляющего параметра системы [19, 20]. Сущность бифуркации заключается в том, что в



Определенных точках фазового пространства решение уравнений, описывающих динамику систем, раздваивается или меняет свой характер. Понятие бифуркации играет существенную роль для точечных отображений – раздел теории динамических систем с дискретным временем [20]. Для нас понятие бифуркации интересно тем, что с ним связывают нарушение симметрии, поскольку в этой точке происходит изменение топологии системы.

Дадим математическое определение бифуркации. Пусть имеется система, динамика которой задана совокупностью дифференциальных уравнений. Эти уравнения, в общем случае, могут содержать управляющий параметр. В определенных случаях таким параметром может быть одна из независимых переменных. Запишем это уравнение так [20]:

$$\dot{x} = f(x, \mu), \quad (4.4.3.1)$$

где x – в общем случае вектор, определяющий состояние системы.

Предположим, что система (1) имеет стационарное решение x^0 , которое зависит от управляющего параметра μ . Пусть имеется такая точка μ^0 , для которой если $\mu > \mu^0$, то система (1) неустойчива, а если $\mu < \mu^0$, то система устойчива. Если с ростом μ меняется топологическая картина фазового портрета системы, то говорят, что $\mu = \mu^0$ является точкой бифуркации. Наиболее простым примером бифуркации является задача с шариком, находящимся на вершине хребта. То, что шарик может с равной вероятностью скатиться как по его левому склону, так и по правому, и означает бифуркацию.

Для решения бифуркационных задач, как правило, используют понятие вероятности. Однако, если принять бесконечную делимость материи, то можно предложить аналитический путь ее решения в рамках динамических уравнений [48, 49]. Это связано с тем, что при учете иерархичности материи точка бифуркации приобретает структуру, а особенность в этой точке исчезает в

результате введения микроописания. Попросту говоря, на микроуровне точка бифуркации становится некоторой областью пространства микропеременных. Это подобно появлению скрытых микропеременных задачи в особых точках уравнений при переходе к микроописанию. Действительно, рассмотрим диск на вершине треугольника. Если принять, что диск и сама вершина являются системами из подвижных микроэлементов (см. рис. 4.4), то тогда бифуркационная задача будет сведена к задаче по определению уравнения движения диска, как системы микрочастиц с соответствующей структурной формой микроповерхности диска и с аналогичной микроструктурой вершины треугольника. При переходе к микроописанию бифуркация исчезает.

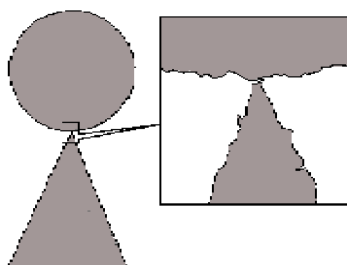


Рис. 4.4 – Пояснение к механизму бифуркации

Понятно, что решить задачу о динамике тел в точке бифуркации при огромном количестве микрочастиц, соответствующих их молекулярной структуре, практически нереально, да и, как правило, не нужно. Однако, с точки зрения физики процесса взаимодействия систем очень важно, что на самом деле подобная задача имеет строгое решение в рамках законов классической механики. Это означает, что статистические методы решения задачи о бифуркации могут быть определены из законов классической механики. Сама природа нарушения симметрии связана с трансформацией внутренней энергии в энергию движения систем.



Аналогичный случай мы имеем в задаче с бросанием монеты. Очевидно, что эта классическая вероятностная задача становится детерминированной, если задать начальные условия для микроструктуры монеты и внешнего воздействия на нее.

Предложенный путь «снятия бифуркации» может иметь принципиальное значение, например, для понимания механизма спонтанного нарушения симметрии в физике микромира [40]. Спонтанное нарушение симметрии – устоявшийся термин в квантовой механике. Это явление наблюдается при слабых взаимодействиях вблизи низших уровней энергии доступных состояний системы. Если в окрестности этих состояний имеются точки бифуркации, то нарушение симметрии связано с тем, что система займет одно из устойчивых состояний. Спонтанное нарушение симметрии также имеет место при сверхтекучести гелия, при сверхпроводимости, в квантовой теории поля, в моделях электрослабого взаимодействия [40].

Трудности объяснения механизма спонтанного нарушения симметрии, как правило, связаны с тем, что все задачи взаимодействия тел традиционно решаются в рамках эмпирически модифицированного канонического гамильтонова формализма. При таком подходе к решению задач необратимость времени фактически вводится руками, опираясь на статистические законы или какие-либо гипотезы. Этого можно избежать, если опираться на механику СТ. Действительно, поскольку материя делится до бесконечности, то во всяких эволюционных процессах в той или иной степени, как правило, в особых точках, проявляется структурность систем. Согласно механике СТ, наличие структурности тел приводит к диссипации энергии движения в результате ее необратимой трансформации во внутреннюю энергию системы. Поэтому в бифуркационных процессах и возникает нарушение симметрии времени. Следовательно, учет структурности систем в точках бифуркации позволяет снимать особенности задачи в этих точках. То есть, можно утверждать, что в таких точках следует учитывать диссипативность или непотенциальность взаимодействий, которая связана с микроструктурой материи.



Таким образом, на примере проблем бифуркации видно, как с помощью перехода на нижний иерархический уровень описания материи, которое реализуется в результате учета микроструктуры, можно снимать бифуркационные особенности задачи. Можно сказать так, что наличие особых точек задачи в определенных случаях требует перехода на микроописание. Не исключено, что такой подход обладает большой общностью.

Отметим, что рассмотренный здесь механизм бифуркации, связанный с нелинейными эффектами, пригоден и для объяснения «бабочкай эффект» [46]. Действительно, при описании бабочкай эффект встает вопрос о существовании предельных минимальных масштабов, при которых справедливо макроописание систем. Если этот минимальный масштаб приближается к масштабам задачи, то тогда возникает необходимость переходить к микроописанию системы, как в случае бифуркации. То есть, в этом случае следует использовать уравнения для микроописания. Как правило, усреднение этих уравнений по микромасштабам приводит к уравнениям для макроописания. Это, например, имеет место при переходе от кинетического описания к гидродинамическому описанию. Отсюда понятно, что уравнения гидродинамики должны вытекать из кинетических уравнений примерно так же, как уравнение движения Ньютона вытекает из уравнения движения СТ при пренебрежении процессами изменения внутренней энергии.

При попытках описать «бабочкай эффект» на основе уравнения Навье – Стокса приходится также сталкиваться с необходимостью вывода этого уравнения из уравнений, записанных на уровне полного описания, поскольку, на самом деле, уравнение Навье – Стокса должно представлять собой предельный случай уравнений микроописания, округление масштабов которых и приводит к уравнениям сплошной среды.

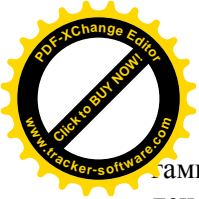
Из предложенных механизмов, объясняющих нарушение симметрии, следует важный вывод. Скорее всего, проблемы, связанные с нарушением симметрий, например, в физике элементарных частиц, объясняются не тем, что возможно «мы подошли к границе, до которой можно было считать законы при-



роды простейшими из возможных» [48], а с ограничениями, связанными с моделями тел и соответствующих им теорий. К примеру, задавая тела без учета их структуры, мы пренебрегаем тем фактом, что любые тела имеют микромасштабы. При описании эволюции — это может привести к существенным искажениям реальности. Действительно, приняв модель тела, движущегося в потенциальном поле сил в виде бесструктурной МТ, мы приходим к обратимой динамике. Но в реальности динамика тел необратима. Обратимость динамики тела исчезает, как только учитывается делимость материи до бесконечности. Тогда, согласно механике СТ, динамика тела в неоднородном поле сил необратима. Кроме того, причина проблем, возникающих при описании динамики систем, также может быть связана еще и с недостаточными знаниями законов, определяющих возникновение систем из элементов.

4.4.4 Детерминированный механизм необратимости и спонтанное нарушение симметрии в квантовых системах

Современная теория квантовых систем основана на каноническом гамильтоновом формализме. Сфера применения этого формализма ограничена голономными системами, инвариантными относительно направления времени. Поэтому в рамках теории квантовых систем можно изучать только недиссипативные обратимые системы [38, 39]. Действительно, как это следует из уравнения движения СТ, диссипация обусловлена нелинейным преобразованием энергии его движения во внутреннюю энергию. Но использование условия голономности связей при выводе уравнений Лагранжа и Гамильтона исключает возможность описания такого преобразования. Поэтому поиск объяснения механизмов спонтанного нарушения симметрии для фазовых переходов в рамках гамильтонова формализма привел к феноменологической модели, которая описывает термодинамику и кинетику сверхтекучести [40, 41]. Этот механизм основан на так называемом параметре порядка. С его помощью был эмпирически определен тип функции для свободной энергии в области фазового перехода. Таким образом, ограничение канонического



Гамильтонова формализма, связанное с его обратимостью, обобщено эмпирически, например, с учетом дополнительных членов разложения потенциальной функции в гамильтониане. Окончательное решение проблемы основано на идее существования внешнего бесконечно малого влияния на систему [40]. Следовательно, в этом случае мы также имеем вероятностное объяснение спонтанного нарушения симметрии. Кратко напомним суть этого объяснения природы нарушения симметрии в теории фазовых переходов.

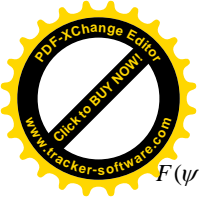
Ландау и Гинзбург предложили феноменологическое математическое описание спонтанного нарушения симметрии в 1937 году, объяснив его неустойчивостью системы к бесконечно малым флуктуациям значений управляющих параметров вблизи линии фазовых переходов. Они назвали эти параметры управления скалярными параметрами порядка и определили расширение свободной энергии, представляя ее в области фазового перехода следующим образом [40, 41]:

$$F(\varphi) = F_0 + V(a_2\varphi^2 / 2 + a_4\varphi^4 / 4 - h\varphi), \quad (4.4.4.1)$$

где $F(\varphi)$ – термодинамический потенциал (Энергия Гиббса); φ – скалярный параметр порядка; a_2, a_4, h – эмпирические коэффициенты.

Уравнение (1) аналогично уравнению (4.4.2.1). Это выражение иногда называли «мексиканской шляпой» из-за его графической формы (см. Рис. 4.3).

Чтобы объяснить спонтанное нарушение симметрии в сверхтекучести и сверхпроводимости, Гинзбург и Ландау использовали эффективную волновую функцию электрона. Ее роль выполняла функция двухкомпонентного параметра порядка: $\psi(r) = |\psi(r)|\exp[i\phi(r)]$. В соответствии с этим свойством сверхпроводника определялись волновая функция $B(r)$, которая зависит от магнитного поля, и функционал свободной энергии [40]:



$$F(\psi) = F_{n_0} + \int dr \{ |B|^2 / (8\pi) + a|\psi^2| + b|\psi^4| + \sum_{\alpha} 1 / (2m) |(-i\hbar\nabla_{\alpha} - (q/c)A_{\alpha})\psi(r)|^2 \} \quad (4.4.4.2)$$

Здесь F_{n_0} – свободная энергия нормального состояния, $B(r) = \text{rot}(A)$, q, m – эффективный заряд и масса электрона.

Физическая природа двухкомпонентной волновой функции, а также теория сверхпроводимости и сверхтекучести были предложены Боголюбовым. Он показал единство явлений сверхтекучести и сверхпроводимости, что впоследствии было подтверждено экспериментально [40]. Как потом выяснилось, скалярный потенциал, определяемый уравнением (4.4.2.1), приемлем не только для спонтанного нарушения симметрии при фазовых переходах. Подобный тип разложения скалярных потенциалов также использовался для описания нарушения сверхтекучести, сверхпроводимости, процессов рождения частиц, появления массы и т. д. [42-45]. Рассмотрим, можно ли ввести объяснение детерминированного нарушения симметрии в квантовых системах, и если можно, то как это сделать.

Динамика квантовых систем определяется каноническим уравнением Шредингера [46]. Это уравнение, как и уравнение движения Ньютона, обратимо. Для описания необратимой динамики квантовых систем уравнение Шредингера нами было модифицировано [47]. Это сделано так же, как и в классической механике, используя принцип дуализма симметрии. В связи с этим принципом энергия для квантовой системы была представлена суммой энергии движения и внутренней энергии. В результате в расширенном уравнении Шредингера гамильтониан был записан в микро- и макропеременных, как сумма гамильтонианов для внутренней динамики элементов системы и системы в целом.

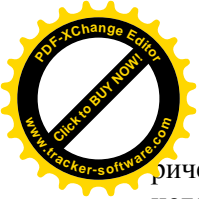
Классическая механика, согласно принципу соответствия, является предельным случаем квантовой механики [37]. Поэтому расширенное уравнение Шредингера в пределе классической механики переходит в уравнение движения системы МТ. Отсюда следует, что детерминированное нарушение симметрии в квантовых системах также связано с эволюционной нелинейностью, которая, как и в классической механике, имеет потенциал,



определяемый уравнением (4.4.2.1). В полном описании динамики системы нет никакой особенности в точке бифуркации для уравнения (4.4.2.1). То есть, эта точка является областью пространства микропеременных. В этой точке бифуркации движения элементов тела определяют движение системы. То есть, при обычном макроскопическом описании движения системы в точке бифуркации теряется детерминизм [15, 20]. Таким образом, спонтанное нарушение симметрии может быть объяснено зацеплением микро- и макропеременных через члены эволюционной нелинейности и из-за неустойчивости движения системы в точке бифуркации, где движения элементов тела определяют движение системы. Это позволяет сделать вывод, что, несмотря на различие процессов нарушения симметрии, как в классической, так и в квантовой механике, природа его одинакова. Этот вывод справедлив при условии бесконечной делимости материи и ее иерархичности структуры [30]. Поэтому процессы нарушения симметрии могут быть изучены с помощью использования полного описания. Это описание может быть реализовано на основе уравнения движения СТ для классических систем или расширенного уравнения Шредингера для квантовых систем и с использованием уравнения (4.4.2.1) [30].

Вывод о том, что природа необратимости в квантовой механике должна быть аналогична природе необратимости в классической механике, подтверждается сходством формы потенциала (4.4.2.1) для классической механики и потенциала в уравнении (4.4.4.2), используемого для объяснения спонтанного нарушения симметрии.

Различие объяснения физической природы спонтанного нарушения симметрии в квантовой механике и детерминированным нарушением симметрии заключается в следующем. Для объяснения спонтанного нарушения симметрии в квантовых системах для сверхпроводимости, сверхтекучести и т. д., используется метод вторичного квантования систем. Предполагается, что состояние системы определяется имеющимися статистическими состояниями ее элементов. Более того, из-за эмпи-



рической формы матрицы переходов, для объяснения спонтанного нарушения симметрии необходимо использовать гипотезу о существовании внешних сколь угодно малых колебаний.

Детерминированное нарушение симметрии объясняется с помощью полного описания. В этом сценарии нарушения симметрии роль случайного внешнего воздействия играют детерминированные движения элементов системы. Из-за неустойчивости в точке бифуркации микропроцессы приводят к макропроцессам. Преимущество полного описания квантовых систем в том, что оно, в принципе, может помочь понять физику и найти аналитическим образом операторы рождения и разрушения соответствующих частиц, например, в случае суперсимметрии [45].

Следовательно, природа механизма нарушения симметрии как в классической механике, так и в квантовой механике вытекает из уравнения движения, учитывающего структуру тела в его динамике. Это уравнение получается благодаря использованию принципа дуализма симметрии. В соответствии с этим принципом, для определения динамики системы ее энергия должна быть представлена в виде сумм энергии движения системы и ее внутренней энергии в пространствах двух независимых групп микро- и макропеременных. Микропеременные определяют внутреннюю энергию системы, а макропеременные определяют энергию движения системы в пространстве. Независимость микро- и макропеременных связана с независимостью сил между элементами системы и внешних сил.

4.5 Д-энтропия в механике

Понятие энтропии исторически возникло феноменологическим образом. Было замечено, что если над телом совершается работа, то часть ее в любом случае, с точки зрения полезной работы, оказывается утерянной. Само понятие энтропии в термодинамику было введено Р. Клаузиусом в 1865 году. Он определил энтропию как относительное приращение тепла равновесной системы [1, 6, 8]:



$$\Delta S^c \sim \Delta Q / T \Big|_{N \rightarrow \infty} \quad (4.5.1)$$

Здесь S^c – энтропия Клаузиуса, Q – тепло, T – температура вещества, N – число частиц.

Энтропия Клаузиуса – аддитивная величина. Если отклонения от термодинамического равновесия невелики и применимо условие *локального термодинамического равновесия*, то энтропия такой системы, равна сумме энтропий её равновесных частей.

Оказалось, что в природе изменение энтропии вещества подчиняется так называемому [второму началу термодинамики](#), согласно которому она может только увеличиваться, то есть, $dS^c / dt \geq 0$ [9]. Второе начало термодинамики получено эмпирическим образом.

Вопрос о физическом смысле энтропии и возможности ее обоснования в рамках строгих законов физики долгое время оставался открытым. Будучи глубоким сторонником атомно-молекулярной теории строения вещества, Больцман был первым, кто попытался найти ответ на этот вопрос на основе законов классической механики, которым должны подчиняться движения молекул вещества. В рамках молекулярно-кинетической теории им была получена так называемая H -теорема. Согласно этой теореме энтропия вещества, представляющего собой систему взаимодействующих атомов или молекул, должна нарастать. Но при доказательстве H -теоремы Больцман использовал статистические законы [1, 8]. Поэтому, как было указано Пуанкаре, ее доказательство нельзя считать достаточно обоснованным [8]. Более того, Пуанкаре показал, что выводы H -теоремы противоречат формализмам классической механики, согласно которым динамика систем должна быть обратимой. Кстати, это противоречие между законами классической механики и реальной природой было отнесено к первой из трех основных проблем физики [50]. Но, как показала практика, несмотря на критику Пуанкаре, H -теорема прекрасно выполняется для многих случаев.



Используя статистические законы, Больцману, в рамках молекулярно-кинетической теории, удалось получить выражение для энтропии, которое определяется логарифмом числа микросостояний, реализующих соответствующее макросостояние системы [1, 8]:

$$S^B = \kappa \ln W \quad (4.5.2)$$

Здесь S^B – энтропия Больцмана, κ – постоянная Больцмана, W – число микросостояний, которыми реализуется данное состояние вещества.

Идеи, использованные Больцманом при получении формулы (2), в частности, равновероятность прицельных параметров сталкивающихся частиц газа, условие эквивалентности усреднения по времени усреднению по пространству, послужили отправной точкой для очень важной для статистической физики эргодической теории [1, 51]. Именно в соответствии с формулой (2) со временем под энтропией стали понимать меру неупорядоченности системы.

Эмпирическая формула (1) и статистическая формула (2) не связаны с динамическими характеристиками элементов системы. То есть, в них связь между динамическими параметрами систем и вероятностными гипотезами, которые легли в основу доказательства формулы (2), осталась нераскрытой. А ведь именно динамические процессы, обусловленные движениями молекул вещества, лежат в основе всех эволюционных процессов, определяющих состояние вещества. Пожалуй, очень серьезным шагом на пути решения этой проблемы следует считать формулу энтропии, полученную Синаем [19]:

$$S^{KS} = \lim_{d(0) \rightarrow 0, t \rightarrow \infty} \frac{\ln[d(t)/d(0)]}{t} \quad (4.5.3)$$

Здесь $d(0)$ – вектор начального смещения фазовой траектории, $d(t)$ – смещение фазовой траектории, которое возникает с



течением времени. Величина S^{KS} называется энтропией Колмогорова-Синяя, или KS-энтропией. KS-энтропия определяется динамическим параметром системы – экспоненциальным показателем неустойчивости Ляпунова для гамильтоновых систем.

KS-энтропия оказалась незаменимой при изучении проблем динамического хаоса в гамильтоновых системах. Например, используя KS-энтропию, можно определить, каким является исследуемый режим – стохастическим или детерминированным хаосом [19]. Однако KS-энтропия характеризует систему в целом. Она не дает ответа, как ОНДС структурируется со временем к тому или иному состоянию в зависимости от наложенных на нее граничных и начальных условий.

В целом можно сказать, что в основах трех приведенных здесь формул энтропии лежат три разных подхода к ее определению. Так, энтропия Клаузиуса определяется целиком в рамках эмпирических термодинамических законов. Поэтому область использования этой формулы энтропии ограничена областью использования термодинамики. Физическая природа энтропии Клаузиуса состоит в том, что при совершении механической работы часть энергии уходит внутрь тела на его нагрев.

Энтропия Больцмана построена, опираясь на молекулярно-кинетическое представление о структуре вещества и статистические закономерности. Поэтому ее область использования ограничена областью применимости соответствующих вероятностных законов и принципов. Например, должно выполняться требование, что все микросостояния, определяющие любое возможное макросостояние системы, равновероятны. То есть, энтропия Больцмана применима в рамках вероятностных законов, что и определяет область ее ограничений.

Определение энтропии, данное Гиббсом, относится к классу вероятностных определений энтропии [1]. Оно применимо для равновесных систем.

Информационная энтропия Шеннона строится на вероятностных принципах [20]. То, что энтропия является мерой хаоса и должна быть его критерием, легла в основу определения S-энтропии [8].



Энтропия Колмогорова – Синая вводится на основе инвариантов движения, к которым относятся экспоненциальные показатели Ляпунова. Они определяют общие динамические характеристики практически любых динамических систем. Но энтропия Колмогорова – Синая все-таки характеризует процессы эволюции рассматриваемых систем во времени.

Приведенные выше определения энтропии практически охватывают все известные типы энтропий. При этом каждое из этих определений энтропии имеет свою область применения. Но всем им присуще общее ограничение. Таким ограничением является то, что с их помощью нельзя ответить на вопрос, как изменяется энтропия со временем при движении систем в соответствии с изменениями внешних ограничений, как она связана с симметриями системы и пространства. Их также трудно использовать и для анализа самого процесса эволюции системы. Кроме того, использование статистических закономерностей при выводах формул (2-3) существенно затрудняет возможность изучения необратимой динамики в рамках законов механики. Все это говорит о том, что пока понятие энтропии находится в стадии развития. С нашей точки зрения эти трудности развития, скорее всего, связаны с тем, что в физике до сих пор не было ясности относительно природы детерминированного нарушения симметрии времени в неравновесных динамических системах, не было соответствующего математического аппарата, позволяющего описывать эти нарушения.

Рассмотрим, как можно ввести понятие энтропии для СТ. Фактически это будет служить обоснованием понятия Д-энтропии в рамках законов классической механики [12]. Для этого сначала коротко напомним, как энтропия появилась в термодинамике.

В результате опыта выяснилось, что передаваемая равновесной системе энергия, или работа внешних сил, определяется следующим уравнением [1, 6]:

$$dE = dQ - PdY, \quad (4.5.4)$$



P – давление, Y – объем. Здесь полный дифференциал dE эквивалентен дифференциалу от термодинамического адиабатического потенциала. Для систем, близких к равновесию, имеет место условие: $dQ = TdS$, где T – температура, S – энтропия.

Нами было показано, что необратимость в ОНДС возникает в связи с уменьшением энергии относительного движения СТ, из которых состоит ОНДС, в результате ее трансформации во внутреннюю энергию. Обратный переход внутренней энергии в энергию движения СТ запрещен законом сохранения импульса. Уменьшение энергии относительного движения СТ связано с переходом этой энергии в энергию хаотического движения МТ относительно центра масс СТ. Это позволило нам ввести понятие **Д-энтропии** в классическую механику по аналогии с термодинамической энтропией Клаузиуса. Действительно, зная обобщенное поле коллективных сил, определяющих преобразование энергии движения СТ в их внутреннюю энергию, можно определить величину изменения внутренней энергии системы. Тогда увеличение энтропии будет определяться отношением увеличения суммарной внутренней энергии всех СТ к полной величине внутренней энергии. Это было положено в основу определения Д-энтропии. Отсюда появилась возможность дать физическую интерпретацию энтропии. Действительно, возьмем ОНДС. Она состоит из СТ. Энергия относительного движения СТ переходит в его внутреннюю энергию до полного исчезновения энергии относительных движений. Тогда ОНДС превращается в равновесную систему. Это возможно только при условии однородного в пространстве и хаотического по скоростям распределения всех МТ, принадлежащих ОНДС. Такое распределение, согласно Больцману, определяется максимальным значением числа доступных микросостояний. Таким образом, ОНДС, состоящая из СТ, приходит к равновесию за счет перехода энергии движения СТ в их внутреннюю энергию E_N^{int} . Поэтому изменению энтропии dS_N^d можно поставить в соответствие следующее выражение [52, 53]:



$$\Delta S_N^d = \Delta E_N^{\text{int}} / E_N^{\text{int}} = \sum_{L=1}^R \left\{ N_L \sum_{k=1}^{N_L} [\int \sum_s F_{ks}^L v_k dt] / E_L \right\} \quad (4.5.5)$$

E_L – внутренняя энергия L -СТ; N_L – число частиц в L -СТ; $L=1,2,3\dots R$ – количество СТ в ОНДС; s – внешние МТ, взаимодействующие с k -й МТ из L -СТ; F_{ks}^L – составляющая силы, меняющая скорость движения k -й МТ относительно центра масс L -СТ. Эта сила действует со стороны s -ой МТ другого СТ; v_k – скорость k -й МТ относительно центра масс СТ. Символ Δ вводится потому, что работа внешних сил идет не только на изменение внутренней энергии, но и на перемещение СТ.

Формула (5) определяет относительное изменение внутренних энергий всех СТ, входящих в ОНДС, за счет работы сил, действующих между ними. То есть, она определяет часть энергии относительных движений СТ, которая уходит в их внутреннюю энергию. Так как E_N^{int} определяется в рамках законов классической механики, то Д-энтропия является параметром, характеризующим динамические свойства систем. Поскольку Д-энтропия определяется, как отношение приращения внутренней энергии к ее величине, то понятие Д-энтропии приемлемо не только для ОНДС, состоящих из СТ, но и для систем с малым количеством МТ. Для таких систем формула (5) приобретает упрощенный вид: $\Delta S_N^d = \Delta E_N^{\text{int}} / E_N^{\text{int}}$. Расчеты движения осциллятора через потенциальный барьер показали, что для малого числа МТ Д-энтропия бывает как положительной, так и отрицательной.

Для равновесных, а, значит, для достаточно больших систем, Д-энтропия соответствует энтропии Клаузиуса (см. формулу (1)). То есть, для равновесных систем тепловая энергия эквивалентна внутренней энергии. А то, что для равновесных систем внутренняя энергия необратимо возрастает за счет энергии движения, соответствует второму закону термодинамики. Поскольку выражение Д-энтропии следует из строгих законов классической



механики без привлечения вероятностных законов и гипотез, она, в принципе, может быть использована для определения областей применения всех других вероятностных энтропий, а также энтропии Клаузиуса.

В целом, Д-энтропия характеризует изменение внутренней энергии системы при совершении над ней работы по ее перемещению. Она находится в согласии со всеми тремя приведенными выше определениями энтропии, а также в полном соответствии и со статистической природой установления равновесия [1, 6].

В термодинамике энтропия возникает эмпирическим образом. Она лежит в основах [первого](#), второго и третьего начал термодинамики. Достоинство же формулы (5) как раз и заключается в том, что она раскрывает динамическую сущность понятия энтропии. Формула (5) показывает, что возникшее в термодинамике понятие энтропии на самом-то деле вытекает из законов классической механики. Но, чтобы увидеть, как это происходит, необходимо опираться на принцип дуализма симметрии и вытекающий из него дуализм энергии. Только благодаря разделению потока внешней энергии на две части, каждая из которых меняет либо только энергию движения, либо внутреннюю энергию, проявляется суть энтропии.

4.5.1 О возможностях применения Д-энтропии для анализа динамических систем

Для подтверждения выводов, которые следуют из формулы (5), а также уравнения движения СТ, были выполнены численные расчеты изменения Д-энтропии при движении системы потенциально взаимодействующих МТ в неоднородном поле внешних сил. Результаты расчетов изменения внутренней энергии для разного числа частиц системы приведены на рис. 4.5 [54, 55]. Расчеты строились на основе закона сохранения энергии системы, перемещающейся в неоднородном поле сил. Согласно этому закону, инвариантом движения является сумма энергии движения и внутренней энергии при условии, что каждая из составляющих энергии может изменяться за счет другой.

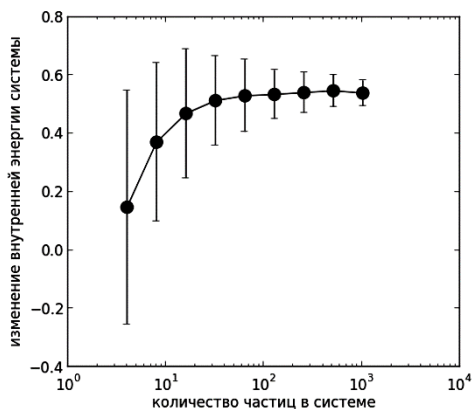


Рис. 4.5 – Зависимость изменения относительной величины внутренней энергии от числа МТ

Проводились численные расчеты изменения внутренней энергии системы при прохождении потенциального барьера в зависимости от числа МТ. Для заданного числа МТ расчеты проводились 400 раз при одной и той же энергии, но при различных начальных состояниях системы. Это позволило определить флуктуации изменения внутренней энергии для разных состояний системы при заданных величинах ее энергии движения и заданном количестве МТ.



Как и следовало из анализа аналитических выражений для Д-энтропии, было получено, что для системы из малого количества МТ Д-энтропия может быть как положительной, так и отрицательной. То есть, для системы из нескольких частиц внутренняя энергия может трансформироваться в энергию движения системы.

Оказалось, что для различных начальных условий флуктуации внутренней энергии уменьшаются с ростом числа частиц в системе. При значении числа МТ в системе $N \leq 64$ Д-энтропия может быть как положительной, так и отрицательной.

Но при $N \geq 64$ внутренняя энергия только растет. Т.е. при $N \geq 64$ ни один из 400 проведенных численных расчетов не дал отрицательного значения изменения внутренней энергии. Это означает, что при $N > 10^2$ динамика системы становится необратимой. Поэтому число $N \sim 10^2$ было названо нами *первым критическим числом* системы. Если число частиц в системе превышает это число, то ее динамика становится необратимой. Очевидно, что в общем случае первое критическое число будет зависеть от параметров задачи, например, от ширины и высоты барьера.

При $N > 10^3$ дисперсия внутренней энергии достигает минимума и уже не растет с увеличением числа МТ. То есть, при дальнейшем увеличении числа МТ в системе величина приращения внутренней энергии не изменяется. Это число можно назвать *вторым критическим числом*. Начиная с этого числа справедливо термодинамическое описание, для которого энтропия не зависит от числа элементов системы.

Убедительным подтверждением возможности обоснования статистических законов, опираясь на Д-энтропию, служат результаты численных расчетов амплитуд флуктуаций внутренней энергии, возникающих при прохождении системой барьера, в зависимости от числа МТ и функции их распределения. Оказалось, что поведение этих флуктуаций соответствует закону статистических флуктуаций для средней квадратичной величины [1, 6, 29].

Напомним, как на основе статистических закономерностей

доказывается, что относительная флуктуация какого-либо аддитивного параметра системы пропорциональна $1/\sqrt{N}$, где N – количество элементов в системе (внутренняя энергия системы E^{ins} является аддитивной величиной). Если систему разбить на N частей, то среднее значение ее внутренней энергии будет равно сумме средних значений внутренних энергий подсистем. То есть, $E^{ins} = \sum_{i=1}^N |E_i|$, где E_i – энергия i -й подсистемы.

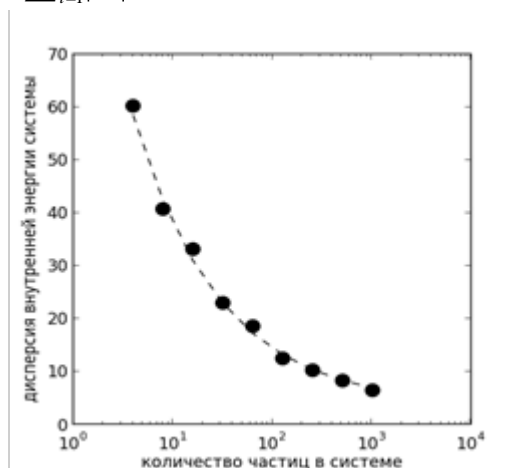


Рис. 4.6 – Зависимость максимальной амплитуды флуктуаций ΔE^{ins} (точки) от числа МТ в системе

Будем исходить из того, что внутренняя энергия растет пропорционально увеличению числа МТ системы. Тогда для средней квадратичной величины флуктуации внутренней энергии будем

иметь: $|(\Delta E)^2| = \left| \left(\sum_{i=1}^N \Delta E_i \right)^2 \right|$. Если флуктуации в подсистемах

считать независимыми, то получим: $|(\Delta E)^2| = \sum_{i=1}^N |(\Delta E_i)^2|$.

Отсюда приходим к известному закону: $|(\Delta E)^2|^{1/2} \sim 1 / N^{1/2}$ [1].



Таким образом, если рассчитываемая величина относительных флуктуаций E^{int} , возникающих при прохождении системы через барьер, с ростом числа МТ изменяется обратно пропорционально \sqrt{N} , то это служит, как подтверждением закона о флуктуациях, так и подтверждением возможности обоснования этого закона с помощью законов классической механики.

Оказалось, что аппроксимирующая пунктирная линия, заданная уравнением $f = p + r / N^{1/2}$, где $p = 3,5; r = 110$ соответствует рассчитанным точкам. Как видим из рисунка (4.5), точки, соответствующие амплитудам флуктуаций изменения внутренней энергии, ложатся достаточно близко к кривой, соответствующей статистическому закону убывания флуктуаций в системе с ростом числа ее элементов. Незначительное расхождение результатов расчета флуктуаций ΔE^{ins} от статистической формулы зависимости квадратичных флуктуаций, можно объяснить тем, что добавление МТ к системе меняет другие ее параметры, от которых зависит величина ΔE^{ins} , например, размер системы. Кроме того, определенное отклонение от статистического закона может быть связано и с тем, что для ограниченного числа МТ нельзя систему считать строго равновесной. Это означает, что, во-первых, численные расчеты прохождения системы через барьер верны, во-вторых, необходимость представления энергии системы в виде суммы энергии движения и внутренней энергии отображается в статистических законах; в-третьих, законы классической механики применимы как для обоснования статистических законов, так и для определения области их справедливости.

В целом, изучение поведения Д-энтропии в зависимости от всевозможных динамических факторов позволяет определить область применимости статистических законов для конкретных задач динамики.

Покажем, как можно связать термодинамическое выражение для производства энтропии с Д-энтропией. Чтобы найти выражение для производства энтропии в ОНДС, воспользуемся термодинамическим условием: $\Delta S \sim \Delta Q / T$. Тогда для СТ $dS / dt =$



$[dE^{ins} / dt] / (E^{ins})$, где E^{ins} – внутренняя энергия СТ. Выразим эту формулу через работу сил взаимодействия СТ. Пусть E_0 – полная энергия ОНДС, E_{L0}^{tr} – начальная энергия относительного движения L -СТ.

Согласно уравнению движения СТ, скорость прироста внутренней энергии системы равна: $\zeta = \sum_{L=1}^R \Phi_L$. Внутренняя энергия всех СТ определяется выражением: $E^{ins} = E_0 - \sum_{L=1}^R E_L^{tr}$, где $\sum_{L=1}^R E_L^{tr}$ – суммарное значение энергии относительного движения СТ. Но $\sum_{L=1}^R E_L^{tr} = \zeta_0 - \int_{t=0}^t \zeta dt$, где $\zeta_0 = \sum_{L=1}^R E_{L0}^{tr}$. Тогда выражение для производства энтропии системы $\sigma_{prod} = (dS / dt)$ имеет вид:

$$\sigma_{prod} = D / (1 - D_0 + \int_{t=0}^t D dt), \quad (4.5.1.1)$$

где $D = \zeta / E_0$, $D_0 = \zeta_0 / E_0$.

Как и ожидалось, производство энтропии положительно, когда внутренняя энергия увеличивается. Согласно уравнению движения СТ, внутренняя энергия увеличивается только в случае наличия градиента поля внешних сил, характерный масштаб которого соизмерим с масштабом СТ. При его отсутствии динамические процессы, связанные с движениями системы, можно считать адиабатическими. Тогда описание этих процессов можно выполнять в рамках канонического формализма Лагранжа.

Сделаем еще одно важное замечание по использованию Д-энтропии. Определим Д-энтропию в квантовой механике так же, как и в классической механике, в виде отношения изменения внутренней энергии системы к ее полной величине. При этом суть Д-энтропии остается прежней, но форма ее записи изменится.



Для квантовой системы, представленной совокупностью равновесных подсистем [1, 6], Д-энтропия равна отношению приращения внутренних энергий подсистем, к суммарной величине их внутренних энергий. Это можно записать так:

$$\Delta S^d = \Delta E / E, \quad (4.5.1.2)$$

где $\Delta E = \sum_a \Delta E_a$, ΔE_a – приращение внутренней энергии одной из равновесных подсистем a , из которых состоит система. В силу квантования энергия каждой из подсистем представляет собой сумму энергий всех энергетических уровней подсистем.

Подчеркнем, что прирост Д-энтропии, ΔS^d , в общем случае определяется нелинейными процессами преобразования энергии движения во внутреннюю энергию в квантовых неравновесных системах, описываемых расширенным уравнением Шредингера.

Рассмотрим, в чем отличие Д-энтропии от энтропии, используемой в квантовой механике [1]. Энтропия в квантовой механике вводится статистическим образом через функции распределения равновесных подсистем $\omega_a(E)$, совокупностью которых представлена квантовая система. Эта функция определяет вероятность подсистеме иметь энергию между E и $E + dE$. Распределение вероятности по энергии для подсистем $W_a(E)$ определяется числом квантовых состояний в интервале $E + dE$ только для случая, когда можно пренебречь взаимодействиями подсистем. В этом случае можно записать: $W_a(E) = \frac{d\Gamma_a(E)}{dE} \omega_a(E)$,

где $d\Gamma_a(E)$ – число квантовых состояний подсистемы при значении энергии E . При условии равновесия подсистемы, когда функция $W_a(E)$ имеет очень резкий максимум при $E = \bar{E}$, энтропия подсистемы определяется как $S_a = \ln \Delta\Gamma_a$, где $\Delta\Gamma_a$ – число состояний равновесной подсистемы. Если пренебречь



взаимодействием подсистем, то будем иметь $\Delta\Gamma = \prod_a \Delta\Gamma_a$.

Отсюда

$$S = \sum_a \ln \Delta\Gamma_a = \sum_a S_a \quad (4.5.1.3)$$

Если приращение Д-энтропии определяется трансформацией энергии движения подсистем во внутреннюю энергию в результате взаимодействия подсистем, то энтропия (3) определяется статистическим образом только при условии равновесности системы.

4.5.2 Уравнение баланса Д-энтропии для стационарных ОНДС

Рассмотрим уравнение баланса энтропии в открытой системе для стационарного неравновесного состояния. Предположим, что ОНДС поддерживается в стационарном состоянии. Для этого необходима компенсация убыли энергии T^{tr} в E^{ins} . Энергия T^{tr} характеризует ОНДС, в то время как E^{ins} характеризует ее степень равновесности. Компенсация энергии T^{tr} возможна только за счет внешнего притока энергии в систему. Тогда условие стационарности системы определяется формулой:

$$|\sigma_{prod}| = |\sigma_-| - |\sigma_+|, \quad (4.5.2.1)$$

где σ_- – поток уходящей энтропии, σ_+ – поток приходящей энтропии, σ_{prod} – производство энтропии в системе. Поток приходящей в систему энтропии определяется энтропией, соответствующей поступающей энергии в систему. Поток уходящей энтропии определяется энтропией потока уходящей энергии. Производство энтропии определяется формулой (4.5.1.1).



Процесс преобразования E^{ins} в энергию движения СТ запрещен законом сохранения импульса СТ, поскольку импульс СТ не может быть изменен ни силами, работа которых изменяет ее E^{ins} , ни внутренним движением ее элементов. По определению внутренней энергией является та часть сообщаемой СТ энергии, которая обеспечивается коллективными силами при условии, что скорость СТ не меняется. Поэтому работа по замкнутому контуру в S -фазовом пространстве для СТ отлична от нуля. Именно это обстоятельство приводит к естественному появлению в рамках классической механики понятия энтропии, как отношению величины, характеризующей увеличение внутренней энергии системы за счет энергии упорядоченного движения ее элементов, к величине внутренней энергии.

Энтропия для ОНДС может быть получена также с помощью функции распределения. Функция распределения $f_a = f_a(r, p, t)$ для ОНДС находится с помощью расширенного уравнения Лиувилля (2.4.10). Расширенное уравнение Лиувилля задано на фазовой плоскости координат и импульсов структурированных частиц. Оно отличается от канонического прототипа тем, что фазовый объем неравновесных систем не сохраняется из-за преобразования энергии относительных движений частиц в их внутреннюю энергию. Поэтому его можно использовать для анализа динамики неравновесных систем. Из уравнения Лиувилля следует, что только непотенциальные силы вносят вклад в изменение функции распределения. Непотенциальные силы пропорциональны градиентам потенциальных сил. Формальное решение уравнения Лиувилля имеет вид:

$$f = f^o \exp \int (-\sigma) dt . \quad (4.5.2.2)$$

Общность функции распределения (4.5.2.2) заключается в том, что в ней учитываются диссипативные силы. То есть полученная функция распределения напрямую следует из уравнения движения структурированных частиц. Следовательно, она справедлива для любых неравновесных систем.



Известно, что для энтропии можно написать $S^B = -\int f \ln f dpdq$ [11]. Отсюда и из уравнения (4.5.2.2) получим:

$$\frac{dS^B}{dt} + \sigma S^B = f \sigma \quad (4.5.2.3)$$

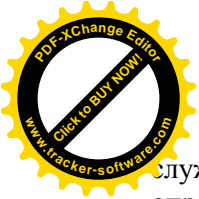
То есть, если $\sigma = 0$, тогда: $dS^B / dt = 0$. Это означает, что S^B имеет максимум, когда подсистемы не имеют относительных скоростей. Это соответствует состоянию равновесия системы.

Следует отметить, что D-энтропия более общая, чем S^B -энтропия. Это связано с тем, что D-энтропия приемлема для описания эволюции ОНДС, движущихся в неоднородных полях внешних сил без использования усреднения.

В целом, D-энтропия определяется характером внешнего воздействия на систему и ее внутренним состоянием.

Подведем итоги. Принцип дуализма симметрии в динамике систем проявляется в том, что состояния любых систем, их изменения связаны с динамическими процессами внутри систем и процессами их взаимодействия с внешним пространством. Эти процессы можно однозначно описать в пространствах микро- и макропеременных. Состояние внутри системы, определяемое внутренней энергией, задается микропеременными. Они определяют движение элементов системы относительно ее центра масс. Динамика системы как целого, определяемая энергией движения системы в пространстве, задается макропеременными. Таким образом, динамика систем определяется двумя скалярными функциями: внутренней энергией и энергией ее движения.

В неоднородном пространстве возможна взаимная нелинейная трансформация энергии движения и внутренней энергии тел. Эта трансформация однозначно определяется билинейными членами разложения поля внешних сил только в системе координат дуального представления энергии в виде суммы внутренней энергии и энергии движения. Поэтому такая система координат более естественная, чем лабораторная система координат. Само существование термодинамики, в частности, ее первый закон,



служит основанием для выбора этой системы координат, определяемой принципом дуализма симметрии, в соответствии с которым энергия приобретает дуальный вид.

Величина, характеризующая трансформацию энергии движения системы в ее внутреннюю энергию, определяется Д-энтропией. Т.е., Д-энтропия определяет, каково отношение приращения внутренней энергии системы к ее величине, и выражается через микро- и макропеременные. Величина Д-энтропии находится путем суммирования той части работы внешних сил по перемещению элементов системы, которая идет на изменение ее внутренней энергии. Д-энтропия однозначно определяется уравнением движения системы. Для малых систем Д-энтропия, в отличие от энтропии Клаузиуса, может быть положительной и отрицательной. Для равновесных систем Д-энтропия, с точностью до численного коэффициента, совпадает с энтропией Клаузиуса и может быть выражена через температуру и функцию тепла.

Д-энтропия позволяет определить область применения вероятностных законов, используемых для описания эволюции ОНДС. Расчеты Д-энтропии показали, что с ее помощью можно определить границы применимости термодинамического описания систем, а также границы применимости вероятностных статистических законов.

Основным достоинством Д-энтропии можно, пожалуй, назвать то, что она раскрывает динамическую сущность понятия энтропии. К примеру, из выражения Д-энтропии, уравнения движения системы и законов классической механики видно, что второй закон термодинамики связан с невозможностью трансформации энергии хаотического движения частиц СТ в энергию его движения как целого.

4.5.3 От механики СТ к термодинамике

Термодинамика занимается описанием поведения систем, состоящих из огромного количества элементов [6]. Это позволяет ввести понятие физической точки, масштабы которой много



меньше характерных масштабов задачи, но, тем не менее, количество элементов в ней вполне достаточно, чтобы ее считать термодинамической системой. Термодинамический метод описания систем по своей сути является феноменологическим, поскольку он не объясняет природу законов динамики систем и взаимосвязей ее параметров, а экспериментальным путем выявляет характерные связи между параметрами, определяющими их состояние. Такими параметрами являются температура, давление, плотность, объем, энтропия [6].

Опираясь на уравнение движения СТ, рассмотрим, как термодинамика вытекает из классической механики. При этом будем исходить из утверждения, что рассматриваемая система задана совокупностью СТ [6]. Пусть эта система будет достаточно близких к равновесию. Пусть также для каждого СТ справедливо термодинамическое описание. Рассмотрим, как? отталкиваясь от механики СТ, прийти к законам термодинамики [53, 65].

Согласно основному уравнению термодинамики работа внешних сил, осуществляемая над системой, распадается на две части. Первая часть связана с обратимой работой. Ей можно поставить в соответствие изменение энергии движения каждого СТ (рассматривается условие, при котором сама система покоится, т.е. энергия движения СТ является энергией их хаотического движения относительно центра масс системы). Вторая часть энергии необратимо уходит на нагрев всех СТ. Она связана с внутренними энергиями СТ.

Покажем, как, отталкиваясь от уравнения взаимодействия СТ, можно прийти к основному уравнению термодинамики, и как Д-энтропия связана с энтропией Клаузиуса.

Пусть система состоит из R числа СТ. Каждый из СТ состоит из достаточно большого количества элементов N_n , где $n = 1, 2, 3, \dots, R$, $N = \sum_{n=1}^R N_n$. Т.е. N – это полное число МТ в системе. Пусть над системой совершается работа dE . В термодинамике энергию E принято называть внутренней (не следует путать эту энергию, соответствующую энергии всей системы, состоящей из СТ, с внутренней энергией отдельного СТ). Величина dE определяется основным уравнением термодинамики:



$$dE = dQ - PdY \quad (4.5.3.1)$$

где Q – тепловая энергия, P – давление, Y – объем. Здесь полный дифференциал dE эквивалентен дифференциалу адиабатического потенциала.

Как и основное уравнение термодинамики, уравнение взаимодействия систем также является дифференциалом двух типов энергии. Согласно этому уравнению, величина dE перераспределяется таким образом, что одна ее часть идет на изменение энергии относительного движения СТ, а другая изменяет внутреннюю энергию СТ.

Энергии движения СТ можно поставить в соответствие величину PdY , входящую в основное уравнение термодинамики. Действительно (см. [9]): $dT^r = VdV = V\dot{V}dt = \dot{V}dr = PdY$. Здесь V – скорости СТ. Эта часть энергии передается в результате работы потенциальных сил, изменяющих скорость движения СТ. Если потенциальная составляющая внутренней энергии СТ является однородной функцией второй степени от всех радиус-векторов, то согласно теореме о Вирiale [10] $\bar{E}^{ins} = \bar{T}^{ins} = \bar{U}^{ins}$. Черта означает усреднение по времени. Пусть все СТ одинаковы. Средняя энергия СТ равна: $\bar{E}^{ins} = \bar{E}^{ins} / N_n = \kappa \bar{T}_0^{ins}$, здесь \bar{T}_0^{ins} – температура. Мы можем ввести температуру СТ, так как по условию число входящих в нее СТ достаточно велико.

Пусть \bar{E}^{ins} увеличивается на δQ при условии сохранения объема системы (обозначение δQ введено, чтобы подчеркнуть, что тепло не является функцией состояния, поэтому δQ не является полным дифференциалом). С точностью до членов первого порядка малости будем иметь: $\delta Q \approx \bar{T}_0^{ins} [d\bar{E}^{ins} / \bar{T}_0^{ins}] = \bar{T}_0^{ins} [dv_0 / v_0]$, где v_0 – средняя скорость СТ, а dv_0 – его изменение. В соответствии с теоремой о Вирiale для системы в замкнутом объеме можно считать, что $dv_0 / v_0 \sim d\Gamma / \Gamma$, где Γ – фазовый



Объем системы, а $d\Gamma$ – его увеличение за счет поступления в систему энергии δQ . Пренебрегая членами второго порядка малости, имеем: $\delta Q \approx \bar{E}^{ins} d\Gamma / \Gamma = \bar{E}^{ins} d \ln(\Gamma)$. Но по определению [12] $d \ln(\Gamma) = dS$, где S принято называть энтропией. Отсюда следует, что $\delta Q \approx \bar{T}_0^{ins} dS = k \bar{E}^{ins} dS$. Это означает, что для рассматриваемых систем Д-энтропия соответствует термодинамической энтропии.

Таким образом, взаимосвязь первого и второго законов термодинамики с основами классической механики свидетельствует о возможности обоснования термодинамических законов и принципов в рамках классической механики. Это подтверждает идею об универсальности и согласованности законов природы на всех ее иерархических уровнях.

Основные результаты четвертой главы

Результаты четвертой главы опираются на вытекающее из законов классической механики свойство бесконечной делимости материи и природу детерминированного механизма необратимости. В главе 4 развивается идея, суть которой в том, что базовым элементом материи должна быть ОНДС, а материя представляет собой их иерархию. Отличительной особенностью физики ОНДС от физики конденсированных сред, опирающейся на использование кинетики и термодинамики, и описывающей состояния покоящихся тел на основе статистических законов, является изучение эволюции на основе фундаментальных законов физики с учетом движения ОНДС в неоднородном пространстве. Так, если в термодинамике, статистической физике и кинетике изучаются состояния стационарных тел, процессы установления равновесия в неравновесных системах без учета их движений и взаимодействий, то здесь рассмотрены свойства ОНДС с учетом их движения и взаимодействия между собой в неоднородном поле сил.



Установлены универсальные принципы построения иерархической структуры материи на основе того, что законы эволюции иерархического звена ОНДС следуют из законов динамики его элементов.

Получены соотношения, определяющие взаимосвязи изменений внутренних энергий иерархических звеньев ОНДС и их Д-энтропии, а также приводится формула для рекуррентного соотношения энергий иерархических звеньев. Определены требования стационарности иерархических структур ОНДС для различных внешних ограничений.

Предложено дуальное фазовое пространство, позволяющее исследовать эволюцию ОНДС, включая процесс установления стационарного состояния с учетом диссипативных процессов. Рассмотрена возможность достижения системой равновесного состояния.

Предложен математический подход к исследованию эволюции ОНДС. Он представляет собой расширенные формализмы классической механики. К ним относятся обобщенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля, скобки Пуассона.

Предложена модификация принципа наименьшего действия для ОНДС. Показано, что природа принципа наименьшего действия определяется движением системы вдоль суммы векторов активных сил, действующих на систему в каждой точке ее траектории. При этом характер активных сил определяется внешним потенциальным полем. Принцип наименьшего действия связан с тем, что сумма активных и инерциальных сил в каждой точке траектории движения тела равна нулю. Поэтому траектория движения системы становится такой, на которой совершаемая работа внешних сил минимальна. Показана связь принципа наименьшего действия с условием стремления систем к стационарному состоянию. Установлено, что принцип максимума энтропии равновесной системы соответствует принципу наименьшего действия.

Поскольку равновесная термодинамическая система подчиняется принципу наименьшего действия, то возмущения такой



системы в линейном приближении описываются в рамках приближения бездиссипативной сплошной среды. То есть, динамика сплошной среды в линейном приближении для достаточно малых нарушений равновесности описывается в адиабатическом приближении, например, уравнениями гидродинамики.

Рассмотрена возможность стационарности ОНДС при существующих внешних ограничениях. В стационарном случае теория возмущений справедлива для локальных физических точек системы, когда параметры системы можно считать однородными.

В общем случае канонические уравнения формализмов классической механики являются частным случаем соответствующих расширенных формализмов, построенных на основе уравнения движения СТ. Расширенный принцип наименьшего действия в равновесном пределе соответствует каноническому принципу наименьшего действия. Поясняется, почему для стационарных ОНДС также применима теория возмущений.

Рассмотрены различные типы нелинейностей. Показано, что *эволюционная нелинейность*, обуславливающая связь различных типов энергии, отвечает за необратимость и процессы эволюции для существующих форм материи.

Показано, что детерминированное нарушение симметрии вызвано преобразованием энергии движения системы во внутреннюю энергию, когда система движется в неоднородном поле сил. Такое преобразование определяется билинейными членами эволюционной нелинейности. Оказалось, что в классической механике для ОНДС эволюционная нелинейность определяется потенциалом, который совпадает с потенциалом, определяющим спонтанное нарушение симметрии для различных типов симметрии в квантовых системах. То есть, существует общность потенциала, определяющего необратимые процессы и нарушения различных типов симметрий в механике классических и квантовых систем.

Принцип соответствия квантовой механики и классической механики позволяет говорить об универсальности механизма нарушения симметрии для классических и квантовых систем.



Характер нарушения симметрии следует изучать в рамках *полного описания динамики* систем с использованием микро- и макроописаний динамики на основе принципа дуализма симметрии.

Исходя из условия иерархичного строения материи, предлагается детерминированный подход к описанию бифуркаций, которые лежат в основах механизмов спонтанного нарушения симметрии.

Методами численных расчетов рассмотрено поведение Д-энтропии для систем в неоднородных полях сил. Определена связь законов термодинамики, статистической физики и кинетики с законами классической механики. Получены уравнения баланса для Д-энтропии, позволяющие оценить области применения термодинамического описания. Предложена рекуррентная формула для иерархических ступеней материи. Показано, как из Д-энтропии следуют различные типы энтропии.

В целом, отличительной особенностью методов физики эволюции от методов, используемых в кинетике и термодинамике, является детерминированное описание процессов эволюции материи на основе фундаментальных законов физики с учетом движения тел в неоднородном пространстве и их открытости. Это, наряду с методами физики эволюции, не исключает использование статистических приближений, полученных из фундаментальных законов. Так, если в термодинамике, статистической физике и кинетике изучаются состояния стационарных конденсированных сред, процессы установления равновесия в неравновесных системах вне зависимости от их движений и взаимодействий, то здесь рассмотрены свойства ОНДС с учетом их движения и взаимодействия в неоднородном поле сил.

Литература к главе 4

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 583 с.
2. Grujić P. V., Panković V. D. On the Fractal Structure of the Universe. arXiv:0907.2127v1 [physics.gen-ph] 13 Jul 2.



3. Фейгенбаум М. Универсальность в поведении нелинейных систем // УФН. – 1983. – Т.141, № 2. – С. 343-375.
4. Джорджи Х. Единая теория элементарных частиц и сил // УФН. – 1982. – Т.136, № 2. – С. 287-316.
5. Планк М. Картина мира в современной физике // УФН. – 1929. – Т. 9, № 4. – С. 407-436.
6. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика статистическая физика и кинетика. – М.: Наука, 1977. – 532 с.
7. Van der Mark M.B. and Hooft G.W. 't. Light is Heavy. arXiv:1508.06478v1 [physics.hist-ph] 26 Aug 2015.
8. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем. – М.: Янус, 1995. – 292 с.
9. Князева Е.Н., Курдюмов С.П. Законы эволюции и самоорганизации сложных систем. – М.: Наука, 1994. – 238 с.
10. Samarin A. Yu. Can quantum objects be point-like particles? arXiv:1710.10154v1 [physics.gen-ph] 23 Oct 2017
11. Somsikov V.M. Deterministic mechanism of irreversibility // Journal of Advances in Physics. –2019. –Vol. 14, Is. 3. –P.5708-5733. DOI: 10.24297/jap.v14i3.7759.
12. Сомсиков В.М. Открытые неравновесные динамические системы // Журнал Проблем эволюции открытых систем. – 2017. – № 19(2). – С. 33-47. <http://peosjournal.org/?q=PEOS>
13. Гринштейн Дж. Зайонц А. Квантовый вызов. Современные исследования оснований квантовой механики. – Долгопрудный: Интеллект, 2012. – 432 с.
14. Anderson P. W. More Is Different Science // New Series. – 1972. – Vol. 177, No. 4047. – P. 393-396.
15. Somsikov V.M. Deterministic irreversibility and the matter structure // Journal of Advances in Physics. – 2019. – Vol. 14, Is. 3. – P.5708-5733. DOI: 10.24297/jap.v14i3.7759.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
17. Малинецкий Г.Г., Курдюмов С.П. Нелинейная динамика и проблемы прогноза // Вестник РАН. – 2001. – Т. 71, № 3. – С. 210-232.
18. Князева Е.Н., Курдюмов С.П. Законы эволюции и самоорганизации сложных систем. – М.: Наука, 1994. – 236 с.



19. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. – М.: Наука, 1990. – 272 с.
20. Лоскутов Ю.А. Очарование хаоса // УФН. – 2010. – Т. 150, № 12. – С. 1305-1329.
21. Somsikov V.M. Deterministic Irreversibility Mechanism and Basic Element of Matter. In: Skiadas C., Dimotikalis Y. (eds). CHAOS 2019. Springer Proceedings in Complexity. Springer.– 2020. – P. 245-256.
22. Сомсиков В.М. К основам физики эволюции. – Алматы: Наука, 2016. – 306 с.
23. Somsikov V.M. Equilibration of a hard-disks system // IJBC. – 2004. – Vol. 14, No 11. – P. 4027-4033.
24. Ланцош К. Вариационные принципы механики. – М.: Мир, 1962. – 408 с.
25. Голдстейн Г. Классическая механика. – М.: Наука, 1975. – 416 с.
26. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. – М.: Наука, 1958. – 215 с.
27. Сомсиков В.М., Троицкий Б.В. Генерация возмущений в атмосфере при прохождении через нее солнечного терминатора // Геомагнетизм и аэронавигация. – 1975. – Т. 15, №5. – С. 856-860.
28. Somsikov V.M. Solar Terminator and Dynamic Phenomena in the Atmosphere: A Review // Geomagnetizm i Aeronomiya.–2011. – Vol. 51. – P. 707-719. DOI: 10.1134/S0016793211060168.
29. Ландау. Л.Д., Лифшиц Е.М. Физическая кинетика. – М.: Наука, 1979. – 528 с.
30. Закржевский М.В., Смирнова Р.С., Щукин И.Т. и др. Нелинейная дин-ка и хаос. Бифуркационные группы и хаос. – Рига: РТУ, 2012. – 181 с.
31. Гейзенберг В. Нелинейные проблемы в физике // УФН. – 1968. – Т. 94, №1. – С. 155-165.
32. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. – М.: Наука, 1984. – 273 с.
33. Чириков Б.В. Резонансные процессы в магнитных ловушках // Атомная энергия. – 1959. – Т. 6. №. 6. – С. 630-638.
34. Мун Ф. Хаотические колебания. – М.: Мир, 1990. – 311 с.



35. Трубецков Д.И., Рожнёв А.Г. Линейные колебания и волны. – М.: Физматлит, 2001. – 435 с.
36. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. – М.: Наука, 1967. – 287 с
37. Полянин А.Д., Зайцев В.Ф., Журов А.И. Методы решения нелинейных уравнений математической физики и механики. – М.: Физматлит, 2005. – 256 с.
38. Мак Вой К. Группы симметрии в физике // УФН. – 1967. – Т.91, № 1. – С. 121-150.
39. Callaway H. G. Fundamental Physics, Partial Models and Time's Arrow. Proc. of the 2015 Conference on Model-based Reasoning, Springer, 2016. –P. 601-618.
40. Ширков Д.В. 60 лет нарушенным симметриям в квантовой механике // УФН. – 2009. – Т. 179, № 6. – С. 581-589.
41. Landau L.D. To the theory of phase transitions // I. ЖЭТФ. – 1937. – N 7. – P. 19; Landau L.D. To the theory of phase transitions // II. ЖЭТФ. – 1937. – N 7. – P. 627-632.
42. Намбу Ю. Спонтанное нарушение симметрии в физике элементарных частиц: пример плодотворного обмена идеями // УФН. – 2009. – Т. 179, №12. – С. 1323-1326.
43. Higgs P.W. How was it possible to circumvent the Goldstone theorem // UFN. – 2015. – Vol. 85, N 10. – P. 1059-1060.
44. Zelevinsky V.G. Lectures on quantum mechanics. Novosibirsk: Siberian University. Publishing house, 2002.
45. Gendenstein L. E., Krive I. V. Supersimmetriya in quantum mechanics // UFN. – 1985. – Vol. 146, N 4. – P. 553-590.
46. Schrodinger E. Wave theory. Mechanics of Atoms and Molecules. // Physical Review. – 1926. – Vol. 38, N 1049. – P. 123-126.
47. Somsikov V. M. Limitation of classical mechanics and ways it's expansion. PoS (Baldin ISHEPP XXII-047). XXII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems. 15-20 September 2014. JINR, Dubna, pp. 1-12
48. Somsikov V.M. Deterministic mechanism of irreversibility // Journal of Advances in Physics. –2019. –Vol. 14, Is. 3. –P. 5708-5733. DOI: 10.24297/jap.v14i3.7759.
49. Сомсиков В.М. О природе динамической энтропии. ПЭОС-Вып.17. т.1. 2015.с15-25.



50. Гинзбург В.Л. Специальное заседание редколлегии журнала УФН, приуроченное к 90-летию со дня рождения В.Л. Гинзбурга // УФН. – 2007. – № 177 (4). – С. 345-346.

51. Синай Я.Г. Современные проблемы эргодической теории. М.: – Физматлит, – 1995. – 208 с.

52. Somsikov V.M. Thermodynamics and classical mechanics // Journal of physics: Conference series. – 2005. – № 23. – P. 7-16.

53. Somsikov V.M. Dynamical entropy//International Journal of Science. – 2015. – Vol. 4. – P. 30-36.

54. Somsikov V., Mokhnatkin A. Non-Linear Forces and Irreversibility Problem in Classical Mechanics // Journal of Modern Physics. – 2014. – Vol. 5, № 1. – P. 17-22. DOI: 10.4236/jmp.2014.51003

55. Somsikov V. M., Andreev A. B. On criteria of transition to a thermodynamic description of system dynamics // Russian Physics Journal. – 2016. – Vol. 58, No. 11, (Russian Original No. 11, November 2015).

56. Somsikov V.M., Andreyev A.B., Mokhnatkin A.I. Relation between classical mechanics and physics of condensed medium // International Journal of Physical Sciences. – 2015. – Vol. 10(3). – P.112-122. DOI: 10.5897/IJPS2014.4246

57. Penrose O., Reversibility and irreversibility. (“PDE and Materials”, report no.44/2006 of the Mathematisches Forschungsinstitut Oberwolfach (ed. J.M. Ball, R.D. James and S.Muller)), 2006.

58. Baldovin F., Moyano L.G., Tsallis C., Boltzmann-Gibbs thermal equilibrium distribution descends from Newton laws: A computational evidence. arXiv:cond-mat/0402635 v1 25Feb 2004.

59. Peliti L., Rechtman R., Einstein’s Approach to Statistical Mechanics: The 1902–04 Papers. // J. Stat. Phys. – 2017. – N 167. – P. 1020-1038. DOI 10.1007 / s10955-016-1615-8.

60. Somsikov V.M. The method of the description of dynamics nonequilibrium systems within the frames of classical mechanics. arX:physics/0703242 v129 September 2007.

61. Somsikov V.M. Transition from the mechanics of material points to the mechanics of structured particles // Modern Physics Letter B. – 2016. – Vol. 30(4). – P. 1650018 DOI: 10.1142/S0217984916500184



62. Boughn S. Wherefore Quantum Mechanics? arXiv:1910.08069[physics.hist-ph]
63. Famourzadeh V., Sefidkhosh M. Straddling between determinism and randomness: Chaos theory vis-à-vis Leibniz. arXiv:1909.13635v1 [physics.hist-ph] 30 Aug 2019.
64. Somsikov V.M. From the laws of classical mechanics to the laws of thermodynamics// Eurasian Physical Technical Journals. – 2017. – Vol. 14. N 2 (28). – P. 4-9.

*Вот неизбежная вещей изнанка:
Природному вселенная тесна,
Искусственному ж
замкнутость нужна*

Иоганн Вольфганг Гёте. «Фауст»

ГЛАВА 5 ФИЗИКА ЭВОЛЮЦИИ И КАРТИНА МИРА

Создание картины мира – главная задача науки. Однако, на этом пути существует много проблем. Важнейшая из них – проблема познаваемости природы. Она наиболее ярко проявляется в физике из-за столкновения идей редукционизма и холизма.

Сторонники редукционизма считают, что все явления в природе познаваемы в принципе, и существует конечный набор фундаментальных физических законов, знание которых позволяет создать картину мира, переходя от «простого к сложному» [1, 2].



Сторонники холизма, напротив, считают, что свойства «целого» не вытекают из свойств его элементов.

Бытовало мнение, что «золотой век» науки закончился, и ее дальнейшее развитие возможно только на пути расширения знаний без ее интенсификации. В качестве доказательства используются такие примеры, как проблемы взаимосвязи между законами костной и живой материй. С такой точки зрения законы физики не позволяют установить эти взаимосвязи, что вызывает горячие споры между сторонниками редукционизма и холизма [3, 4, 5].

Вопрос познаваемости природы напрямую связан с проблемой принципа причинности в физике. Здесь, развитие картины мира сталкивается с тем, что принцип причинности до сих пор не входит в число фундаментальных принципов физики. Такой вывод, главным образом, следует из того, что фундаментальные законы физики обратимы, а естественные процессы в природе, обычно, необратимы [6]. Поэтому не только физическая картина мира не соответствует принципам причинности и его единства, но и физика представляет собой множество слабо взаимосвязанных областей знаний. Это видно на примерах классической и квантовой механики, термодинамики. В результате физика объясняет, как устроен мир, но не отвечает на вопросы о том, как мир развивается, в каком направлении идут процессы его эволюции, что определяет направления его развития [6, 7]. Таким образом, проблема необратимости актуальна и для физики, и для науки в целом [8, 9].

Проблема необратимости возникла с момента создания механики Ньютона. В процессе ее решения Больцман и другие ученые нашли ее вероятностный механизм [9, 10]. Однако, если эволюция имеет вероятностную природу, то непонятно, как построить физическую картину мира на основе законов физики, как понять возникновение организованных структур материи из хаоса. Это также означает, что на пути развития знаний существуют непреодолимые гносеологические проблемы. Поэтому, поиск решения проблемы необратимости, в рамках законов физики, продолжался. В результате был найден **детерминированный меха-**



лизм необратимости [11]. Появилась возможность изучать процессы эволюции материи и разрабатывать методы построения ее эволюционных моделей в рамках фундаментальных законов физики. То есть, детерминированный механизм необратимости открыл возможность построения физики эволюции.

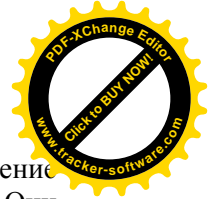
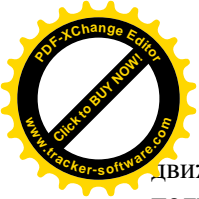
Здесь мы рассмотрим, какие возможности в построении детерминированной эволюционной картины мира открывает физика эволюции, как она влияет на развитие философских концепций, лежащих в основе современных представлений о мире.

5.1 Основные понятия картины мира и физика эволюции

Кратко рассмотрим основные философские концепции картины мира, которые так или иначе связаны с физикой эволюции, и как эти концепции могут найти свое развитие на ее основе.

Ключевые понятия, на которых основывается картина мира, возникли еще в древности. Одно из первых фундаментальных понятий было связано с вопросом, из чего все состоит. Многие древние философы в результате наблюдений за природой пришли к выводу, что материя состоит из элементарных частиц или неделимых кирпичиков. Отцом этой идеи можно считать Демокрита [12-15]. Он утверждал, что материя состоит из атомов. Впоследствии появились современные идеи дискретизации структуры материи, ее фрактальности и самоподобия [16]. Сегодня мы являемся свидетелями открытия все большего, и большего числа компонентов материи, и не видно этому предела. Здесь рассмотрим, как этот вопрос решается в рамках физики эволюции.

С одной стороны, Вселенная, созвездия, звезды, как мы наблюдаем, статичны. Из века в век мы видим неменяющиеся созвездия Медведицы, Дракона, Льва... Однако, с другой стороны, во Вселенной постоянно появляются новые объекты. Мир развивается. Согласно Гераклиту «все течет, все изменяется» [13]. В связи с этим, сложилось мнение, что



движение – это способ существования материи. Это мнение подтвердилось в работах Галилея, Ньютона и Лейбница. Они нашли фундаментальные законы движения, что привело к современным представлениям об энергии, ускорении, угловом моменте и т. д., характеризующими материю в ее динамике [14, 15]. **Как же в природе решается проблема статичности ее объектов, если движение является способом существования материи?**

Скорость изменения положения объектов природы в пространстве определяется с помощью понятия времени. Поэтому, невозможно описать материю без использования пространственно-временных концепций. Связь между понятиями материи, динамики, пространства и времени устанавливается с использованием концепции симметрии. Появление понятия симметрии связывают с идеями Платона. Согласно Платону, симметрия является краеугольным камнем картины мира. В соответствии с симметрией пространства и времени материя принимает разнообразные формы, благодаря динамике, которая определяется взаимодействием элементов материи. Проблема соответствия формы и содержания, при условии, что и форма, и содержание находятся в постоянной эволюции, стоит на пути дальнейшего развития картины мира. Однако, нарушение симметрии также характерно для природы, как и ее сохранение. По-видимому, второй закон термодинамики является первым законом в истории физики, который связан с нарушением симметрии. В последние десятилетия было обнаружено, что и в квантовой физике также происходит спонтанное нарушение симметрии. До недавнего времени эти нарушения симметрии, так или иначе, объяснялись вероятностным образом. Но это противоречит принципу причинности. Более того, в квантовой механике существует принцип неопределенности Гейзенберга, который фактически означает наличие предела познаваемости мира [19]. Отсюда возникают вопросы: **как симметрия, а также ее нарушение, определяют эволюцию материи, какова природа нарушения симметрии.**

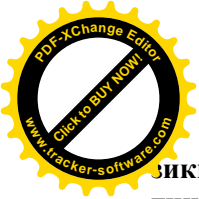
Мы находим первые фундаментальные понятия об окружающем нас мире, такие как материя, сила, движение, пространство



и время у Аристотеля [15]. Он считал, что мир един, познаваем, и законы его развития универсальны. Но как существование множества слабо скоординированных разделов физики связать с единством мира и универсальностью законов его развития? **На примерах классической механики, термодинамики и квантовой механики покажем, как физика эволюции позволяет решать этот вопрос.**

Законы классической механики были открыты лишь через тысячелетие после Аристотеля. Эти законы определяют движение материальных объектов, а также такие понятия, как ускорение и энергия [15]. Согласно Галилею, Декарту, Ньютону, не скорость тела пропорциональна силе, как утверждал Аристотель, а ее ускорение [17]. Однако, опыт показывает, что ускорение тела становится равным нулю, когда сила, действующая на него, становится равной силе трения. Это соответствует необратимой механике Аристотеля. Ньютон, напротив, стремился устранить трение, чтобы раскрыть сущность закона движения, независимо от различных свойств тел и окружающей среды. Благодаря модели тела в форме материальной точки он обнаружил, что ускорение, а не скорость, пропорционально силе. **Возникает естественный вопрос, как совместить механику Аристотеля и Ньютона?**

Важная проблема в развитии знаний касается принципов построения научной картины мира и ограничения познаваемости мира. Здесь можно выделить две точки зрения. С позиций познаваемости мира должны существовать принципы, позволяющие двигаться в направлении построения знаний от «простого к сложному». В этом случае в основе всей картины мира должны лежать фундаментальные законы, порождающие все многообразие известных эмпирических законов. Редукционисты поддерживают эту точку зрения [1, 2]. В частности, Вайнберг считает, что «теория всего» должна основываться на законах, которые позволяют понять всю картину мира. Холисты придерживаются противоположного мнения [3, 4]. Они утверждают, что целое содержит то «новое», что не вытекает из законов его элементов, что «целое не есть сумма его частей» [20]. Отсюда возникают вопросы: **можно ли построить замкнутую картину мира в рамках законов фи-**



физики, существуют ли физические принципы построения картины мира «от простого к сложному». То есть, мы подходим к проблеме существования принципов построения систем на основе их элементов в рамках фундаментальных законов физики.

Ниже мы попытаемся показать, как вопросы, которые были поставлены в этой главе, решаются в рамках физики эволюции.

5.2 Детерминированный механизм необратимости и физика эволюции

Чтобы пояснить, как физика эволюции расширяет возможности развития картины мира, дадим краткое объяснение природы детерминированного механизма необратимости, опираясь на понятие симметрии. Необходимость такого объяснения продиктована тем, что физика эволюции строится на основе детерминированного механизма необратимости, а в основе необратимости лежит нарушение симметрии времени [18, 21].

5.2.1 Принцип дуализма симметрии и детерминированный механизм необратимости

Как уже отмечалось, симметрия является ключевым понятием для физики [18]. Например, принцип наименьшего действия, определяющий гармонию мира, вытекает из типов симметрий материи и пространства-времени. Объясняется это тем, что различные типы симметрии пространства-времени соответствуют вариантам динамики, в частности энергии, импульса. Эти инварианты определяют законы динамики тел, например, динамику бесструктурной МТ, как простейшей модели тела. Ее Ньютон использовал для раскрытия сущности законов динамики. Как оказалось, динамика МТ определяется симметриями пространства-времени, поскольку ими определяется энергия МТ. Уравнение движения МТ вытекает из ее энергии [14].



Больцман показал, что модель тела, в рамках законов классической механики, хорошо аппроксимируется системой потенциально взаимодействующих МТ. И, зная энергию системы МТ, в принципе, можно найти уравнение движения системы.

В классической механике уравнение движения системы определяется из канонических формализмов. Они построены в предположении, что все коллективные силы потенциальны, поскольку силы между элементами системы потенциальны. Подтверждением этому предположению служит то, что силы, перемещающие системы, потенциальны. Но динамика систем, определяемая потенциальными силами, обратима [22]. С нашей точки зрения для классической механики принцип наименьшего действия вытекает из принципа Даламбера, согласно которому в любой точке пространства инерциальная сила для МТ всегда равна активной силе [23].

Все поиски решения проблемы необратимости в рамках канонических формализмов без привлечения гипотезы о флуктуациях были безрезультатны. Как оказалось, эта гипотеза исключает существование причинно-следственных связей. Поэтому поиски детерминированного механизма необратимости продолжались.

Изучение простейших систем упруго сталкивающихся дисков привело к выводу, что необратимость возможна только для взаимодействующих друг с другом систем, и что фундаментальные законы физики не запрещают необратимость. Отсюда возникло предположение, что обратимость гамильтоновых систем, вытекающая из формализмов классической механики, связана с ограничениями, используемыми при их построении. Данное предположение подтвердилось. Стало ясно, почему все попытки найти детерминированный механизм необратимости в рамках формализмов классической механики оказались безуспешными [21, 23].

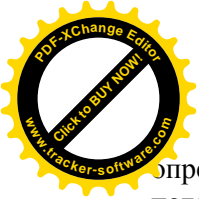
Таким образом, первой ключевой идеей, обеспечивающей прорыв в решении проблемы необратимости, была идея о необходимости учитывать роль структуры в динамике тела.



При попытках объяснить необратимость Больцман опирался на разработанные им статистические методы. Однако, данные методы несовместимы с детерминизмом.

Системы, в отличие от МТ, имеют симметрию. Очевидно, что уравнения движения системы должны зависеть от их симметрии. Поэтому динамика тел определяется симметриями тела и симметриями окружающего пространства, что нами было названо **принципом дуализма симметрии**. Суть этого принципа в том, что **состояние тела, характер его взаимодействия с внешними объектами, его динамика и эволюция определяются как симметриями внешнего мира, так и симметриями тела**. Нам на основе принципа дуализма симметрии и дуального представления энергии, в виде суммы внутренней энергии и энергии его движения, удалось получить уравнение движения тела в неоднородном силовом поле из энергии. Для этого энергия представлялась в тех переменных, от которых зависят внутренние и внешние силы. Уравнение движения СТ оказалось необратимым, и детерминированный механизм необратимости следует из этого уравнения. Необратимость оказалась связана с билинейными членами уравнения, зависящими от элементов двух групп симметрии, которые появляются при наличии неоднородных полей внешних сил. То есть, из обратимых свойств динамики элементов детерминированным образом возникло свойство необратимости динамики их системы. Объясним, **как может возникать необратимость движения системы МТ, когда движение каждой МТ описывается уравнением Ньютона?**

Энергию движения системы логично связать с энергией «порядка», а внутреннюю энергию - с энергией «хаоса». Необратимость связана с тем, что энергия движения системы превращается в энергию «хаоса». То есть, нарушение симметрии времени связано с преобразованием энергии движения во внутреннюю энергию. Инвариантность энергии движения тела нарушается. Но почему этот процесс необратим? **Ответ скрыт в природе диссипативных сил, преобразующие энергию движения системы во внутреннюю энергию**. Диссипативные силы следуют из уравнения движения системы МТ. Для МТ силы

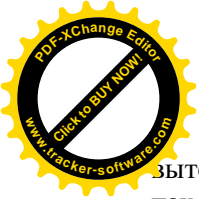


определяются через эффективность преобразования потенциальной энергии в ее кинетическую. Потенциальные силы обеспечивают обратимость этого преобразования энергии.

Для СТ силы определяются через эффективность преобразования внешней энергии. В этом случае работа внешних сил преобразуется как в энергию движения, так и во внутреннюю энергию. Для СТ внешние силы делятся на два класса: силы, которые определяют изменение энергии движения тела, и силы, которые определяют изменение внутренней энергии. Силы, выполняющие работу по перемещению системы, равны сумме внешних сил, действующих на элементы системы, что соответствует классической механике [22]. В свою очередь, силы, которые изменяют внутреннюю энергию системы, состоят из двух частей. Одна часть – это потенциальные силы взаимодействия элементов системы. Другая часть сил, выполняющих работу по изменению внутренней энергии, пропорциональна градиентам внешних сил. Таким образом, **непотенциальные силы трения, которые обуславливают необратимость, возникают как градиент потенциальных внешних сил. Это механизм возникновения непотенциальных сил трения из потенциальных сил** [23]. Разница в коллективных силах, которые определяют движение системы и изменение внутренней энергии, связана с разницей между внутренней энергией и энергией движения. Внутренняя энергия также существует, если система находится в состоянии покоя, благодаря непрерывным движениям элементов относительно ее центра масс. Энергия движения системы существует только при движении тела. Она не зависит от внутренних движений элементов.

Внутренняя энергия равновесной системы – энергия «чистого хаоса». Слово «чистый» означает, что, когда система делится на подсистемы, эти подсистемы находятся в равновесии и не имеют энергии относительных движений.

Без учета роли структур тела в их динамике необратимость не объяснить. Но без диссипации аттракторы и структуры не возникают [16]. И если мир эволюционировал «от простого к сложному», то это означает, что **первичный элемент материи должен иметь структуру**. Вывод о структурности всех тел также



зЫтекает из статистических закономерностей уже на первых этапах описания открытых систем [24].

Таким образом, детерминированный механизм необратимости, в отличие от вероятностного механизма, не требует существования внешних флуктуаций, а объясняется сохранением группы полной симметрии, определяющей динамику системы. Данная группа состоит из двух подгрупп симметрии: группы симметрии системы и группы симметрии пространства. Инвариантом группы полной симметрии является полная энергия системы, равная сумме энергии движения и внутренней энергии. Согласно уравнениям движения систем, детерминированный механизм необратимости объясняется тем, что при движении системы в неоднородном поле сил возникает зацепление переменных из разных подгрупп симметрии. Оно определяется билинейными членами уравнений, зависящими от переменных, принадлежащих этим двум подгруппам. Эти члены определяют преобразование энергии движения тела во внутреннюю энергию и приводят к нарушению закона сохранения энергии движения, когда сумма внутренней энергии и энергии движения является инвариантной. В неравновесных системах роль внешних сил играют силы между СТ. В результате, энергия относительного движения СТ превращается во внутреннюю энергию хаотического движения МТ в СТ. В этом суть второго закона термодинамики и необратимости.

Развитие нелинейной динамики показало, что появление различных форм вещества или аттракторов возможно только при наличии диссипации. Диссипация происходит только при взаимодействии систем. Поэтому, для описания эволюционных процессов необходимо учитывать открытость тел [16, 24]. Если мы также примем во внимание условие бесконечной делимости материи и ее эволюционное происхождение, мы заключим, что бесструктурные элементы материи не могут возникать и существовать. Отсюда неизбежно приходим к выводу, что **основным элементом материи должна быть ОНДС, а сама материя представляет собой иерархию ОНДС** [23]. Динамика ОНДС описывается с помощью расширенного формализма механики, учитывающего роль структуры тел в их динамике. Такой формализм следует также, как и канонические формализмы, из



уравнения Даламбера, но вместо уравнения движения Ньютона используется уравнение движения СТ [14, 32].

Наиболее важной концепцией для систем, которая вытекает непосредственно из принципа дуализма симметрии, является D-энтропия. D-энтропия определяет, как изменяется внутренняя энергия за счет энергии движения. В отличие от термодинамической концепции энтропии, D-энтропия применима как для больших, так и для малых систем. D-энтропия может применяться для анализа процессов возникновения, эволюции, разрушения систем. **D-энтропия раскрывает эпистемологическое значение существующих типов энтропии. Она связывает динамику тела и его внутреннее состояние. То есть, она осуществляет взаимосвязь «порядка» и «хаоса».**

Для понимания роли строения тела в механизме нарушения временной симметрии численно исследовалось движение осциллятора в неоднородном поле сил [25]. В результате обнаружен эффект прохождения осциллятора через потенциальный барьер. Он возникает, когда энергия движения осциллятора меньше энергии барьера, но, когда сумма внутренней энергии и энергии движения больше энергии барьера. Оказалось, что проход осциллятора через потенциальный барьер определяется его фазой. Природу этого эффекта в классической механике невозможно установить без учета принципа дуализма симметрии [14, 26].

5.2.2 Физика эволюции в картине мира

Ниже мы обсудим роль физики эволюции в развитии эволюционной картины мира. Чтобы определить эту роль, отметим следующее. Уже давно стало ясно, что при изучении огромного многообразия форм материи основные усилия должны быть направлены на то, *«чтобы найти законы природы, единые принципы, которые должны служить направляющей нитью в этом бесконечном поле исследований»* [19, с. 90]. Здесь мы уже пришли к важнейшему выводу, что универсальной формой материи является ОНДС. ОНДС, позволяющая учесть процессы эволюции, может быть представлена набором равновесных подсистем,



который мы назвали СТ, а СТ, в свою очередь, может быть представлено набором потенциально взаимодействующих МТ. Таким образом, ОНДС является третьим шагом в приближении модели тела к реальности. Механика СТ возникает из механики МТ, а механика ОНДС возникает из механики СТ. Это означает, что существуют принципы построения модели материи «от простого к сложному». Вот некоторые из этих принципов [23].

1. Принцип взаимосвязи законов систем и их элементов. Механика ОНДС построена на основе фундаментальных законов, которые определяют динамику их элементов. Это законы сохранения энергии, импульса. Энергия бесструктурных частиц имеет только энергию движения. Но энергия ОНДС состоит из энергии движения и внутренней энергии. Изменения в этих энергиях происходят так, что их сумма сохраняется. Характер изменения внутренней энергии ОНДС подчиняется второму закону термодинамики. То есть, из законов динамики элементов следуют законы динамики ОНДС.

Наличие нелинейной взаимосвязи между законами смежных иерархических уровней для МТ, СТ, ОНДС, определяемой эволюционной нелинейностью уравнения движения СТ, позволяет утверждать, что такая взаимосвязь существует для всех иерархических уровней материи. Это означает возможность построения иерархической картины материи для всех ее иерархических уровней, если известны законы поведения одного из иерархических уровней материи, и означает, что редукционизм действителен для любого иерархического уровня материи.

2. Параметры верхних иерархических уровней ОНДС определяются на основе параметров нижних уровней. Параметры верхнего иерархического уровня строятся на основе параметров нижнего иерархического уровня. Например, параметры, характеризующие динамику систем МТ, основаны на параметрах, которые определяют динамику МТ. Это координаты, скорость, масса МТ. Для ОНДС также есть эти параметры, но для ОНДС масса является суммой масс МТ. Координаты ОНДС определяются ее центром масс. Координаты и скорости центра масс ОНДС определяются через координаты и скорости, включенных в них МТ.

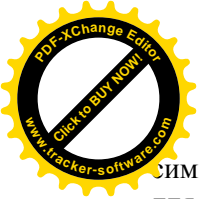


Для ОНДС также появляются новые концепции. Например, диссипативные силы определяются градиентами внешних потенциальных сил. Они приводят к понятию D-энтропии, которая характеризует изменение внутренней энергии ОНДС. D-энтропия приводит к понятию энтропии в термодинамике. Отсюда вытекают понятия термодинамики и статистической физики: температура, давление, плотность, функция распределения.

Появление новых понятий для ОНДС приводит к модификации методов и приемов их описания. Так, для анализа ОНДС, вместо фазового пространства, удобнее использовать SD-пространство. Эта модификация фазового пространства продиктована принципом дуализма симметрии.

3. *Эволюция ОНДС является результатом нарушения симметрии.* На каждом иерархическом уровне ОНДС эволюция определяется нарушением симметрий этого уровня и симметрий нижнего иерархического уровня. То есть нарушение симметрии всегда связано со взаимодействием смежных иерархических уровней материи.

Процесс нарушения симметрии характеризуется бифуркацией [16, 23]. Суть бифуркации заключается в том, что в особых точках фазового пространства происходит изменение топологии системы. Для решения бифуркационных задач используются вероятностные законы. Из условия бесконечной делимости вещества следует аналитический метод их решения. Действительно, из условия бесконечной делимости материи следует, что точка бифуркации - область микропеременных, описываемая уравнениями движения элементов материи. Поэтому описание системы на микроуровне устраняет особенность макроописания динамики тела в точке бифуркации! Возможность детерминированного микроописания динамики системы в точке бифуркации означает, что использование вероятностных моделей можно рассматривать как огрубление моделей тел и теорий. Такое огрубление позволяет описывать динамические процессы при отсутствии точных начальных данных. При этом область допустимых огрублений определяют физические законы. Предложенный механизм нарушения



симметрии в точке бифуркации связан является универсальным для классической и для квантовой механики [23].

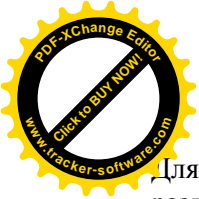
5.2.3 Условия существования стационарных ОНДС

Хотя «движение есть способ существования материи», на практике мы часто имеем дело со стационарными объектами. Определим, что **ОНДС является стационарной, если характерный интервал времени ее существования намного больше, чем характерные времена внутренних процессов, обеспечивающих это существование.** С точки зрения физики, стационарность означает, что во всех физических точках ОНДС значения ее параметров не изменяются в течение характерных времени внутренних процессов.

Стационарность ОНДС обеспечивается балансом входящих и исходящих потоков вещества, энергии, энтропии на всех иерархических уровнях [21, 28]. Конвективная ячейка Бенара – пример простой ОНДС. Она существует за счет потока вещества, который переносит энергию из нагретой области в холодную область. Этот поток создается разностью температур на границах газа или жидкости [7]. Чем больше градиент температуры, тем меньше масштаб конвективных ячеек. При достаточном значении градиента появляется турбулентность.

Если для существования ячейки Бенара достаточно поддерживать температурный градиент, то для существования более сложных ОНДС, например, живой клетки, необходим баланс потоков различных типов вещества и энергии на всех ее иерархических уровнях. Причем, поток материи, поступающей в ОНДС, является комбинацией более низких иерархических уровней ОНДС. Поэтому все уровни ОНДС могут существовать только посредством взаимодействия между собой и с внешним миром. Из принципа дуализма симметрии следует, что структуры ОНДС определяются симметриями как тела, так и пространства.

Стационарность ОНДС не может быть абсолютной. В течение времени его структура изменяется. Это время, которое определяет время жизни ОНДС, можно назвать эволюционным.



Для сложных систем время жизни определяется наличием различных каналов преобразования энергии между различными иерархическими уровнями ОНДС. Связь между ступенями этой лестницы, определяется эволюционной нелинейностью, ответственной за нарушение симметрии.

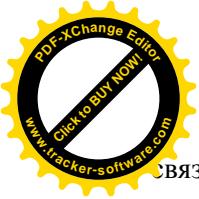
Чем больше градиент внешних сил, тем глубже их влияние на иерархическую лестницу ОНДС [23]. Это соответствует установленным Эйнштейном и другими законам, согласно которым, чем глубже энергетические уровни атома, тем более коротковолновым фотоном он может быть возбужден.

Существование и эволюция двух смежных иерархических уровней материи, МТ и СТ, могут быть описаны в рамках законов классической механики. Однако, процессы, связывающие более отдаленные иерархические уровни материи, значительно сложнее. Поскольку число иерархических уровней ОНДС бесконечно, полное описание эволюции является задачей огромной сложности. Тем не менее, существование детерминированных взаимосвязей законов для двух иерархических уровней МТ и СТ позволяет утверждать, что такие отношения существуют для всех иерархических уровней материи.

Важное замечание относительно ОНДС. Представим себе, что известна иерархическая структура ОНДС. Возникает вопрос, достаточно ли этой информации для понимания эволюции ОНДС? Скорее всего, что нет. Дело в том, что для этого необходимо знать функциональные взаимосвязи иерархических уровней ОНДС, определяемые потоками вещества, энергии и имеющие обратные взаимосвязи. Именно они обуславливают ее существование. А это уже напоминает живой организм. Важно заметить, что для понимания функциональных взаимосвязей иерархических уровней ОНДС как раз необходимо развитие знаний принципов построения сложного из простого.

5.3 Физика эволюции и философские принципы

Суть физики эволюции была изложена в предыдущих разделах. В данном разделе рассмотрим философские проблемы,



Связанные с физикой эволюции.



5.3.1 Единство и борьба противоположностей в физике эволюции

Поиск ДМН привел к принципу дуализма симметрии, согласно которому эволюция объектов природы определяется их симметриями и симметриями воздействующих на них внешних систем. Из принципа дуализма симметрии мы пришли к дуализму энергии, согласно которому инвариантом движения тел является сумма энергии движения тела и внутренней энергии. Каждая из этих энергий может измениться, но ее сумма инвариантна. Для равновесной системы понятие «симметрия идеального хаоса» может быть связано с внутренней энергией. Данная симметрия соответствует равновесной системе, в которой отсутствует относительное движения для всех подсистем, совокупностью которых она может быть представлена. Отсюда следует, что равновесие системы означает, что сумма импульсов подсистем относительно центра масс всей системы всегда равна нулю. Таким образом, «хаос» мы связываем с внутренней энергией равновесной системы, а «порядок» - с энергией движения тела в целом.

Природа необратимости связана с переходом энергии движения тела или энергии «порядка» во внутреннюю энергию хаотического движения его элементов или в энергию «хаоса». Следовательно, эволюция материи, формирование ее структур обусловлены борьбой двух противоположностей – «хаоса» и «порядка». Хаос играет роль «черной дыры», обеспечивающей поглощение энергии движения тела. Это определяет разрушительную роль хаоса. Однако, с другой стороны, появление нового «порядка» невозможно без разрушения старого через «хаос». Отсюда процесс эволюции связан с законом единства и борьбы противоположностей «хаоса» и «порядка».

Мера преобразования энергии движения в энергию хаоса характеризуется D-энтропией. То есть, D-энтропия играет роль меры увеличения «хаоса». Она определяет переход энергии «по-



рядка» тел в энергию «хаоса» [23]. Нарушение симметрии времени связано с преобразованием энергии движения во внутреннюю энергию. Отсюда можно предложить меру «эволюционного времени», определяемую скоростью изменения D-энтропии.

В природе нет совершенного «хаоса» или «порядка». Энтропия не достигает абсолютного максимума, как и температура не достигает абсолютного минимума. Отсюда следует, что энергия движения тела и внутренняя энергия не могут быть равны нулю. То есть материя не может находиться в состоянии абсолютного движения или абсолютного хаоса! «Хаос» и «порядок» могут только сосуществовать, что и определяет эволюцию.

«Рождение» новых систем неразрывно связано с разрушением предшествующих систем и происходит в соответствии с законами сохранения энергии и вещества как систем, так и окружающего их мира. Данное явление отображается принципом дуализма симметрий, согласно которому эволюция мира идет в единстве и борьбе «хаоса» и «порядка».

5.3.2 Единство картины мира и универсальность фундаментальных законов физики

Единство природы вытекает из условия открытости, что чрезвычайно важно для построения физической картины мира. Поэтому Вселенная не может быть разделена на независимые части, что всегда мы вынуждены делать для ее математического описания. Это огромный недостаток математики и математических моделей. Дирак предположил, что его можно устранить, если знать принципы взаимодействия элементов системы и эволюции [31]. Его предположение подтверждается существованием принципов построения иерархической структуры материи «от простого к сложному», а также тем фактом, что материя является иерархией ОНДС. Таким образом, эти принципы согласуются с эволюционизмом, с идеей единства, взаимосвязи и взаимозависимости структур Вселенной.

Эволюционная природа Вселенной, ее единство и открытость требуют универсальности и детерминизма фундаментальных



законов физики, поскольку в природе нет ничего, что не возникает из более простого и в соответствии с принципом дуализма симметрии. Этим требованиям удовлетворяет физика эволюции.

Приведем исторический факт. Аристотель, не зная понятия энергии и ускорения, нашел уравнение движения тела, основанное на наблюдениях. Согласно его уравнению, скорость тела пропорциональна силе. Данный результат в корне противоречит Ньютонской механике. Однако, как следует из механики СТ, уравнение движения Аристотеля верно в предельном случае, когда из-за трения скорость тела достигает своего максимального значения. Уравнение движения СТ содержит эти два, на первый взгляд, взаимоисключающих предельных случая. Как из него следует, когда роль структуры тела в его динамике невелика, то справедлива Ньютонская механика. Однако, когда работа внешних сил идет только на увеличение внутренней энергии, справедливо уравнение Аристотеля [14]. Отсюда следует, что отсутствие единства в существующей физической картине мира может являться следствием использования ограничений при создании той или иной теории. Если эти ограничения устранить, то противоречия исчезают, а единство восстанавливается.

Таким образом, физика эволюции укрепляет принципы единства картины мира и универсальность фундаментальных законов физики [14].

5.3.3 Интенсивный способ развития новых знаний

Основным методом развития физики является изучение новых явлений, объектов, выявление новых законов и их объяснение на основе существующих фундаментальных теорий. Но **в процессе развития науки всегда начинают выявляться недостатки, которые неизбежно появляются из-за ограничений, которые использовались при построении теорий.** Это можно видеть на примере физики элементарных частиц и космологии. Здесь теории сталкиваются с проблемами спонтанного нарушения симметрии, в понимании принципа неопределенности Гейзенберга. В астрофизике существует проблема темной материи. Аналогичная



трудность существовала и для объяснения проблемы необратимости в рамках теорий классической механики [30]. Она была преодолена расширением формализмов классической механики в результате учета роли строения тел в их динамике. Благодаря такому учету был найден ДМН, который открыл путь к физике эволюции.

Ньютон построил классическую механику, опираясь на простейшую модель тела в форме МТ, используя всего несколько определений и аксиом. Его механика оказалась настолько удачной, что она до сих пор представляет собой замкнутую систему, используемую независимо от конкретного места и времени протекания, описываемого ею процесса. Она столь глубока и совершенна, что успешно используется в течение нескольких столетий практически во всех направлениях физики. Так, ее с большим успехом используют в астрономии для описания стационарной картины Вселенной. Ее математическое отображение не имеет никаких внутренних противоречий.

От механики МТ не сложно перейти к механике твердых тел, жидкостей и газов. Но на пути более широкого использования механики Ньютона, например, для описания процессов эволюции существует одно препятствие. Оно связано со вторым законом термодинамики. В частности, механика не может быть использована для описания процессов диссипации, без которых нет эволюции. Поэтому для устранения этого недостатка необходимо было ее расширить. Как оказалось, это расширение состояло в учете роли структуры тел, их внутренней энергии в динамике тел в неоднородных полях внешних сил. Такой учет и привел к построению механики СТ, на основе которой и строилась физика эволюции. Физика эволюции открыла возможность изучения процессов эволюции на основе фундаментальных законов физики. Отсюда следует, что **сегодня перспективно развитие физики путем выявления и устранения ограничений, на которых основывались ее теории.** То есть, развитие физических теорий может пойти интенсивным и экстенсивными путями, улучшая и расширяя существующие теории, используя более реалистичные модели.



Построение физики эволюции выявило необходимость разработки новых подходов к построению математического аппарата, позволяющего описать универсальные процессы нарушения симметрии в физике. Суть их заключается в описании взаимодействия групп симметрии, возникающих при движении ОНДС в неоднородных внешних силовых полях с градиентами. Взаимодействие групп симметрии приводит к нарушению симметрии времени и к необратимости. Такие нарушения связаны с «*эволюционными нелинейностями*», которые описывают преобразование энергий между независимыми пространствами переменных разных групп симметрии [23].

5.3.4 Нелинейный редукционизм, принцип причинности и холизм

Редукционизм играет важную роль в развитии науки, но он сегодня сталкивается с большими трудностями. Эти трудности, как правило, указывают на то, что дальнейшее развитие знаний о природе по пути «*примитивного редукционизма*» и расширение знаний путем его интенсивного развития уже не являются достаточно эффективным подходом к пониманию мира, каким он был на начальных этапах развития науки. Здесь мы называем «*примитивным редукционизмом*», или «*линейным редукционизмом*», такой редукционизм, для которого сумма информации об элементах дает полную информацию обо всей системе. Примитивный редукционизм не учитывает качественных скачков в информации из-за перехода количества в качество. Однако, процессы эволюции в природе невозможны без этих скачков. Поэтому в рамках примитивного редукционизма нельзя понять связи между законами иерархических уровней, которые являются нелинейными. Так, детерминированный механизм необратимости, устанавливающий принцип причинности в физике эволюции и обуславливающий саму эволюцию, является нелинейным. Нелинейность характерна для взаимосвязи качественно новых законов поведения систем, основанных на законах динамики их элементов. Это также



говорит о нелинейности редукционизма и принципа причинности для эволюции.

Поэтому, в области физики эволюции необходимо использовать, как мы его называли, «*нелинейный редукционизм*». «*Нелинейный редукционизм*» может быть одним из многообещающих способов формирования картины мира. Данный путь оправдан существованием общих принципов синтеза знаний о законах поведения ОНДС, основанных на знании физических законов, определяющих динамические и эволюционные характеристики их элементов. Используя эти принципы, можно строить картину мира, поднимаясь по иерархической лестнице материи. Отсюда следует вывод о нелинейной взаимосвязи качественно новых законов поведения систем, основанных на законах динамики их элементов.

Предшествующее объяснение необратимости основано на вероятностных принципах. Однако, одно дело использовать понятие случайности для статистического описания систем, а другое – когда это определяющий эволюцию мира принцип. Если бы понятие случайности принадлежало к фундаментальным принципам природы, то не было бы детерминизма. А это, в свою очередь, означало бы отсутствие «нелинейного редукционизма», в соответствии с которым существует возможность развития знаний от «простого к сложному» благодаря универсальности, замкнутости и самосогласованности законов физики.

Отсутствие «нелинейного редукционизма» означало бы триумф холизма, альтернативы принципу редукционизма, который имеет глубокие корни в древней восточной философии. Краткое определение холизма: «целое больше, чем сумма его частей» [20]. Например, согласно холизму, жизнь обладает свойствами, которые не вытекают из свойств неживой материи. К ним относятся свойства воспроизводства, гомеостаза, регенерации и т. д. Однако, если свойства целого не связаны со свойствами его частей, то это означает отсутствие единства мира и непознаваемость природы. Следовательно, вопрос о справедливости редукционизма – вопрос о познаваемости мира и возможности построения его замкнутой, самосогласованной картины. Таким образом, физика эволюции укрепила позиции принципа познаваемости, благодаря



оявлению «нелинейного редукционизма», который расширяет возможность построения иерархической структуры материи на основе фундаментальных законов физики.

Редукционизм невозможен без принципа причинности. Детерминированный механизм необратимости, который лежит в основе физики эволюции, устанавливает принцип причинности в эволюции. Действительно, детерминированный механизм необратимости позволил связать эволюцию с фундаментальными законами физики. Согласно принципам физики эволюции, существует причинно-следственная связь между законами разных иерархических ступеней материи, поскольку законы динамики элементов определяют качественно новые законы эволюции их систем. Действительно, второй закон термодинамики, отражающий необратимость процессов в системе, вытекает из обратимых законов динамики элементов системы. Это привело к возможности детерминистического описания эволюционных процессов [16, 29].

Без учета эволюции, определяемой процессами зарождения, развития и разрушения природных систем, картина мира не только не может быть полной, она не может быть построена в принципе. То, что физика эволюции удовлетворяет принципу причинности, говорит о возможности построения эволюционной картины в строгих рамках физических законов.

5.3.5 Переход количества в качество

Само существование детерминированного механизма необратимости свидетельствует о возможности описания перехода количества в качество в рамках законов физики. Действительно, детерминированный механизм необратимости был найден, благодаря возможности установления физических свойств систем на основе знания свойств их элементов. Например, если мы строим ОНДС из набора МТ, то у нее будет свойство необратимости, в то время как движение МТ в стационарном поле сил является обратимым.



Детерминированный механизм необратимости следует из уравнения движения ОНДС. Согласно уравнению движения, детерминированный механизм необратимости связан с преобразованием энергии движения во внутреннюю энергию [14]. Этот переход характеризуется D-энтропией. Анализ D-энтропии для систем с разным числом элементов, движущихся в неоднородном пространстве, показал, что ключевые статистические законы, например, закон флуктуаций квадратичных функций [21], вытекают из фундаментальных законов физики.

Методами численных расчетов динамики систем в неоднородном силовом поле было установлено, что для числа элементов в системе $N > 100$ потенциально взаимодействующих МТ, движущихся в неоднородном поле сил, D-энтропия может быть только положительной. Это число характеризует переход системы к новому качеству, в котором применимы законы статистики. При $N > 1000$ поведение D-энтропии перестает зависеть от увеличения числа элементов. Это число определяет область термодинамики. То есть фундаментальные законы физики определяют эмпирические законы [11]. Например, возьмем уравнение Больцмана [28]. Его значение для физики трудно переоценить. Но это эмпирическое уравнение. Оно имеет ряд ограничений и даже противоречий. Например, это уравнение противоречит теореме обратимости Пуанкаре. Ведь теорема Пуанкаре и уравнение Больцмана были получены для гамильтоновых систем. Эти недостатки устраняются, если уравнение Больцмана напрямую вывести из расширенного уравнения Лиувилля [32]. Даже при решении проблемы N-тел невозможно обойтись без учета того факта, что энергия ОНДС всегда состоит из внутренней энергии и энергии движения ее структур.

Важно подчеркнуть, что переход количества в качество для физики эволюции следует, прежде всего, из нарушения симметрии времени. Оно означает очевидную истину, что динамика системы частиц, в общем случае, описывается иными уравнениями, чем динамика ее элементов. Действительно, для системы частиц справедливы уравнение движения структурированного тела, расширенные уравнения Лагранжа и Гамильтона. Более того, прин-



дип наименьшего действия для систем иной, чем для материальной точки. Все это объясняется тем, что симметрии систем, при их движении в неоднородных внешних полях сил, также влияют на их динамику, как и симметрии пространства и времени. Но, физические теории, построенные на канонических формализмах механики, как правило, не учитывают внешних полей сил. В этом случае принцип наименьшего действия для элементарной частицы аналогичен принципу наименьшего действия для систем этих частиц [42]. Очевидно, что такое приближение справедливо лишь до тех пор, пока можно пренебречь ролью неоднородности внешних сил, действующих на движущуюся систему и изменяющих ее внутреннюю энергию. Такое приближение, как правило, эквивалентно пренебрежению диссипации, определяющей процессы возникновения и эволюции систем.

5.3.6 Единство микро- и макромира и принцип причинности

Основные законы физики, независимо от области их применения, должны быть замкнутыми, самосогласованными и удовлетворять принципу причинности, если мир эволюционировал от простого к сложному и, если он познаваем. Это верно для объектов классической механики. Однако, в квантовой механике эти условия нарушаются из-за принципа неопределенности Гейзенберга. Согласно этому принципу невозможно одновременно определять положение и импульс микрочастиц [19, 33]. Это нарушает принцип причинности в микромире и, следовательно, исключает возможность построения эволюционной картины мира. Однако, исходя из условий бесконечной делимости материи и выполнения принципа дуализма симметрии, можно предложить детерминированное объяснение принципа неопределенности Гейзенберга.

Если материя бесконечно делима, она должна быть комбинацией ОНДС и обладать внутренней энергией. В этом случае действительные принципы формирования макросистем из микросистем. Тогда можно показать, что использование канонического



уравнения Шредингера для описания их динамики приведет к неопределенности их траектории. Действительно, каноническое уравнение Шредингера получено из канонического формализма классической механики, который не учитывает роль структуры системы в ее динамике. Эта неопределенность аналогична неопределенности траектории, которая возникнет при описании динамики системы с использованием уравнения Ньютона для бесструктурного тела. То есть, существует неопределенность в описании динамики на основе канонического уравнения Шредингера. Она обусловлена тем, что при этом не учитывается влияние структуры квантовых частиц на их динамику. Как и в классической механике, эта неопределенность будет определяться относительной долей изменений внутренней энергии к энергии движения.

Известно, что в квантовой механике внутренняя энергия и ее изменение при взаимодействиях частиц не может быть равна нулю. Поэтому, как и в классической механике, это даст неопределенность в расчетах объема фазового пространства взаимодействующих квантовых систем. Она сопоставима со значением постоянной Планка. Чтобы устранить эту неопределенность, для описания динамики микрочастиц нужно использовать расширенное уравнение Шредингера. Это уравнение учитывает роль изменений внутренней энергии в динамике квантовых частиц при их взаимодействии [34].

Таким образом, принцип неопределенности Гейзенберга, так или иначе, связан с существующими методами описания квантовых систем, которые не учитывают роль их структур в динамике, но не потому, что это диктуется природой микромира. Этот вывод подтверждается приведенными выше результатами расчета прохождения классического осциллятора через потенциальный барьер. Только принимая во внимание роль внутренней энергии в динамике системы, мы учитываем этот эффект [25]. Если эта зависимость не будет принята во внимание, мы придем к проблеме аристотелевской дихотомии между потенциальностью и актуальностью, которую Гейзенберг глубоко изучил, и которая до сих пор вызывает споры [19, 35].



Таким образом, не исключено, что проблема обоснования возможности построения физики эволюции, связанная с принципом неопределенности в квантовой механике, может исчезнуть, если учесть условие бесконечной делимости материи и ее структурности. Такой вывод свидетельствует в пользу единства законов физики и в пользу существования «теории всего». Отсюда, правда, возникают вопросы о том, как интерпретировать понятие квантово-волнового дуализма, как изменится квантовая механика без принципа неопределенности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведем основные идеи и этапы развития классической механики, которые легли в основу физики эволюции. Также рассмотрим, что дает физика эволюции для физики в целом и для познания мира.

Любая физическая теория на первых этапах строится на простейших моделях, гипотезах, аксиомах [38, 40]. Поэтому теории всегда являются приближенным отображением реальности в рамках знаний, существующих на тот момент. Это приводит к тому, что в процессе развития науки, теории неизбежно сталкиваются с их ограничениями, или даже противоречиями, связанными с принятыми в них упрощениями. Отсюда пути дальнейшего развития теории могут определяться в результате уточнения моделей, на основе которых она была построена, с целью снятия обнаруженных в экспериментах ограничений.

При построении механики Ньютона в качестве базовой модели использовалась простейшая модель тел в виде МТ, не имеющая структуру и размер. Такая модель тел позволила выявить ключевые законы динамики материи и решить многие, на тот момент, проблемы физики. Но, со временем, классическая механика, ее формализмы столкнулись с серьезными трудностями в описании явлений природы. Опыт свидетельствовал, что ускорение тел не всегда пропорционально совершенной работе или, другими словами, не пропорционально затраченной энергии на перемещение тела. Как оказалось, это связано с тем, что модель тела в виде МТ в уравнении Ньютона



исключает возможность описания диссипации, которая приводит к увеличению внутренней энергии тела за счет энергии, затрачиваемой на ее движение. Причем такая потеря оказалась необратимой. Замена модели тела в уравнении движения в виде МТ на модель, учитывающую структуру материи, позволила устранить этот недостаток. Общность такой замены обусловлена тем, что любой материальный объект обладает структурой. Таким образом, учет структурности тел необходим уже хотя бы только потому, что характер их структурности определяет долю энергии, которая поглощается телом. Это значит, что структурность тел определяет работу сил, изменяющих их внутреннюю энергию за счет энергии движения.

Энергия движения определяется симметриями пространства. Внутренняя энергия также определяется симметриями структуры тела. Поэтому, для объяснения диссипативных процессов, помимо учета симметрий пространства-времени, как это делается в механике Ньютона, при построении механики СТ необходимо принять во внимание еще и симметрию структуры тела [26, 27]. Отсюда **динамика тел определяется как симметриями пространства, в котором они движутся, так и симметриями самих тел.** Мы назвали это **принципом дуализма симметрии.** Оказалось, что без учета этого принципа невозможно описать диссипативные процессы. А это означает, что и **математический аппарат описания динамики тел с учетом диссипативных процессов, необходимо строить на основе принципа дуализма симметрии.** Это удалось сделать путем представления энергии в переменных, определяющих как динамику тела, так и внутреннюю динамику его элементов.

Учет структуры тел в их динамике позволил предложить **детерминированный механизм необратимости.** Это, в свою очередь, привело к устранению главного противоречия классической механики между обратимостью движения МТ и необратимостью движения систем МТ. Только после устранения этого противоречия стало возможным построение **основ физики эволюции** на базе детерминированных законов физики.

Детерминированный механизм необратимости соответствует закону перехода «количества в качество». Это служит



зским аргументом в пользу существования формализма, описывающего эволюцию мира. Действительно, уравнение движения Ньютона для МТ обратимо. Но уравнение движения тела, представляющего собой систему потенциально взаимодействующих МТ, обладает качественно новым свойством – необратимостью. Причем, качественный переход от свойств обратимости динамики МТ к необратимой динамике системы МТ *найден на основе фундаментальных законов физики, при использовании принципа дуализма симметрии и исключения гипотезы о голономности связей, используемой при выводах канонических формализмов механики* [22, 26]. То есть, было доказано, что **к исключению эволюции из описания динамики тел в рамках канонических формализмов классической механики, приводят гипотеза о голономности связей и модель бесструктурного тела.** Использование гипотезы о голономности было продиктовано устоявшимся убеждением в том, что если взаимодействия бесструктурных тел являются потенциальными, то потенциальными будут и коллективные силы взаимодействия систем этих тел. Это было бы верно, если бы все действующие на тело коллективные внешние силы, определялись их суммированием. Но оказалось, что в движущихся в неоднородном поле сил системах возникают непотенциальные силы которые определяются градиентами потенциальных сил.

Помимо того, что замена модели тела в виде МТ на СТ привела к решению проблемы необратимости, это привело к доказательству того, что **материя бесконечно делима и представляет собой иерархию ОНДС** [14, 23]. То есть, элементом материи является ОНДС. Без открытости невозможна эволюция и невозможно стационарное состояние ОНДС, поддерживаемое внешними потоками вещества или энергии.

Из уравнения движения СТ вытекает, что **статистические законы для систем следуют из законов классической механики!** Это означает, что детерминированный хаос является следствием механики СТ.



Благодаря использованию принципа дуализма симметрии, раскрылась эффективность одного из важнейших подходов к построению физики. Он состоит в **определении законов возникновения, динамики, эволюции систем на основе знания законов динамики их элементов** [9]. Как было установлено, поиск этих законов можно осуществлять на основе универсальных принципов, определяющих переход между ступенями иерархической лестницы материи, которая представляет собой иерархию ОНДС. К ним относятся: *принцип взаимосвязи законов систем и их элементов; принцип возможности определения параметров верхних иерархических уровней систем на основе параметров нижних уровней; принцип, согласно которому эволюция систем является результатом нарушения симметрии* [16, 23]. То есть, при учете в моделях тел, используемых в уравнениях движения, их структуры, была обнаружена возможность определять законы эволюции верхних иерархических уровней ОНДС на основе законов динамики их нижних иерархических уровней. Например, необратимость динамики систем следует из обратимых законов динамики МТ. Но если материя представляет собой иерархию ОНДС, и если существуют принципы построения законов эволюции иерархических структур материи, на основе знания законов динамики их элементов [40], то *можно построить картину мира, поднимаясь по ступеням иерархической лестницы от элементарных частиц до Вселенной.*

Таким образом, **возможность создания физики эволюции появилась благодаря объяснению детерминированного механизма необратимости** [27]. До этого построение физики эволюции было невозможно, поскольку известный ранее вероятностный механизм необратимости опирался на гипотезу о случайности флуктуаций. Но на основе вероятностных закономерностей невозможно определить взаимосвязь прошлого, настоящего и будущего, то есть невозможно понять законы формирования вектора эволюции.

В рамках физики эволюции объясняется механизм нарушения симметрий при взаимодействии тел или при их движении в неоднородном пространстве и как это нарушение описывается на языке взаимных трансформаций различных типов энергии.

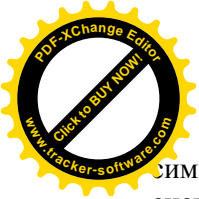


Подчеркнем, что нарушение симметрии времени для системы никогда не является необратимым, а только при условии достаточного количества элементов в системе [14].

При расширении классической механики возникло понятие Д-энтропии. Поясним важность этого понятия как для физики эволюции, так и для всей физики в целом.

Вряд ли в фундаментальной физике можно найти более важные понятия, чем энергия и энтропия. Эти дополняющие друг друга понятия, олицетворяющие «порядок» и «хаос», используются практически во всех областях науки. Поэтому, предлагаемое в классической механике определение Д-энтропии, безусловно, имеет фундаментальное значение для всех разделов физики. Действительно, одна из ключевых задач фундаментальной физики состоит в необходимости связать энтропию с динамическими параметрами системы, определяемыми фундаментальными законами классической механики. Без этого невозможно обосновать эмпирические разделы физики, такие, как термодинамика и кинетика. Впервые задача их обоснования была поставлена Больцманом. Тем не менее, до последнего времени, практически все существующие понятия энтропии либо являлись эмпирическими, как энтропия Клаузиуса, либо основанными на статистических законах, как, к примеру, энтропия Больцмана. Исключением является энтропия Колмогорова-Синяя (КС-энтропия), в которой удалось связать энтропию с показателем экспоненциальной неустойчивости Ляпунова для гамильтоновых систем, опираясь на идею о перемешивании. Но хотя КС-энтропия основана на динамических понятиях, так или иначе, она опирается на статистические закономерности.

Д-энтропия прямым образом следует из уравнения движения системы. Ее природа связана с нелинейным взаимодействием микро- и макропеременных, используемых при *полном описании* динамики системы. Суть полного описания состоит в том, что, используя микро- и макродинамические параметры систем, осуществляется описание динамики тел с учетом внутренней динамики их элементов. Д-энтропия раскрывает физическую сущность энтропии для ОНДС. Она связывает нарушение



симметрии времени с изменениями внутренних состояний систем за счет энергии их движения. Кроме того, Д-энтропия позволяет определить области использования эмпирических и статистических энтропий. В целом, Д-энтропия необходима при анализе характера эволюции систем. Она открывает возможность обоснования эмпирических разделов физики на основе *полного описания* динамики систем в рамках законов классической механики.

Поскольку классическая механика лежит в основе всей физики, то ее расширение ведет к качественному скачку в развитии физики в целом. Действительно, механика СТ привела к возможности обоснования эмпирических законов термодинамики, статистической физики и физической кинетики в рамках физики эволюции [14].

Одним из важнейших объектов изучения физики эволюции является Вселенная. Действительно, физика эволюции применима для решения задач астрофизики, поскольку позволяет рассчитывать потоки энергии во Вселенной при движении ее объектов в неоднородных полях гравитационных сил с учетом процессов диссипации. Например, согласно физике эволюции, для существования неравновесной Вселенной она должна расширяться. Это обеспечит ее негэнтропией, необходимой для поддержания неравновесных процессов, организации новых структур, компенсации роста Д-энтропии.

Сегодня, астрофизические теории основаны на уравнении движения Ньютона и уравнении Эйнштейна, которое является релятивистским аналогом уравнения движения Ньютона. Во многих отношениях, противоречия между результатами наблюдений и этими теориями вынуждают вводить гипотезы о скрытой материи, о темной энергии и т.д. В определенной степени это может быть связано и с тем, что уравнение движения Ньютона не учитывает роль структур тел в их динамике. Этот недостаток устраняется благодаря использованию уравнений физики эволюции, в которой структурным элементом тела является ОНДС. Например, учет изменений внутренней энергии звезды при ее движении в неоднородных гравитационных полях внесет поправки в энергетический баланс звезд. Действительно, звезды,



их системы, галактики, движутся в неоднородных гравитационных полях, создаваемых объектами Вселенной. Отсюда они могут излучать больше энергии, чем дают оценки их внутренних источников без учета увеличения их внутренней энергии за счет неоднородностей внешних полей сил. Не исключено, что учет диссипативных сил при движении звезд приведет к поправкам, которые могут определить необходимо ли использовать гипотезу о темной материи [41].

Наглядным примером ОНДС служит атмосфера Земли, включая ионосферную плазму. Для нее удалось доказать, что градиенты внешних сил или потоков энергии могут быть источниками возмущений атмосферы. Таким глобальным источником возмущений является солнечный терминатор-область градиентов потока солнечной радиации в атмосферу земли, обусловленную ее сферичностью [44,45].

Отметим, что плазма оказалась очень удобной средой для изучения эволюционных процессов образования структур. Например, в пылевой плазме впервые экспериментально обнаружен, так называемый, «плазменный кристалл» [46]. Это сделало плазму удобным объектом для изучения проблем образования структур в зависимости от изменений внешних ограничений [47,48].

Таким образом, сегодня «Физика эволюции» включает в себя механику СТ, ОНДС, расширенные формализмы классической механики, принципы взаимосвязи иерархических ступеней для ОНДС, полученные на основе уравнений движения СТ [14].

Очевидно, что замена МТ на ОНДС, состоящую из совокупности СТ, не исчерпывает возможностей дальнейшего развития физики эволюции. Ведь мы нашли, что материя делима до бесконечности. Но в таком случае ОНДС, построенная из МТ, хотя и в значительной степени отображает свойства реальной материи, тем не менее, также является приближенным отображением реальности, и потому в дальнейшем потребует учета бесконечной делимости материи. Удовлетворить условию бесконечной структуризации материи можно, приняв условие, что материя носит полевую форму [43]. Возможно, что где-то здесь скрывается путь к объединению понятий материи и поля.



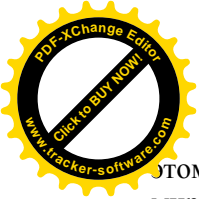
Не исключено, что реализация такого объединения необходима для замкнутой физической картины мира.

В дальнейшем «Физика эволюции» должна будет ответить на ряд принципиальных вопросов:

- почему такие свойства материи, как фрактальность, самоподобие и структурность, характерны для материи;
- какова глубинная природа нарушений симметрий;
- насколько общим для всей физики является найденный для систем МТ механизм нарушения временной симметрии;
- как нарушение симметрии зависит от групп симметрии;
- как образуются новые группы симметрий при усложнении систем, то есть, как строится иерархическая лестница систем;
- можно ли, и если можно, то как, от знаний свойств и законов, определяющих верхние иерархические уровни материи, прийти к законам, определяющим свойства динамики на нижних ступенях ее развития.

Решения этих и других вопросов лежат в рамках проблем физики эволюции. Ответы на них помогут решить проблемы эволюции окружающего нас мира, гармонии человека и природы, создания материалов с заданными свойствами.

Трудно удержаться от восхищения и удивления тем, как порой очень простые и естественные идеи в физике приводят к фундаментальным результатам. Так случилось с идеей о необходимости учета структуры материи уже на этапе построения уравнения движения. Как здесь показано, воплощение этой идеи в рамках законов физики привело к существенным последствиям. Раскрылась природа необратимости, стал понятен механизм билинейного нарушения симметрии в физике. Стало ясно, как законы термодинамики, статистической физики, физической кинетики следуют из законов классической механики. Но самое удивительное то, что осуществление этой идеи открыло двери к физике эволюции, которая не просто содержит в себе все хорошо известные элементы физической картины мира, а позволяет описывать процессы возникновения объектов природы, их эволюцию, не выходя за рамки фундаментальных законов природы. Это еще раз убеждает нас в том, что мир познаваем. Что все задаваемые сегодня вопросы завтра найдут ответы, но, конечно, породив при



этом еще большее многообразие вопросов. Процесс познания мира настолько бесконечен, насколько бесконечна Вселенная!

А что может дать физика эволюции для человечества в целом? Сегодня, с одной стороны, в связи с успехами развития физики, в мире наблюдается небывалый технический прогресс. С другой – налицо огромное количество трудностей, связанных с тем, что физика не отвечает на вопросы о природе наблюдаемых опасных изменений в среде обитания человека [8, 30]. К примеру, современный уровень знаний эволюции природы не позволяет даже ответить на вопрос, в какой степени наблюдаемые катастрофические изменения климата обусловлены антропогенной деятельностью, а в какой они определяются естественными циклическими процессами в природе. Не говоря уже о том, что существующих знаний совершенно недостаточно, чтобы понять, можно ли, и если можно, то как повлиять на эти процессы, угрожающие существованию человечества [36-38].

Пока мы не в силах предопределить, каким мир станет завтра и какие новые проблемы для человечества возникнут в связи с его изменением. Но уже ясно, что без развития физики эволюции человечество столкнется с проблемой своего существования. Ведь ее развитие открывает путь к пониманию эволюционных процессов в окружающей среде, и, тем самым, позволяет подготовиться к ее изменениям. Поэтому трудно переоценить необходимость и важность развития физики эволюции для сохранения гармонии человека и природы, без чего невысказано наше существование.

Литература к главе 5 и к заключению

65. Hooft G. W't. Free will in the theory of everything arXiv:1709.02874v1[quant-ph]8

66. Weinberg S. Dreams of a Final Theory, Vintage, New York, 1992.

67. Laughlin R. B., Pines D. The Theory of Everything // PNAS.– 2000. January 4.–V. 97 (1).–P. 28-31.

68. Horgan J. The End of Science: Facing the Limits of Knowledge in the Twilight of the Scientific Age. xii + 322 pp., bibl., index. Reading, Mass." Addison-Wesley, 1996.



69. Mahendra K. Verma Microscopic laws vs. macroscopic laws. Perspectives from kinetic theory and hydrodynamics. arXiv:1904.12044v1 [physics.flu-dyn]
70. Callaway H.G. Fundamental Physics, Partial Models and Time's Arrow. Dec. 2016 <https://www.researchgate.net/publication/296327588>.
71. Пригожин И. От существующего к возникающему. – М.: Наука, 1985. – 328 с.
72. Гинзбург В.Л., Специальное заседание ред. Коллегии журнала УФН, приуроченное к 90-летию со дня рождения В.Л. Гинзбурга // УФН. – 2007. – 177 (4). 345.
73. Nicolis G., Prigogine I. Exploring complexity. – Moscow: Mir, 1990.
74. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. – М.: Наука, 1984. – 273 с.
75. Somsikov V. M., Azarenko S. N. Determinism in Physics and Cognoscibility of a Picture of the World // Open Journal of Philosophy. – 2019. – N 9. – P. 265.
76. Aristov V.V. Ernest Mah and Ludwig Boltzmann. A drama of ideas, a drama of people // Metaphysics. – 2016. – № 3 (21). – P. 100.
77. Anry V. Modern scientific worldview // UFN. – 1929. – N 1. – P. 3.
78. Сомсиков В.М. К основам физики эволюции. – Алматы: Наука, 2016. – 306 с.
79. Asmus V. F. Ancient philosophy. – Moscow, 1976.
80. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. – М.: Наука, 1990. – 272 с.
81. Крылов А. Н. Очерк истории установления основных начал механики // УФН. – 1921. – № 2. – С. 143-161.
82. Wigner E. Symmetry and preservation laws // UFN. – 1964. – T LXXXI111, N 4. – P.729.
83. Гейзенберг В. Физика и философия. Часть и целое. – М.: Наука, 1989. – 400 с.
84. Anderson P. W. More Is Different // Science, New Series. – 1972. – N177. – P. 393-396.



85. Somsikov V.M. Deterministic irreversibility and the matter structure // Journal of Advances in Physics. – 2019. – Vol. 14, Is. 3. – P.5708-5733. DOI: 10.24297/jap.v14i3.7759.

86. Ланцош К. Вариационные принципы механики. – М.: Мир, 1962. – 408 с.

87.Somsikov V. M. Deterministic Irreversibility Mechanism and Basic Element of Matter. (2020) In: Skiadas C., Dimotikalis Y. (eds) 12th Chaotic Modeling and Simulation International Conference. CHAOS 2019. Springer Proceedings in Complexity. Springer, Cham. Pages 245-256. https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-39515-5_20

88.Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем. – М.: Янус, 2002. – 284 с.

89.Somsikov V. M., Andreev A.B., Mokhnatkin A.I., Kaputin V.I. Dual phase space of a nonequilibrium system. PEOS. – 2018.C.1-20

90.Somsikov V. M. Transition from the mechanics of material points to the mechanics of structured particles // Modern Physics Letters B. –2016. –P. 1-11. DOI: 10.1142/S0217984916500184

91. Somsikov V. M. Irreversibility and physics of evolution. Chaotic Modeling and Simulation (*CMSIM*) 1, 2018.

92. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика. Статистическая Физика и Кинематика. – М.: Наука, 1977. – 532 с.

93.Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 583 с.

94. Гринштейн Дж. Зайонц А. Квантовый вызов. Современные исследования оснований квантовой механики. – Долгопрудный: Интеллект. – 2012. – 432 с.

95. Dirac P.F.V. The relation between metaphysics and physics. Proceedings of the Royal Society. Edinburg A V. 59, 122, 1938-1939.

96. Somsikov V. M. The equilibration of a hard–disks sys // IJBC, 2004. –14 – 11. P. 4027–4033.

97. Werner R. F., Farrelly T. Uncertainty from Heisenberg to Today. 2019.

34. Somsikov V. Extension of the Schrodinger equation // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Vol.138. –P. 1-7.07003 Baldin ISHEPP XXIII, DOI: 10.1051/ epjconf/201713807003.



35. Shirazi A. N. *Heisenberg's Equality of Inequivalents Problem*. arXiv:2003.06517v1 [physics.hist-ph] 14 Mar 2020.
36. Tejedor A. More reflectivity for the soil to counteract the global-warming of the Earth. // arXiv:0906.2131v1 [physics.ao-ph] 11 Jun 2009.
37. Stainforth D. A., Ainal T., Christensen C., et. al. Uncertainty in predictions of the climate response to rising levels of greenhouse gases // NATURE. – 2005. – Vol. 433. – P. 45.
38. Сомсиков В.М., Азаренко С.Н. *Современные методологии в познании мира* // Журнал Проблем эволюции открытых систем. – 2013. – Т. 1, № 15. – С. 3-8.
39. Somsikov V.M. The problem of studding the evolutionary processes in the atmosphere. Intern. Conf. “Fluxes and structures in fluids”. Selected paper. M. A.Yu. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS.2014. P. 208-217.
40. Сомсиков В.М. О принципах построения механики структурированных частиц на основе механики материальной точки // Журнал Проблем эволюции открытых систем. – 2010. – Т. 2, № 12. – С. 3-17. <http://peosjournal.org/?q=PEOS>
41. Milgrom M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis //Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X). – 1983. – Vol. 270. – P. 365-370.
42. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1967. – 460 с.
43. Alexeyeva L.A. Newton's laws for a biquaternionic model of electro-gravimagnetic fields, charges, currents, and their interactions // Journal of Physical Mathematics. – 2009. – issue 1. – Article ID S090604.-15 pages. doi:10.4303/jpm/S090604
44. Сомсиков В.М., Троицкий Б.В. Генерация возмущений в атмосфере при прохождении через нее солнечного терминатора. Геомагнетизм и аэрономия. – 1975. –Т.15, №5. – С. 856-860.
45. Сомсиков В.М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы. –1983. –Из-во Наука. –Алма-Ата. –193 с.
46. Thomas H et al. Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma. Phys. Rev. Lett. – 1994. 73. – P. 652.



47. Баимбетов Н.Ф., Рамазанов Т.С. Об образовании упорядоченных структур в неидеальной плазме // ФНТП. – 1998. Т.1. –С.490.

48. Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., et.all. Structural properties of dusty plasma in direct current and radio frequency gas discharges//Physics of Plasmas. – 2008. 15. – P. 053704.

49. Baimbetov F.B., Ramazanov T.S., et.all. Modelling of dusty plasma properties by computer simulation methods//J.Phys.A: Math. And Gen. – 2006. –39. –P. 4521.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие автора	3
Принятые обозначения и некоторые пояснения к книге	5
Ведение	7

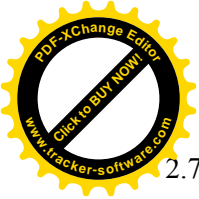
Глава 1.

ЧТО ТАКОЕ ФИЗИКА ЭВОЛЮЦИИ 23

1.1 Определения используемых понятий	23
1.2 Необратимости – ключевая проблема физики. Вероятностный механизм необратимости	33
1.3 Путь к физике эволюции	43
Литература к главе 1	47

Глава 2. ДИНАМИКА СИСТЕМ ТВЕРДЫХ ДИСКОВ 51

2.1 О моделях систем дисков	52
2.2 Матрица парных столкновений дисков	55
2.3 Уравнение движения систем дисков	60
2.4 Уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля для непотенциальных коллективных сил	63
2.5 Механизм установление равновесия в системах дисков	70
2.6 О необратимости динамики разреженных систем дисков	80
2.6.1 Взаимосвязь сил с энтропией	81



2.7 Численные расчеты параметров эволюции систем дисков	
2.7.1 Коэффициент максимального растяжения скорости	84
2.7.2 Сумма векторов относительных скоростей сталкивающихся дисков	85
2.7.3 Расчеты Д-энтропии	87
2.7.4 Эксцесс двумерного нормального распределения	89
2.7.5 Расчеты поведения скорости подсистемы дисков в зависимости от числа столкновений	91
2.7.6 Анализ результатов численных расчетов параметров эволюции систем дисков	92
2.8 Основные результаты второй главы	93
Литература к главе 2	98

Глава 3. ДИНАМИКА СИСТЕМ ПОТЕНЦИАЛЬНО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МАТЕРИАЛЬНЫХ ТОЧЕК	100
3.1 Симметрия и энергия	102
3.1.1 Симметрия и ее дуализм в механике систем	107
3.1.2 Принцип дуализма симметрии и геометрия	112
3.2 Энергия материальной точки	118
3.2.1 Энергия системы материальных точек	123
3.2.2 Энергия ОНДС	132
3.3 Энергия и уравнение движения систем	136
3.3.1 Уравнение движения материальной точки	138
3.3.2 Уравнение движения системы	141
3.3.3 Уравнение движения двух взаимодействующих систем	152
3.3.4 Эволюционная нелинейность	156
3.3.5 О законах Ньютона	158
3.4 Дуальная динамика осциллятора	162
3.4.1 Постановка задачи об осцилляторе	164
3.4.2 Результаты численных расчетов движения осциллятора	170
3.4.3 Особенности динамики осциллятора	177



3.5 Ограничения классической механики	
3.5.1 О переходе от уравнения движения Ньютона к уравнению Лагранжа для систем материальных точек	180
3.5.2 Неголономность связей в задаче систем материальных точек	185
3.6 Расширение уравнения Шредингера путем снятия ограничений формализмов классической механики	189
3.6.1 Исходные положения квантовой механики	190
3.6.2 Принцип дуализма симметрии для квантового осциллятора	194
3.6.3 О расширении уравнения Шредингера для систем	198
Основные результаты главы 3	205
Литература к главе 3	207

Глава 4. ЭВОЛЮЦИЯ ОТКРЫТЫХ НЕРАВНОВЕСНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

212

4.1 Построение механики ОНДС на основе механики структурированного тела	214
4.1.1 ОНДС - базовый элемент материи	218
4.1.2 Об иерархичности ОНДС	220
4.1.3 Природа стационарности ОНДС	225
4.2 Дуальное фазовое пространство ОНДС	229
4.2.1 Фазовое пространство для гамильтоновых систем	231
4.2.2. Дуальное фазовое пространство ОНДС	233
4.2.3 Фазовое пространство эволюции	237
4.3 Расширенный формализм ОНДС	239
4.3.1 Расширенные уравнения Лагранжа, Гамильтона и Лиувилля для ОНДС	239
4.3.2 Расширенные скобки Пуассона для ОНДС	243
4.3.3 Принцип наименьшего действия и второй закон термодинамики	245
4.3.4 Стационарность ОНДС и принцип наименьшего действия	250
4.4 Эволюционная нелинейность и детерминированный механизм необратимости	253



4.4.1	Примеры типичных нелинейностей в физике	
4.4.2	Эволюционная нелинейность и нарушение симметрий	261
4.4.3	О природе бифуркации в механике	270
4.4.4	Детерминированный механизм необратимости и спонтанное нарушение симметрии в квантовых системах	275
4.5	Д-энтропия в классической механике	279
4.5.1	О возможностях применения Д-энтропии для анализа динамических систем	286
4.5.2	Уравнение баланса Д-энтропии для стационарных ОНДС	293
4.5.3	От механики СТ к термодинамике	296
	Основные результаты четвертой главы	299
	Литература к гл. 4	302
	Глава 5. ФИЗИКА ЭВОЛЮЦИИ И КАРТИНА МИРА	307
5.1	Основные понятия картины мира и физика эволюции	309
5.2	Детерминированный механизм необратимости и физика эволюции	312
5.2.1.	Принцип дуализма симметрии и детерминированный механизм необратимости	312
5.2.2	Физика эволюции в картине мира	317
5.2.3	Условия существования стационарных ОНДС	320
5.3	Физика эволюции и философские принципы	321
5.3.1	Единство и борьба противоположностей в физике эволюции	322
5.3.2	Единство картины мира и универсальность фундаментальных законов физики	323
5.3.3	Интенсивный способ развития новых знаний	324
5.3.4	Нелинейный редукционизм, принцип причинности и холизм	326
5.3.5	Переход количества в качество	328
5.3.6	Единство микро - и макромира и принцип причинности	330
	Заключение	332
	Литература к главе 5 и к заключению	340
	Оглавление	344