В. Н. Маслов

АЛГОРИТМ ОТКРЫТИЙ

(пособие по практическому применению принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия для желающих совершить научное открытие в области физики, химии, биологии)

Москва, 2011

В.Н. МАСЛОВ
ЭЛЕКТРОННАЯ ВЕРСИЯ КНИГИ, исправленная и дополненная:

УДК 536
В.Н. Маслов «АЛГОРИТМ ОТКРЫТИЙ» - М.: «ИРИС-ГРУПП», 2011, - 300 с.

АННОТАЦИЯ

Вероятно, впервые в истории книгопечатания вниманию читателя предлагается пособие для желающих совершить научное открытие.

Книга профессора, д.т.н. Вадима Николаевича Маслова "Алгоритм открытий» основана на материалах его заявки на открытие «Закономерность термодинамической эволюции неравновесной системы», поданной в Госкомитет по делам изобретений и открытий СССР в 1989 г.

Существенно переработанные и дополненные материалы заявки направляют читателя на совершение собственных научных открытий. Название книги «Алгоритм открытий» показывает, что применительно к определённому классу явлений возможность самостоятельного совершения научного открытия определяется не случайностью, а выполнением последовательности рекомендованных действий.

Основные понятия термодинамики неравновесного состояния излагаются на уровне близком к научно-популярной литературе. Доходчивость изложения сочетается с достаточной строгостью основных формулировок.

В четырех главах книги содержится теоретическое и экспериментальное обоснование алгоритма открытий; рассмотрены три примера открытий, сделанных при помощи алгоритма и относящихся, в частности, к продолжительности жизни животных и человека; обсуждаются проблемы физики, химии и биологии, наиболее перспективные для совершения открытий читателями этой книги.

Книга предназначена всем, кто принимает участие в развитии научно-изобретательского творчества, в первую очередь, студентам и аспирантам научно-технических специальностей, школьным и вузовским преподавателям, начинающим исследователям, молодым инженерам и изобретателям, ищущим выигрышную тему для статьи, изобретения, дипломной работы или диссертации.
Книга будет полезна для физиков, химиков, биологов, демографов, а также для специалистов многих других специальностей, имеющих дело с самопроизвольными процессами различной природы.

Самому дорогому для меня человеку - моей любимой жене и испытанному другу
Алине Лишиной
посвящаю эту книгу открытий, завершённую в юбилейный год нашей Золотой Свадьбы

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

> Ключевой вопрос – сделать всё, чтобы молодежь не потеряла интереса, вкуса к науке.
>
> В. Л. Гинзбург

> Случай иногда делает открытия, но он требует не годы, а века.
>
> М. Монтен

> Всякая плодотворная гипотеза кладет начало удивительному извержению потока непредвиденных открытий.
>
> Л. Бриллюэн

Со времен Наполеона каждый знает: плох тот солдат, который не мечтает стать маршалом. С той же степенью достоверности можно добавить: плох тот студент, который не мечтает совершить открытие.

Научное открытие – это обнаружение нового явления или установление новой закономерности, вносящей коренное изменение в уровень познания. Любое открытие раскрывает неизвестную ранее взаимосвязь между предметами, явлениями или процессами и всегда ведёт к изобретению новых способов или устройств, позволяет создавать новые производственные процессы.

В масштабе цивилизации научные открытия играют роль движущей силы на пути человечества к более полному и глубокому пониманию законов Природы, к осознанию единства Материи и Сознания, к постижению космического предназначения явления Жизни и Человека.

На уровне личных интересов: открытие – визитная карточка незаурядного молодого человека. Как говорят теперешние школьники: «открытие – это круто!». Даже владение достоверной информацией о пока ещё неизвестных или мало известных открытиях обеспечивает существенные преимущества личного или общественного плана перед теми, кто остаётся в неведении относительно новых возможностей, дарованных человеку природой.

Но наука, как саморазвивающаяся информационная система, обладает высокой степенью устойчивости по отношению к любым возмущающим воздействиям, в том числе и к новым научным результатам, выходящим за рамки общепринятых теорий и концепций.

Чем оригинальнее и важнее открытие, тем больше сомнений и споров относительно достоверности открытия.

Одной из важнейших причин для скептицизма является необъяснимое пока еще происхождение открытий из непонятного источника, который принято обозначать словами «интуиция», «озарение», «подсознание» и т.д. и т.п.

Другая причина недоверия ко всякой новизне заключается в том, что, вопреки расхожему мнению, практика – не есть критерий истины. Практика - это критерий ложности. Действительно, сколь угодно большое количество подтверждающих экспериментов не гарантирует истинности теории, но одного отрицательного результата достаточно для доказательства её ограниченности или, иными словами, ложности. Отсутствие в природе однозначного фундаментального критерия истины приводит к тому, что в науке длительно уживается множество противоречивых концепций, для отбраковки которых еще не нашлось подходящего критерия. Вот как описал ситуацию в науке Александр Александрович Любищев, выдающийся российский биолог и человек энциклопедических знаний:

«...в самых точных науках нет общепризнанности, а наоборот, имеется большое расхождение мнений. В математике: ряд неэвклидовых геометрий, разброд в философии математики... какой разброд в теории вероятностей и математической статистике! В астрономии вместо одной теории Лапласа сейчас целая куча, в генезисе Земли вместо контракционной теории опять разнобой... Но тут Вы говорите: «Кроме того существуют незыблемо установленные факты, например, что Земля кругла, а не блин». Есть окончательно установленные отрицания, например, что Земля не блин, но что касается положительного значения формы Земли, то на этот счет сейчас удивительное разнообразие мнений... Создается математическая теория очертаний Земли, формы осколков ставятся в связь с историей Земли. В частности, указывается, что когда-то Луна была гораздо ближе к Земле, чем сейчас... Чем менее точны науки, тем они более неподвижны, а в точных науках колоссальная, постоянно идущая перестройка...» (процитировано по книге Даниила Гранина «Эта странная жизнь», Изд. «Советская Россия», М.- 1974).

Наука развивается под влиянием теоретических и экспериментальных открытий. Но признание открытий не бывает легким: каждая устаревшая теория или концепция поддерживается не только силами отдельных ученых, которым трудно расстаться со своими привычными убеждениями, но имеет также опору в виде тех научных, образовательных и даже коммерческих организаций, для которых, по тем или иным причинам, существующее положение является предпочтительным.

В эпоху перестройки изобретения и открытия в России оказались, мягко говоря, невостребованными. Только недавно наметилась тенденция к переходу с «нефтяной иглы» к инновационным наукоёмким технологиям и модернизации. Но и сейчас последствия мирового финансового кризиса и косность новых собственников препятствуют этому переходу. Вот почему в России практическое использование многих открытий задерживается на годы и десятилетия, а коммерческую выгоду из изобретений и открытий извлекают не первооткрыватели и даже не российские научные учреждения, а другие люди и другие страны с более высоким организационно-финансовым потенциалом.

Возникает вопрос: неужели в сегодняшней России кто-то захочет тратить драгоценное время своей короткой жизни на пополнение списка невостребованных открытий?

Автор уверен: хотя перспективы российской науки пока еще туманны, изобретательство и открытия – не бессмысленное дело.

Уверенное совершение открытия собственными силами с помощью предлагаемого алгоритма (т.е. без затраты десятков лет на предварительную подготовку учеников и последователей) для многих окажется увлекательным и полезным занятием, приобщающим к незабываемой романтике и азарту научного поиска, к пониманию скрытой красоты научного познания. Студенты и аспиранты, вузовские преподаватели, молодые инженеры и изобретатели получат возможность испытать «экстаз удачи» - необыкновенное состояние эмоционального подъёма, овладевающего первооткрывателем научной истины. Это чувство сравнимо разве что с восторгом покорителей Эвереста. Такое запоминается на всю жизнь!

Многие из них обретут превосходную тему для дипломной работы или диссертации, смогут решить неразрешимую доселе научную или инженерную задачу, создать новую технологию или новый вид продукции, добиться успехов в построении научно-академической карьеры, обойти соперников из конкурирующих организаций.

Работа над собственным открытием послужит прекрасным стимулом для развития интереса и вкуса к науке, для тренировки памяти и наблюдательности, для формирования исследовательских навыков и расширения научного кругозора. Новые изобретательские идеи и технические решения, вытекающие из собственных открытий, обеспечат молодым предпринимателям возможность эффективного приложения своих сил и средств в условиях минимальной конкуренции. Новые горизонты открываются и для журналистов-популяризаторов. Это понятно: ориентация на новые и мало известные открытия позволит легко найти оригинальную тему для статьи или книги.

Широко распространено мнение, что самостоятельно сделать открытие можно только случайно. Известно, например, что Дмитрий Иванович Менделеев увидел свою Периодическую систему элементов во сне, а английский микробиолог Александр Флеминг, лауреат Нобелевской премии 1945 года, открыл пенициллин благодаря плесени, которая случайно выросла в забытой чашке с бактериальной культурой.

История науки подтверждает, что счастливый случай может перевернуть всю творческую жизнь ученого, направив его напряженную мысль в сторону неожиданной плодотворной идеи. По рассказу Энрико Ферми, открытие медленных нейтронов (на использовании свойств которых основана работа ядерных реакторов) произошло благодаря счастливой случайности. Между образцом железа, подвергавшимся облучению потоком нейтронов, и родон-бериллиевым источником нейтронов оказался маленький кусочек парафина. Обнаруженное при этом заметное увеличение радиоактивности облучаемого железа оказалось результатом замедления нейтронов при их прохождении через парафин. Благодаря этому открытию именно Энрико Ферми создал первый в мире ядерный реактор.

Удача может улыбнуться каждому, причем в любой момент времени. Путь к разнообразным открытиям через вероятностный механизм очень широк, но открыт этот путь лишь на короткие моменты времени, поэтому мало кому удается им воспользоваться. Действительно, когда может произойти счастливый случай? И произойдет ли вообще? Вероятностная природа счастливых случайностей никому не гарантирует совершения научного открытия, даже на протяжении всей жизни.

К счастью, к некоторому определенному классу открытий можно подойти другим путем, который, образно говоря, является постоянно действующим. Чтобы вступить на этот путь, нужно пройти через очень узкий вход, который невозможно найти без проводника. В качестве проводника предлагается изложенный в нашей книге алгоритм, представляющий собой простейшую систему ориентации в научном пространстве, позволяющую, однако, самостоятельно совершить открытие при сравнительно небольшой затрате времени (сопоставимой со сроками дипломной работы или аспирантуры).

Алгоритм открытий базируется на материалах авторских статей по термодинамическому обоснованию вариационных принципов кратчайшего времени и наименьшего диссипативного действия, составляющих основу нового направления в нелинейной неравновесной термодинамике.

В первых публикациях это направление было названо термодинамикой неравновесного состояния, хотя такие термины как «диссипативная термодинамика», «неэргодическая термодинамика» или «термодинамика спонтанных процессов» точнее определили бы области применения новой теории. Известные постулаты линейной неравновесной термодинамики Онзагера-Пригожина выводятся из этой теории в качестве следствий. Но связь со статистической физикой и механикой еще не определена и подлежит разработке. Это неудивительно: существующий более 100 лет фундаментальный разрыв между термодинамической необратимостью в форме второго начала термодинамики и обратимостью во времени законов классической механики не только не устранен до сегодняшних дней, но даже еще не понят в полной мере. Илья Пригожин, нобелевский лауреат, бельгийский ученый российского происхождения, сделал первый шаг для ликвидации этого разрыва, предположив, что в неравновесных системах проявляется качественно иное, асимметричное, внутреннее время по сравнению с обычным временем в уравнениях механики, обладающим свойствами нейтрального внешнего параметра.

Разрешите пояснить сказанное.

В системе мироздания имеется явление высочайшей общности. О нем все знают, с ним вынуждены считаться и в науке, и в технике, и в быту. Последствия его бывают и вредными и полезными. Но отношение к этому явлению специфическое: такое, как к досадному обстоятельству, нарушающему красоту идеальных законов природы и осложняющему инженерные расчеты.

Возможно, именно по этой причине фундаментальные закономерности явления оказались до сей поры неизученными, природа явления остается непонятой, взаимосвязи различных его проявлений не имеют строгого количественного описания, а многие потенциально полезные приложения остаются неразработанными.

Имя этому явлению – диссипация энергии.

Явление – одно, но форм проявления – неисчерпаемое множество. Диссипация, то есть рассеяние энергии или, в более конкретном смысле, потеря работоспособности, легко наблюдаема в процессах трения, разрядки аккумуляторов, остывания горячих тел, диффузии. Но, фактически, диссипация энергии в различных формах происходит при протекании самопроизвольных макроскопических процессов любой природы в живых и неживых системах.

Автор видел свою задачу в том, чтобы найти общий подход к изучению диссипации в разнообразных ее формах и установить основные закономерности, присущие явлению диссипации в процессах различной природы. В качестве методологической основы для исследования диссипации энергии был выбран термодинамический метод, хотя многие специалисты, возможно, отнеслись бы к такому выбору весьма скептически. Дело в том, что в классической термодинамике диссипация энергии описывается в общем виде как увеличение энтропии при протекании неравновесных процессов, однако расчет прироста энтропии в масштабе реального времени для систем с произвольной степенью неравновесности является невозможным по трем причинам: а) энтропия как функция состояния определена лишь при равновесии или при малых отклонениях системы от равновесия, б) в термодинамике неизвестны функции состояния, количественно характеризующие величину неравновесности системы, в) время не входит в термодинамические уравнения, поскольку не является функцией состояния термодинамических систем.

Нам удалось преодолеть все эти трудности:

-Доказано существование и установлен аналитический вид двух термодинамических функций состояния, характеризующих степень неравновесности системы.

-Выведены уравнения траекторий протекания самопроизвольных диссипативных процессов во времени.

-Доказано, что траектории самопроизвольных процессов удовлетворяют принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

-Установлено, что уравнения траекторий полностью согласуются с экспериментальными данными, относящимися к самопроизвольным диссипативным процессам в системах различной природы.

Научная и практическая значимость установленной закономерности обусловлена ее высокой общностью (базируется на первом и втором началах термодинамики; применима к неравновесным процессам с произвольной степенью неравновесности; не связана с модельными представлениями о механизме явлений) и тем обстоятельством, что она позволяет количественно описывать неравновесный процесс посредством измеримых в эксперименте макроскопических величин. Просматриваются три основных направления практических приложений:

- Определение потерь работоспособности, интенсификация и оптимизация технологических процессов;
- Макрокинетика физических, химических, биологических и биотехнологических процессов;
- Расчет и прогнозирование самопроизвольно протекающих геологических, биоэволюционных, экономических и демографических процессов.

Работа выполнялась в порядке личной инициативы на кафедре химии Московского института химического машиностроения (теперь Московский государственный университет инженерной экологии) без бюджетной или иной финансовой поддержки, в свободное от служебных обязанностей время. В 1989 г., по решению научно-технического совета МИХМ'а, в Госкомитет по делам изобретений и открытий была подана заявка № ОТ-11747 на открытие "Закономерность термодинамической эволюции неравновесной системы" (заявитель профессор, д.т.н. Маслов В.Н.).

Поскольку мнения рецензентов разделились, Госкомитет не принял решения по существу вопроса, но разрешил публикацию материалов заявки в открытой печати для выяснения мнения научной общественности.

Содержание книги в существенной мере базируется на статьях автора, опубликованных в 1989 – 1992 г. (см Приложение 1). В период с 1989 по 2005 г. различные аспекты работы обсуждались на научных семинарах и конференциях в учебных и научно-исследовательских организациях (МИХМ, МГМИ, ИОНХ АН СССР, химфак и физфак МГУ, кафедра физики Копенгагенского университета (Дания), РХТУ им. Д.И. Менделеева, секция биотехнологии РАЕН, секция геронтологии МОИП и др.).

На результаты работы получены положительные отзывы от академика Национальной академии наук Белоруссии, профессора, заслуженного деятеля науки и техники, д.ф.-м.н. Николая Николаевича Сироты и от профессора, д.х.н. Михаила Ивановича Шахпаронова, имевших собственные публикации по обоснованию вариационного принципа кратчайшего времени в термодинамике.

В официальном отзыве академика Н.Н. Сироты говорится, в частности, следующее: «...считаю возможным признать заявленную закономерность, имеющую вид вариационного принципа, открытием в области неравновесной термодинамики. Результаты выполненной заявителем работы, и сформулированное им открытие результативно и может быть использовано при анализе самопроизвольных процессов приближения физико-химических систем к равновесию...».

Ценители и потребители научной новизны встретятся на страницах этой книги с новым и необычным предложением, обращенным к читателям: испробовать возможность самостоятельно совершить научное открытие, применив принцип кратчайшего времени и принцип экстремального диссипативного действия для анализа собственных или известных из литературы экспериментальных данных. Реальность этого предложения основана на том, что авторское открытие имеет «зонтичный» характер, иными словами, указывает путь, ведущий к совершению многих открытий в различных областях науки. Именно это важное обстоятельство предоставляет всем желающим редкую возможность совершить научное открытие собственными силами, выполнив определенную последовательность действий. Для краткости эту рекомендуемую последовательность действий будем называть алгоритмом открытий или просто алгоритмом.

В Главе 1 содержится теоретическое обоснование алгоритма. Доказано существование двух неравновесных термодинамических функций состояния и дискретного набора разрешенных траекторий самопроизвольного процесса. Даны количественные формулировки двух вариационных принципов (кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия), управляющих протеканием самопроизвольных энергетических процессов во времени. В Главе 2 изложены результаты базовых экспериментов, подтверждающих теорию и способствующих созданию работоспособного алгоритма открытий. Классификация системных свойств, присущих неравновесным макросистемам, определила ориентацию алгоритма открытий на изучение закономерностей самоорганизации в дискретных неравновесных системах. В Главе 3 сформулирован алгоритм, позволяющий открывать новые закономерности в науках, изучающих самопроизвольные диссипативные процессы или имеющих дело с результатами этих процессов. Даны примеры практического использования алгоритма для открытия неизвестных ранее закономерностей в некоторых областях физики, биологии, демографии. В Главе 4 даны рекомендации по проведению исследований в нескольких направлениях, которые могут оказаться наиболее плодотворными и привлекательными для молодых исследователей, желающих совершить научное открытие.

Ориентация на сотрудничество с начинающим исследователем обусловила такие особенности книги, как приоритет доходчивости перед математической строгостью формулировок, видоизмененные в зависимости от контекста повторы, наличие списков литературы в конце каждого раздела, большое количество рисунков, сравнительно крупный шрифт, выделения определений и новых научных результатов, специфическое оформление обложки.

В научном и в практическом смысле, предлагаемая книга может быть полезна для физиков, химиков, механиков, биофизиков, биологов, экологов, медиков, геронтологов, а также и для специалистов во всех других областях науки и техники, где используются понятия энергии и времени и приходится иметь дело с самопроизвольными процессами. Автор сознает необычность формулировки: "пособие для желающих совершить научное открытие". Методические пособия для изобретателей существуют (например, система «ТРИЗ»). Но пособие для совершения научных открытий в таких областях естественных наук как физика, химия, биология, публикуется, по-видимому, впервые. Во всяком случае, автору неизвестны такие работы. Название книги «Алгоритм открытий» нужно понимать в том смысле, что применительно к определённому классу явлений возможность самостоятельного совершения научного открытия определяется не случайностью, а выполнением последовательности рекомендованных действий.

Вряд ли можно предугадать заранее все плюсы и минусы восприятия этой книги, адресованной к разновозрастной читательской аудитории. Автор старался вовлечь начинающих исследователей в познавательный процесс научного поиска, и будет искренне признателен за сообщения о результатах использования алгоритма, а также за любые замечания и предложения, которые могут способствовать повышению эффективности алгоритма и улучшению содержания книги в последующих изданиях.

Замечу специально для школьников-старшеклассников и студентов младших курсов: подготовка в объеме общеинженерного курса термодинамики и высшей математики очень желательна, но всё-таки не обязательна для совершения открытия. Если теория в 1-й и 2-й главах покажется слишком трудной для понимания, принимайтесь сразу за алгоритм открытий и конкретные примеры в Главе 3. Алгоритм сработает и без теоретических обоснований. Практика научной работы показывает: невозможно заранее выучить всё, что потребуется в реальной работе. Осваивать и анализировать тонкости теории в конкретной области окажется гораздо интереснее и, главное, намного легче, когда окажитесь «на пороге» открытия. Когда в знаниях есть потребность, они усваиваются очень быстро.

Всех желающих и мечтающих совершить научное открытие призываем отбросить сомнения и воспользоваться предлагаемой возможностью.

Всё у вас получится! Желаю успеха!

Профессор, д. т. н. Вадим Николаевич Маслов
E-mail: ronhorsob@mail.ru

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает глубокую признательность руководству и научной общественности Московского института химического машиностроения (ныне: Московский государственный университет инженерной экологии), творческая и доброжелательная атмосфера которого стимулировала сотрудников и преподавателей на изобретательство и научный поиск, и приносит искреннюю благодарность всем, кто словом или делом помог разработке теоретических основ термодинамики неравновесного состояния и способствовал развитию её приложений, в первую очередь, академику Академии наук Белоруссии, профессору, д.ф.-м.н. Сироте Н.Н., профессору, д.х.н. Шахпаронову М.И., профессору, д.ф.-м.н. Блюменфельду Л.А., профессору, д.т.н. Гухману А.А., профессору, д.х.н Первову В.С., академику РАЕН, профессору, д.с.-х.н. Зеленкову В.Н., профессору, д.т.н. Майкову В.П., профессору, д.х.н. Магомедбекову Э.П., профессору, д.х.н. Ермакову В.И., к.т.н. Чернилевскому В.Е., а также к.х.н. Вичутинскому А.А. и Лишину И.Л. за очень полезные дискуссии и помощь на начальной стадии работы.

УТВЕРЖДАЮ

Проректор МГМИ по научной работе
профессор Айдаров И.П.

"12. VI" 1989г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

по заявке № ОТ-11747 на открытие "Закономерность термодинамической эволюции неравновесной системы" (автор: Маслов В.Н.)

Сущность заявляемого открытия.

Профессором Масловым В.Н. развита теория эволюции неравновесной термодинамической системы и сформулирован вариационный принцип, согласно которому приближение к равновесному состоянию происходит по наиболее вероятной траектории, отвечающей минимуму интеграла по времени от введенного автором термодинамического потенциала данного неравновесного состояния системы Φ :

$$J = \int_0^{\tau} \Phi \cdot d\tau = min \qquad (1)$$

$$\delta J = \delta \int_0^{\tau} \Phi \cdot d\tau = 0 \qquad (2)$$

Минимизация интеграла позволяет найти собственную функцию варьируемого интеграла и, тем самым, определить удовлетворяющую ему наиболее вероятную и наиболее экономичную, в смысле совершения работы и рассеяния энергии, траекторию процесса.

Поставленная цель и практическое использование сформулированного В.Н.Масловым принципа достигается решением дифференциального уравнения, в котором дифференциал термодинамического потенциала неравновесного состояния рассматривается как дифференциал функции от производной некоторого порядка n этого же потенциала

$$d\Phi = d\,Z\left(\Phi^{(n)}\right) \;, \qquad (3)$$

полагая при этом, что все производные, включая $\Phi^{(n)}$, равны нулю, но $\Phi^{(n+1)} = const$.

Автор показывает, что при этих условиях, поскольку

$$\Phi^{(n)} \cdot d\Phi^{(n)} = \Phi^{(n+1)} \cdot d\Phi^{(n-1)} \;,$$

действительная траектория неравновесного процесса определяется выражением

$$\Phi = \frac{\Phi^{(n+1)}}{(n+1)!}\,\tau^{n+1} \qquad , \qquad (4)$$

где τ - время завершения процесса.

В заявке приводятся многочисленные примеры, подтверждающие сформулированный заявителем принцип и действенность полученной им формулы (4).

Замечания.

Подход заявителя к поставленной задаче имеет, несомненно, большую предысторию.

Широко известны вариационные принципы, используемые в термодинамике неравновесных процессов. Укажем, например, работы С.А. Богуславского, М.И.Шахпаронова, И.П.Выродова, И.Дьярмати и др., а также принцип наименьшего времени процесса, сформулированный Н.Н.Сиротой, Г.Циглером, М.И.Шахпароновым и др. Однако, в предшествующих работах не была дана количественная формулировка принципа.

Существование термодинамического потенциала неравновесного сост состояния термодинамической системы требует детального обсуждения. Однако, его существование, принципиально, не вызывает сомнений для каждого данного состояния системы, имеющего термодинамический потенциал (например, свободную энергию Гиббса при $P = const$), лежащий между исходным и конечным равновесными значениями. Для наиболее вероятной оптимальной траектории процесса дифференциал этого потенциала может рассматриваться как полный дифференциал.

Используемое заявителем соотношение (3) может рассматриваться как далеко идущая аппроксимация, а полученное им уравнение (4) как вполне адекватное количественное выражение наиболее вероятной траектории релаксации неравновесной термодинамической системы.

Заявитель приводит многочисленные примеры успешного применения полученного им выражения (4) для количественного описания процесса. При использовании выражения (4) существует известный набор возможных траекторий, окончательный выбор из числа которых может быть осуществлен путем сопоставления с каким-либо единственным или весьма немногими экспериментальными результатами.

Выводы.

Ознакомившись со всеми материалами заявки на открытие, в том числе с представленным заявителем "Улучшенным вариантом изложения отдельных разделов заявки", считаю возможным признать заявленную закономерность, имеющую вид вариационного принципа, открытием в области неравновесной термодинамики.

Результаты выполненной заявителем работы, и сформулированное им открытие результативно и может быть использовано при анализе самопроизводных процессов приближения физико-химических систем к равновесному состоянию в отсутствие катализаторов и изменяющихся внешних воздействий (электромагнитного излучения, переменного давления, вибрации и др.).

В присутствии катализаторов со стационарным действием или стационарных внешних воздействий процесс приближения к равновесному состоянию описывается теми же полученными заявителем соотношениями, однако каждому случаю будут соответствовать определенные значения соответствующих производных $\Phi^{(n+1)}$.

Сформулированное заявителем открытие не снижает роли и значения работ других авторов по развитию вариационных принципов неравновесной термодинамики.

Формула открытия, приведенная в заявке, стр.36, не вызывает возражений.

Заведующий кафедрой физики Московского
гидромелиоративного института,
Академик АН БССР,
Заслуженный деятель науки и техники БССР,
доктор физ.-мат. наук, профессор

Н.Н. СИРОТА Н. Сирота

3I января 1989 г.

ВВЕДЕНИЕ

Есть два вида познания: одно посредством чувств, другое посредством мысли.

Демокрит

Ничто не происходит случайно. Например, причиной нахождения клада является вскапывание земли или посадка дерева.

Демокрит

Конечной целью теоретической физики является сведение законов изменений в физическом мире к динамическим принципам.

Джеймс Максвелл

К научным открытиям приходят либо благодаря появлению нового факта, либо через новое понимание уже известных фактов.

Разрешите пояснить на примерах:

Новые факты на уровне открытий, т.е. способные изменить мировоззрение человека, появляются, чаще всего, благодаря новым средствам наблюдения. Так, например, микроскоп привел к открытию невидимого ранее мира бактерий и простейших, возникла микробиология, стала ясна природа инфекционных болезней, была открыта возможность вакцинации. Благодаря электронному микроскопу были открыты вирусы, а телескоп позволил открыть неизвестные ранее планеты. Катодная трубка привела к открытию рентгеновских лучей и т.д. и т.п.

Новое понимание взаимосвязи уже известных фактов, относящихся к свойствам химических элементов, привело Д.И. Менделеева к открытию Периодической таблицы элементов, названной его именем. Новое понимание энергетического состава излучения абсолютно черного тела привело Макса Планка к открытию квантов действия, а идея квантов позволила Эйнштейну объяснить явление фотоэффекта, что было отмечено присуждением ему Нобелевской премии.

Алгоритм открытий, изложенный в этой книге, направляет читателя по второму пути познания, уже расчищенному от логических противоречий и свободному от лабиринтов сомнений. Тот же уровень понимания неизвестных ранее термодинамических закономерностей, продвижение к которому потребовало от автора двадцати пяти лет усердной работы, может быть достигнут читателем с вузовской подготовкой, примерно, за две недели. Конечно, придется не только листать книгу, но и думать. Чтобы успешно использовать алгоритм в качестве путеводителя к открытиям, нужно хорошо понимать его смысл. Поэтому в Главе 1 дано теоретическое обоснование алгоритма, а в Главе 2 рассматриваются базовые эксперименты, которые способствуют усвоению новых истин.

Особенно важно приучить себя к точной формулировке понятий и целей, к использованию научных терминов строго в границах их применимости. Вот почему Глава 1 начинается с разработки определения неравновесного состояния, причём быстро обнаруживается, что и понятие времени в термодинамике должно быть совсем иным, нежели в классической механике. Вот почему для понимания физического смысла нового понятия "потенциал неравновесного состояния" нам пришлось сначала обратиться к модели воображаемого потенциального поля Леонтовича, а потом вводить этот потенциал в термодинамические уравнения тремя различными способами, причем последние штрихи добавлены уже в заключительном разделе книги. Каждый способ углубляет понимание физического смысла потенциала неравновесного состояния. Постепенно обнаруживается и становится более понятной общенаучная значимость следствий, к которым приводят динамические принципы кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия в приложении к разнообразным явлениям диссипации энергии.

До сих пор господствует убеждение, что основная суть диссипации состоит в самопроизвольном превращении работоспособных видов энергии в наименее работоспособный вид - энергию хаотического движения (теплоту). Количество образующейся тепловой энергии может быть выражено через прирост энтропии. Понятие энтропии ввел в термодинамику в 1865 г. выдающийся немецкий физик Рудольф Клаузиус. Ему принадлежит также первая формулировка второго начала термодинамики (опубликованная в 1850 г.): "теплота не может сама собой перейти от более холодного тела к более нагретому". Однако, теплота может сама собой переходить от более нагретого к более холодному телу, пока не установится температурное равновесие обеих тел. Обобщив это свойство теплоты, Клаузиус вывел принцип возрастания энтропии при протекании самопроизвольных процессов.

Клаузиус распространил принцип возрастания энтропии изолированной системы на всю Вселенную и высказал мысль о неизбежности ее "тепловой смерти". Многие ученые критиковали идею "тепловой смерти" Вселенной как логически ошибочную (несовместимую со свойствами Вселенной). Однако, поскольку не было известно о физической тенденции, противодействующей росту энтропии в природных процессах, то идея Клаузиуса не получила строгого научного опровержения.

Наша работа привела к новым количественным подтверждениям термодинамических идей Ильи Пригожина о двойственной природе диссипации энергии в самопроизвольных процессах и к окончательному опровержению идеи «тепловой смерти» Вселенной.

Диссипация протекает по схеме диспропорционирования свободной (работоспособной) энергии. Поэтому одновременно с возрастанием энтропии наблюдаются антиэнтропийные эффекты, связанные с самоорганизацией неравновесной системы, например, возникновение диссипативных структур. В целом, самоорганизация проявляется как упорядочение вероятностных физических, химических и биологических процессов в такой мере, что становится возможным их описание закономерностями динамического типа, подобными, например, закономерностям механического движения в явлениях большого масштаба (например, при движении планет и т.п.). Отсюда следует, что диссипация является не только причиной возрастания энтропии, но и движущей силой прогрессивной эволюции, направленной в сторону повышения информационной сложности материальных структур. На этой основе появляется возможность количественной трактовки многих проблем, связанных с возникновением жизни и ходом биологической эволюции на Земле.

Разработанная нами концепция названа термодинамикой неравновесного состояния. Подобно классической, равновесной термодинамике, нелинейная термодинамика неравновесного состояния ничего не может сказать о природе времени и информации как физической сущности. Однако, время и информация должны неизбежно войти в сферу термодинамических представлений в той мере, в какой способны характеризовать состояние и энергетические превращения системы. На этот счет может быть сказано много «ЗА» и «ПРОТИВ», но ведь фундаментальных запретов не имеется! Следовательно, есть простор и для неожиданных практических приложений и для открытия новых научных закономерностей, которые непременно обнаружатся, если следовать разработанному алгоритму.

Глава 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АЛГОРИТМА ОТКРЫТИЙ

> Прежде всего, научись каждую вещь называть ее именем: это первая и важнейшая из всех наук.
>
> Пифагор

> Нет ничего невозможного в том, что место элементарных законов, составляющих содержание современной механики, когда-нибудь займут законы интегральные, что мы непосредственно будем познавать взаимную зависимость положений тел. В этом случае понятие силы стало бы излишним.
>
> Эрнст Мах

> Новый результат мы ценим в том случае, если, связывая воедино элементы давно известные, но до сих пор рассеянные и казавшиеся чуждыми друг другу, он внезапно вводит порядок там, где до сих пор царил, по-видимому, хаос.
>
> Анри Пуанкаре

1.1 ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОНЯТИЯ «НЕРАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ»

Любое физическое тело имеет определённые свойства, характеризующие его природу и состояние. Некоторые свойства не зависят от предыстории, то есть от происхождения тела и от того, каким способом оно приведено в данное состояние. Таким свойством является, например, температура однородно нагретого тела. Другие свойства зависят и от происхождения и от пути предшествующего процесса. Примером свойства, зависящего от происхождения, может служить изотопный состав металла. Свойствами, зависящими от режима предшествующего процесса, являются величина и направление температурного градиента (при одном и том же среднем значении температуры тела).

Физическое тело или, в общем случае, совокупность тел в пределах условно выбранной контрольной поверхности, называется термодинамической системой.

Термодинамика берет в рассмотрение только такие свойства и величины, которые полностью определяются состоянием системы в данный момент и не зависят от предыстории системы. Иначе говоря, они являются функциями состояния системы. Функции состояния обладают математическими свойствами полного дифференциала и полного интеграла. К числу термодинамических функций состояния относятся, например, температура, объём, давление, внутренняя энергия, энтропия, энтальпия, энергия Гиббса, химические потенциалы веществ. Но все эти функции состояния пригодны лишь для описания устойчивых равновесных состояний, не изменяющихся во времени. Такие величины как температура, энтропия, химический потенциал не определены при значительном отклонении от равновесия.

Проблема термодинамического анализа неравновесных систем и процессов не может быть решена, пока неизвестны функции состояния, характеризующие степень неравновесности системы. Некоторые специалисты по термодинамике придерживаются мнения, что вообще не существует функций состояния, описывающих свойства неравновесных систем с произвольной степенью неравновесности. Такое мнение не является следствием какого-либо фундаментального запрета. Единственной причиной скепсиса является отсутствие заметного прогресса в этом направлении, несмотря на бурное развитие квантовой механики, атомной физики и статистической термодинамики в XX веке.

Положение осложняется ещё и тем обстоятельством, что до сих пор не разработано достаточно полного и строгого определения понятия «неравновесное состояние», которое раскрывало бы основную физическую особенность данного состояния и могло бы служить основой для количественной меры степени неравновесности.

Действительно, в сборнике определений [1] имеется лишь определение равновесного состояния и примечание, гласящее, что состояние термодинамической системы, не удовлетворяющее определению равновесного состояния, называется неравновесным состоянием.

Анализ литературы показывает, что авторы акцентируют внимание на различных признаках неравновесного состояния. Это свидетельствует об отсутствии необходимой ясности в понимании природы этого состояния. Приведем примеры.

Ряд авторов отмечает относительность равновесия. Согласно [2], одно и то же состояние тела может оказаться равновесным или неравновесным в зависимости от того, взято ли данное тело изолированно или оно находится под действием внешних сил. В курсе термодинамики [3] дана следующая трактовка. Пусть имеется какое-либо неравновесное состояние тела. Очевидно, что путем наложения некоторого внешнего силового поля и внесения внешних источников тепла можно осуществить такое равновесное состояние данного тела, которое ничем не будет отличаться от рассматриваемого неравновесного.

Но другие авторы исходят из признания принципиального различия между равновесным и неравновесным состояниями. В курсе механики сплошных сред [4] указывается, что неравновесные состояния не принадлежат связному дифференциальному многообразию, образованному совокупностью возможных равновесных состояний.

Это положение можно проиллюстрировать схемой неравновесного перехода из равновесного состояния 1 в другое равновесное состояние 2 через неравновесное состояние 3 на **Рис.1.1.1**.

Рис. 1.1.1 показывает, что для описания неравновесного состояния 3 требуется, по меньшей мере, одна дополнительная координата (т.е. функция состояния). Неравновесный переход происходит за пределами поверхности *M*, изображающей область существования равновесных состояний и процессов, т.е. неравновесное состояние 3 находится как бы в ином измерении относительно равновесных состояний.

Отмечается [5], что существует целый ряд специфических параметров, связанных с описанием неравновесных состояний (времена релаксации, концентрации возбужденных состояний в смесях, различные «температуры» компонент смесей и т.п.), которые для равновесных выпадают из числа существенных параметров.

Первоочередной целью является разработка возможно более общего, но вместе с тем строгого и физически содержательного определения неравновесного состояния.

В качестве исходных положений принимаем первое и второе начала термодинамики и основанный на них принцип максимальной работы, который можно сформулировать следующим образом:

Максимальная работа $A_{МАКС}$, совершаемая системой при переходе из одного равновесного состояния в другое смежное равновесное состояние по пути термодинамически равновесного процесса, всегда больше возможной работы $A_{ВОЗ}$, совершаемой при переходе между теми же равновесными состояниями по пути неравновесного процесса.

Принцип максимальной работы может быть записан как в интегральном, так и в дифференциальном виде.

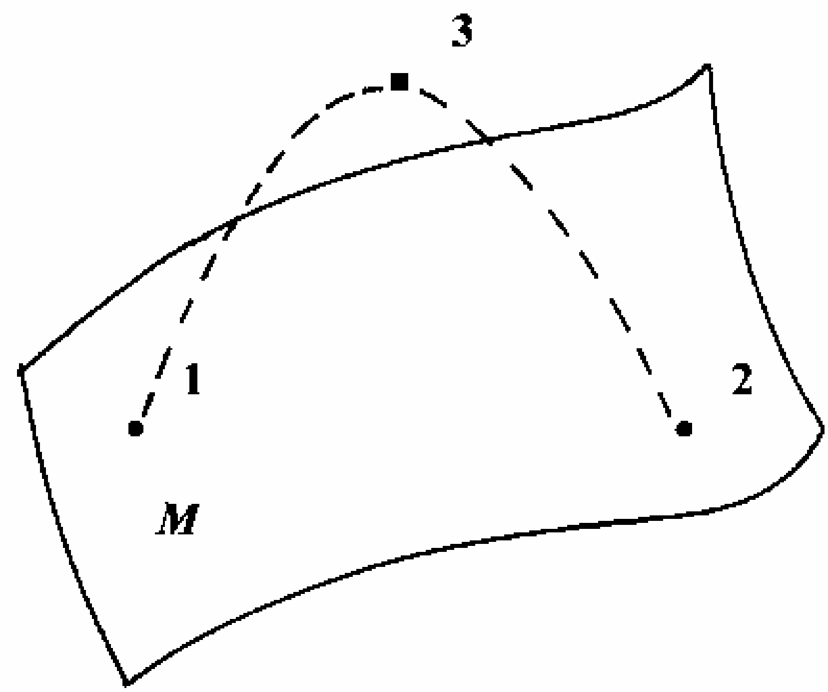

Рис. 1.1.1

Схема неравновесного перехода из равновесного состояния 1 в равновесное состояние 2 через неравновесное состояние 3. Поверхность *M* изображает область существования равновесных состояний и равновесных процессов.

Принимая во внимание известное определение неравновесного процесса в сборнике определений [1]: «Неравновесный процесс представляет собой последовательность состояний, среди которых не все являются равновесными состояниями», — приходим к искомому определению неравновесного состояния посредством принципа максимальной работы:

Неравновесным называется такое состояние, при переходе через которое из одного состояния равновесия в другое смежное, бесконечно близкое состояние равновесия, совершаемая работа *меньше величины максимальной работы, совершаемой при переходе между теми же равновесными состояниями через промежуточное равновесное состояние.*

Несмотря на свою кажущуюся очевидность, это определение приводит к важным следствиям. Из предложенного определения вытекает утверждение (теорема):

В окрестности любого равновесного состояния термодинамической системы имеются такие смежные, бесконечно близкие неравновесные состояния, которые не могут быть достигнуты путем квазистатического, равновесного перехода.

Исходя из физического смысла устанавливаемого запрета, можно назвать эту теорему принципом недостижимости неравновесного состояния путем квазистатического перехода.

Принцип недостижимости легко доказывается от противного. Допустим, система может перейти из одного равновесного состояния 1 в другое равновесное состояние 2 путем равновесного, квазистатического перехода через смежное, бесконечно близкое неравновесное состояние 3. Если состояние 1 тождественно состоянию 2, то будет возможен равновесный циклический процесс, состоящий из двух стадий: прямого перехода из равновесного состояния (1, 2) в неравновесное состояние 3 и обратного перехода по тому же пути из состояния 3 в состояние (1, 2). На пути этого равновесного циклического процесса, проходящего через неравновесное состояние 3, будет совершена работа равная нулю.

Следовательно, работа циклического процесса, проходящего через неравновесное состояние, оказывается равной работе процесса, проходящего только через равновесные состояния, что противоречит принципу максимальной работы.

Принцип недостижимости неравновесного состояния путём квазистатического перехода из смежного, бесконечно близкого, равновесного состояния доказан.

Этот результат очень важен. Из истории термодинамики мы знаем, что на основе принципа недостижимости, сформулированного Каратеодори ("*В произвольной близости от каждого состояния имеются соседние состояния, которые недостижимы из первого состояния путем адиабатного перехода*"), доказывается существование энтропии как функции состояния равновесной системы [2]. Следовательно, имеется достаточное основание для предположения о существовании, по меньшей мере, одной специфической функции состояния, характеризующей отклонение неравновесной системы от равновесного состояния и являющейся, по сути дела, естественной мерой неравновесности.

Список литературы к разделу 1.1

1. Термодинамика. Основные понятия. Терминология. Буквенные обозначения величин: Сборник определений. Комитет научно-технической терминологии АН СССР. М.: Наука, 1984. Вып. 103. 39 с.
2. Путилов К.А. Термодинамика. М.: Наука, 1971. С. 74.
3. Вукалович М.П., Новиков И.И. Термодинамика. М.: Машиностроение, 1972. С. 70.
4. Жермен П. Курс механики сплошных сред. М.: Высшая школа, 1983. С. 329.
5. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1, 4-е изд. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. литературы, 1983. С. 206.

1.2 ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ МЕРА НЕРАВНОВЕСНОСТИ

Классическая термодинамика полностью применима лишь к равновесным системам и квази-статическим (бесконечно медленным) переходам из одного равновесного состояния в другое.

Конечно, равновесие – это абстракция. В реальных макросистемах не удаётся наблюдать ни полного равновесия, ни квазистатических переходов. Но чтобы сделать термодинамику пригодной для изучения энергетических превращений в системах с произвольной степенью неравновесности, необходимо найти термодинамические функции состояния, характеризующие величину отклонения от равновесия. Известные функции состояния, например, температура, энтропия, химический потенциал, не определены при значительном отклонении от равновесия. До сих пор не была известна ни одна функция состояния, которую можно было бы использовать для количественного описания существенно неравновесного состояния.

Определение неравновесного состояния на основе принципа максимальной работы, изложенное в разделе 1.1, позволяет предположить, что искомая функция состояния может быть связана с потерей работоспособности в неравновесном процессе.

Путилов [1] разработал определение неравновесного состояния и степени неравновесности системы на основе предложенного им понятия полного термодинамического потенциала, убыль которого определяется соотношением

$$-\Delta\varphi = A_{\text{МАКС}} - A_{\text{ФАКТ}} \qquad (1.2.1)$$

где $A_{\text{МАКС}}$ — максимальная работа равновесного, квазистатического процесса; $A_{\text{ФАКТ}}$ — фактически производимая неравновесной системой работа, но выполняемая в таких условиях, что она зависит только от начального и конечного состояния системы и не зависит от пути процесса. Полный термодинамический потенциал φ является, таким образом, функцией состояния неравновесной системы в процессах, подчиняющихся указанному ограничению.

Путилов использовал предложенный подход для описания квазистатических процессов в системах, где одновременно совершается несколько видов работы, например, химическая, электрическая, осмотическая, так что неравновесность системы отождествляется с неиспользованием какого-либо вида работы. Процессы, протекающие с конечными скоростями, не рассматривались. Для описания самопроизвольного процесса в изолированной системе, когда $A_{ФАКТ}$ = 0, уравнение (1) непригодно. Однако, несмотря на отмеченные ограничения, модель неравновесного состояния, предложенная Путиловым, приводит нас к очень важному предположению*: диссипация энергии имеет, по меньшей мере, две составляющие.*

Одна из них (энтропийная) давно известна и объяснена классической термодинамикой как превращение части работоспособной энергии системы в тепловую, другая (энергетическая), соответствующая, по Путилову, неиспользуемым видам работы, в классической термодинамике обычно не упоминается. Иными словами, всю величину потери работоспособности принято объяснять приростом энтропии. Однако, дополнительный аргумент в пользу существования этой второй составляющей можно вывести из термодинамики неравновесных процессов Онзагера-Пригожина. Если неравновесная система находится в стационарном состоянии вблизи равновесия и совершает некоторую полезную (используемую) работу, то непроизвольно совершается также один или несколько видов неиспользуемой работы. Взаимодействие потоков производства энтропии, обусловленных существованием двух или нескольких каналов диссипации, соответствующих выполнению неиспользуемых видов работы, доказано экспериментами многих авторов и описывается соотношениями взаимности Онзагера.

Реальность сосуществования энтропийной и энергетической составляющих диссипации в процессах с произвольной степенью неравновесности пока еще не доказана. Соответственно, вопросы о соотношении этих составляющих и о физическом смысле неиспользуемой работы даже не возникали.

Леонтович предложил [2, 3] для термодинамического описания неравновесного процесса метод воображаемого дополнительного потенциального поля. В мысленном эксперименте неравновесное состояние изотермической газовой системы с градиентом плотности может быть сделано равновесным путём наложения на систему подходящего гравитационного поля. Потенциальная энергия этого силового поля вводится в фундаментальное термодинамическое неравенство для неравновесных процессов, благодаря чему оно превращается в равенство. По Леонтовичу

$$\mathbf{\Pi = \Psi^* - \Psi,} \qquad \mathbf{(1.2.2)}$$

где П — потенциальная энергия воображаемого дополнительного поля; Ψ* — свободная энергия в равновесном состоянии, когда на систему наложено воображаемое дополнительное поле; Ψ — свободная энергия в неравновесном состоянии.

При таком подходе, потерю работоспособности в неравновесном процессе следует отождествлять с работой против потенциальных сил некоторого воображаемого поля. В результате, рассмотрение реального неравновесного процесса заменяется рассмотрением гипотетического (воображаемого) равновесного процесса в дополнительном поле.

Отмечено [2], что метод пригоден только для неравновесных состояний, которые становятся равновесными в консервативном силовом поле. Метод не пригоден, например, для состояний с потоками. Нельзя использовать соотношение (1.2.2) и в случае системы с трением [3, 4], поскольку неконсервативные силы трения не могут быть уравновешены силами консервативных полей.

Для распространения соотношений Онзагера на нелинейную область Эткин предложил [5, 6] использовать неравновесную потенциальную функцию состояния системы типа эксергии E, убыль которой равна сумме технической $L^{\text{Т}}$ и диссипативной $L^{\text{Д}}$ работ, совершаемых неравновесной системой

$$-\Delta E = L^{\text{Т}} + L^{\text{Д}}. \qquad (1.2.3)$$

Эткин исходит из положения, что работа $L^{\text{Т}}$, совершаемая в расширенной изолированной системе, состоящей из исследуемой системы и внешней среды, зависит только от состояния этой расширенной системы в силу физического условия изолированности и, следовательно, является максимальной полезной работой, которую неравновесная система может совершить за счет своей энергии до установления равновесия. Однако в работах Эткина поиск функции состояния, связанной с минимизированной величиной диссипативных потерь $L^{\text{Д}}$, не производился. Протекание неравновесного процесса во времени не рассматривалось.

В ряде других работ можно усмотреть косвенные доводы в пользу существования функции состояния неравновесной системы, обладающей свойством полного дифференциала. Сюда относится, например, понятие некомпенсированного воздействия D по Гухману [7], поскольку на основе самых общих соображений устанавливается не только положительный знак, но и вид функции D, которую оказывается необходимым записать в форме суммы работ некоторых потенциальных сил.

Заметим, что и соотношения взаимности Онзагера аксиоматически вводят в термодинамику уравнения, эквивалентные описанию свойств некоторого полного дифференциала, который мог бы характеризовать степень неравновесности системы.

Наша цель — найти способ строгого обоснования функции состояния, характеризующей степень неравновесности изолированной системы в ходе самопроизвольного процесса.

Начать можно с использования наиболее общего подхода, т.е. не рассматривая различий между самопроизвольными и принудительно протекающими неравновесными процессами. Условие самопроизвольности процесса, которое позволит выявить особенности природных, естественных процессов при отсутствии внешних управляющих воздействий, можно ввести позднее.

Итак, в качестве исходного положения, пригодного для любого возможного неравновесного процесса, примем известный принцип максимальной работы, основанный на первом и втором началах термодинамики. Принцип гласит:

Максимальная работа $A_{МАКС}$, совершаемая при переходе из одного равновесного состояния в другое, смежное, равновесное состояние по пути равновесного процесса, всегда больше возможной работы $A_{ВОЗ}$, совершаемой при переходе по пути произвольного неравновесного процесса.

Принцип максимальной работы может быть записан в интегральном или дифференциальном виде:

$$A_{\text{МАКС}} - A_{\text{ВОЗ}} > 0, \qquad (1.2.4а)$$

$$dA_{\text{МАКС}} - \delta A_{\text{ВОЗ}} > 0. \qquad (1.2.4б)$$

Знак «δ» обозначает, что $A_{ВОЗ}$ не имеет свойств полного дифференциала.

В разделе 1.1 показано, что принцип максимальной работы приводит к принципу недостижимости неравновесного состояния путем равновесного перехода.

Как известно, постулат адиабатической недостижимости явился в свое время основанием для аксиоматического обоснования энтропии.

Аналогично этому принцип недостижимости неравновесного состояния путем квазистатического перехода можно рассматривать как обоснование существования некоторой функции состояния, характеризующей степень неравновесности системы.

Действительно, из принципа недостижимости неравновесного состояния следует, что любая возможная работа неравновесного процесса $A_{ВОЗ}$ не может превысить некоторого предельного, характеристического значения A, всегда меньшего величины максимальной работы равновесного процесса $A_{МАКС}$. Таким образом, приходим к вариационной задаче.

Для любого возможного состояния неравновесной системы имеем соотношения

$$\boldsymbol{A_{МАКС} > A \geq A_{ВОЗ}} \; . \qquad (1.2.5)$$

На основании (1.2.5) записываем вариационное условие

$$\boldsymbol{\delta\Psi = \delta(A_{МАКС} - A_{ВОЗ}) = 0,} \qquad (1.2.6)$$

где Ψ— функционал, выражающий потерю работоспособности в возможном неравновесном процессе.

Обозначая $\mathbf{min\Psi = -\Delta\Phi}$, приходим от (1.2.6) к записи

$$\boldsymbol{-\Delta\Phi = A_{МАКС} - A_{ВОЗ}\,\big|_{A_{ВОЗ} = A}} \qquad (1.2.7)$$

или к более компактным интегральному и дифференциальному соотношениям:

$$\boldsymbol{-\Delta\Phi = A_{\,МАКС} - A,} \qquad (1.2.8)$$

$$\boldsymbol{-d\Phi = dA_{МАКС} - dA,} \qquad (1.2.9)$$

где величина Ф имеет смысл термодинамического потенциала неравновесного состояния. Потенциал Ф, будучи экстремально определенной (минимизированной) величиной, является функцией состояния и обладает математическими свойствами полного интеграла и дифференциала.

Существование функции состояния, характеризующей степень неравновесности термодинамической системы по признаку потери работоспособности, доказано.

Функция состояния Ф выведена в качестве следствия из принципа максимальной работы и обладает поэтому, по меньшей мере, такой же степенью термодинамической общности. При выводе не делалось оговорок, ограничивающих применимость потенциала Ф какими-либо выделенными, модельными неравновеснымн процессами или состояниями. Иными словами, хотя формальная аналогия уравнений (1.2.2) и (1.2.8) позволяет трактовать потенциал неравновесного состояния Ф как потенциальную энергию неравновесной системы в воображаемом поле Леонтовича, однако, ограничения, сформулированные Леонтовичем, не распространяются на уравнение (1.2.8). Поэтому, например, наличие в системе сил трения не должно препятствовать использованию (1.2.8) и (1.2.9).

Забегая вперед, заметим, что экспериментальное исследование механической системы с трением (см. раздел 2.1) подтверждает применимость уравнения (1.2.8) в случаях неравновесных систем с трением.

Неполнота аналогии между уравнениями (1.2.2) и (1.2.8) обусловлена различиями в понимании фундаментальной природы неравновесности. Уравнение (1.2.2) относится к таким системам с неуравновешенными внутренними силами, в которых предполагается отсутствие диссипации. При выводе уравнения (1.2.8) учитывалось наличие двух составляющих диссипации, но величина $-\Delta Ф$ является мерой минимальной потери работоспособности на неиспользуемые виды работы (в соответствии с принципом недостижимости неравновесного состояния путем равновесного перехода) и поэтому не зависит от величины энтропийной составляющей диссипации.

Вариационное условие (1.2.6) выделяет действительную траекторию неравновесного процесса как последовательность неравновесных состояний, для которых могут быть найдены минимизированные значения функционала Ψ.

Существенно, что обоснование этого условия не ограничено требованием близости к состоянию равновесия или к стационарному неравновесному состоянию.

Величина $-\Delta Ф$ является энергетической мерой неравновесности данного неравновесного состояния и равна минимальной возможной потере работоспособности в процессе самопроизвольного перехода системы от данного неравновесного состояния к состоянию равновесия. Действительно, любое изменение последовательности неравновесных состояний, совместимой с физическими условиями системы, потребовало бы совершения дополнительной работы внутренними или внешними силами для ускорения или торможения протекающего процесса. Если систему вынуждают совершить обратный переход из состояния равновесия в начальное неравновесное состояние через те же промежуточные состояния, которые были пройдены системой в прямом процессе, то потеря работы также будет равна величине $-\Delta\Phi$. В экспериментах это важное свойство неравновесных процессов проявляется в виде симметричности петли гистерезиса.

Неравновесный процесс в изолированной системе протекает в направлении уменьшения потенциала Ф. При равновесии имеем $A = A_{МАКС}$, следовательно, $-d\Phi = 0$.

В соотношении (1.2.9) все члены экстремально определены и являются поэтому полными дифференциалами, но дифференциал $d\Phi$ имеет ту особенность, что должен зависеть от времени явно или от производных по времени, принимая значение $d\Phi = 0$ в равновесном, квазистатическом процессе. Это следует из общего положения, что неравновесные состояния изменяются во времени или характеризуются стационарной диссипацией, так что среди определяющих параметров неравновесного состояния должны быть производные по времени или время в явном виде.

Необходимо помнить, что принципы максимальной работы и недостижимости неравновесного состояния путем равновесного перехода обладают термодинамической всеобщностью, иными словами, пригодны как для самопроизвольных, так и для вынужденных (принудительных) неравновесных процессов.

Траектории вынужденных процессов определяются внешними вмешательствами или внешним управлением по какой-либо заданной программе. Собственные закономерности диссипации могут проявляться лишь в самопроизвольных процессах, протекающих в изолированной системе. Существование термодинамического потенциала Ф специально для этого случая легко может быть доказано иным способом.

Примем следующие исходные положения:

Рассматривается неравновесная система 1 с ограниченным сверху объемом, удовлетворяющая термодинамическому критерию изолированности (энерго- и массообмен с другими системами отсутствуют). Диссипативный механизм и процесс диссипации локализованы в закрытой подсистеме 2 с произвольной степенью неравновесности. Возможный энергообмен закрытой подсистемы 2 с внешней по отношению к ней ресурсной подсистемой 3, входящей в состав изолированной системы 1, полагаем термодинамически обратимым. В подсистеме 2 протекает власовский самопроизвольный процесс, то есть такой, который по Власову [9] может быть отнесен к классу инерционных процессов в том смысле, что для протекания этого процесса не требуется обязательного участия внешних сил. В соответствии с общим началом термодинамики самопроизвольный процесс приводит подсистему 2 и систему 1 в целом в единственно возможное состояние устойчивого равновесия за конечное время [10]. В неравновесном состоянии изолированная система 1 обладает работоспособностью. В равновесном состоянии это свойство утрачивается.

Перейдем теперь к вариационному описанию самопроизвольного процесса.

Вследствие инерционности самопроизвольного процесса первая вариация работы внешних сил равна нулю; вторая вариация положительна, так как виртуальные отклонения от действительной траектории самопроизвольного процесса возможны только за счет совершения работы внешними силами при снижении работоспособности расширенной изолированной системы в целом.

На действительной траектории самопроизвольного процесса в изолированной системе работоспособность $A_{\text{САМ}}$ максимизирована и, следовательно, диссипация энергии $\Psi_{\text{САМ}}$ минимизирована в сравнении с любой другой виртуально возможной траекторией неравновесного процесса:

$$\boldsymbol{max A_{\text{НЕР}} = A_{\text{САМ}}}, \qquad (1.2.10)$$

$$\boldsymbol{min \Psi = \Psi_{\text{САМ}}}. \qquad (1.2.11)$$

Суммируя (1.2.10) и (1.2.11), получаем

$$\boldsymbol{\Psi_{\text{САМ}} + A_{\text{САМ}} = \mathrm{Lim}_{\psi \to 0} A_{\text{САМ}} = A_{\text{МАКС}}}, \qquad (1.2.12)$$

где $A_{\text{МАКС}}$ имеет физический смысл работоспособности изолированной системы в ходе гипотетического равновесного (без диссипации) процесса и определяется величиной свободной энергии системы. Таким образом, $A_{\text{МАКС}}$ в уравнении (1.2.12) совпадает по смыслу с максимальной работой в фундаментальном термодинамическом равенстве для равновесных процессов $T\Delta S = \Delta U + A_{\text{МАКС}}$.

Согласно второму началу термодинамики, $\Psi_{\text{САМ}} > 0$. Уравнение (1.2.12), переписанное в виде

$$\Psi_{САМ} = (A_{МАКС} - A_{САМ}) > 0, \qquad (1.2.13)$$

можно интерпретировать как происходящее из вариационного условия

$$\delta\Psi = \delta(A_{МАКС} - A_{САМ}) = 0, \; \delta^2\Psi > 0, \qquad (1.2.14)$$

выделяющего действительный самопроизвольный процесс из множества виртуально возможных неравновесных процессов в рассматриваемой изолированной системе. Очевидно, что существование вариационного условия (1.2.14) является прямым следствием феноменологически установленного свойства инерциальности самопроизвольных процессов.

Уравнения (1.2.13), (1.2.14) являются выражением экстремального принципа, похожего, на первый взгляд, на эвристически найденный Моисеевым [11] принцип минимума диссипации. По Моисееву, из множества возможных состояний или движений системы, равно соответствующих фундаментальным законам природы, реализуется то, при котором рассеивание энергии системой минимально. Однако, Моисеев отождествляет рассеивание энергии с ростом энтропии. В уравнениях (1.2.13), (1.2.14) понятие энтропии не используется, благодаря чему принцип не ограничен условием близости системы к состоянию равновесия.

В нашей трактовке, рассеяние энергии в самопроизвольном процессе отождествляется с потерей работоспособности, соответствующей изменению потенциала $-\Delta\Phi$. Произведем переобозначения: $\Psi_{САМ} = -\Delta\Phi$ и $A_{САМ} = A$, после чего уравнение (1.2.13) может быть представлено в интегральном или в дифференциальном виде

$$-\Delta\Phi = A_{МАКС} - A \qquad (1.2.15)$$

$$-d\Phi = dA_{МАКС} - dA \qquad (1.2.16)$$

Видно, что уравнения, полученные из условия инерционности самопроизвольного процесса, оказались тождественны уравнениям (1.2.8) и (1.2.9), выведенным на основе использования принципа недостижимости неравновесного состояния путем равновесного перехода. Результат понятен: потенциал Ф является функцией состояния неравновесной системы и не зависит от того, по какой траектории процесса система приведена в данное состояние и по какой траектории процесс пойдет в будущем. Заметим, что траектории самопроизвольных и вынужденных процессов могут существенно различаться последовательностью изменений потенциала Ф во времени.

Список литературы к разделу 1.2

1. Путилов К.А. Термодинамика. М.: Наука, 1971. 376 с.
2. Леонтович М.А. ЖЭТФ. 1938. Т. 8, № 7, С. 844.
3. Леонтович М.А. Введение в термодинамику. Статистическая физика: Учебное пособие. М.: Наука, 1983. 105 с.
4. Дьяконов Г.К. Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 196 с.
5. Эткин В.А.//Теплопроводность и диффузия. Рига: Рижский политехн. ин-т, 1983. Вып. 12. С. 57.
6. Эткин В.А.//Термодинамика необратимых процессов и ее применение: Тез. докл. II Всес. конф., 18—20 сентября 1984 г. Черновцы: ЧГУ, 1984. С. 304.
7. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 55.
8. Маслов В.Н. Изв. вузов. Физика. 1989. № 4. С. 115.
9. Власов А.А. Статистические функции распределения. М.: Наука, 1966. 355 с.
10. Hatsopoulos G. N.. Keenan J. H. Principles of General Thermodynamics. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1972.
11. Моисеев Н. Н. Алгоритмы развития. М.: Наука, 1987. 302 с.

1.3 ВРЕМЯ-ПОДОБНАЯ ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ СИСТЕМЫ

Время как параметр не входит в уравнения классической равновесной термодинамики, но понятие времени играет основополагающую роль в системе термодинамических

Действительно, второе начало термодинамики, в отличие от первого, требует установления взаимосвязи между последовательностью событий и направленностью времени. Понятие времени, а также (в неявной форме) и производных по времени используется в общепринятом определении равновесного состояния.

Равновесным называется состояние термодинамической системы, характеризующееся при постоянных внешних условиях неизменностью параметров во времени и отсутствием в системе потоков [1].

Термодинамическая концепция времени заключена в основном постулате термодинамики, устанавливающем достижимость состояния равновесия за конечное время. Этот постулат называют также общим началом термодинамики.

В статистической термодинамике постулируется, что равновесное состояние является наиболее вероятным состоянием системы. Следствие о конечном времени достижения равновесия можно доказать от противного: если равновесие достигается лишь за бесконечное время, то равновесное состояние не является наиболее вероятным на любом конечном отрезке времени.

В литературе не удалось найти математической записи общего начала термодинамики. Встречаются различные формулировки, в большинстве которых внимание акцентируется на существовании состояния равновесия, поскольку концепция времени не проявляется в явном виде в уравнениях равновесной термодинамики. В некоторых курсах термодинамики общее начало вообще не приводится. Иногда его считают дополнительной аксиомой, поясняющей понятие равновесия [2]. Одни авторы формулируют общее начало применительно к изолированным системам [3], другие рассматривают системы при неизменных внешних условиях [4]. Отрезок времени, требующийся для достижения равновесия, зачастую характеризуют весьма расплывчато: «в конце концов», «с течением времени», «рано или поздно» и т. п. Лишь немногие авторы четко констатируют, что возможность достижения равновесия через конечный промежуток времени, после того как система была отклонена от равновесия, приходится принять в качестве аксиомы [5, 6].

В настоящее время стало ясно, что общее начало, дополненное предположением о единственности состояния устойчивого равновесия, является настолько общим и сильным утверждением, что вся термодинамика может быть построена на его основе, причем первое и второе начала выводятся в качестве следствий [7, 8].

Необходимо отметить, что в вопросе о достижимости состояния равновесия за конечное время общее начало термодинамики коренным образом расходится с кинетикой. В кинетике и в линейной термодинамике неравновесных процессов принята концепция бесконечного времени достижения равновесия, которая вводится, по сути дела, аксиоматически. Такая аксиома хорошо согласуется с критериями устойчивости решений по Ляпунову и принимается весьма авторитетными авторами в фундаментальных физико-химических работах [9]. Дело в том, что используемые для описания неравновесных процессов системы линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами, удовлетворяющие критериям Ляпунова, имеют решения экспоненциального вида, что и приводит к бесконечности времени, необходимого для достижения равновесия. Предположение о бесконечном времени достижения равновесия является, таким образом, следствием математического формализма, не имеющего экспериментального обоснования в отличие от первого и второго начал термодинамики.

Для нашей работы необходимо получить математическую формулировку общего начала термодинамики, на основании которой можно доказать существование время-подобной функции состояния неравновесной системы как основы для построения термодинамики неравновесного состояния.

Примем следующую формулировку общего начала:

Любая изолированная термодинамическая система с ограниченным сверху значением объема имеет состояние устойчивого равновесия, которое отделено конечным отрезком времени от данного неравновесного состояния.

Для понятия неравновесного состояния принимаем разработанное ранее определение [10], приведенное в разделе 1.1.

Из предложенной формулировки общего начала термодинамики следует существование время-подобной функции (τ), имеющей физический смысл отрезка времени, отделяющего данное неравновесное состояние от состояния равновесия. Полагаем функцию τ положительно определенной:

$$\boldsymbol{\tau = \pm (t_{\text{РАВН}} - t), \qquad \tau \geq 0,} \qquad \textbf{(1.3.1)}$$

где τ — время-подобная функция, которую будем называть термодинамическим временем; $t_{\text{РАВН}}$ — момент достижения равновесия по шкале лабораторного времени t.

Знак (±) определяется выбором направления отсчета лабораторного времени. Функция τ инвариантна по отношению к выбору начала и направления отсчета лабораторного времени. Отсчет лабораторного времени может производиться как в прямом, так и в обратном направлениях. Прямое направление соответствует направлению отсчета астрономического времени. В этом случае знак (−) можно опустить.

Самопроизвольный процесс в сторону установления равновесия идет в направлении уменьшения τ, то есть $d\tau < 0$. Иными словами, направление отсчета термодинамического времени идет в обратном направлении по сравнению с ходом астрономического времени и показывает величину отрезка времени, остающегося до перехода системы в равновесное состояние. Система, находящаяся в состоянии устойчивого равновесия, характеризуется минимальным значением $\tau = 0$, при этом $d\tau/dt = 0$. Поскольку существование устойчивого равновесия постулировано общим началом термодинамики, примем без доказательства выполнение условий устойчивого равновесия в форме

$$\boldsymbol{\delta\tau = 0\ , \quad \delta^2\tau > 0.} \qquad \textbf{(1.3.2)}$$

Стационарное состояние характеризуется значением $\tau = \text{const}$.

Соотношения (1.3.1), (1.3.2) можно считать математической формулировкой общего начала термодинамики. В самопроизвольном процессе релаксации к состоянию равновесия функция τ характеризует степень отклонения системы от равновесия, является непрерывной, невозрастающей и, по крайней мере, кусочно-гладкой на множестве (t).

Функция τ названа «время-подобной», поскольку имеет свойства, существенно отличающиеся от свойств физического времени как координаты четырехмерного континуума пространство–время. Например, при достижении равновесного состояния ход термодинамического времени вообще прекращается, а в дискретной неравновесной системе, состоящей из частиц различного состава и размеров, термодинамическое время отдельных частиц может иметь свойства статистически распределенной дискретной величины.

Самая главная особенность термодинамического времени τ состоит в том, что, в отличие от времени *t*, оно обладает свойствами функции состояния, поскольку определяется только способностью системы, находящейся в данном неравновесном состоянии, достичь равновесия за конечный отрезок времени. Величина τ не зависит ни от пути, по которому система была приведена в неравновесное состояние, ни от траектории, по которой внешние силы могут направить процесс в будущем, ни от выбора начала и направления отсчета лабораторного времени. Будучи функцией состояния, термодинамическое время должно обладать свойствами экстремальности и полного дифференциала. Ниже, в разделе 1.4, показано, что величина τ минимизирована на действительной траектории самопроизвольного процесса.

Существование термодинамической функции состояния, характеризующей степень неравновесности по изменению системы во времени, доказано.

Время, присутствующее в уравнениях механики и физики в качестве нейтрального параметра, принято было называть абсолютным. Ньютон дал его определение: «абсолютное, истинное математическое время само по себе и по самой своей сущности, без всякого отношения к чему-либо внешнему, протекает равномерно и иначе называется длительностью». В отличие от абсолютного ньютоновского, термодинамическое время является относительным, так как отсчитывается от состояния равновесия, присущего данной системе.

Очень важной особенностью термодинамического времени как функции состояния является применимость к неравновесным системам с произвольной степенью неравновесности.

Общность критерия направленности самопроизвольного процесса в форме $d\tau < 0$ выше, чем энтропийного критерия $dS > 0$, поскольку энтропия как функция состояния не определена для состояний с произвольной степенью неравновесности. Кроме того, термодинамическое время, в отличие от энтропии, обладает свойствами интенсивной величины.

Напомним, что в термодинамике внутренние параметры системы разделяют на интенсивные и экстенсивные. Параметры, не зависящие от массы или от числа частиц в системе при ее разбиении на части без изменения их состояния, называются интенсивными (например: давление, температура, химические потенциалы). Параметры, пропорциональные массе или числу частиц в системе, называют экстенсивными (энергия, энтропия, масса). Интенсивные параметры могут принимать определенные значения в каждой точке системы.

Заметим, что для описания свойств неравновесных систем другими авторами использовались понятия собственного времени [11] и внутреннего времени [12] неравновесной системы. Однако функции собственного и внутреннего времени вводятся на основе совершенно иных представлений и не совпадают ни качественно, ни количественно с термодинамической функцией состояния, названной термодинамическим временем.

<u>Список литературы к разделу 1.3</u>

1. Термодинамика. Основные понятия. Терминология. Буквенные обозначения величин: Сб. определений. Вып. 103. Комитет научно-технической терминологии АН СССР. М.: Наука, 1984. 39 с.
2. Терлецкий Я. П. Статистическая физика. Изд. 2-е. М.: Высшая школа, 1973. 278 с.
3. Базаров И. П. Термодинамика. М.: Высшая школа, 1983. 344 с.
4. Леонтович М.А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М.: Наука, 1983. 416 с.
5. Николаев Л.А. Основы физической химии биологических процессов. М.: Высшая школа, 1971. 240 с.
6. Энтропийные методы моделирования в химической технике. Межвуз. сб./Под ред. Майкова В.П. М.: Моск. ин-т хим. машиностроения, 1981. 160 с.
7. Hatsopoulos G.N.. Keenan J. H. Principles of General Thermodynamics. New York: John Wiley and Sons, Inc. 1972.
8. Хейвуд Р.У. Термодинамика равновесных процессов. Руководство для инженеров и научных работников/ Пер. с англ. М.: Мир, 1983. 492 с.
9. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 512 с.
10. Маслов В. Н.//Изв. вузов. Физика. 1989. № 4. С. 115.
11. Власов А. А. Статистические функции распределения. М.: Наука, 1966. 355 с.
12. Пригожин И. От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках. Пер, с англ. М.: Наука, 1985. 327 с.

1.4 ТРАЕКТОРИЯ КРАТЧАЙШЕГО ВРЕМЕНИ

Многие авторитетные исследователи неоднократно высказывали мнение, что энергетическая траектория неравновесного самопроизвольного процесса должна характеризоваться некоторыми экстремальными свойствами. Например, в работах Сироты [1], Циглера [2], Шахпаронова [3] предполагается выполнение принципа кратчайшего времени. Моисеев [4] сформулировал на эвристической основе принцип минимума диссипации: из множества возможных состояний или движений системы, равно соответствующих фундаментальным законам природы, реализуется то, при котором рассеивание энергии системой минимально.

Общим недостатком всех предшествующих работ является отсутствие количественных формулировок. Интуитивно найденные постулаты не подкреплены уравнениями, пригодными для количественного описания траекторий самопроизвольных процессов различной природы. Иными словами, сделанные предположения недоступны ни для экспериментальной проверки, ни для использования в технических приложениях.

Между тем, практическая потребность в теоретическом описании хода самопроизвольного процесса очень велика, хотя и не всегда осознаётся. Если самопроизвольные процессы действительно протекают по траекториям кратчайшего времени и характеризуются минимальными энергетическими потерями, то процессы этого класса являются наиболее экономичными из всех возможных по затратам времени и энергии. Остаётся воплотить закономерности, присущие самопроизвольным процессам, в конструкциях и аппаратах для решения задач оптимизации и интенсификации крупномасштабных производственных процессов в химической, нефтехимической, металлургической, атомной промышленности и во многих других областях. Открываются и новый путь для повышения КПД двигателей внутреннего сгорания.

Имеются и другие, очень важные области возможного применения уравнений, количественно описывающих энергетическую траекторию самопроизвольных процессов.

Достаточно упомянуть проблему деградации полупроводниковых приборов и микросхем, продуктов нанотехнологии, конструкционных материалов атомной энергетики и, вообще, все проблемы, связанные с надёжностью и старением материалов, конструкций, устройств.

Вспомним также про старение живых существ и человека в том числе. Старение – самопроизвольный деградационный процесс и на него должны распространяться общие закономерности диссипации энергии.

Еще одной областью, о которой нельзя забывать при обсуждении самопроизвольных процессов, является прогнозирование и энергетическое описание разнообразных природных явлений, в частности, тайфунов, землетрясений и вулканических извержений.

Однако, до настоящего времени не было предложено универсального уравнения траектории самопроизвольного процесса, которое удовлетворяло бы экстремальным принципам кратчайшего времени и минимальной диссипации и при этом могло бы быть использовано в вышеперечисленных направлениях. Более того, до сих пор не удается распространить экстремальные принципы механики на диссипативные процессы с произвольной степенью неравновесности.

Проводя исследования по термодинамике неравновесного состояния, автор ориентировался на решение вышеизложенных задач.

Термодинамический подход, предполагающий использование подходящих функций состояния и не требующий измышления физико-молекулярных моделей, оказался необходимой и достаточной основой для теоретического вывода определенного класса частных решений, описывающих энергетическую траекторию независимо от природы самопроизвольного процесса.

Процедура вывода уравнений основана на следующих исходных постулатах:

1. Самопроизвольный процесс эволюции неравновесной системы к состоянию равновесия идёт по действительной траектории, в уравнении которой не имеется других независимых переменных кроме двух термодинамических функций состояния, характеризующих степень неравновесности системы (термодинамический потенциал неравновесного состояния Ф и термодинамическое время), и производных термодинамического потенциала неравновесного состояния по термодинамическому времени.

2. Математические свойства функций состояния Ф и τ (экстремальность, полные интегралы и дифференциалы, непрерывно дифференцируемые функции) и производных по термодинамическому времени полностью определяют траекторию самопроизвольного процесса.

3. Семейство уравнений действительной траектории может быть получено путём решения дифференциального уравнения, в котором

дифференциал термодинамического потенциала неравновесного состояния принят тождественным дифференциалу функции от производной некоторого порядка (n) этого же потенциала при условии, что производная (n+1)-го порядка есть величина постоянная, то есть $\Phi^{(n+1)}$ = const.

4. В состоянии равновесия все производные равны нулю, кроме $\Phi^{(n+1)}$ = const. Для равновесия принимаем нормировку: $\Phi_{РАВН} = 0$.

Исходные постулаты могут быть записаны как уравнение неявной функции

$$\mathbf{F\,(\Phi, \tau, \Phi^{(1)}, \Phi^{(2)} \ldots \Phi^{(n)}) = 0,} \qquad \textbf{(1.4.1)}$$

где производные взяты по термодинамическому времени при значении производной $\mathbf{\Phi^{(n+1)}}$ = const. Будем искать частное решение при наличии лишь одного независимого переменного $\mathbf{\Phi^{(n)}}$**.**

Используя известное соотношение между последовательными производными для непрерывно дифференцируемых функций, записываем условие полного дифференциала в форме

$$\mathbf{\Phi^{(n)}\, d\Phi^{(n)} = \Phi^{(n+1)}\, d\Phi^{(n-1)}, \quad \Phi^{(n+1)} = \mathit{const}\,.} \qquad \textbf{(1.4.2)}$$

Переходя последовательно от первой к более высоким производным, получаем серию формул полного дифференциала $d\Phi$*,* выраженного через высшие производные по термодинамическому времени при различных граничных условиях ($\mathbf{\Phi^{(2)}}$ = const; $\mathbf{\Phi^{(3)}}$ = const… $\mathbf{\Phi^{(n+1)}}$ = const). Общая формула полного дифференциала имеет вид

$$\mathbf{d\Phi = d[(\Phi^{(n)})^{n+1}/(n+1)!(\Phi^{(n+1)})^{n}], \quad \Phi^{(n+1)} = \mathit{const}.} \qquad \textbf{(1.4.3)}$$

После интегрирования (1.4.3) получаем собственную функцию неравновесной системы

$$\mathbf{\Phi = (\Phi^{(n)})^{n+1}/(n+1)!(\Phi^{(n+1)})^{n} + \mathit{C}\,,} \qquad \textbf{(1.4.4)}$$

где C – постоянная интегрирования. Применяя нормировку $\Phi_{(РАВН)} = 0$, получаем $C = 0$.

Интегрирование (1.4.4) дает в качестве конечного результата класс частных решений траектории самопроизвольного процесса в изолированной системе в виде степенных функций общего вида:

$$\mathbf{\Phi = \Phi^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} / (n + 1)! \big|_{\Phi^{(n+1)} = const}}, \qquad \mathbf{(1.4.5)}$$

где n = 1, 2, 3.... – диссипативный порядок траектории самопроизвольного процесса, численное значение которого в каждом отдельном случае подлежит экспериментальному определению.

Анализ размерностей показывает, что потенциал Ф инвариантен не только по отношению к началу и направлению отсчета, но и к выбору единиц измерения лабораторного времени.

Следует напомнить, что уравнения (1.4.5) свободны от каких-либо ограничений, связанных с использованием гипотетических физико-молекулярных моделей, и поэтому пригодны для описания самопроизвольных диссипативных процессов в неравновесных системах любой природы, независимо от их вещественного состава и степени сложности.

В работе [5] показано, что величина $-\Delta\Phi$ минимизирована в силу вариационного условия. Из уравнения (1.4.5), где переменными являются только Ф и τ, следует, что минимизирована и величина термодинамического времени. На этом основании формулируем принцип кратчайшего времени для самопроизвольных энергетических процессов:

На действительной траектории самопроизвольного процесса, совместимой со свойствами системы и с физическими условиями процесса, термодинамическое время имеет минимальное значение.

Этот вывод совпадает по физическому смыслу с принципом термодинамической эволюции по пути кратчайшего времени, который ранее на других основаниях и в других формулировках был предложен в работах Сироты [1], Циглера [2], Шахпаронова [3]. Академик Николай Николаевич Сирота сообщил автору этой книги, что впервые он высказал идею об эволюции неравновесных систем по пути кратчайшего времени очень давно, в одной из своих ранних публикаций, примерно в 1942 - 1943 г. И впоследствии не раз возвращался к этой идее на примере динамики многоступенчатых фазовых превращений, к которым применимо правило ступеней Оствальда. Так, в одной из более поздних работ (Cryst. Res. Techn., 1987, v.22, № 11, p.1343 – 1381), обобщая результаты экспериментов по переходу кристаллической системы в равновесие через промежуточные метастабильные состояния, он приходит к выводу, что при значительных отклонениях от равновесия наиболее вероятным является протекание процесса по пути кратчайшего времени: “В случае высоких пересыщений наименее стабильная фаза имеет наименьшую полную работу зародышеобразования; возникновение этой фазы представляется таким образом наиболее вероятным и время трансформации, которое требуется, является кратчайшим.”

В аналитической механике очень популярна кривая кратчайшего времени (брахистохрона). В начертательной геометрии эта кривая известна как циклоида. Представляет интерес определить диссипативный порядок траектории самопроизвольного процесса, наиболее близкой к классической брахистохроне, имеющей в декартовых координатах $\{x, y\}$ вид циклоиды

$$\boldsymbol{x = a(\omega t - \sin \omega t),}$$

$$\boldsymbol{y = a(1 - \cos \omega t),}$$

где t – время, ω – циклическая частота.

Замечаем, что $y = dx/\omega{\cdot}dt$. Разлагая $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$ в ряд и ограничиваясь начальными членами, получаем параметрическое уравнение циклоиды в фазовых координатах

$$\boldsymbol{x = a(\omega t)^3/6,}$$

$$\boldsymbol{y = dx/\omega{\cdot}dt = a(\omega t)^2/2,}$$ **откуда**

$$\boldsymbol{t = (1/a\omega^3){\cdot}(d^2x/dt^2).}$$

Подстановка значения t в параметрическое уравнение для x дает уравнение движения

$$\boldsymbol{x = (1/6\, a^2\omega^6){\cdot}(d^2x/dt^2)^3.}$$

Нетрудно убедиться, что в случае траектории самопроизвольного процесса, где $n = 2$, уравнение движения имеет аналогичный вид

$$\boldsymbol{\Phi = [1/6\, (\Phi^{(3)})^2]{\cdot}(\Phi^{(2)})^3.}$$

Эти два уравнения движения совпадают при условии, что дифференцирование производится по нормированному термодинамическому времени

$$\boldsymbol{\tau^* = 2\pi(t - t_{НАЧ})/(t_{РАВН} - t_{НАЧ}),}$$ **при** $\boldsymbol{\Phi^{(3)} = const.}$

Следовательно, брахистохрона аналитической механики (циклоида) практически совпадает с траекторией второго диссипативного порядка. Поэтому в фазовых координатах такую траекторию можно аппроксимировать циклоидой, что очень удобно для обработки экспериментальных данных. Заодно мы получили очень ценный научный результат:

Изложенный выше вывод семейства уравнений, основанный на использовании математических свойств функций состояния в сочетании с условием постоянного значения третьей производной, можно считать новым способом вывода известной из механики брахистохроны.

В перспективе это обстоятельство ведёт к существенному углублению представлений о теоретических основаниях механики. Еще одна существенная особенность нашего решения состоит в том, что получено не только уравнение, практически совпадающее с циклоидой, но и семейство уравнений для траекторий кратчайшего времени при различных значениях порядка высших производных, являющихся константой процесса. В отличие от классического уравнения брахистохроны, справедливого для скатывания шарика в поле тяжести при отсутствии потерь на трение, наши уравнения соответствуют самопроизвольным процессам с различными видами диссипативных потерь, включая потери на трение.

Интересным практическим приложением теоретических уравнений мог бы быть расчет улучшенной формы олимпийского трамплина, обеспечивающего максимальную дальность прыжка на лыжах при различных режимах трения лыж. Эту возможность нужно исследовать математически. Примером более реалистического возможного применения мог бы служить расчет пути торможения различных транспортных средств, включая авиационные и космические аппараты. Возвратимся, однако, к вопросам теории.

Из уравнения собственной функции неравновесной системы (1.4.4) видно, что на действительной траектории самопроизвольного процесса минимизирована и производная по термодинамическому времени, порядок которой равен диссипативному порядку траектории *n*. Этот вывод можно рассматривать как обобщение принципа минимального производства энтропии в линейной термодинамике неравновесных процессов Онзагера-Пригожина на диссипативные потери, связанные с уменьшением потенциала неравновесного состояния Ф. Таким образом, уравнение (1.4.5) соответствует семейству действительных траекторий самопроизвольного процесса, выделенных из числа физически возможных неравновесных процессов несколькими вариационными принципами, а именно, принципом минимальной потери работоспособности, принципом кратчайшего времени и принципом минимального значения производных по термодинамическому времени.

После перехода к измеримым в эксперименте величинам, уравнения семейства траекторий (1.4.5) могут быть использованы для экспериментальной проверки изложенной теории. Предварительно проведем некоторые преобразования.

Потенциал неравновесного состояния Φ введен интегральными уравнениями (1.2.8) и (1.2.15)

$$-\Delta\Phi = A_{\text{МАКС}} - A, \qquad \textbf{(1.2.8 или 1.2.15)}$$

где $A_{\text{МАКС}}$ - максимальная работоспособность равновесного процесса, A - характеристическая работоспособность неравновесной системы. Для перехода к измеримым в эксперименте величинам перепишем (1.2.8) в виде

$$\alpha\cdot A_{\text{МАКС}} = A_{\text{МАКС}} - \beta\cdot A_{\text{МАКС}}, \quad \alpha + \beta = 1. \qquad \textbf{(1.4.6 а)}$$

Здесь α – коэффициент диссипативности; β – коэффициент, названный характеристической работоспособностью.

Соответственно, имеем соотношения

$$A_{\text{МАКС}} = -\Delta\Phi/\alpha; \quad A^{(1)}_{\text{МАКС}} = \Phi^{(1)}/\alpha; \; A^{(n+1)}_{\text{МАКС}} = \Phi^{(n+1)}/\alpha, \qquad \textbf{(1.4.6 б)}$$

где индексы $\ldots^{(1)}$, $\ldots^{(n+1)}$ указывают порядок производной по термодинамическому времени. Величина $A_{\text{МАКС}}$ для каждого момента времени определяется из известных формул классической механики или равновесной термодинамики.

Важно понимать, что значения работоспособности $A_{\text{МАКС}}$ и A не связаны однозначно с величиной фактической работы, которую совершит неравновесная система до установления равновесия. Например, фактическая работа изолированной системы равна нулю по определению, тогда как для неравновесной изолированной системы $A_{\text{МАКС}} \neq 0$ и $A \neq 0$. Чтобы избежать путаницы и недоразумений, будем использовать термин "работоспособность" при описании собственных свойств системы, оставив обычный термодинамический термин "работа" для обозначения одного из способов передачи внутренней энергии от одной системы к другой.

Характеристическая работоспособность A может быть вычислена как удвоенное среднее значение максимальной работоспособности $A_{МАКС}$ на отрезке времени от начала отсчета $t = 0$ до момента достижения равновесия $t = t_{РАВН.}$ Величина $A_{МАКС}$, характеризующая равновесный процесс, не является явной функцией времени. Поэтому в пределах одной траектории (то есть, при n = const) коэффициенты α и β - величины постоянные. Взаимосвязь между значениями α и n можно установить, записав (1.4.6 а) в виде

$$\alpha\cdot A_{МАКС} = A_{МАКС} - (1/\Delta\tau)\cdot\int_0^\tau 2A_{МАКС}\cdot d\tau, \qquad (1.4.7)$$

где $\Delta\tau = (\tau - 0)$ – отрезок термодинамического времени от момента достижения равновесия до данного момента. После несложных преобразований и сопоставления полученного решения с уравнением траектории (1.4.5) приходим к соотношению

$$\alpha = n/(n + 2)\ , \qquad (1.4.8)$$

которое определяет разрешенные теорией значения коэффициента α для траекторий различного диссипативного порядка n. Соотношение (1.4.8) является очень удобным для экспериментальной проверки.

На **Рис.1.4.1** траектория самопроизвольного неравновесного процесса изображена в системе координат $\{2A_{МАКС}, \tau\}$. Такое построение позволяет наглядно увидеть взаимосвязь и количественное соотношение между величинами $A_{МАКС}$, A и - ΔΦ.

Прямая, соединяющая произвольную точку «а» на траектории процесса с точкой $\tau = 0$, соответствующей моменту достижения равновесия, образует гипотенузу прямоугольного треугольника. Площадь треугольника, с точностью до масштабного множителя, будет равна величине максимальной работоспособности системы $A_{МАКС}$ в состоянии, соответствующем положению точки «*а*». Площадь под действительной траекторией процесса равна (в том же масштабе) величине характеристической работоспособности A в ходе самопроизвольного процесса. Величина потери работоспособности (ΔΦ) отображается, соответственно, площадью, ограниченной гипотенузой прямоугольного треугольника и траекторией процесса.

Видно, что для произвольного неравновесного состояния, обозначенного точкой «*а*», характеристическая работоспособность A и максимальная работоспособность $A_{МАКС}$ действительно являются функциями состояния, поскольку не зависят от того, каким путем система приведена в состояние «*a*», и от того, будут ли в будущем какие-либо внешние вмешательства, способные изменить траекторию процесса.

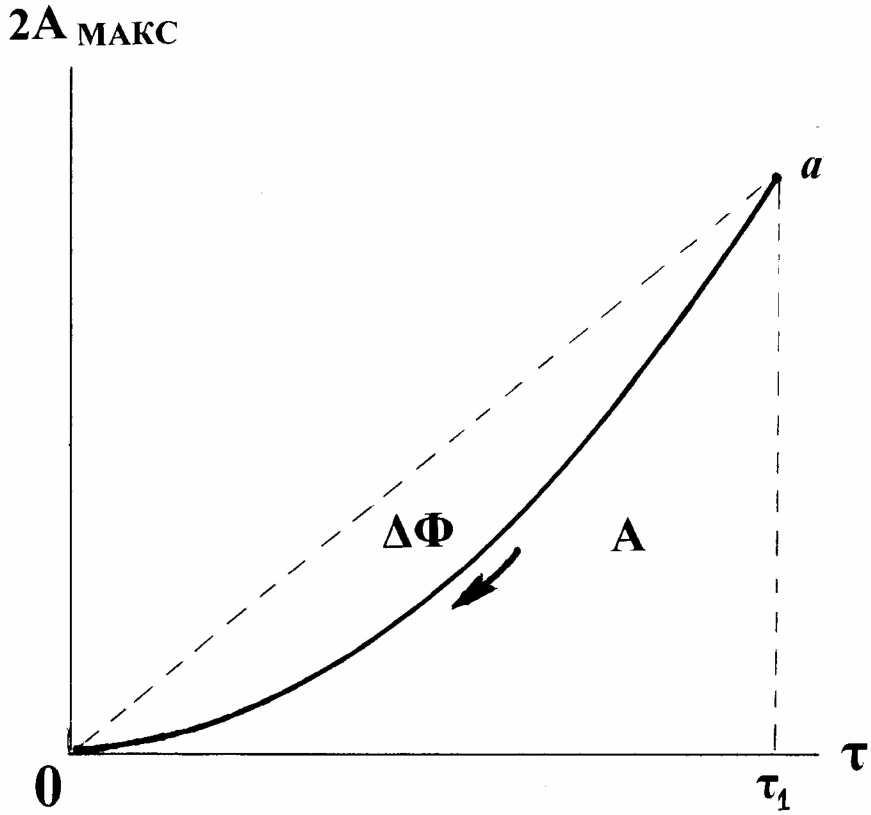

Рис. 1.4.1

Схема траектории самопроизвольного процесса, позволяющая дать графическую интерпретацию функций состояния $A_{МАКС}$, ΔФ, *А*. Начальное неравновесное состояние системы - точка "*а*"; состояние равновесия - точка "0". Величина $A_{МАКС}$ численно равна площади треугольника, ограниченного пунктирными линиями и осью абсцисс. Пунктирная прямая а0 – траектория гипотетического равновесного процесса. Кривая а0 – действительная траектория неравновесного процесса.

Примечательно, что площадь, соответствующая величине ΔФ, дополняет интегральную величину работоспособности в неравновесном процессе *A* до максимальной работоспособности в равновесном процессе $A_{МАКС}$ подобно тому, как должно было бы действовать дополнительное поле Леонтовича, наложенное на неравновесную систему. Однако, в нашем случае, площадь сегмента ΔФ показывает лишь величину уменьшения работоспособности системы, но не позволяет предвидеть, в какие именно формы превратилась свободная энергия, соответствующая сегменту ΔФ.

Список литературы к разделу 1.4

1. Sirota N.N. Certain Problems of Polymorphism (II): Generalized Clausius-Clapeyron Equation and Ostwald's step Rule//Crystal Research and Technology 1967, 22, No 11, P. 1343–1381.
2. Циглер Г. Экстремальные принципы термодинамики необратимых процессов и механики сплошной среды. М.: Мир, 1966. 134 с.
3. Шахпаронов М. И. //ЖФХ. 1979. Т. 53. № 12. С. 3043—3046.
4. Моисеев Н. Н. Алгоритмы развития. М.: Наука, 1987. 302 с.
5. Маслов В. Н. //Изв. вузов. Физика. 1989. № 5. С. 20 – 23.

1.5 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ САМОПРОИЗВОЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ

Известно, что существуют специфические параметры, связанные с термодинамическим описанием неравновесных состояний и процессов [1]. К их числу относятся, например, времена релаксаций, концентрации возбужденных состояний, температурные и концентрационные градиенты. В отличие от термодинамических параметров равновесного состояния, эти переменные параметры являются явной функцией времени или производной по времени, что обусловлено фундаментальной природой неравновесных состояний, имеющих свойство изменяться во времени.

Исходя из общих соображений о воспроизводимости и подобии физико-химических диссипативных процессов, можно предположить существование некоторых постоянных величин, характеризующих неравновесные термодинамические свойства веществ и материалов, участвующих в самопроизвольных процессах. Широкое использование в гидродинамике, в тепло- и массообмене полуэмпирических критериальных зависимостей косвенно свидетельствует в пользу такого предположения.

Термодинамические константы, обобщающие свойства неравновесных состояний, могут найти применение при выполнении разнообразных инженерных расчётов.

В настоящее время повсеместно используются кинетические коэффициенты различной природы (коэффициенты трения, коэффициенты скоростей химических реакций и т.п.). Однако, в большинстве случаев кинетические коэффициенты не имеют фундаментальной природы: они являются, по существу, подгоночными параметрами, обеспечивающими согласование эксперимента с молекулярными или математическими моделями явлений. Количество кинетических коэффициентов неизбежно является избыточным относительно фундаментальной физической природы изучаемого явления или процесса: чем больше подгоночных параметров, тем лучше модель отображает реальность. Но в то же время, избыточность подгоночных параметров затрудняет проведение инженерных и научных расчётов и, более того, увеличивает риск ошибочных конструкторских и технологических решений.

Сокращение числа избыточных кинетических коэффициентов, порождённых несовершенством используемых модельных представлений, представляется вполне возможным при подходе к изучению природных и технических процессов с позиций термодинамики неравновесного состояния, свободной от гипотетических физико-молекулярных моделей.

Заметим, однако, что даже сама идея существования термодинамических констант неравновесного состояния до сих пор не обсуждалась специалистами (во всяком случае, автору не удалось найти в литературе никаких сведений на этот счёт). Соответственно, полностью отсутствует информация о возможной природе этих констант, методиках измерения и способах практического применения.

Термодинамика неравновесного состояния относит самопроизвольные процессы к классу инерционных процессов в том смысле, что для их протекания не требуется обязательного участия внешних сил. Понятие инерционного движения само по себе подразумевает постоянство некоторых параметров движения. Уравнение траектории самопроизвольного процесса

$$\boldsymbol{\Phi = \Phi^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} / (n + 1)! \,\Big|_{\Phi^{(n+1)} = \mathrm{const}}} \qquad \textbf{(1.4.5)}$$

содержит постоянную величину $\Phi^{(n+1)}$, имеющую физический смысл производной (n+1)-го порядка термодинамического потенциала Ф по термодинамическому времени τ. Напомним, что диссипативный порядок траектории самопроизвольного процесса может иметь значения n = 1, 2, 3…

Из соотношений (1.4.6 а,б), (1.4.8) и свойства дифференциала термодинамического времени $d\tau = -dt$ следует, что на траектории самопроизвольного процесса при n = const сохраняется также постоянное значение соответствующей высшей производной максимальной термодинамической работы $A_{\text{МАКС}}$ по времени t. Эта постоянная производная (n + 1) - порядка является константой самопроизвольного процесса, численно определяющей величину диссипативных потерь.

В некоторых случаях на отрезке самопроизвольного процесса развития или деградации может произойти структурное изменение системы без изменения механизма диссипации (иными словами, с сохранением значения n = const). Результатом будет скачкообразное изменение значения термодинамической постоянной, вследствие чего произойдет соответствующее изменение формы траектории процесса (бифуркация). В качестве примера можно сослаться, например, на приведенную ниже (в разделе 4.2) траекторию эмбрионального роста.

Рассмотрим теперь свойства и преимущества термодинамической постоянной самопроизвольного процесса в сравнении, например, с общепринятым коэффициентом трения.

При нормировке $Ф_{РАВН} = 0$ и с учетом вышесказанного уравнение (1.4.5) приводится к виду

$$\boldsymbol{A_{МАКС} = (A_{МАКС})^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} / (n+1)!} \qquad \textbf{(1.5.1)}$$

В механических системах

$$\boldsymbol{A_{МАКС} = К + П,} \qquad \textbf{(1.5.2)}$$

где К, П — кинетическая и потенциальная энергии, соответственно.

Будем рассматривать простейший случай поступательного движения с трением скольжения (П = 0, К = $mv^2/2$). Тогда уравнение (1.5.1) можно записать в виде

$$\boldsymbol{mv^2/2 = f \cdot \tau^{n+1}}\ , \qquad \textbf{(1.5.3)}$$

где m — масса, v — скорость поступательного движения.
Коэффициент f = $К^{(n+1)}/(n+1)!$ является постоянной величиной, характеризующей процесс самопроизвольного торможения при движении с трением, и может быть назван коэффициентом термодинамических потерь при трении.

Как и всякий термодинамический метод, термодинамика неравновесного состояния не дает возможности заранее теоретически предсказать численное значение коэффициентов. Поэтому отсутствует возможность на термодинамической основе предсказать численное значение коэффициента f и его зависимость от природы трущейся пары, состава смазки, температуры и других факторов. Эти зависимости должны быть установлены в ходе специальных экспериментов или вычислены на основе молекулярно-кинетических моделей.

Для выяснения возможности и целесообразности практического использования коэффициента термодинамических потерь f в инженерных расчетах для определения и минимизации потерь энергии на трение, а также для характеристики свойств материалов трущейся пары или смазочных материалов, установим связь коэффициента f с коэффициентом трения μ в законе трения Амантона:

$$R = \mu \cdot P, \qquad (1.5.4)$$

где R — сила трения; $P = mg$ — нагрузка; g — ускорение силы тяжести.
Сначала определим зависимость силы трения от скорости движения на траекториях самопроизвольного торможения, разрешенных термодинамикой неравновесного состояния.
Дифференцируя (1.5.3) по лабораторному времени t, получим выражение для силы трения:

$$R = -m \cdot dv/dt = (m/2)^{n/n+1} \cdot f^{\,1/n+1} \cdot v^{\,n-1/n+1}. \qquad (1.5.5)$$

Уравнение (1.5.5) показывает, что зависимость силы трения от скорости относительного движения элементов трущейся пары определяется значением диссипативного порядка n траектории процесса. Напомним. что самопроизвольные процессы в изолированной системе характеризуются значениями $n \geq 1$. Значению $n = 0$ удовлетворяет случай энергетического взаимодействия с внешним источником энергии в стационарном процессе.

При $n = 0$ $\quad R = const \cdot v^{-1}$;
$n = l$ $\quad R = const$;
$n = 2$ $\quad R = const \cdot v^{1/3}$;
$n = 3$ $\quad R = const \cdot v^{1/2}$;
……………………………..
$n \to \infty$ $\quad R = const \cdot v$.

Все эти виды функциональной зависимости силы трения от скорости движения, теоретически предсказанные термодинамикой неравновесного состояния, прекрасно согласуются с эмпирическими формулами различных авторов [2]. В частности, в условиях, когда справедлива диссипативная функция Рэлея, эксперименты показывают, что сила трения действительно прямо пропорциональна скорости. Это наблюдается, например, при медленном движении плавающих предметов по поверхности воды. Другой предельный случай (сила трения обратно пропорциональна скорости относительного движения) объясняет существование трения покоя при контакте твердых тел.

Комбинируя (1.5.4) и (1.5.5), можно исключить силу трения R и найти соотношение между коэффициентом трения μ и коэффициентом термодинамических потерь на трение *f*:

$$\mu = v^{n-1/n+1} \cdot f^{1/n+1} / 2^{n/n+2} \cdot m^{2/n+2} \cdot g. \qquad (1.5.6)$$

Из уравнения (1.5.6) следует, что термодинамическое описание механического движения с трением обладает существенными преимуществами по сравнению с описанием на основе концепции силы трения. Действительно, коэффициент термодинамических потерь *f* выгодно отличается от коэффициента трения μ тем, что является величиной постоянной в процессе торможения трущейся пары в широком диапазоне скоростей движения. Следовательно, коэффициент термодинамических потерь при трении зависит, главным образом, от материалов пары трения. Коэффициент трения не связан столь однозначно со свойствами материалов пары трения. Из (1.5.6) очевидна зависимость коэффициента μ от ускорения или скорости, а также, хотя и в малой степени, от нагрузки. Лишь при $n \to \infty$, когда справедлива диссипативная функция Рэлея, зависимость от нагрузки исчезает полностью. В отличие от коэффициента трения μ, коэффициент термодинамических потерь *f* не зависит от скорости и ускорения на траектории самопроизвольного торможения при n = const и поэтому может рассматриваться как неравновесный термодинамический параметр, характеризующий при данной температуре свойства материалов в процессах трения. Представляется целесообразной разработка специализированных лабораторных приборов для измерения коэффициента термодинамических потерь на трение в широком диапазоне температур. Нужно создать банк данных, относящихся к разнообразным конструкционным материалам, фрикционным и антифрикционным покрытиям, смазочным материалам, а также к жидким и сыпучим телам, транспортировка которых или перемещение в среде которых связаны с энергетическими потерями на трение. После этого коэффициент термодинамических потерь может быть использован в инженерных и технологических расчетах в качестве справочного параметра. Коэффициент термодинамических потерь на трение может быть использован также в качестве обобщенного критерия технического состояния подшипников и узлов трения в машинах и механизмах в процессе их эксплуатации. Зависимость коэффициента *f* от диссипативного порядка траектории указывает путь к оптимизации формы тел, движущихся в среде с сопротивлением движению.

<u>Список литературы к разделу 1.5</u>

1. Седов Л. И. Механика сплошной среды. Т. 1, 4-е изд. М.: Наука, 1983. 528 с.
2. Ахматов А. С. Молекулярная физика граничного трения. М.: ГИФМЛ. 1963. 472 с.

1.6 ПРИНЦИП ЭКСТРЕМАЛЬНОГО ДИССИПАТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ

1.6.1 Постановка задачи

История развития механики и термодинамики свидетельствует, что теоретические обобщения, приводящие к установлению новых макроскопических функций состояния и новых вариационных принципов, имеют фундаментальный характер и вносят коренные изменения в уровень научного познания, расширяя в то же время сферу прикладного применения термодинамики.

Вариационный принцип наименьшего действия в механике, скорее гениально угаданный, нежели выведенный на прочной теоретической основе, представляет собой обобщение высочайшего уровня. И не только потому, что из этого принципа может быть выведена вся механика Ньютона. Размерность физической величины, названной действием, определена как произведение (энергия · время). Принцип наименьшего действия в различных его модификациях дал объяснение установленным ранее эмпирическим законам во многих областях физики. Существует мнение, что распространение принципа наименьшего действия на определенную область науки переводит её в разряд точных наук.

Известно, однако, что существующие формулировки принципа наименьшего действия оказываются непригодными для описания диссипативных процессов, в ходе которых происходит потеря работоспособности. Довольно ограниченный прогресс достигнут лишь на пути приложения принципа наименьшего действия к процессам равновесной термодинамики.

Попытки доказать, что равновесная термодинамика в значительной мере основана на принципе наименьшего действия, восходят к Гельмгольцу и содержатся в работах Планка [1], Зоммерфельда [2], Богуславского [3], Тимирязева [4] и ряда других авторов.

Характер вариационных принципов в линейной термодинамике неравновесных процессов Онзагера—Пригожина подробно рассмотрен в книге Дьярмати [5], где отмечается наличие аналогии между аппаратом неравновесной термодинамики и аналитической механикой. Но аналогия оказалась очень неполной: хотя линейные феноменологические уравнения для скорости необратимых процессов имеют структуру уравнений Лагранжа для диссипативных систем, аналог функции Лагранжа имеет вид $L = -\Delta S$, так что термодинамический аналог кинетической энергии отсутствует.

Отсутствию аналога кинетической энергии в линейной неравновесной термодинамике иногда придают физический смысл, связанный с динамической необратимостью процесса релаксации к равновесию [6]. Неполнота указанной аналогии привела Дьярмати к выводу, что в термодинамике не существует вариационной задачи, подобной задаче для интеграла действия в механике.

Вопрос о возможности описания термодинамической эволюции неравновесной системы к равновесию в виде некоторого потенциального движения остался открытым.

Новые аргументы в пользу включения принципа наименьшего действия в систему термодинамических представлений содержатся в работах Шахпаронова [7, 8], который показал, что, приняв принцип наименьшего действия в качестве исходного постулата, можно вывести как следствия все три начала термодинамики. Однако работы Шахпаронова также не дали указаний на существование термодинамического аналога кинетической энергии.

Вопрос о роли принципа наименьшего действия в неравновесной термодинамике остается дискуссионным.

Фундаментальная причина трудностей кроется не только в том, что энтропия и другие функции состояния равновесной термодинамики не зависят явно от времени и от производных по времени. Для всех вариационных задач важным является обоснованность предположения о существовании решения. Поэтому проблема универсального обобщения принципа наименьшего действия на термодинамические процессы связана с установлением возможности термодинамического обоснования принципа наименьшего действия для систем с произвольной степенью неравновесности.

Наша цель - показать возможность вывода принципа наименьшего действия, исходя из концепции и уравнений термодинамики неравновесного состояния.

1.6.2 Вывод принципа наименьшего диссипативного действия

Чтобы доказать возможность феноменологического обоснования принципа наименьшего действия применительно к широкому классу самопроизвольных процессов, примем обычные исходные положения:

Рассматривается неравновесная система 1 с ограниченным сверху объемом, удовлетворяющая термодинамическому критерию изолированности (энерго- и массообмен с другими системами отсутствуют). Диссипативный механизм и процесс диссипации локализованы в закрытой подсистеме 2 с произвольной степенью неравновесности. Возможный энергообмен закрытой подсистемы 2 с внешней по отношению к ней ресурсной подсистемой 3, входящей в состав изолированной системы 1, полагаем термодинамически обратимым. В подсистеме 2 протекает власовский самопроизвольный процесс, то есть такой, который по Власову [9] может быть отнесен к классу инерционных процессов в том смысле, что для протекания этого процесса не требуется обязательного участия внешних сил. В соответствии с общим началом термодинамики самопроизвольный процесс приводит подсистему 2 и систему 1 в целом в единственно возможное состояние устойчивого равновесия за конечное время. В неравновесном состоянии изолированная система 1 обладает работоспособностью. В равновесном состоянии это свойство утрачивается.

Функции состояния Φ и τ минимизированы на действительной траектории самопроизвольного процесса и характеризуют степень неравновесности данного состояния по двум различным, но взаимосвязанным фундаментальным проявлениям неравновесности: по величине диссипации энергии и по изменению во времени. Как показано на **Рис. 1.4.1**, равновесное состояние в системе координат {Φ, τ} изображается точкой (0,0). Эволюция неравновесной системы к состоянию равновесия идет в сторону уменьшения значений потенциала Φ и термодинамического времени τ.

Уравнение связи F(Φ, τ) = 0 определяет траекторию самопроизвольного перехода системы из неравновесного состояния, заданного точкой (Φ_1 , τ_1) в состояние равновесия, заданное точкой (0, 0). Величину изменения потенциала −ΔΦ при релаксации системы к равновесию можно представить как пропорциональную средней величине 2(−ΔΦ) в интервале термодинамического времени $\Delta\tau=(\tau_1 - 0)$:

$$\mathbf{-\Delta\Phi = (\mathit{k}/\Delta\tau)\cdot\int_0^{\tau_1} 2(-\Delta\Phi)\, \mathit{d}\tau = \mathit{min}\Psi} \qquad \mathbf{(1.6.1)}$$

где Ψ – потеря работоспособности, *k* - коэффициент пропорциональности. Нет причин полагать *k* = 1 или, иными словами, что среднее по интервалу значений функции −ΔΦ должно быть равно среднему значению −ΔΦ по времени при протекании диссипативного процесса. Но из предположения, что кроме Φ и τ нет других независимых переменных, характеризующих степень отклонения системы от состояния равновесия, следует: *k* = const. Действительно, значения коэффициента *k* определяются соотношением ***k* = (*n* + 2)/2**, так что *k* = const при *n* = const.

Уравнение (1.6.1) можно переписать в форме вариационного принципа

$$\boldsymbol{I = \int_0^{\tau_1} \Phi \cdot d\tau = min} \qquad \textbf{(1.6.2)}$$

Здесь принято во внимание, что при изохронном варьировании множитель $k/\Delta\tau$ = const, а постоянная величина не имеет значения в записи вариационного принципа. Величина Ф = −ΔФ, так как принята нормировка $Ф_{РАВН}$ = 0.

Интеграл рассеяния в уравнении (1.6.2) имеет размерность действия, соответствует изохронной вариации

$$\boldsymbol{\delta I = \delta \int_0^{\tau_1} \Psi \cdot d\tau = 0} \qquad \textbf{(1.6.3)}$$

и минимизирован на действительной траектории самопроизвольного процесса. При этом подынтегральное выражение является полным дифференциалом. Очевидна аналогия между уравнением (1.6.2) и принципом наименьшего действия в механике. Имеется, однако, и принципиальное различие. Интеграл действия *I* является диссипативным по своей природе и выводится либо из свойства инерциальности самопроизвольных процессов в смысле Власова, либо из принципа недостижимости неравновесного состояния равновесным переходом (ведущего к существованию функций состояния неравновесной системы), т.е. совершенно независимо от принципа наименьшего действия в механике.

Уравнения (1.6.2), (1.6.3) выражают новый, неизвестный ранее, вариационный принцип термодинамики (принцип наименьшего диссипативного действия), выделяющий действительную энергетическую траекторию самопроизвольного неравновесного процесса из множества физически возможных (виртуальных) траекторий. В заявке на открытие № ОТ-11747 предложена формула открытия:

Теоретически установлена и подтверждена экспериментальными данными неизвестная ранее закономерность в области термодинамики неравновесных процессов, заключающаяся в том, что на действительной траектории неравновесного процесса функционал диссипации I(Ф) с размерностью действия имеет минимальное, совместимое с физическими условиями процесса, значение

$$I(\Phi) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} -\Delta\Phi(\tau)\cdot d\tau = min,$$

где τ ***– термодинамическое время, Ф – макроскопическая аддитивная функция состояния неравновесной системы, имеющая смысл термодинамического потенциала неравновесного состояния.***

1.6.3 Аналогия с принципом наименьшего действия в механике

Дальнейшие модификации уравнения (1.6.2), проясняющие аналогию с принципом наименьшего действия в механике, требуют знания аналитической структуры Ф.

Используя полученную ранее собственную функцию неравновесной системы (1.4.4), запишем равенство

$$(\Phi^{(n)})^{n+1}/(n+1)!(\Phi^{(n+!)})^{n} - \Phi = 0, \qquad (1.6.4)$$

где значения n = 1, 2, 3… - собственные значения параметра, названного диссипативным порядком процесса; производная $\Phi^{(n+1)}$ = const.

Равенство (1.6.4), характеризующее инерционную (в смысле Власова) траекторию самопроизвольного процесса, представляется аналогом закона сохранения в механике К+П = const, где К, П — кинетическая и потенциальная энергии. Член, содержащий производные по термодинамическому времени, является термодинамическим аналогом кинетической энергии. Величина Ф одновременно играет роль координаты в аналоге кинетической энергии и роль силовой функции – П = Ф. Аналогом массы является постоянная процесса $1/(\Phi^{(n+!)})^{n}$ = const.

Подстановка аналога кинетической энергии в (1.6.2) приводит к уравнению, которое можно считать аналогом принципа наименьшего действия в механике в форме Мопертюи. После небольших преобразований можно получить и аналог принципа наименьшего действия в механике в форме Гамильтона с пониманием того, что концевые значения Ф и τ фиксированы и что скорость на варьируемой траектории такова, что обеспечивается выполнение закона сохранения в форме уравнения (1.6.4) при n = const. Более подробно этот вопрос изложен в статье [10].

Полученные результаты позволяют сделать некоторые теоретические предсказания, доступные экспериментальной проверке.

На **Рис. 1.6.1** в координатах {Ф, τ} схематически изображены некоторые из возможных траекторий самопроизвольного процесса, соответствующие значениям диссипативного порядка *n* = 1, 2, 3... .

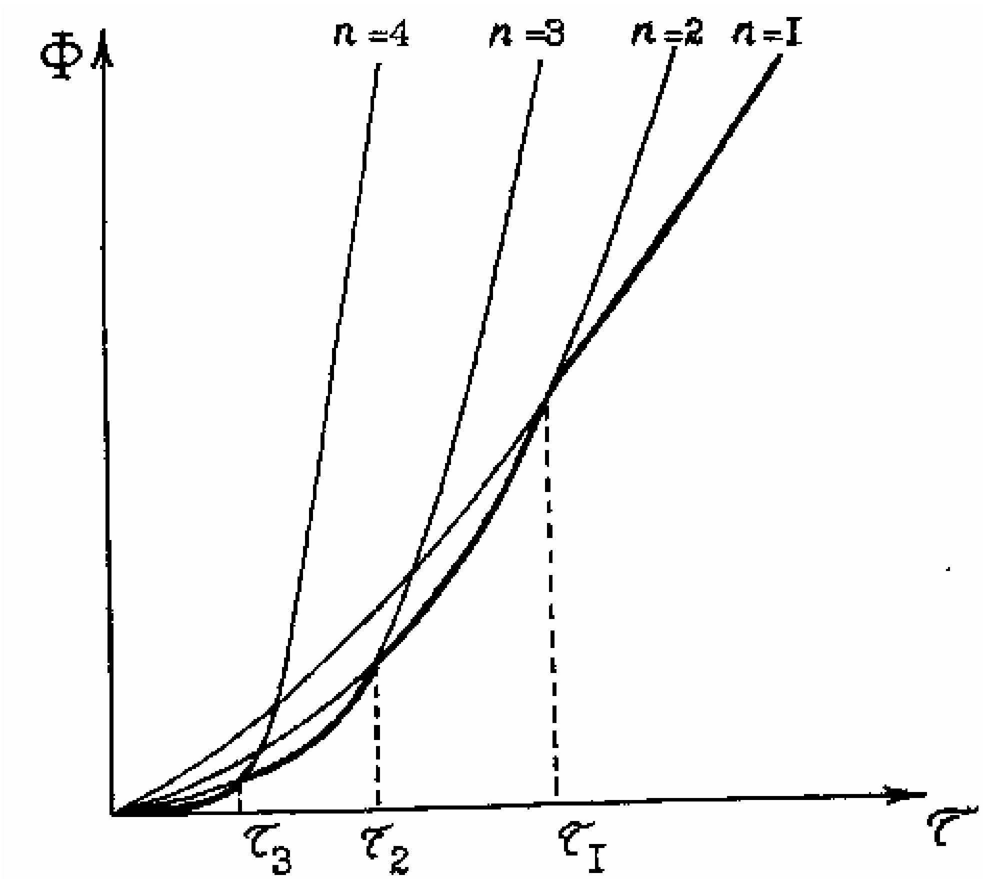

Рис. 1.6.1

Действительная траектория самопроизвольного перехода из неравновесного состояния (Ф, τ) в равновесное состояние (0, 0), выделенная вариационным принципом наименьшего диссипативного действия, идет по огибающей, претерпевая бифуркации при переходах с одной траектории на другую в моменты времени τ_1, τ_2, τ_3.

Принцип наименьшего диссипативного действия может быть использован, чтобы выделить действительную траекторию самопроизвольного процесса из множества возможных траекторий, удовлетворяющих собственной функции (1.4.4).

Требованию минимизации интеграла действия ***I*** удовлетворяет минимизация площади под кривой самопроизвольного процесса, берущего начало в точке (Ф , τ) и направленного в сторону равновесного состояния (0, 0). Следовательно, самопроизвольный процесс должен следовать по огибающей. В точках пересечения траекторий, должны наблюдаться закономерные последовательные бифуркации, обнаружение которых в эксперименте следует считать прямым подтверждением вариационного принципа (1.6.2).

1.6.4 Принцип экстремального диссипативного действия

Феноменологической основой принципа наименьшего диссипативного действия, записанного в общем виде (1.6.2), является существование власовских самопроизвольных процессов, обладающих свойством инерционности.

Проведенный анализ универсально справедлив для всех систем, в которых протекают процессы этого класса, независимо от степени их неравновесности. Множество переменных, характеризующих конкретную неравновесную систему, свернуто до функции одной переменной Ф(τ), благодаря чему оказалось возможным описывать динамику неравновесного самопроизвольного процесса в терминах некоторого потенциального движения. Собственная функция вида (1.4.4) удовлетворяет принципу наименьшего действия и может использоваться для выполнения практических инженерных расчетов при переходе к величинам, измеримым в эксперименте.

В отличие от (1.6.2), уравнение (1.4.4) относится к простейшему классу систем с единственным каналом диссипации. Однако накапливаются экспериментальные данные, которые свидетельствуют, что такая простая модель является достаточно хорошей аппроксимацией многих реальных систем, начиная от механических систем с трением до гомогенных многостадийных химических реакций. В разделе 1.7 будет показано, что уравнение (1.4.4) может служить основой для вывода уравнений переноса как в форме уравнений Фурье, Фика, Ома, так и в обобщенной форме, соответствующей высокоинтенсивным процессам. Таким образом, уравнения переноса удовлетворяют вариационному принципу (1.6.2). Соотношения взаимности Онзагера также выводятся из термодинамики неравновесного состояния (см. раздел 1.7). Не имеется очевидного фундаментального запрета на распространение концепции термодинамики неравновесного состояния и, в частности, вариационного принципа (1.6.2) на более сложные неравновесные системы: дискретные, многокомпонентные, анизотропные, с наличием нескольких градиентов, состоящие из нескольких взаимодействующих подсистем и так далее.

Вариационный принцип (1.6.2) может оказаться особенно полезным при переходе к более сложным системам, когда возникает задача найти распределение термодинамических потерь работоспособности по нескольким каналам диссипации в условиях процесса с изменяющейся степенью неравновесности. Но даже и в сравнительно простых системах вариационный принцип в форме (1.6.2) может быть использован для объяснения упомянутых выше бифуркаций.

Заслуживает внимания и основная методологическая идея (выведение вариационного принципа как следствия инерционности самопроизвольного процесса), которая, по-видимому, может оказаться универсальной основой обоснования вариационных принципов, относящихся к изолированным системам различной природы.

Следует отметить важное обстоятельство.
Вариационное уравнение (1.6.3) имеет кроме рассмотренного выше еще одно решение:

$$\boldsymbol{I = \int_0^{\tau_1} \Phi \cdot d\tau = max.} \qquad \textbf{(1.6.5)}$$

Вариационный принцип (1.6.5) может быть назван принципом максимального (наибольшего) диссипативного действия.

Интуитивно ясно, что максимизация интеграла (1.6.5) приводит к таким траекториям и особенностям неравновесного процесса, которые лежат в основе биологических проявлений экспансии жизни и заданы через посредство основных инстинктов (полового, познавательного и других). К проявлениям экспансии жизни относятся, например, освоение новых территорий, переход на новые пищевые ресурсы; адаптация организмов к новым условиям внешней среды.

Схема взаимосвязи траекторий удовлетворяющих принципам наименьшего и наибольшего диссипативного действия показана на **Рис. 1.6.2**.

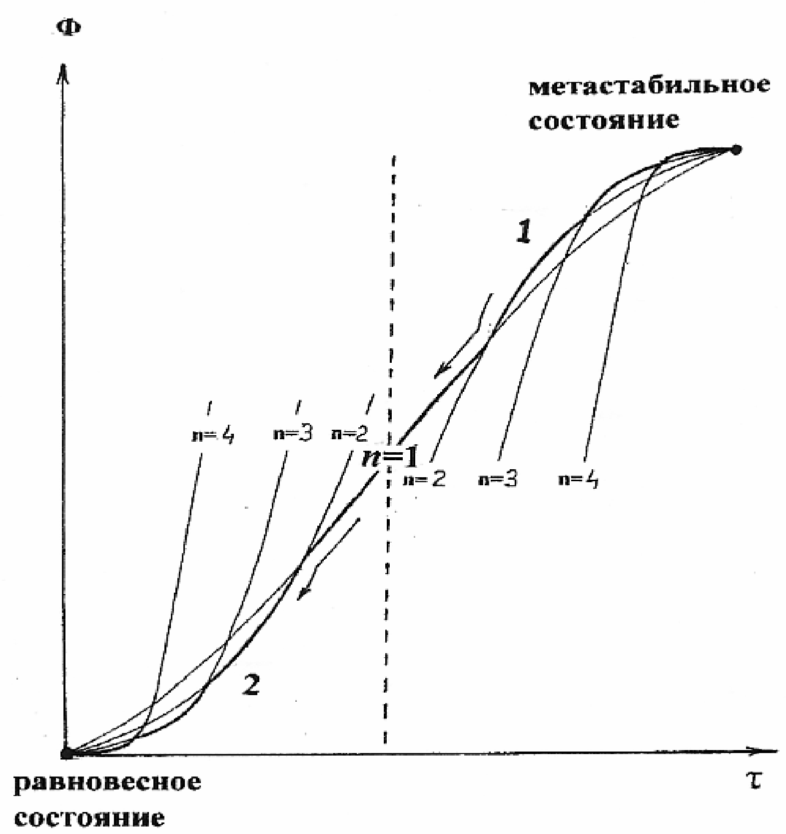

Рис. 1.6.2.

Действительная траектория самопроизвольного процесса идет по огибающей разрешенных траекторий процесса и, в общем случае, удовлетворяет принципу экстремального диссипативного действия.

На отрезке траектории (1) при выходе из начального метастабильного состояния выполняется принцип наибольшего диссипативного действия, а на отрезке траектории (2) при входе в конечное состояние равновесия выполняется принцип наименьшего диссипативного действия.

Видно, что принцип наибольшего диссипативного действия реализуется на выходе неравновесной системы из метастабильного состояния, тогда как принципу наименьшего диссипативного действия удовлетворяет отрезок траектории на входе в состояние равновесия. Требованию максимизации интеграла действия I на выходе из метастабильного состояния удовлетворяет максимизация площади под кривой самопроизвольного процесса, берущей начало в точке выхода из метастабильного состояния ($\Phi_{МСТ}$, $\tau_{МСТ}$) и направленной в сторону равновесного состояния (0, 0).

Таким образом, самопроизвольный процесс всегда следует по огибающей. Принцип наибольшего диссипативного действия требует от развивающейся неравновесной системы максимально возможного освоения внешних ресурсов, принцип наименьшего диссипативного действия действует на завершающем этапе неравновесного процесса и требует от системы наиболее экономного расходования внутренних ресурсов системы.

Возникает вопрос, каким образом принцип наибольшего диссипативного действия сочетается с инерционностью самопроизвольных процессов по Власову? Ответ можно изложить следующим образом.

Представим, что подсистема 2, содержащая диссипативный механизм, составляет наряду с ресурсной подсистемой 3 единую диссипативную подсистему 4. Инерционность самопроизвольного процесса в подсистеме 4 обеспечивается отсутствием обязательного вмешательства в диссипативный процесс со стороны внешних по отношению к подсистеме 4 сил, имеющихся в границах расширенной изолированной системы 1.

Поскольку принципы наименьшего и наибольшего диссипативного действия соответствуют двум решениям одного уравнения (1.6.3) и выполняются на определенных стадиях одного и того же неравновесного процесса, предпочтительно использовать обобщающий термин "принцип экстремального диссипативного действия".

Заметим, что самопроизвольные процессы, ход которых подвергается произвольным внешним воздействиям, не могут быть отнесены к классу инерционных по Власову.

Список литературы к разделу 1.6

1. Планк М. Теоретическая физика: Восемь лекций, читанных в Колумбийском университете в Нью-Йорке весной 1909 г. СПб.: Образование, 1911. 158 с.
2. Sommerfeld A. Phys. Z. 1911. Bd. 24, S. 1062.
3. Богуславский С.А. Избранные труды по физике. М.: Физматгиз, 1961. С.163—185.
4. Тимирязев А.К. Введение в теоретическую физику. М.—Л.: ГТТИ, 1933. 440 с.
5. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. М.: Мир, 1974. 304 с.
6. Бахарева И.Ф. Нелинейная неравновесная термодинамика. Саратов: Изд-во СГУ, 1976. 138 с.
7. Шахпаронов М. И.//Термодинамика необратимых процессов. М.: Наука, 1987. С. 87—96.
8. Шахпаронов М. И. ЖФХ. 1985. Т. 59. № 11. С. 2880.
9. Власов А.А. Статистические функции распределения. М.: Наука, 1966. 355 с.
10. Маслов В.Н. Изв. вузов. Физика. 1991. № 5. С. 53.

1.7 СООТНОШЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИКИ НЕРАВНОВЕСНОГО СОСТОЯНИЯ С ТЕРМОДИНАМИКОЙ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ

1.7.1 Постановка задачи

В предыдущих разделах мы рассмотрели новый подход к изучению диссипативных процессов на основе доказательства существования двух неизвестных ранее функций состояния неравновесной системы, Φ и τ. Этот подход назван термодинамикой неравновесного состояния. Были получены уравнения энергетической траектории самопроизвольного процесса в координатах {Φ, τ}, пригодные для экспериментальной проверки. Установлено, что действительная траектория самопроизвольного процесса удовлетворяет вариационным принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, но понятие производства энтропии при этом не использовалось.

Встает законный вопрос о взаимосвязи термодинамики неравновесного состояния с термодинамикой неравновесных процессов, основанной на понятии производства энтропии.

Исчерпывающий ответ дает сравнительный анализ четырех постулатов, лежащих в основе термодинамики неравновесных процессов. Перечислим эти постулаты, следуя Де Грооту [1]:

1. Величина производства энтропии dS_i/dt положительно определена и при локальном описании неравновесного процесса выполняется неравенство

$$dS_i/dt = \sigma > 0 \qquad (1.7.1)$$

2. Выполняется принцип локального равновесия, выражающийся в том, что баланс энтропии и производства энтропии вычисляются из уравнения Гиббса, записанного в локальной форме. Заметим, что принцип локального равновесия содержит два независимых утверждения:

   а) внутренняя энергия и энтропия неравновесной системы описываются статистическими функциями той же структуры, что и в случае термодинамического равновесия;

   б) любая неравновесная система может быть представлена в виде совокупности достаточно малых локально-равновесных подсистем.

3. Феноменологические законы связи обобщенных сил и потоков имеют линейный характер.
4. Выполняются соотношения взаимности Онзагера.

Рассмотрим теперь вопросы, связанные с перечисленными постулатами.

1.7.2 Прирост и производство энтропии

В рамках равновесной термодинамики энтропия неравновесного состояния не определена и не имеет свойств функции состояния. Однако, уравнения равновесной термодинамики приводят к выводу, что единственным критерием неравновесности процесса или системы является прирост энтропии сверх равновесного количества. Во многих случаях прирост энтропии обусловлен теплотой, выделяющейся при совершении работы против сил трения. Но имеются и другие явления, порождающие прирост энтропии, например диффузия и теплопередача. Скорость неравновесного процесса можно характеризовать скоростью прироста энтропии (иными словами, величиной производства энтропии). В общем случае, ни прирост энтропии, ни производство энтропии не являются функциями состояния неравновесной системы.

В отличие от равновесной термодинамики, в уравнениях термодинамики неравновесного состояния используются две функции состояния, характеризующие степень неравновесности системы, а именно потенциал неравновесного состояния Ф и термодинамическое время τ. Поэтому, в общем случае, уравнения равновесной термодинамики, оперирующие величинами прироста или производства энтропии, оказываются несовместимыми с термодинамикой неравновесного состояния.

Поясним сказанное примерами.

Возьмем неравновесный процесс, локализованный в закрытой системе, являющейся частью более широкой изолированной системы. Принимаем обычное допущение, что энергетический обмен неравновесной системы с внешними по отношению к ней подсистемами протекает термодинамически обратимо. При этих условиях известное уравнение Гюи-Стодолы, предполагающее, что диссипация имеет только одну (энтропийную) составляющую, можно записать в форме

$$\boldsymbol{T\Delta S^{*} = A_{\text{МАКС}} - A_{\text{ДЕЙСТ}} > 0,} \qquad \textbf{(1.7.2)}$$

где $T\Delta S^{*}$ - потеря работы; $\Delta S^{*} > 0$ - прирост энтропии расширенной системы, включающей исследуемую неравновесную систему и внешнюю среду; $A_{\text{МАКС}}$ – максимальная полезная работа; $A_{\text{ДЕЙСТ}}$ –

действительная полезная работа. Неравенство $\Delta S^* > 0$ постулируется на основе второго закона термодинамики. При условии локализации неравновесного процесса в закрытой системе $\Delta S^* = \Delta S_i$.

В термодинамике неравновесного состояния потеря работоспособности в самопроизвольном процессе определяется не приростом энтропии, а уменьшением потенциала Ф, имеющего свойства функции состояния:

$$-\Delta\Phi = A_{\text{макс}} - A > 0, \qquad (1.2.8)$$

где Ф – термодинамический потенциал неравновесного состояния; A – работоспособность в самопроизвольном процессе.

Если принять допущение, что выполняется условие $A_{\text{дейст}} = A$, то при $S^* = S_i$ сопоставление (1.7.2) и (1.2.8) приводит к формальному равенству

$$-\Delta\Phi = T\Delta S_i\,, \qquad (1.7.3)$$

ошибочно отождествляющему энергетическую составляющую диссипации (**–ΔΦ)** с приростом энтропии. Причина ошибки в неправомочном совмещении двух уравнений (1.7.2) и (1.7.3), основанных на несовместимых исходных постулатах. Заметим, что равенство (1.7.3), возникающее при условиях $A_{\text{дейст}} = A$; $\Delta S^* = \Delta S_i$, может быть согласовано описанием потери свободной знергии в мысленном эксперименте с дополнительным полем Леонтовича. В этом случае потерю работоспособности объясняют не приростом энтропии, а совершением работы против сил дополнительного потенциального поля. По Леонтовичу, изменение энтропии при переходе системы из одного состояния в другое остается тем же самым независимо от того, совершался ли переход равновесно или неравновесно.

Попробуем теперь использовать уравнение (1.7.2) применительно к самопроизвольному процессу в изолированной системе, где по определению $A_{\text{дейст}} = 0$. Уравнение (1.7.2) превращается в равенство

$$T\Delta S_i = A_{\text{макс}}\,, \qquad (1.7.4)$$

показывающее, что вся потеря работоспособности связана с приростом энтропии. Это положение не согласуется с уравнением термодинамики неравновесного состояния

$$-\Delta\Phi = A_{МАКС} - A > 0, \qquad (1.2.8)$$

которое предполагает возможность прироста энтропии только за счёт уменьшения свободной энергии *A*.

Иными словами, термодинамика неравновесного состояния постулирует наличие двух составляющих диссипации. Одна из них (названная энергетической) соответствует потерям работоспособности на выполнение неиспользуемых видов работы ($-\Delta\Phi$). Другая, названная энтропийной составляющей, соответствует приросту энтропии вследствие постепенного превращения свободной энергии *A* в теплоту в ходе самопроизвольного процесса. В конечном счете, при достижении равновесия в изолированной системе оказывается превращённой в теплоту лишь свободная энергия *A,* причем всегда $A < A_{МАКС}$. Итоговый прирост энтропии в этом случае следует вычислять по формуле

$$\Delta S^{**} = A/T, \qquad (1.7.5)$$

где ΔS^{**} - итоговый неравновесный прирост энтропии в изолированной системе, вычисленный согласно термодинамике неравновесного состояния.

Видно, что прирост энтропии ΔS^{**} не равен приросту ΔS_i по уравнению (1.7.4). В этом проявляется несовместимость уравнений (1.7.4) и (1.2.8). Вот почему нельзя использовать равенство (1.7.4) для расчета прироста энтропии в изолированной системе.

Свободная энергия *A* имеет свойства функции состояния, поэтому итоговый прирост энтропии, вычисленный по формуле (1.7.5), тоже имеет свойства функции состояния неравновесной изолированной системы. Отсюда следует, что учёт двух составляющих диссипативных потерь позволяет более точно вычислять изменения энтропии.

Количественное соотношение неравновесного прироста энтропии ΔS^{**} с величинами ($-\Delta\Phi$) и ($A_{МАКС}$) рассматривается более подробно в разделе 4.1 в связи с гипотезой диспропорционирования свободной энергии неравновесной системы.

В случае произвольно заданного неравновесного процесса формула (1.7.5) приобретает вид:

$$\Delta S^{**} = (A - A_{ДЕЙСТ})/T. \qquad (1.7.6)$$

Прирост энтропии ΔS^{**} в уравнении (1.7.6) не имеет свойств функции состояния, ибо величина $A_{ДЕЙСТ}$ не определена как функция состояния неравновесной системы.

Рассмотрим теперь некоторые особенности, связанные с линейной термодинамикой неравновесных процессов, иначе называемой термодинамикой Онзагера-Пригожина. Этот раздел термодинамики посвящен изучению прироста и производства энтропии при малых отклонениях от равновесия. Основными объектами исследований являются стационарные процессы (например, процессы массо- и теплопередачи), для которых установлено выполнение соотношений Онзагера и принципа минимального производства энтропии. Нам нужно понять какое место занимают стационарные процессы в термодинамике неравновесного состояния.

Напомним, что семейство разрешённых траекторий самопроизвольного процесса имеет дискретный характер:

$$\boldsymbol{\Phi = \Phi^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} /(n + 1)!\,\big|_{\Phi^{(n+1)} = \mathrm{const}}}\,, \qquad \textbf{(1.4.5)}$$

где n = 1, 2, 3… - диссипативный порядок процесса; $\Phi^{(n+1)}$ - производная (n+1) – го порядка по термодинамическому времени.

В изолированной системе траектория самопроизвольного процесса нулевого диссипативного порядка оказывается физически невозможной.

Действительно, значение диссипативного порядка траектории определяет величину коэффициента диссипативности α:

$$\boldsymbol{-\Delta\Phi/A_{МАКС} = \alpha = n/(n + 2).} \qquad \textbf{(1.4.8)}$$

При n = 0 имеем α = 0, ΔΦ = 0, но производная $\Phi^{(1)}$ = const. Следовательно, на траектории нулевого порядка не происходит изменения потенциала неравновесного состояния (т.е. выполняется условие Φ = const), хотя первая производная потенциала по термодинамическому времени не равна нулю. Уравнение (1.4.8) имеет физический смысл только в том случае, если соответствует стационарному неравновесному процессу, в ходе которого потеря работоспособности системы равна тепловыделению (т.е. производству энтропии) и в точности компенсируется работой $A_{МАКС}$, совершаемой внешними силами.

Итак, при n = 0 имеем $A = A_{МАКС}$ и прирост энтропии может быть определён по формуле

$$\Delta S^{**} = A/T = A_{МАКС}/T \qquad (1.7.5)$$

Диссипация в стационарных процессах, удовлетворяющих условию, полностью определяется приростом энтропии, обладающей в данном случае свойствами функции состояния. Соответственно, и производство энтропии является в данном случае функцией состояния, как это следует из термодинамики Онзагера-Пригожина. Получается, что в стационарных процессах, удовлетворяющих предельному условию n = 0, нелинейная термодинамика неравновесного состояния сводится к линейной термодинамике Онзагера-Пригожина.

Рассмотрим теперь вопрос о критериях направленности самопроизвольных процессов.

В разделе 1.3 введено термодинамическое время $\tau = (t_{РАВН} - t)$, имеющее свойства функции состояния неравновесной системы. В самопроизвольном процессе $d\Phi < 0$, $d\tau < 0$. Следовательно, обобщенный критерий направленности самопроизвольных процессов можно записать в виде

$$d\Phi/d\tau > 0. \qquad (1.7.7)$$

Несомненно, что термодинамическая общность критерия направленности самопроизвольного процесса в форме (1.7.7) выше, чем общепринятого энтропийного критерия

$$dS_i/dt = \sigma > 0 \qquad (1.7.1)$$

поскольку в классической термодинамике энтропия не определена для состояний с произвольной степенью неравновесности, а время t не является термодинамической функцией состояния.

1.7.3 Принцип локального равновесия

Если взять за основу модель неравновесных процессов по Леонтовичу, то при выполнении условия $A_{ДЕЙСТ} = A$ подстановка (1.2.8) в основное уравнение равновесной термодинамики

$$TdS = dU + dA_{МАКС} \qquad (1.7.8)$$

позволяет получить термодинамическое равенство

$$TdS = dU + dA - d\Phi\,, \qquad (1.7.9)$$

справедливое как для равновесных процессов (когда — $d\Phi = 0$; $dA = dA_{макс}$), так и для самопроизвольных неравновесных процессов при постоянстве внешних условий и в предположении, что неравновесный прирост энтропии равен нулю. Заметим, что для мысленного эксперимента это предположение кажется приемлемым, но в реальных условиях практически невыполнимо.

Уравнение (1.7.9) может быть записано и в локальной форме.

Изменения внутренней энергии в (1.7.9) относятся к энергообмену с внешними подсистемами в ходе самопроизвольного процесса. Неравновесность учитывается посредством члена $d\Phi$, поэтому задача определения вида функции энтропии в этом классе неравновесных состояний вообще не возникает.

Таким образом, уравнение (1.7.9) вполне согласуется с принципом локального равновесия в смысле использования уравнения Гиббса для вычисления внутренней энергии и энтропии неравновесной системы, но требует отказа от утверждения, что неравновесная система может быть представлена в виде совокупности достаточно малых равновесных подсистем, поскольку это утверждение не может иметь строгого термодинамического обоснования.

Действительно, в разделе 1.1 доказана недостижимость неравновесного состояния путем квазиравновесного перехода. Недостижимость не может быть снята путем деления неравновесной системы на сколь угодно мелкие части. Это особенно понятно, если принять во внимание два основополагающих признака неравновесности: диссипацию энергии и изменение во времени, которые не устраняются делением системы. Отказом от утверждения, что неравновесная система может быть представлена в виде совокупности достаточно малых равновесных подсистем, исключается внутренняя противоречивость принципа локального равновесия, отмечавшаяся в литературе [2]. Ясно, что все теоретические построения термодинамики и статистической механики, основанные на принципе локального равновесия, нуждаются в серьезной критической ревизии.

1.7.4 Линейность уравнений переноса

Свойства полного дифференциала $d\Phi$ позволяют вывести уравнения процессов переноса на единой термодинамической основе без использования дополнительных постулатов. Эмпирические линейные законы Фурье, Фика, Ома получаются при этом в качестве предельных решений для стационарных процессов. Для нестационарных процессов получаются решения с релаксационным членом.

В нашей статье [3] в качестве упрощенного примера рассмотрен вывод закона теплопроводности по одной пространственной координате. Интересующиеся подробностями могут найти их в упомянутой статье. Здесь мы отметим лишь несколько существенных моментов.

Как показал Гухман [4], в неравновесном процессе с конечной скоростью теплообмена передача теплоты Q всегда сопряжена с совершением неиспользуемой работы. Эта потеря работоспособности соответствует уменьшению потенциала неравновесного состояния Φ:

$$-d\Phi = dQ_{\text{МАКС}} - dQ\,, \qquad (1.7.10)$$

где $Q_{\text{МАКС}}$ - теплота в равновесном процессе.

В качестве конечного результата, имеющего научное и практическое значение, получено уравнение плотности теплового потока [3[

$$J = -\tau_r \cdot dJ/dt - \lambda \nabla T, \qquad (1.7.11)$$

которое в случае стационарного процесса совпадает с законом теплопроводности Фика, а в полном виде совпадает с обобщенным законом теплопроводности Лыкова [5] для высокоинтенсивных нестационарных процессов теплопроводности. Имеется, однако, важная особенность. Множитель τ_r (время релаксации в законе Лыкова), который обычно полагают постоянной величиной, оказывается зависящим от значения диссипативного порядка n = 1, 2, 3…:

$$\tau_r = \text{const} \cdot J^{1/n}\,, \qquad (1.7.12)$$

что позволяет получить серию уравнений теплопроводности для высокоинтенсивных потоков с различной степенью неравновесности. Легко установить, что обычное условие τ_r = const соответствует предельному случаю линейной аппроксимации потоков, применимость которой для высокоинтенсивных потоков представляется проблематичной.

Возможность вывода уравнений переноса лишь на основе математических свойств функции состояния Ф (без использования каких-либо физико-механических моделей) имеет большое теоретическое значение, так как напрямую связывает величину (-ΔФ) с упорядочением процессов массо- и теплопереноса.

1.7.5 Соотношения взаимности Онзагера

Будем рассматривать стационарный процесс как неравновесное состояние с фиксированными значениями Ф и τ.

Возьмем для простоты систему лишь с двумя взаимодействующими потоками J_1 и J_2. Обозначим обобщенные движущие силы X_1 и X_2. Линейная термодинамика неравновесных процессов дает соотношение

$$T\sigma_{\text{СТАЦ}} = J_1 dX_1 + J_2 dX_2 . \qquad (1.7.12)$$

Перейдём теперь к уравнениям термодинамики неравновесного состояния. Из этих уравнений следует, что производство энтропии σ имеет свойства функции состояния как в изолированной системе, так и в стационарном процессе. Математически это выражается свойствами полного дифференциала. В силу свойств полного дифференциала сразу же получаем дифференциальное соотношение взаимности, которому, как частный случай, удовлетворяет система линейных уравнений термодинамики неравновесных процессов с постоянными коэффициентами

$$J_1 = L_{11} X_1 + L_{12} X_2 ; \qquad J_2 = L_{22} X_2 + L_{21} X_1 .$$

Из дифференциального соотношения взаимности следует равенство $L_{12} = L_{21}$, которое постулировано Онзагером и известно как соотношение взаимности перекрестных коэффициентов.

Интересующихся подробностями доказательства мы отсылаем к статье [3].

1.7.6 Общие выводы

Принципиальное различие между рассмотренными термодинамическими теориями заключается в трактовке диссипативных потерь работоспособности и в различной природе времени в термодинамических уравнениях. Термодинамика неравновесных процессов Онзагера-Пригожина описывает диссипативные потери как прирост энтропии, причем прирост энтропии не имеет свойств функции состояния. Термодинамика неравновесного состояния различает две составляющих диссипативных потерь. Одна из составляющих соответствует приросту энтропии (причем в изолированной системе и в стационарном процессе этот прирост энтропии имеет свойства функции состояния), а вторая соответствует потерям на спонтанное совершение неиспользуемых видов работы (вторая составляющая тоже имеет свойства функции состояния).

Все четыре основополагающих постулата линейной термодинамики неравновесных процессов могут быть получены в качестве частных следствий из уравнений термодинамики неравновесного состояния, хотя 1й и 2й постулаты потребовали существенных уточнений.

При малых отклонениях от равновесия и в предельном случае процессов нулевого диссипативного порядка термодинамика неравновесного состояния сводится к линейной термодинамике неравновесных процессов Онзагера - Пригожина.

Список литературы к разделу 1.7

1. Де Гроот С.Р. Термодинамика необратимых процессов/ Пер. с англ. М.: ГИТТЛ. 1956. 280 с.
2. Шахпаронов М.И. Термодинамика необратимых процессов. – М.: Наука. 1989. 87 с.
3. Маслов В.Н. О взаимосвязи термодинамики неравновесного состояния с термодинамикой неравновесных процессов//Изв. вузов. Физика. - № 12, 10 -14, 1990.
4. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 55.
5. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа. 1967. 599 с.

Глава 2. РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ОТКРЫТИЙ

Только тогда можно понять сущность вещей, когда знаешь их происхождение и развитие.

Аристотель

Опыт никогда не ошибается, ошибаются наши суждения.

Леонардо да Винчи

Случайность или вероятность является не способом учета нашего незнания, а скорее частью новой обобщенной рациональности.

И. Пригожин

2.1 БАЗОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ № 1: МЕХАНИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ С ТРЕНИЕМ

2.1.1 Постановка задачи

При переходе от теоретических основ термодинамики неравновесного состояния к разработке алгоритма открытий возникает потребность в базовых экспериментах. Необходимо решить следующие задачи:

1) Определить способы перехода от уравнений и теоретических параметров к величинам, измеряемым в экспериментах;
2) Наметить конкретные области возможного применения термодинамики неравновесного состояния;
3) Выяснить преимущества, связанные с описанием самопроизвольных процессов посредством уравнений термодинамики неравновесного состояния;
4) Приблизиться к более полному пониманию физической природы потери определенной доли работоспособности $\alpha = -\Delta\Phi/A_{МАКС} = n/n+2$ (где n = 1, 2, 3…) при протекании самопроизвольных процессов.

С точки зрения перспективы возможных открытий наибольший интерес в качестве экспериментальных объектов представляют такие системы и процессы, количественное описание которых связано с существенными трудностями или с противоречивостью используемых постулатов. Удачно выбранные и правильно истолкованные базовые эксперименты должны обеспечить пригодность алгоритма открытий для работы с возможно более широким кругом явлений и процессов.

Возьмем в качестве примера механическое движение с трением.

Теоретический анализ движения в механических диссипативных системах выходит за пределы возможностей классической механики, а также и термодинамики.

По Ландау [1], задача о движении тела в среде с трением вообще не является задачей механики. Дело в том, что при таком движении ускорение движущегося тела не является функцией лишь координат и скорости в данный момент времени (иными словами, не существует уравнений движения в том смысле, какой они имеют в механике). С помощью уравнений движения классической механики можно описать лишь системы, в которых сила трения линейно зависит от скорости, а диссипация энергии определяется диссипативной функцией Рэлея.

В то же время механические системы не являются термодинамическими [2] и выводы термодинамики можно применять к механическим системам лишь после особого обсуждения, так как переход от механических систем к термодинамическим связан с качественным скачком от одного вида энергии к другому.

В диссипативных механических системах механическая энергия преобразуется в теплоту, которая, сама по себе, является объектом термодинамики, но классическая термодинамика не рассматривает диссипативные процессы, протекающие во времени.

Процесс релаксации к термодинамическому равновесию в механической диссипативной системе не может быть описан и в рамках линейной неравновесной термодинамики Онзагера-Пригожина, так как в уравнениях последней содержатся только первые производные по времени.

Все эти теоретические и методологические трудности свидетельствуют об одном: адекватное описание фундаментальных закономерностей, управляющих протеканием диссипативных процессов во времени, отсутствует не только в механике, но и в других областях физики.

2.1.2 Эксперимент с затухающим вращением маховика

В этом разделе приведены экспериментальные данные по динамике торможения маховика. Рассмотрены также особенности перехода от теоретических уравнений общего характера к величинам, измеримым в механическом эксперименте. Сразу заметим, что результаты экспериментов прекрасно согласуются (качественно и количественно) с концепцией и уравнениями термодинамики неравновесного состояния, подтверждают физическую обоснованность новых термодинамических функций состояния Ф, т, *А* и свидетельствуют о полезности полученных формул в практических инженерных расчетах. Эти расчеты могут быть связаны, в частности, с определением энергетических потерь на трение в узлах машин и механизмов, с определением тормозного пути транспортных средств и т. п.

Для перехода к измеримым в эксперименте величинам используем уравнение

$$\boldsymbol{\alpha \cdot A_{\text{МАКС}} = A_{\text{МАКС}} - \beta \cdot A_{\text{МАКС}}; \quad \alpha + \beta = 1,} \qquad \textbf{(1.4.6 а)}$$

из которого следуют соотношения

$$\boldsymbol{A_{\text{МАКС}} = -\Delta\Phi/\alpha; \quad A_{\text{МАКС}}^{(1)} = \Phi^{(1)}/\alpha; \quad A_{\text{МАКС}}^{(n+1)} = \Phi^{(n+1)}/\alpha,} \qquad \textbf{(1.4.6. б)}$$

где производные взяты по термодинамическому времени; α — коэффициент диссипативности; β — коэффициент характеристической работоспособности.

В разделе 1.4 показано, что на действительной траектории самопроизвольного процесса диссипативный порядок траектории есть величина постоянная (n = const), поэтому коэффициенты α и β имеют постоянные значения.

Величина $A_{\text{МАКС}}$ для каждого момента времени определяется из известных соотношений классической механики.

В условиях изучаемого эксперимента изменение потенциальной энергии маховика равно нулю, а максимальная работоспособность в каждый момент времени равна кинетической энергии ротора, следовательно, $A_{\text{МАКС}} = J\omega^2/2$.

Величина характеристической работоспособности *А* может быть вычислена как удвоенное среднее значение максимальной работоспособности A_{MAX} на отрезке времени от начала отсчета $t = 0$ до момента достижения равновесия $t = t_{\text{РАВН}}$.

Величину *А* можно определить и графическим методом , как показано ниже на **Рис. 2.1.1**.

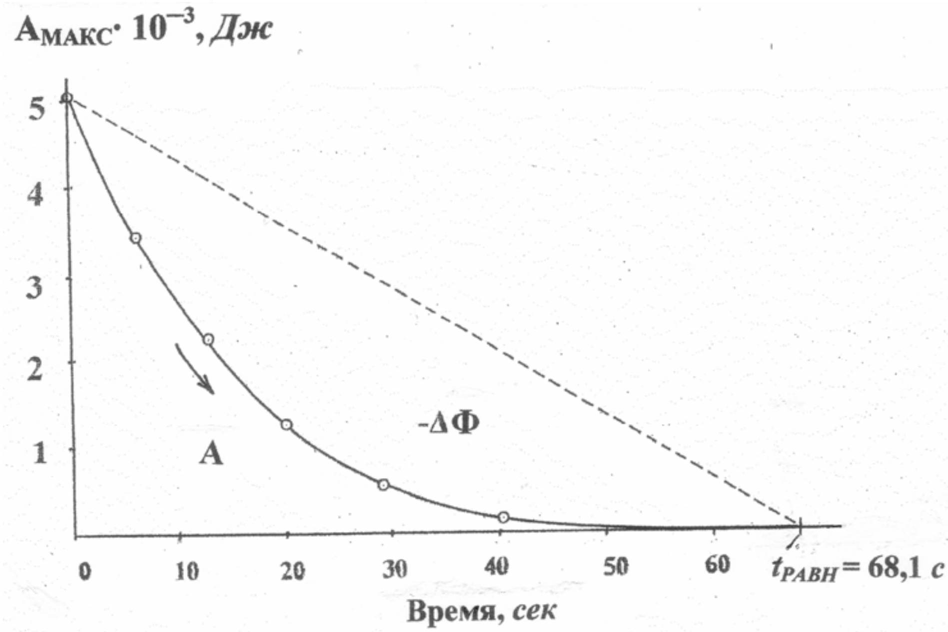

Рис. 2.1.1

Экспериментальная кривая снижения работоспособности маховика в процессе самопроизвольного затухания вращения с показом возможности графического определения величин $A_{МАКС}$, ΔΦ, A.

Если на оси ординат откладывать величину $2A_{МАКС}$, а значение $t_{РАВН}$ принять равным единице, то с точностью до масштабного множителя величина $A_{МАКС}$ будет равна площади прямоугольного треугольника, тогда как величина A будет равна площади под кривой торможения маховика.

Для обработки экспериментальных данных удобно использовать зависимость $A_{МАКС} = f(\tau)$, которую можно получить из уравнения (1.4.5) с учетом (1.4.6 а, б):

$$\mathbf{A_{МАКС} = [A_{МАКС}^{(n+1)} / (n + 1)!]\cdot \tau^{n+1}\,.} \qquad \mathbf{(2.1.1)}$$

Видно, что в координатах $\{(A_{МАКС})^{1/n+1}, \tau\}$ должна получаться прямая при правильно выбранном значении n. Если значение $t_{РАВН}$ не определено прямым наблюдением, то в силу соотношения $\tau = (t_{РАВН} - t)$ следует строить график в координатах $\{(A_{МАКС})^{1/n+1}, t\}$.

Эксперименты проведены нами на лабораторной машине ТММ-7м, предназначенной для определения коэффициента трения подшипников [4]. Схема машины трения изображена на **Рис.2.1.2**.

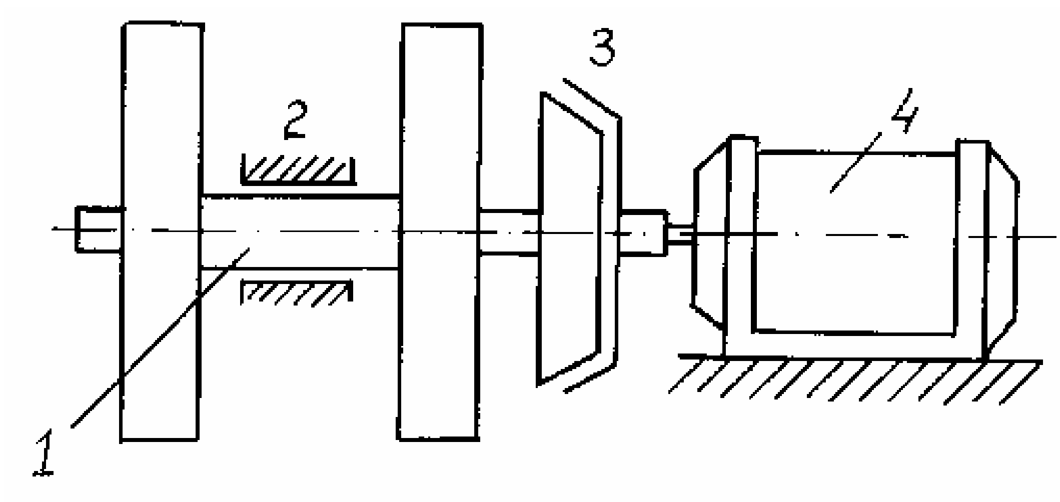

Рис. 2.1.2

Схема машины трения ТММ-7М. 1 - маховик, 2 - подшипник, 3 – муфта, 4 – электродвигатель.

Машина состоит из вала с двумя маховиками (кратко - маховик), вращающегося в подшипнике. Вал с помощью конической муфты можно соединять с валом электродвигателя. При включении двигателя и муфты маховик разгоняется до скорости, равной скорости вращения вала электродвигателя. После выключения муфты угловая скорость маховика ω начинает падать вплоть до нуля вследствие трения в подшипнике и сопротивления воздушной среды.

В эксперименте измеряли механическим тахометром типа ТМ-1-0 класса 1,0 число оборотов маховика в единицу времени N как функцию лабораторного времени t. В серии из трех параллельных опытов коэффициент вариации лабораторного времени для фиксированных значений N не превышал 2%.

Момент достижения равновесия в процессе механического движения, то есть момент остановки маховика (температурной релаксацией пренебрегаем) может быть зафиксирован путем визуального наблюдения. Но в первой серии опытов не было возможности визуально наблюдать вращение маховика, а определение момента остановки по показаниям тахометра связано с большой ошибкой измерения. Поэтому значение момента остановки $t_{РАВН}$ = 68,1 *с* при начальной скорости вращения маховика *N* = 10 $с^{-1}$ было найдено графически, как описано ниже.

Спустя десять месяцев эксперимент был повторен на той же установке.

Во второй серии опытов уже имелась возможность визуального наблюдения момента остановки маховика. При отсчете лабораторного времени от того же значения N = 10 $с^{-1}$ получено значение $t_{РАВН}$ = 67,7 *с*, что в пределах ошибки эксперимента совпадает с найденным графически в первой серии опытов значением $t_{РАВН}$ = 68,1 *с*. Этот результат свидетельствует о полной воспроизводимости процесса торможения. Кривая торможения для первой серии опытов представлена на **Рис.2.1.3** в полулогарифмических координатах «кинетическая энергия — время».

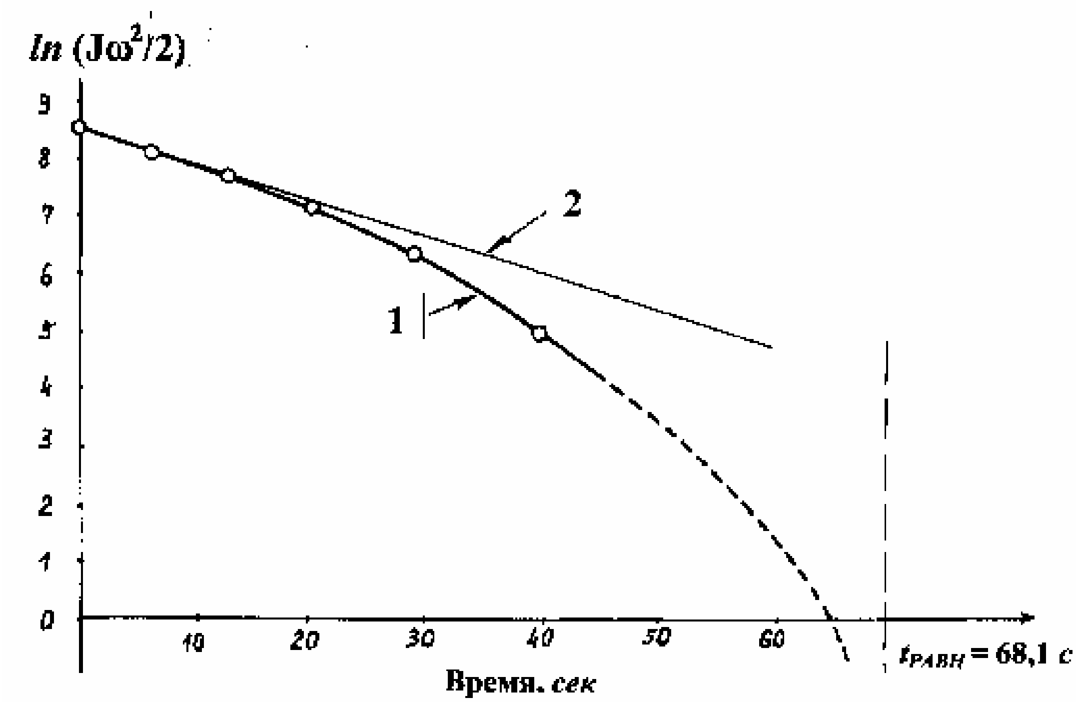

Рис. 2.1.3

Изменение работоспособности маховика во времени в полулогарифмических координатах.

1 - эксперимент,

2- диссипативная функция Рэлея.

Видно, что в полулогарифмических координатах экспериментальные точки не могут быть аппроксимированы прямой. Следовательно, диссипативная функция Рэлея непригодна для описания процесса торможения маховика.

2.1.3 Обсуждение

Результаты подбора значения *n* для первой серии опытов представлены на **Рис. 2.1.4.**

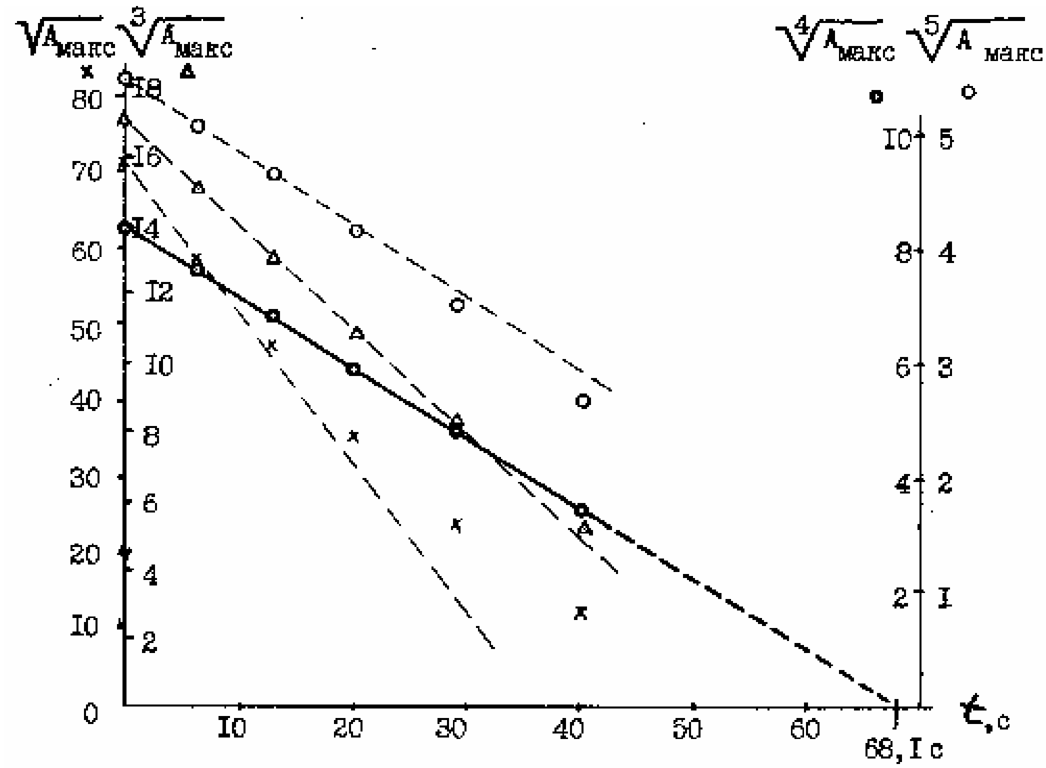

Рис. 2.1.4

Графическое определение значения диссипативного порядка (*n*) и момента остановки маховика $t_{ОСТ}$ = 68,1 *с*.

Прямая получается лишь в координатах $\{(A_{МАКС})^{1/4}, t\}$. Следовательно, изучаемый неравновесный процесс торможения ротора характеризуется диссипативным порядком n = 3 и протекает при постоянном значении четвертой производной кинетической энергии по времени. Неудивительна поэтому неспособность диссипативной функции Рэлея описать реальный процесс торможения.

Из уравнения полученной на **Рис. 2.1.4** прямой (или путём экстраполяции прямой до пересечения с осью абсцисс) определяем момент остановки маховика $t_{РАВН}$ = 68,1 с и значение постоянной производной $A_{МАКС}^{(4)} = 5{,}614 \cdot 10^{-3}$ *Дж·с*$^{-4}$. Из (1.4.8) следует, что при $n = 3$ коэффициент диссипативности α = 0,6. Поэтому легко определяем и значение термодинамической постоянной процесса $\Phi^{(4)} = \alpha \cdot A_{МАКС}^{(4)} = 3{,}368 \cdot 10^{-3}$ *Дж·с*$^{-4}$, характеризующей использованный материал смазки в режиме полужидкостного трения. Заметим, что существование термодинамических постоянных, характеризующих свойства веществ и материалов в неравновесных процессах является одним из очень важных теоретических предсказаний термодинамики неравновесного состояния.

Поскольку $t_{РАВН}$ = 68,1*с*, уравнение термодинамического времени для первой серии опытов имеет вид: $\tau = (68{,}1 - t)$ *с*.

Подстановка найденных значений в (2.1.1) позволяет записать уравнение для определения работоспособности (т.е. кинетической энергии) маховика в любой момент лабораторного времени:

$$\boldsymbol{J\omega^2/2 = 5{,}638 \cdot 10^{-3} \cdot (68{,}1 - t)^4/24 \text{ Дж.}} \qquad \mathbf{(2.1.2)}$$

Проверка показала, что относительная ошибка определения кинетической энергии маховика по этой формуле находится в пределах от 0,1 до 4,1% для любой точки на кривой торможения.

Графическое интегрирование площадей, соответствующих величинам ΔΦ и $A_{МАКС}$ (схема расположения площадей показана на **Рис. 1.4.1** и **Рис. 2.1.1**), позволяет независимым путем определить значение коэффициента диссипативности α и сравнить его с теоретическим значением α = 0,6 для диссипативного порядка $n = 3$. Полученные таким способом экспериментальные значения коэффициента диссипативности α = 0,60 ± 0,02 (за исключением последней точки t = 40,3 *с*, где α = 0,66) очень хорошо согласуются с теоретически предсказанным значением α = 0,6. Это значение показывает величину той доли работоспособности системы (в данном случае, кинетической энергии маховика), которая, согласно воззрениям Путилова, израсходована в неравновесном процессе на выполнение некоторой технически неиспользуемой работы.

Можно предположить, что в изолированной системе с полужидкостным трением в подшипниках маховика технически неиспользуемая работа сводится к изменению конфигурации и упорядочению высокомолекулярных молекул смазки (если пренебречь сопротивлением воздуха). Хотя количественных оценок не делалось, вполне очевидно, что суммарные потери на трение в подшипниках (в форме прироста энтропии и в форме неиспользуемой работы) не могут быть описаны моделью работы против сил потенциального поля. Следовательно, в эксперименте с маховиком модель дополнительного поля Леонтовича непригодна даже для мысленного эксперимента.

Однако, проведенный нами эксперимент наглядно подтверждает теоретическую возможность разделить диссипативные потери работоспособности на две составляющие: энергетическую и энтропийную. При этом энергетическая составляющая описывается в терминах изменения потенциала неравновесного состояния Ф как работа неравновесной системы, совершаемая против сил некоторого потенциального поля, дополняющего свободную энергию неравновесного состояния до равновесного значения. В отличие от воображаемого дополнительного поля Леонтовича, это дополнительное поле проявляется как физическое (реально существующее), энергия которого увеличивается за счет соответствующего уменьшения энергии маховика.

Конечно, существование неизвестного науке потенциального поля представляется в высшей степени сомнительным. Альтернативой является простое предположение, что обсуждаемое поле является результатом ошибочной интерпретации результатов математического формализма. Но в этом случае возникают трудности с составлением энергетического баланса.

Будем рассуждать по схеме доказательства «от противного».

Имеем вращающийся маховик, не совершающий работы над внешними системами, скорость вращения которого за конечный отрезок времени замедляется до полной остановки вследствие трения в подшипниках. Допустим, кинетическая энергия маховика расходуется только на трение в подшипниках (потерями энергии на трение о воздух пренебрегаем). В масштабе графика самопроизвольного процесса в изолированной системе, приведенного на Рис.1.4.1, исходная кинетическая энергия маховика равна площади прямоугольного треугольника. Кинетическая энергия остановившегося маховика равна нулю. В теплоту трения может превратиться лишь определённая часть исходной кинетической энергии, численно равная площади под вогнутой кривой изменения кинетической энергии маховика. Таким образом, энергетический баланс маховика не сходится на величину площади сегмента (—ΔФ), что означает нарушение закона сохранения энергии. Следовательно, предположение, что кинетическая энергия маховика расходуется только на трение в подшипниках, является ошибочным.

Чтобы избежать нарушения закона сохранения энергии, необходимо признать существование физического объекта, поглощающего значительную часть кинетической энергии маховика, равную площади сегмента (—ΔΦ).

Согласно разделу 1.2, этот сегмент имеет физический смысл энергетического «зазора», разделяющего равновесные и неравновесные процессы, а уравнение изменения величины потенциала Φ можно трактовать как затрату энергии на совершение работы против сил некоторого потенциального поля.

Чтобы определить, между какими именно формами энергии перераспределяется кинетическая энергия маховика, потерянная вследствие неравновесности процесса, необходимы термометрические и другие специальные эксперименты. В результате появится возможность однозначно ответить на вопрос: является ли графически идентифицированная работа против потенциального поля (−ΔΦ) лишь удобным математическим формализмом или имеет более глубокий (пока еще не вполне понятный) физический смысл.

В целом, экспериментальные данные количественно и качественно согласуются с предсказаниями термодинамики неравновесного состояния и позволяют сформулировать неизвестную ранее закономерность на уровне открытия:

Самопроизвольный процесс диссипации кинетической энергии в механической системе с трением ведёт систему к механическому равновесию по энергетической траектории, совместимой со свойствами смазки и материалов трущейся пары и удовлетворяющей принципам кратчайшего времени и наименьшего диссипативного действия.

Список литературы к разделу 2.1

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. 2-е изд. М.: Наука, 1965. 203 с.

2. Базаров И.П. Термодинамика. 3-е изд. М.: Высшая школа, 1983. 344 с.

3. Маслов В. Н.//Изв. вузов. Физика. 1989. № 8. С. 49—54.

4. Петрокас Л.В. Определение приведенного коэффициента трения подшипников. Руководство к лабораторной работе по ТММ. М.: МИХМ, 1954. 6 с.

2.2 БАЗОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ № 2: КИНЕТИКА ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

2.2.1 Постановка задачи

Химическая кинетика и химическая термодинамика - два независимых подхода к изучению химических превращений, причем между этими подходами существует глубокий разрыв вследствие противоречивости исходных постулатов.

Имеется, например, противоречие между постулатом существования устойчивого состояния равновесия в термодинамике и постулатом недостижимости равновесия за конечное время в кинетике. Общеизвестна также неустранимая неопределенность соотношения между значениями стехиометрических коэффициентов в термодинамическом законе действующих масс и значениями порядков реакции по компонентам при кинетическом выводе того же закона. Более того, в отличие от стехиометрических коэффициентов, значения порядков реакции по компонентам вообще не являются постоянными величинами, так как зависят от соотношения концентраций реагентов.

Отметим еще одно обстоятельство первостепенного значения.

Уравнения классической термодинамики имеют характер энергетических закономерностей и описывают химический процесс в равновесном состоянии, не нуждаясь в предположениях о механизме реакции на молекулярном уровне.

Уравнения формальной кинетики имеют вероятностный смысл и основаны на молекулярно-кинетических моделях подсчета случайных столкновений, способных завершиться химическим взаимодействием.

По Денбигу [1], единственным ограничением, накладываемым термодинамикой на кинетические уравнения, следует считать совместимость вида кинетического уравнения при равновесии с законами классической (равновесной) термодинамики.

Однако, даже такая ограниченная совместимость остается проблематичной: в условиях химического равновесия попытки замены концентраций в уравнениях кинетики на значения термодинамических активностей закончились неудачей, а значения порядков реакций по компонентам не удалось приравнять к значениям стехиометрических коэффициентов.

Приходится признать, что уравнения формальной химической кинетики плохо совместимы (строго говоря, вообще несовместимы) с равновесной термодинамикой. Разрыв катастрофически велик и путь к его устранению не просматривается, поскольку в уравнениях классической термодинамики отсутствует время, а в кинетической теории время и производные по времени играют роль важнейших параметров.

Обеспечение совместимости кинетических уравнений с уравнениями равновесной термодинамики является фундаментальным критерием для любой теории, претендующей на устранение разрыва между термодинамикой и кинетикой. Ясно, что роль «моста» может выполнить только теория, в уравнения которой наряду с термодинамическими функциями состояния входит время и производные по времени. Наша задача - показать, что термодинамика неравновесного состояния может описать кинетику химических реакций при помощи термодинамических функций неравновесного состояния Φ и τ.

2.2.2 Вывод уравнения энергетической траектории химической реакции

Системы с химическими превращениями относятся к классу систем с переменным количеством вещества в каждой из подсистем, образованных веществами, участвующими в реакции. Поэтому следует пользоваться удельными значениями потенциала неравновесного состояния, так что уравнение (1.4.5) приобретает вид

$$\boldsymbol{\varphi_i = \varphi_i^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} / (n+1)!} \qquad \textbf{(2.2.1)}$$

где $\varphi_i = \partial \Phi / \partial m_i$; m_i - число молей i-го вещества.

Протекание двухсторонней (обратимой) химической реакции

$$\sum \mathbf{v}_i \boldsymbol{M_i} \rightleftarrows \sum \mathbf{v}_j \boldsymbol{M_j}$$

удобно рассматривать с использованием метода, который называется "ящик Вант-Гоффа" [2]. Схема ящика Вант-Гоффа изображена **на Рис. 2.2.1**. В секциях ящика содержится неизменное число молей каждого реагента и продукта.

Замечательным свойством ящика Вант-Гоффа является замена химического превращения веществ с изменением числа молей реагентов и продуктов на энергетически эквивалентный физический процесс изменения объема, занимаемого каждым веществом без изменения взятого числа молей. Прямой реакции соответствует самопроизвольный процесс расширения секций реагентов до равновесных значений объемов. Обратной реакции соответствует вынужденный процесс сжатия секций продуктов. Уравнения термодинамики неравновесного состояния описывают протекание самопроизвольных процессов до установления равновесия. Поэтому, в отличие от уравнений формальной кинетики, в рассмотрение берется только самопроизвольная, т. е. прямая реакция. Наличие той или иной обратной реакции проявляется в уравнениях через посредство заданных значений равновесных активностей реагентов.

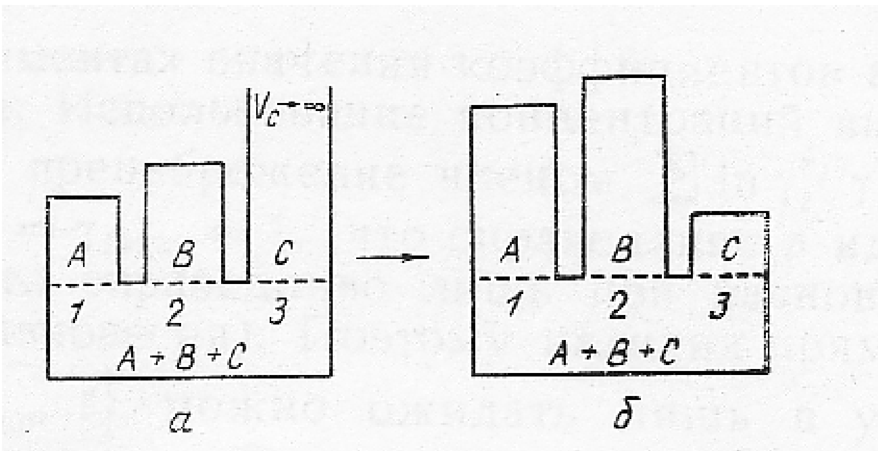

Рис. 2.2.1

Изменение объема секций реагентов и продуктов при описании кинетики химической реакции $A + B \rightleftarrows C$ по схеме ящика Вант-Гоффа с постоянным числом молей.

а - начальный момент времени; б - состояние равновесия.

1, 2, 3 - полупроницаемые мембраны, избирательно пропускающие только вещества *A, B* и *C*, соответственно.

В равновесной термодинамике максимальная работа изменения объема реагентов в изобарно-изотермических условиях, измеренная в удельных величинах, определяется изменением химических потенциалов

$$-A_{\text{макс}} = \Delta\mu = \sum_i \nu_i RT(\ln a_{i\,\text{равн}} - \ln a_i) \qquad \textbf{(2.2.2)}$$

где a_i — активности реагентов; ν_i — стехиометрические коэффициенты. Подстановка (2.2.2) в (2.2.1) после небольших преобразований приводит к искомому уравнению энергетической траектории химической реакции:

$$\sum_i \mathbf{v}_i(\ln a_{i\,\text{РАВН}} - \ln a_i) = \sum_i \varphi_i^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1}/\alpha RT(n+1)! \qquad \textbf{(2.2.3)}$$

Отметим некоторые особенности уравнения (2.2.3).

Показатели степени v_i равны стехиометрическим коэффициентам в уравнении химической реакции, причем логарифмическая форма левой части уравнения обеспечивает инвариантность значений τ относительно умножения стехиометрических коэффициентов на любой общий множитель: изменяется лишь значение аддитивной постоянной процесса $\varphi_i^{(n+1)}$. При достижении состояния термодинамического равновесия в момент t = 0 значения активностей a_i = $a_{i\text{РАВН}}$. Этим обеспечивается выполнение требования совместимости вида кинетического уравнения с уравнениями равновесной термодинамики. В отличие от уравнений формальной кинетики, уравнения равновесной термодинамики требуют использования активностей вместо концентраций. Что касается уравнений термодинамики неравновесного состояния, вопрос о необходимости использования активностей остается открытым.

Предположим, что уравнение (2.2.3) является точным лишь при использовании термодинамических активностей. Однако, для удобства графической обработки экспериментальных данных следует опробовать преобразованную форму уравнения (2.2.3). Преобразования заключаются в использовании концентраций вместо активностей и подстановки значений текущего времени t вместо термодинамического времени τ с учетом соотношения $\tau = (t_{\text{РАВН}} - t)$. Преобразования завершаются извлечением корня (n+1)-ой степени из обеих частей уравнения, чтобы сделать его линейным относительно времени t. После этих преобразований уравнение (2.2.3) сильно упрощается:

$$[\sum \mathbf{v}_i(\ln C_{i\,\text{РАВН}} - \ln C_i)]^{1/n+1} = \text{const}\cdot (t_{\text{РАВН}} - t). \qquad \textbf{(2.2.4)}$$

Теперь можно строить график в координатах

$$\{[\sum \mathbf{v}_i(\ln C_{i\,\text{РАВН}} - \ln C_i)]^{1/n+1},\ t\}. \qquad \textbf{(2.2.5)}$$

В химико-кинетических экспериментах значения коэффициентов активности, как правило, неизвестны. Использование концентраций вместо активностей равносильно предположению, что коэффициенты активности равны единице $\gamma_i = \gamma_{i\text{РАВН}} = 1$ (это справедливо лишь для идеальных систем) или $\gamma_i = \gamma_{i\text{РАВН}}$ (что справедливо лишь при равновесии и в ближайших окрестностях равновесия). Поэтому наличия прямой в координатах (2.2.5) можно ожидать лишь в условиях, когда концентрации или давления реагентов достаточно малы и система может считаться идеальной или когда химическая реакция достаточно близка к достижению равновесия. Чем выше значения концентраций и чем больше система удалена от равновесия, тем значительнее могут быть отклонения от линейной зависимости. Конечно, будет играть роль и физико-химическая природа системы.

На практике, однако, может оказаться, что замена активностей на концентрации не приводит к заметной нелинейности графиков при работе в обычных диапазонах концентраций и давлений. Более того, поскольку в уравнениях термодинамики неравновесность процесса уже учтена посредством уменьшения потенциала неравновесного состояния ($-\Delta\Phi$), может оказаться, что использование активностей вместо концентраций вообще не требуется, т.е. является излишним.

Это обстоятельство, чрезвычайно важное для теории активностей, заслуживает специального теоретического и экспериментального исследования.

2.2.3 Сопоставление теории с экспериментами

В любом случае, целесообразно начинать обработку экспериментальных данных с построения графика в вышеуказанных координатах, т.е. с использованием концентраций. В соответствии с этим соображением произведена графическая обработка литературных данных по кинетике сложных химических реакций с различными механизмами химического превращения:

1) двусторонняя реакция первого порядка $\boldsymbol{A \rightleftarrows B}$;
2) двусторонняя реакция второго порядка $\boldsymbol{2A \rightleftarrows B+C}$;
3) двусторонняя последовательно-параллельная циклическая реакция типа $\boldsymbol{A \rightleftarrows B \rightleftarrows C \rightleftarrows A}$, в ходе которой продукт C превращается в исходное вещество A.

Во всех трех случаях химический процесс начинается с прямой реакции, в которой участвует только молекулы реагента A. Это позволяет использовать уравнение траектории (2.2.4) в его простейшей форме:

$$(\ln C_{A,\,\text{РАВН}} - \ln C_A)^{1/n+1} = \text{const}\cdot(t_{\text{РАВН}} - t) \qquad (2.2.6)$$

В **Табл. 2.2.1** приведены данные [3] по кинетике реакции первого порядка γ-оксимасляная кислота $\rightleftarrows$ лактон в водном растворе ($C_{\gamma РАВН}$ = 0,0494 М; T = 298 К).

Табл. 2.2.1

Реакция типа $A \rightleftarrows B$

Компоненты: γ-оксимасляная кислота (*A*); лактон (*B*).
Время: килосекунды; концентрации: моль/литр.

t, кс	**0**	**1,26**	**2,16**	**3,0**	**4,8**	**6,0**	**7,2**	**9,6**	**13,2**
C_γ	**0,182**	**0,158**	**0,145**	**0,132**	**0,111**	**0,101**	**0,092**	**0,079**	**0,067**
$C_л$	**0**	**0,024**	**0,037**	**0,049**	**0,071**	**0,081**	**0,090**	**0,103**	**0,115**

В **Табл. 2.2.2** приведены данные [4] по кинетике разложения иодистого водорода в газовой фазе ($C_{HI\ НАЧ}$ = 0,0446 М).

Табл. 2.2.2

Реакция типа $2A \rightleftarrows B + C$

Компоненты реакции: *HI* (*A*); H_2 (*B*); I_2 (*C*).
Время: килосекунды; C/C_o - доля распавшегося *HI*.

t, кс	**0**	**10**	**20**	**30**	**40**	**50**	**∞**
C/C_0	**0**	**0.045**	**0.0906**	**0,1303**	**0,1568**	**0,173**	**0,2143**

В **Табл. 2.2.3** приведены данные [4] по кинетике последовательно-параллельной циклической реакции.

Табл. 2.2.3

Реакция типа $A \rightleftarrows B \rightleftarrows C \rightleftarrows A$

Компоненты реакции: $CH_3CH_2CH{=}CHCOOH$ **(*A*)**
$CH_3CH_2CH(OH)CH_2COOH$ **(*B*)**
$CH_3CH{=}CHCH_2COOH$ **(*C*)**

Время: килосекунды

t, кс	**0**	**108**	**216**	**324**	**432**	**540**	**680**	**∞**
C_A, **%**	**100**	**82,8**	**73,9**	**67,3**	**62,25**	**58,4**	**55,4**	**41,3**

На **Рис. 2.2.2** представлены графики вышеуказанных реакций в координатах $\{(\ln C_A - \ln C_{A,РАВН})^{1/n+1},\ t\}$. Численное значение n+1 = 3 определено подбором.

2.2.4 Обсуждение результатов

Как показывает **Рис. 2.2.2**, графики всех трех реакций имеют линейный характер, что является подтверждением теоретических положений и уравнений термодинамики неравновесного состояния. Из графиков можно легко определить моменты достижения равновесия $t_{РАВН} = 3{,}3 \cdot 10^4$; $9{,}9 \cdot 10^3$; $2{,}9 \cdot 10^6 c$ для реакций 1, 2 и 3, соответственно.

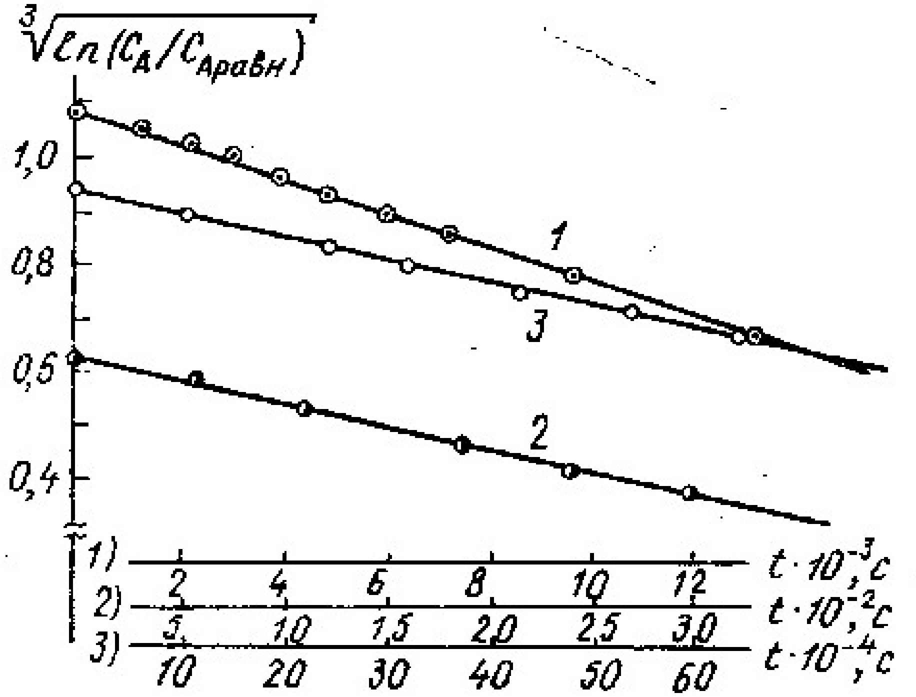

Рис. 2.2.2

Энергетические траектории реакций:

1) $A \rightleftarrows B$; 2) $2A \rightleftarrows B + C$; 3) $A \rightleftarrows B \rightleftarrows C \rightleftarrows A$.

Полученные результаты в наглядной форме доказывают возможность использования уравнений термодинамики неравновесного состояния для описания кинетики сложных химических реакций с различными механизмами химического превращения.

По сравнению с уравнениями формальной кинетики очень большим преимуществом является сокращение числа независимых кинетических коэффициентов. Например, в случае реакции № 3 число независимых кинетических коэффициентов для прямых и обратных реакций сокращается с 5 до 1 (значение *n* не является полностью независимым, так как подчиняется условию *n* = 1, 2...).

Термодинамика неравновесного состояния заполняет разрыв между классической термодинамикой и химической кинетикой, и показывает, что термодинамические функции неравновесного состояния (Ф и т) могут выступать в роли макроскопических факторов, определяющих детерминизм химических прекращений. Закономерность на уровне открытия, определяющую ход исследованных химических реакций, можно сформулировать следующим образом:

Самопроизвольные химические реакции идут в направлении химического равновесия по энергетическим траекториям, совместимым с условиями стехиометрии и удовлетворяющим принципам наименьшего диссипативного действия и кратчайшего времени.

Создается впечатление, что вероятностный молекулярно-кинетический механизм химического взаимодействия находится под воздействием макроскопических управляющих факторов.

Для более определенных суждений относительно взаимосвязи и взаимодействия вероятностных и энергетических факторов требуются, конечно, специальные эксперименты. Нуждается в теоретической и экспериментальной проработке и очень важный вопрос температурной зависимости полученных уравнений.

Для полноты обсуждения возможных перспектив добавим, что уравнение (2.2.3) в различных его модификациях может быть использовано в качестве термодинамической основы для решения проблемы физико-химического подобия [5], а также для выполнения инженерных расчетов, связанных с технологическими процессами микробиологической промышленности или с описанием кинетики биохимических реакций, протекающих по неизвестному молекулярному механизму.

<u>Список литературы к разделу 2.2</u>

1. Денбиг К. Г. Теория химических реакторов. М.: Наука, 1968. 191 с.
2. Кричевский И. Р. Понятия и основы термодинамики. М.: Химия, 1970. 439 с.
3. Эмануэль Н. М., Кнорре Д. Г. Курс химической кинетики. М.: Высшая школа, 1962. 414 с.
4. Фок Н. В., Мельников Н. Я. Сборник задач по химической кинетике. М.: Высшая школа, 1982. 126 с.
5. Дьяконов Г. К. Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов. М.: Изд-во АН СССР, 1956, 206 с.

2.3 БАЗОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ № 3: ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

2.3.1 Постановка задачи

Равновесная и линейная неравновесная термодинамика не раскрывают причины перехода ламинарного течения в турбулентный режим и не могут объяснить основных закономерностей турбулентного течения.

Классические эксперименты по гидравлике свидетельствуют о существовании следующих характерных явлений [1]:

- Потеря напора (то есть потеря работоспособности единицей веса жидкости) в ламинарном потоке пропорциональна скорости потока: $\Delta H \sim v$.
- Потеря напора в турбулентном потоке в гладкой трубе: $\Delta H \sim v^{7/4}$.
- Потеря напора в турбулентном потоке в трубе с шероховатостью стенок 1-го рода: $\Delta H \sim \xi \cdot v^{7/4}$, где коэффициент ξ не зависит от числа Рейнольдса.
- Потеря напора в турбулентном потоке в трубе с шероховатостью стенок 2-го рода и при больших значениях числа Рейнольдса: $\Delta H \sim v^2$.

Квадратичный закон потери работоспособности при больших значениях числа Рейнольдса является основной, фундаментальной, закономерностью развитого турбулентного течения [2]. Перечисленные закономерности можно представить наглядно в виде графика в координатах $\{\Delta H, v\}$, как показано на **Рис. 2.3.1**.

Термодинамика неравновесного состояния должна дать теоретическое объяснение всем отмеченным выше макроскопическим явлениям, наблюдающимся при переходе от ламинарного к турбулентному течению.

Обработка данных гидродинамики

Для использования уравнений, выведенных в Главе 1, применительно к гидравлическим потокам, примем во внимание, что максимальная термодинамическая работа $A_{МАКС}$ в гидравлической системе определяется величиной потенциального напора ΔH, то есть $A_{МАКС} = \Delta H$. В то же время величине производной $dA_{МАКС}/dt$ может быть сопоставлена величина расхода жидкости Q.

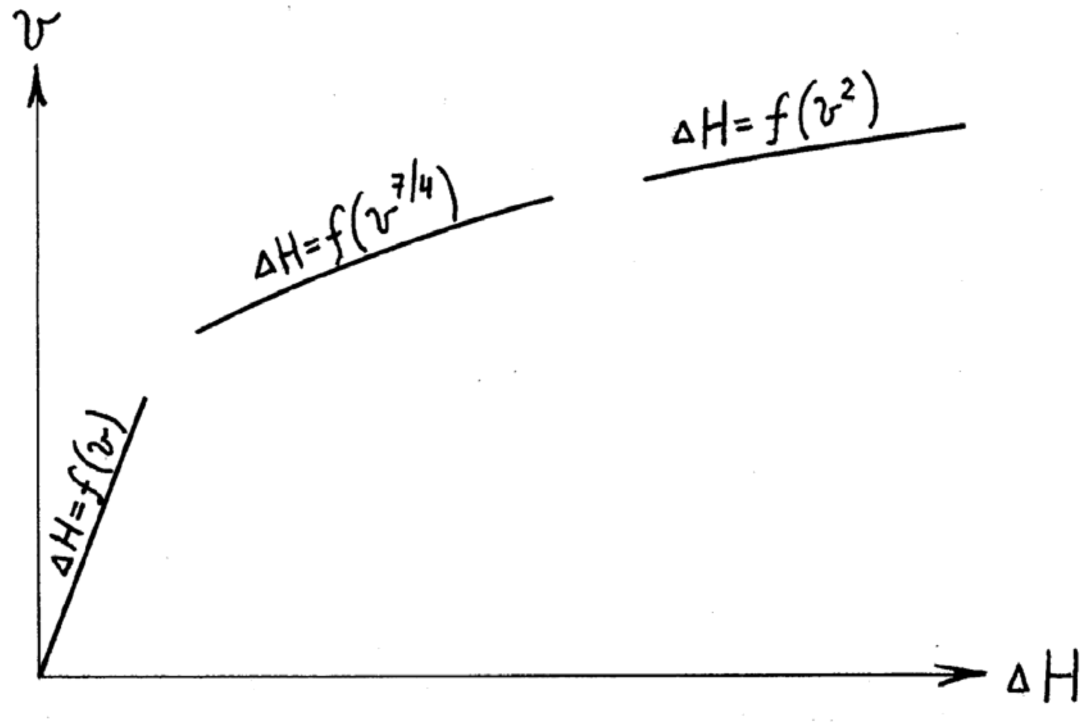

Рис. 2.3.1
Схема известной из гидравлики последовательности соотношений между потерей напора (ΔH) и скоростью потока (v).

Таким образом, имеем соотношения

$$\boldsymbol{A^{(1)}_{\text{макс}} = -\, dA_{\text{макс}}/dt = -\, dH/dt = C\cdot Q,} \qquad \textbf{(2.3.1)}$$

где $A^{(1)}_{\text{МАКС}}$ - первая производная по термодинамическому времени; C – коэффициент пропорциональности, имеющий смысл емкости.

Для дальнейшего анализа примем условие однородности свойств системы, иными словами положим C = const. В свою очередь, величина расхода Q пропорциональна средней (в ламинарном потоке) или осредненной (в турбулентном потоке) скорости v:

$$\boldsymbol{Q = \omega\cdot v,} \qquad \textbf{(2.3.2)}$$

где ω = *const* - площадь живого сечения трубы.

В итоге, система координат $\{H, v\}$ с точностью до постоянных множителей может быть заменена системой координат $\{A_{МАКС}, A^{(1)}_{МАКС}\}$ или системой координат $\{Ф, Ф^{(1)}\}$, принимая во внимание соотношение $–ΔФ = αA_{МАКС}$ (1.4.6 а).

Качественную картину перехода ламинарного течения в турбулентное можно представить теперь как последовательный переход с одной термодинамически разрешенной траектории неравновесного процесса на другую.

Интегрирование собственной функции неравновесной системы (1.4.4) позволяет записать потенциал неравновесного состояния Ф в виде функции одной из переменных производных по термодинамическому времени. Функция первой производной

$$\mathbf{Ф} = \boldsymbol{n!^{1/n}} \cdot (\mathbf{Ф}^{(1)})^{\boldsymbol{n+1/n}} / (\boldsymbol{n} + 1)(\mathbf{Ф}^{(\boldsymbol{n}+1)})^{\boldsymbol{1/n}} \qquad \textbf{(2.3.3)}$$

соответствует семейству траекторий различного диссипативного порядка. Запись $(\mathbf{Ф}^{(n+1)})^{1/n}$ означает, что производная $\mathbf{Ф}^{(n+1)}$ возведена в степень $1/n$. Семейство траекторий различного диссипативного порядка в координатах {Ф, т} показано на **Рис. 1.6.1**, а на **Рис. 2.3.2** траектории различного порядка (n = 1, n = 2 и $n \to \infty$) изображены в координатах $\{A^{(1)}_{МАКС}, A_{МАКС}\}$.

Интегральный принцип наименьшего диссипативного действия (1.6.2) устанавливает, что действительный диссипативный процесс пойдет по отрезкам траекторий, огибающих поле, где расположены разрешенные (физически возможные) траектории. При этом, в случае равенства площадей, соответствующих интегралу, взятому по рассматриваемым траекториям, будет происходить скачкообразный переход с одной траектории на другую.

С учетом уравнения (2.3.3.) вариационный принцип (1.6.2) можно переформулировать так, чтобы исключить переменную т:

$$\boldsymbol{J}(\mathbf{Ф}^{(1)}) = \int_{0}^{\mathbf{Ф}} \mathbf{Ф}^{(1)}(\mathbf{Ф}) \cdot \boldsymbol{d}\mathbf{Ф} = \mathbf{min.} \qquad \textbf{(2.3.4)}$$

В таком виде принцип наименьшего диссипативного действия более удобен для рассмотрения перехода от ламинарного к турбулентному режиму.

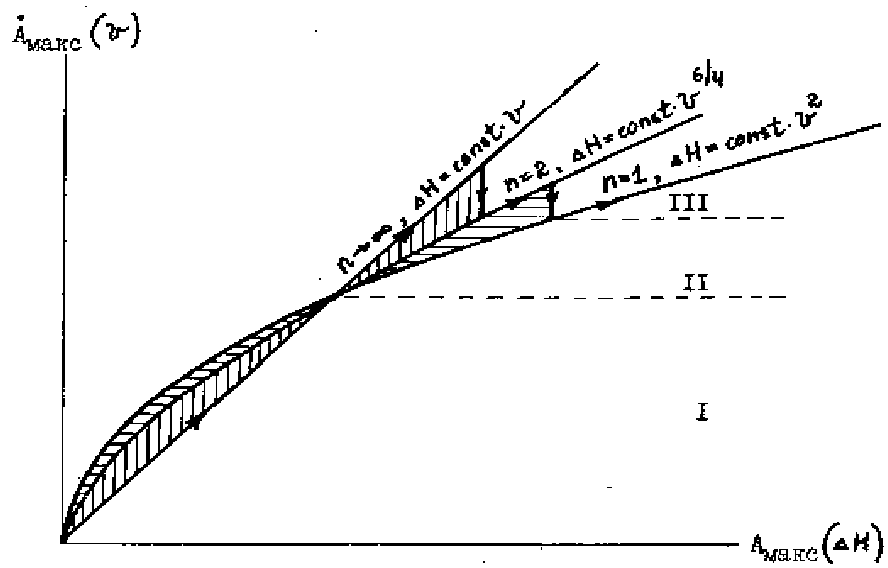

Рис. 2.3.2

Теоретическое объяснение скачкообразной смены режимов течения при переходе от ламинарного к турбулентному потоку.

I - ламинарный поток; II - область неустойчивого течения; III - турбулентный поток.

Ламинарному потоку в координатах $\{\Phi, \Phi^{(1)}\}$ соответствует прямая

$$\Phi = \mathrm{const} \cdot \Phi^{(1)}, \text{ то есть } \Delta H \sim v.$$

Уравнение прямой получается из (2.3.3) в пределе, когда допустима аппроксимация $n \to \infty$.

Таким образом, теория показывает, что ламинарное течение является предельным состоянием неравновесного потока, приближающегося к состоянию равновесия, и должно было бы оказаться неустойчивым при любых конечных значениях диссипативного порядка n. Относительная стабильность ламинарного течения, наблюдающаяся в экспериментах, объясняется тем, что при малых скоростях потока (т.е. при малых значениях $\Phi^{(1)}$) не имеется других разрешенных траекторий, совместимых с вариационным принципом (2.3.4). Это хорошо видно из **Рис. 2.3.2**, где показано также, что предельной траекторией при больших значениях Φ является траектория первого диссипативного порядка (n = 1), на которой выполняется квадратичное соотношение

$$\mathbf{\Phi = \Phi^{(1)2}/2\Phi^{(2)}\text{ , то есть }\Delta \mathit{H} \sim \mathit{v}^2 .}$$

Предельной траектории первого диссипативного порядка (n = 1) предшествует траектория второго диссипативного порядка (n = 2). На этой траектории выполняется соотношение

$$\mathbf{\Phi = 2^{1/2}\,\Phi^{(1)3/2}/3\Phi^{(3)1/2}\text{ , то есть }\Delta \mathit{H} \sim \mathit{v}^{6/4} ,}$$

что хорошо согласуется с эмпирической зависимостью $\Delta H \sim v^{7/4}$, если принять во внимание неизбежность больших ошибок измерения при переходных режимах течения. Интересным случаем является переходный режим течения, при котором $\Delta H \sim \xi\cdot v^{7/4}$. Конечно, этому режиму тоже соответствует траектория второго диссипативного порядка. Появление коэффициента ξ обусловлено изменением численного значения постоянной процесса $\Phi^{(3)}$ при переходе от течения в гладкой трубе к течению с шероховатостью 1-го рода. В разделе 1.5 отмечалось, что высшие производные по термодинамическому времени, формально играющие роль постоянных процесса, имеют физический смысл термодинамических констант, характеризующих свойства веществ и материалов в диссипативных процессах. Если изменение условий процесса приводит к структурному изменению системы без изменения механизма диссипации (иными словами, при n = const), то результатом будет изменение значения термодинамической постоянной, вследствие чего будет наблюдаться соответствующее изменение формы траектории процесса.

2.3.3. Обсуждение

В целом, эксперименты по гидродинамике полностью согласуются с теоретическими положениями термодинамики неравновесного состояния. Теория дает объяснение возрастанию неустойчивости ламинарного режима течения при возрастании скорости потока, позволяет предвидеть и макроскопически описать скачкообразную смену режимов течения, дает аналитический вид функции $\Delta H = \Delta H(v)$ для основных режимов течения и устанавливает фундаментальную природу квадратичного закона сопротивления как предельного закона для развитых турбулентных потоков.

В качестве нового научного результата на уровне открытия формулируем неизвестную ранее закономерность:

Скачкообразные изменения потери работоспособности при изменении скорости гидродинамического потока происходят в результате скачкообразных переходов с одной разрешенной энергетической траектории процесса на другую в соответствии с принципом экстремального диссипативного действия.

<u>Список литературы к разделу 2.3</u>

1. Чугаев Р.Р. Гидравлика, изд. $4^{е}$, Л.: Энергоиздат, 1982.
2. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое, М.: Энергоатомиздат, 1985.

2.4 ОБЩИЙ СМЫСЛ ТЕРМОДИНАМИКИ НЕРАВНОВЕСНОГО СОСТОЯНИЯ

Содержание Главы 1 дает достаточно ясное представление об основной концепции и о математическом аппарате нелинейной термодинамики неравновесного состояния, но итоги выполненной работы могут быть изложены в различной манере.

Например, при написании квалификационной работы (дипломной работы или диссертации) требуется сделать акцент на новых научных результатах. Теоретические результаты и итоги базовых экспериментов, изложенные в диссертационном стиле, могли бы выглядеть следующим образом:

- установлена возможность распространить хорошо известный термодинамический метод обобщенного описания макросистем и макропроцессов с использованием функций состояния (без обращения к физико-молекулярным моделям) на самопроизвольные процессы в реальном времени в системах с произвольной степенью неравновесности;
- доказано существование двух неизвестных ранее функций состояния, характеризующих неравновесную систему по потере работоспособности и по изменению во времени при произвольной величине отклонения от равновесия;
- уравнение самопроизвольного изменения работоспособности неравновесной системы во времени (уравнение траектории самопроизвольного процесса) выведено без использования каких-либо физико-молекулярных моделей (лишь на основе математических свойств, присущих термодинамическим функциям состояния);
- уравнение траектории самопроизвольного процесса содержит неизвестную ранее термодинамическую постоянную процесса (формально – одну из высших производных по времени), характеризующую свойства веществ и материалов в неравновесном процессе;
- предложена количественная формулировка вариационных принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, которым удовлетворяет действительная траектория самопроизвольного процесса;
- установлено, что основные постулаты и уравнения линейной термодинамики неравновесных процессов Онзагера-Пригожина могут быть получены из уравнений нелинейной термодинамики неравновесного состояния в предельном случае малых отклонений от равновесия.

- установлено, что экспериментальные данные по протеканию самопроизвольных процессов в неравновесных системах различной природы (механическое движение с трением, кинетика сложных химических реакций, ламинарное и турбулентное течения) полностью согласуются с теоретическими положениями и предсказаниями термодинамики неравновесного состояния.

Итоги, подведенные в такой форме, может быть, и впечатляют, но обращены в прошлое, а не в будущее. По сути дела, представлена информация об объеме и о научной значимости выполненной работы, но отсутствует системный подход к анализу полученных результатов, который позволил бы сформировать конструктивную исследовательскую программу на ближнюю и дальнюю перспективу. Иными словами, нет никаких указателей, направляющих читателя на совершение собственного научного открытия.

Чтобы найти и расставить такие указатели (иначе говора, создать алгоритм открытий) нужно взглянуть на проделанную работу с более общих позиций. Нужно попытаться уловить тот скрытый смысл, ту целостную сущность, которая определяет все многообразие свойств неравновесных систем при протекании самопроизвольных процессов и которая отражена (хотя бы фрагментарно) в разработанной теории. Известно, что сущность любой теории никогда не исчерпывается содержанием исходных постулатов и лишь постепенно становится доступной пониманию по мере встраивания полученных результатов в общенаучный информационный поток.

В нашем понимании термины «смысл теории», «сущность теории» обозначают некое непроявленное знание, несводимое к содержанию и значению отдельных положений, уравнений и закономерностей, составляющих в совокупности научную теорию. Более того, именно непроявленный (высший) смысл определяет значение и соотношение всех первичных результатов и общих следствий, вытекающих из теории.

Выявив эту сущность, иначе говоря, универсальную характеристику, присущую всем известным и неизвестным самопроизвольным процессам различной природы, мы получим возможность создать эффективный алгоритм, ведущий к совершению открытий.

Как известно, алгоритм – это способ решения каких-либо задач, точно предписывающий, как и в какой последовательности нужно совершить определенные действия, чтобы получить результаты, однозначно определяемые исходными данными.

Для разработки алгоритма открытий должна быть принята во внимание возможность существования непроявленных взаимосвязей и тенденций, так называемых эмерджентных или системных свойств. Ясно, что без обобщения изложенных выше теоретических результатов невозможно подойти к созданию общедоступного алгоритма, гарантированно приводящего к научному открытию.

Замечательная идея, способная пролить свет на непроявленный смысл разработанной нами теории, принадлежит лауреату Нобелевской премии Илье Пригожину.

В двух словах, его идея состоит в том, что неравновесность – это источник самоорганизации. Он видел две возможности подойти к рассмотрению эволюции физических систем: необходимо либо приписать им производство энтропии в макроскопическом масштабе, либо рассматривать эту эволюцию на микроскопическом уровне.

Однако, Пригожин полагал, что термодинамика несовместима с описанием неравновесности на уровне макроскопических траекторий. По его мнению, явления самоорганизации в неравновесных системах являются результатом вероятностных процессов на микроуровне, то есть на уровне молекулярно-кинетических явлений и взаимодействий. В книге И. Пригожина «Конец определенности. Время, хаос и новые законы природы» [1] читаем:

«...Я всегда чувствовал, что «креативность природы» должна быть каким-то образом связана с удаленностью от равновесного состояния и тем самым быть результатом неравновесных процессов... После размышления я пришел к заключению, что макроскопическая необратимость представляет собой проявление случайного характера вероятностных процессов, происходящих в микроскопических масштабах... Сильно неравновесная система выбирает одну из возможных ветвей. Но в макроскопических уравнениях (подразумеваются уравнения классической механики **и** термодинамики – прим. В. М.) нет ничего такого, что объясняло бы предпочтение, отдаваемое системой выбору той или иной ветви. Такое поведение вносит в описание системы необратимый вероятностный механизм».

В своей Нобелевской лекции И. Пригожин [2] отводит флуктуациям роль необратимого вероятностного механизма:

«...Любое описание системы, претерпевающей бифуркацию, требует включения как вероятностных представлений, так и детерминизма. Находясь между двумя точками бифуркации, система повинуется детерминистским законам, например, законам химической кинетики, тогда как вблизи точек бифуркации существенную роль играют флуктуации, которые и определяют, какой из ветвей будет далее определяться поведение системы».

Имея в своем распоряжении нелинейную термодинамику неравновесного состояния, мы понимаем, что ситуация с термодинамическим описанием неравновесных процессов на уровне траекторий не столь безнадежна, как это следует из высказываний И. Пригожина. Кроме того, мы полагаем, что сильнейший скептицизм, сформировавшийся в научном сообществе относительно возможности самоорганизации неравновесных процессов под воздействием макроскопических факторов, является очень благоприятной предпосылкой, способствующей совершению множества неожиданных научных открытий в самом ближайшем будущем.

Разрешите пояснить эту мысль.

Система (от греч. systema – целое, составленное из частей) – это множество элементов, находящихся в некоторых отношениях и взаимосвязях, которые образуют определенную целостность, единство.

Целостность подразумевает принципиальную несводимость свойств системы к свойствам составляющих ее элементов (микроскопических или макроскопических) и невозможность вывести заключение о свойствах целого, исходя из свойств элементов. Свойства, присущие системе в целом и отсутствующие на уровне отдельных элементов, называют эмерджентными свойствами (от англ. термина emergent - внезапно появляющийся, возникающий).

По своей природе эмерджентные свойства макроскопической системы являются макроскопическим фактором. Роль этого фактора в явлениях самоорганизации совершенно не изучена, хотя логически ясно, что самоорганизация системы как единого целого возможна лишь как форма проявления одного или нескольких эмерджентных свойств.

Можно предположить, что упомянутое выше скептическое отношение к возможности самоорганизации неравновесных систем под воздействием макроскопических факторов возникло и сохраняется в результате того, что до сих не предпринималось попыток идентификации, систематизации и экспериментального исследования эмерджентных свойств, присущих неравновесным макросистемам. Таким образом, этот путь к открытиям пока еще свободен от научной конкуренции и представляется поэтому особенно подходящим для начинающих исследователей.

Из всего сказанного следует, что искомый алгоритм должен быть ориентирован на открытие фундаментальных закономерностей, связанных с самоорганизацией самопроизвольных процессов в макроскопических системах различной природы.

Работа в этом направлении раскрывает сущность термодинамики неравновесного состояния как нового научного метода, позволяющего дать обобщенное описание явлений самоорганизации самопроизвольных процессов.

В разделе 2.5 мы вернемся к теоретическим результатам термодинамики неравновесного состояния как к исходному материалу для составления перечня эмерджентных свойств, присущих всем неравновесным системам, независимо от их материальной и энергетической природы. На основании перечня будет показана иерархичность эмерджентных свойств, обусловливающих самоорганизацию.

<u>Список литературы к разделу 2.4</u>

1. Ilya Prigogine, The End of Certainty. Time, Chaos and the New Laws of Nature. The Free Press, New York, London, Toronto, Sidney, Singapore. 1997.

2. Prigogine I. Time, Structure and Fluctuations. Science, v.201, # 4358, p. 777 - 785.

2.5 ЭМЕРДЖЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НЕРАВНОВЕСНЫХ МАКРОСИСТЕМ

Илья Пригожин отстаивал точку зрения, согласно которой явления макроскопической неравновесности и самоорганизации являются результатом вероятностных процессов на микроуровне [1]. Работы Пригожина, связанные с вопросами вероятностных явлений в неравновесных процессах, приобрели фундаментальное значение для таких дисциплин как теория хаоса и теория сложных систем. Исследование возможности упорядочения вероятностных процессов на микроуровне под воздействием факторов макроскопической природы представлялось тупиковым направлением.

В результате, определенный класс явлений самоорганизации остался вне поля зрения исследователей. Более того, в научной среде стало обычным отрицать даже принципиальную возможность таких явлений, хотя фундаментальных запретов на этот счет не существует.

Тем не менее, Пригожин был уверен, что удаление от равновесия должно стать существенным параметром при описании явлений Природы [1].

2.5.1 Поиск естественной меры неравновесности

Следует заметить, что поиск параметра, который мог бы служить естественной мерой неравновесности, сильно осложнен в связи с отсутствием физически содержательного определения неравновесного состояния.

Мы уже обращали внимание читателей на существование этой проблемы.

В разделе 1.1 было разработано определение неравновесного состояния на основе принципа максимальной работы, являющегося одним из основных положений классической термодинамики. Это определение оказалось продуктивным: оно позволило доказать существование функции состояния Ф, названной термодинамическим потенциалом неравновесного состояния. Но упомянутое определение ограничено смысловыми рамками равновесной термодинамики и не дает подхода к пониманию физических особенностей, выделяющих неравновесное состояние из совокупности возможных состояний системы.

Нетерпеливый читатель, возможно, уже нервничает и хочет спросить: не лучше ли дать, наконец, конкретные рекомендации по совершению открытий вместо рассуждений об определении различных терминов?

Отвечу: Именно подготовкой к конкретным рекомендациям мы и занимаемся в настоящий момент. От определения понятия «неравновесное состояние» зависит возможность правильного опознания тех систем, которые являются подходящими для совершения открытия.

Вернемся поэтому к нашим рассуждениям.

Мы полагаем, что решающий шаг к разработке общефизического определения понятия «неравновесное состояние» и, следовательно, к решению вопроса о существовании естественной меры неравновесности может быть сделан на основе концепции эргодических и неэргодических состояний.

Начиная с работы Гиббса [2], эргодическая теорема статистической механики об эквивалентности средней энергии по ансамблю частиц и средней энергии по времени привлекала внимание многих выдающихся математиков и физиков, но так и не была доказана в общем виде. В частности, не удалось получить строгого доказательства, что реальные системы являются эргодическими. Чтобы удовлетворить требованиям классической (равновесной) термодинамики, статистическая механика была вынуждена принять эргодическую гипотезу в качестве постулата [3]. Равновесная термодинамика - это термодинамика эргодических систем. Поэтому термодинамика неравновесного состояния могла бы быть определена как термодинамика неэргодических состояний и процессов.

Мы исходим из предположения, что величина отклонения от эргодического состояния может служить естественной мерой неравновесности данной системы. Конечно, нужно помнить, что термины «эргодичность» и «неэргодичность» утрачивают свой строгий смысл в приложении к неравновесным макросистемам различной природы. К сожалению, более подходящего термина найти не удалось. При работе с макросистемами условие гипотетического эргодического процесса сводится к требованию равенства средних значений максимальной работоспособности по интервалу значений и по времени.

Для использования неэргодичности в качестве меры неравновесности системы на действительной траектории самопроизвольного процесса полагаем неэргодичность положительно определенной величиной, равной разности средней величины максимальной работоспособности по интервалу значений этого параметра и средней того же параметра по времени.

Неэргодичность (в указанном смысле) является, конечно, эмерджентным свойством неравновесной макросистемы, поскольку не реализуется на атомно-молекулярном уровне (за исключением теоретических моделей со специальными граничными условиями). Ниже будет показано, что численное значение неэргодичности равно величине изменения потенциала неравновесного состояния, взятой с обратным знаком (—ΔΦ). На графике зависимости максимальной работоспособности неравновесной изолированной системы от времени визуальным признаком неэргодичности является вогнутая форма траектории процесса. Этот признак удобен в качестве предварительного критерия для выбора системы, подходящей для работы по совершению открытия. Другие эмерджентные свойства неравновесных систем не столь наглядны и обнаруживаются лишь при надлежащей обработке экспериментальных данных.

2.5.2 Эмерджентные свойства неравновесных систем

На основании литературных данных и собственных исследований нами составлен список эмерджентных свойств неравновесных (неэргодических) макросистем в самопроизвольном процессе.

Эмерджентные свойства макросистем в самопроизвольном процессе.

- **Инерционность ;**
- **Конечное время перехода в равновесное состояние;**
- **Неэргодичность (потеря работоспособности как энергетическая мера неэргодичности системы);**
- **Дискретность траекторий процесса;**
- **Существование термодинамической константы, определяющей траекторию процесса;**
- **Подчинённость принципу кратчайшего времени;**
- **Подчинённость принципу экстремального диссипативного действия;**
- **Макроскопическая нелокальность.**

Список содержит всего восемь пунктов. Это может показаться удивительно малым числом по сравнению с неисчислимым множеством известных и неизвестных неравновесных макросистем различной природы, но следует принять во внимание, что список ориентирован на выделение наиболее общих эмерджентных свойств, которыми могут обладать системы любой природы. Заметим также, что нас интересовали, прежде всего, системные свойства, которые способны играть роль макроскопических факторов, обусловливающих самоорганизацию неравновесного процесса. Список эмерджентных свойств неравновесных систем составлен нами впервые (ничего подобного в литературе найти не удалось) и остается открытым для пополнения.

Рассмотрим теперь особенности и взаимосвязь эмерджентных свойств, включенных в список.

2.5.3 Инерционность самопроизвольного процесса

Как показал А.А. Власов [4], самопроизвольные процессы могут быть отнесены к классу инерционных процессов в том смысле, что для их протекания не требуется в обязательном порядке совершения работы внешними силами. Работа внешних сил требуется лишь для ускорения или замедления самопроизвольно протекающего процесса.

Инерционность самопроизвольного процесса является основой для феноменологического обоснования существования как функций состояния неравновесной системы (Ф, т), так и вариационных принципов минимальной потери работоспособности, кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, которым удовлетворяет действительная траектория самопроизвольного процесса.

2.5.4 Переход в равновесное состояние за конечный интервал времени

Основной постулат термодинамики о существовании устойчивого равновесного состояния подразумевает существование время-подобной функции состояния (τ), имеющей физический смысл интервала времени, отделяющего данное неравновесное состояние от состояния равновесия.

Мы приняли (раздел 1.3), что функция состояния $\tau = (t_{РАВН} - t)$, названная термодинамическим временем, положительно определена на интервале $[t_{РАВН} - t]$, где $t_{РАВН}$ – момент достижения равновесия по шкале лабораторного времени t.

В самопроизвольном процессе $d\tau < 0$, $\delta\tau = 0$, $\delta^2\tau > 0$. При равновесии $\tau = 0$, $d\tau/dt = 0$. В стационарном состоянии $\tau = \mathrm{const}$.

Термодинамическое время τ, в отличие от времени t, имеет свойства функции состояния и является интенсивной величиной. В дискретных системах термодинамическое время может иметь свойства статистически распределенной дискретной величины.

Функция состояния (τ) имеет также прогностический смысл как носитель непроявленной информации относительно полной последовательности макро- и микросостояний, которые будут пройдены данной системой на пути спонтанной эволюции к состоянию равновесия. Поэтому должная обработка экспериментальных данных (например, данных по химической кинетике в разделе 2.2) позволяет определить численное значение термодинамического времени для текущего состояния системы задолго до момента достижения равновесия. Этим подтверждается прогностический смысл τ.

Термодинамическое время минимизировано на действительной траектории самопроизвольного процесса.

2.5.5. Неэргодичность (потеря работоспособности как энергетическая мера неэргодичности системы)

Потерю работоспособности в неравновесных условиях обычно объясняют потерями на трение в тех или иных его видах. Но большие потери на трение характерны лишь для механических и гидродинамических систем. В химических и биохимических гомогенных реакциях относительная потеря работоспособности почти столь же велика, хотя эти реакции протекают без макроскопического трения и далеко не всегда лимитируются диффузией. Следовательно, потеря определенной части работоспособности в самопроизвольном процессе практически не зависит от вещественного состава системы и от природы энергетических превращений.

Фундаментальный физический смысл фактора, приводящего к потере строго определенной части работоспособности, еще не выяснен. Имеются лишь догадки и гипотезы (см. раздел 4.1.3). Исследования в этом направлении могут привести к очень важным открытиям во многих областях физики и математической статистики.

Как известно, второй закон термодинамики гласит, что энтропия возрастает в ходе неравновесных процессов. Однако, количественные формулировки отсутствуют, поскольку энтропия как функция состояния не определена при произвольных отклонениях от равновесия.

В нашей работе, потеря некоторой вполне определенной части работоспособности сопоставлена с изменением формального параметра, названного потенциалом неравновесного состояния Ф.

В разделе 1.2 показано, что на реальной траектории самопроизвольного процесса потеря работоспособности, соответствующая понижению потенциала неравновесного состояния (—ΔФ), имеет минимальное значение и может быть определена как разность между работоспособностью гипотетического равновесного (эргодического) процесса $A_{МАКС}$ (которая по определению является максимально возможной при переходе из одного состояния в другое) и характеристической работоспособностью A, которой система реально обладает в ходе самопроизвольного процесса и которую, в общем случае, может потратить на совершение технической работы и/или на прирост энтропии.

В термодинамике, как и в других областях физики, под потенциалом понимают величину, убыль которой определяет производимую системой работу. Убыль потенциала неравновесного состояния Ф имеет ту особенность, что определяет не величину целевой технической работы, совершенной над другими системами, а потерю определенной части работоспособности системы на совершение неизвестных видов неиспользуемой работы в ходе самопроизвольного неравновесного процесса. Рассмотрим простейший случай.

Самопроизвольный энергетический процесс приводит изолированную систему в состояние равновесия. Примером может служить маховик с трением, описанный в разделе 2.1. Поскольку изолированная система по определению не имеет энергообмена с внешними системами ($A_{ДЕЙСТ}$ = 0), максимальная работоспособность системы ($A_{МАКС}$) будет израсходована, в конечном счёте, на совершение неиспользуемой работы (—ΔФ) и на неравновесный прирост энтропии ($T\Delta S^{**} = A$). Значения $A_{МАКС}$ и (—ΔФ) известны для любого момента времени на всей траектории самопроизвольного процесса. В первом приближении примем $T \approx const$. Следовательно, неравновесный прирост энтропии можно количественно определить из равенства:

$$\mathbf{A_{МАКС} = -\Delta\Phi + T\Delta S^{**}.}$$

Вычисленный таким способом неравновесный прирост энтропии ΔS^{**} в изотермической системе имеет свойства функции состояния.

Заметим, что этот результат исключительно важен с теоретической и практической стороны, поскольку объясняет природу непреодолимых трудностей, связанных с попытками обосновать и доказать эргодичность неравновесных состояний. Конечно, на практике, могут встретиться такие системы и процессы, для которых трудно определить абсолютные значения величин $A_{МАКС}$ и (—ΔΦ), так что нужно будет работать с относительными величинами. В принципе, эти трудности не препятствуют вычислению величины ΔS^{**} другими способами, в том числе, пока еще не разработанными методами статистической механики.

Потенциал Φ является важнейшим эмерджентным свойством любой неравновесной системы. Характер изменения потенциала Φ во времени не зависит явным образом от состава, структуры и энергетической природы как системы в целом, так и составляющих ее микро- и макроэлементов. Но главное в том, что существование этого потенциала позволяет дать единое объяснение существованию всех других эмерджентных свойств.

Графическая интерпретация величины (—ΔΦ) показана на **Рис. 1.4.1.** Прямая пунктирная линия показывает траекторию гипотетического равновесного (эргодического) процесса. На этой линейной (эргодической) траектории среднее значение работоспособности по времени равно средней величине по интервалу значений работоспособности процесса. На кривой, изображающей реальную траекторию самопроизвольного процесса, средняя по времени всегда меньше средней, вычисленной по интервалу значений работоспособности, то есть самопроизвольный процесс является неэргодическим.

На **Рис. 1.4.1** величина потери работоспособности представлена сегментом —ΔΦ между двумя траекториями. Площадь сегмента может быть вычислена как разность удвоенных средних значений максимальной работоспособности на этих траекториях:

$$-\Delta\Phi = 2\bar{A}_{МАКС} - 2\tilde{A}_{МАКС} \geq 0; \qquad (2.5.1)$$

причем
$$\tilde{A}_{МАКС} = 2\bar{A}_{МАКС} / (n+2), \qquad (2.5.2)$$

где $\bar{A}_{МАКС}$ – среднее по интервалу изменения значений работоспособности; $\tilde{A}_{МАКС}$ - среднее значение максимальной работоспособности неравновесного процесса по времени; n = 1, 2, 3… - диссипативный порядок траектории.

Проверенная в экспериментах возможность вычисления величины (— ΔΦ) как разности средних, взятых по интервалу значений и по времени, подтверждает обоснованность использования терминов «эргодичность» и «неэргодичность» применительно к макросистемам различной природы.

Заслуживает особого внимания то обстоятельство, что отношение изменения потенциала Φ к максимальной работоспособности $A_{МАКС}$ является постоянной величиной, численное значение которой определяется только диссипативным порядком траектории самопроизвольного процесса (n) и совершенно не зависит от вещественной и энергетической природы неравновесной системы:

$$-\Delta\Phi / A_{МАКС} = \alpha = n/(n + 2), \qquad (2.5.3)$$

где α – постоянная, названная коэффициентом диссипативности.

Таким образом, теоретически найденная мера неэргодичности (изменение потенциала неравновесного состояния Φ) может оказаться столь же фундаментальной физической сущностью как энергия (работоспособность) и энтропия. Однако, в отличие от энтропии, которая является функцией температуры и теплоты, потенциал Φ определяется непосредственно через потерю работоспособности системы и поэтому обладает существенно иными качественными свойствами. При этом, хотя величины прироста энтропии и изменения потенциала неравновесного состояния различаются количественно, но в изолированной системе они связаны постоянным соотношением

$$(T\Delta S^{**} / -\Delta\Phi) = (A / -\Delta\Phi) = \beta/\alpha = 2/n.$$

Вероятно, термин «неэргодический потенциал» был бы ближе к физическому смыслу потенциала Φ, но это пусть решают будущие исследователи.

Макроскопическая теория не дает ответа на очень важный и интересный вопрос: в какой конкретный вид или виды энергии преобразуется та часть максимальной работоспособности, которая утрачивается в результате неэргодичности процесса.

Путилов [5] полагает, что неравновесность наблюдается в тех случаях, когда система совершает какой-либо неиспользуемый вид работы.

По Леонтовичу [3], потерю работоспособности в некоторых неравновесных процессах можно формально трактовать как работу, затраченную на преодоление силы некоторого воображаемого потенциального поля. При этом Леонтович отметил, что приведенная трактовка непригодна для состояний и процессов, в которых действуют неконсервативные силы (например, силы трения).

Однако, рассмотренные выше базовые эксперименты показали, что последовательность неравновесных состояний в самопроизвольных процессах различной природы (в том числе, с участием сил трения) может быть описана в терминах консервативного движения фигуративной точки в потенциальном поле, изменение потенциала которого, взятое с обратным знаком (–ΔΦ), дополняет характеристическую работоспособность неравновесной системы до величины максимальной работоспособности в гипотетическом равновесном процессе. Иными словами, в координатном пространстве "работоспособность – термодинамическое время" обнаруживается потенциальное поле неэргодических состояний (кратко: «неэргодическое поле»). Неравновесная система передает неэргодическому полю определённую долю своей свободной энергии независимо от вида этой энергии. Неэргодическое поле не имеет определённой ориентации в трехмерном физическом пространстве (является скалярным), его присутствие не оказывает влияния на обычные лабораторные измерительные приборы, но энергетический дисбаланс между величинами потери работоспособности и прироста энтропии свидетельствует о его реальности.

На последних страницах этой книги читатель сможет ознакомиться с доводами в пользу предположения о тождественности «неэргодического поля» и поля «тёмной энергии» в том смысле, что эти поля являются взаимодополняющими описаниями свойств и проявлений одной и той же физической сущности - скалярного энергетического поля, заполняющего пространство Вселенной.

2.5.6 Свойство дискретности траекторий самопроизвольного процесса в изолированной системе

Поскольку не существует других независимых переменных, описывающих отклонение системы от равновесия, кроме потенциала Φ, термодинамического времени τ и производных от потенциала по термодинамическому времени, то семейство возможных траекторий самопроизвольного процесса имеет дискретный характер:

$$\mathbf{\Phi = \Phi^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} /(n + 1)! \,\Big|\, _{\Phi^{(n+1)} = const}}, \qquad \mathbf{(1.4.5)}$$

где n = 1, 2, 3… - диссипативный порядок процесса; $\Phi^{(n+1)}$ - производная (n+1) – го порядка по термодинамическому времени. **Дискретность можно понимать как существование неизвестного ранее термодинамического запрета на промежуточные формы энергетических траекторий.**

Следует заметить, что в изолированной системе траектория самопроизвольного процесса нулевого диссипативного порядка физически невозможна.

Действительно, значение диссипативного порядка траектории определяет величину коэффициента диссипативности α:

$$\mathbf{-\Delta\Phi/A_{МАКС} = \alpha = n/(n + 2).} \qquad \mathbf{(2.5.3)}$$

При n = 0 имеем α = 0, следовательно, на траектории нулевого порядка неравновесное состояния отсутствует потеря работоспособности (–ΔФ = 0; Ф = const), причём $\Phi^{(1)}$ = const ≠ 0.

Случай n = 0 соответствует стационарному неравновесному процессу в условиях энергообмена с внешними системами, при котором потеря работоспособности системы в точности равна работе, совершаемой внешними силами. Эта интересная ситуация известна в механике как парадокс Даламбера и наблюдается при измерении вязкости жидкости по Стоксу. Падение тяжелого шарика в цилиндре с жидкостью происходит с постоянной скоростью, хотя движение шарика не является инерционным в строгом смысле этого слова. Особенностью этого диссипативного процесса является равновесие между силой тяжести и силами сопротивления движению.

Работа внешних сил полностью превращается в теплоту.

Может показаться, что в изолированной системе значению $\Phi^{(1)}$ = const ≠ 0 соответствует гипотетический квазиравновесный процесс, протекающий с приростом энтропии за счет эквивалентного снижения работоспособности. Но такое предположение ошибочно, так как не согласуется с условием Ф = const. Кроме того, квазиравновесный процесс полного превращения работы в теплоту вообще невозможен по той причине, что соотношение теплоты и работы в равновесном процессе зависит от перепада рабочих температур и определяется известным термодинамическим уравнением $L = Q(\Delta T/T)$, где *L* - работа внешних сил в равновесном процессе, *Q* - теплота, переходящая с нижнего температурного уровня на верхний, ΔT - разность температур, *T* - абсолютная температура верхнего уровня. Очевидно, что равенство $L = Q$ выполняется лишь в предельном случае при условии $\Delta T = T$, иными словами, если температура нижнего уровня $T_H = 0K$. Следовательно, равенство $L = Q$ практически недостижимо ни в равновесном процессе, ни в спонтанном процессе в изолированной системе.

Тем не менее, равенство $L = Q$ представляет большой практический интерес, так как обозначает понятие механического эквивалента теплоты, т.е. количества работы, эквивалентного единице переданной в процессе теплообмена теплоты (калории или килокалории). Потребность в эквиваленте возникла в связи с тем, что исторически механическую работу и количество теплоты измеряли в разных единицах. С установлением закона сохранения энергии (Ю. Майер, 1842) были осуществлены тщательные измерения механического эквивалента теплоты (Дж. Джоуль в 1843—78, шведский учёный Э. Эдмунд в 1865, американский физик Г. Роуланд в 1879 и др.).

Полагают, что в Международной системе единиц (СИ) нет необходимости пользоваться понятием механического эквивалента теплоты, поскольку в этой системе принята одна единица для измерения как работы, так и количества переданной теплоты — джоуль (1 дж = 0,239 кал). Но нельзя путать понятия теплоты и работоспособности тепловой энергии. Об этом мы поговорим подробнее в разделе 4.1. Здесь отметим лишь интересный термодинамический парадокс: работа и теплота являются основными понятиями равновесной термодинамики, но для определения механического эквивалента теплоты оказались пригодными лишь неравновесные стационарные процессы, термодинамические закономерности которых не укладываются в рамки равновесной термодинамики. Физический смысл другого предельного, гипотетического, случая ($\alpha \to 1$ при $n \to \infty$) заключается в том, что вся работоспособность системы затрачивается на совершение неиспользуемых видов работы, так что тепловыделение отсутствует.

Как показали рассмотренные выше базовые эксперименты, в механической системе с полужидкостным трением наблюдается значение n = 3. Кинетика сложных обратимых реакций характеризуется значением n = 2.

Некоторым режимам турбулентного течения соответствует значение n = 2. В случае развитого турбулентного течения n = 1. При ламинарном потоке лишь в первом приближении можно говорить что $n \to \infty$. Значение диссипативного порядка $n \to \infty$ несовместимо с постулатом о достижимости равновесия за конечный отрезок времени. Однако, существование некоторого конечного максимального значения величины n пока еще не доказано.

В общем случае, траектория самопроизвольного процесса может состоять из двух ветвей: траектории выхода из метастабильного состояния и траектории входа в состояние равновесия. Ветви могут отличаться одна от другой значениями диссипативного порядка и численными значениями высших производных по термодинамическому времени, являющихся константами на отрезках траекторий.

Предположим симметричность обеих ветвей. При значении диссипативного порядка обеих ветвей n = 2 полная траектория всего процесса может быть с хорошей точностью аппроксимирована двумя отрезками циклоиды. В этом случае полная траектория описывается уравнением:

$$\mathbf{\Phi^* = (\tau^* - \sin \tau^*)/2\pi,} \qquad \mathbf{(2.5.4)}$$

где $\Phi^* = (\Phi - \Phi_{РАВН})/(\Phi_{НАЧ} - \Phi_{РАВН})$ нормализованное изменение потенциала Φ в интервале значений [0, 1]; величина $\boldsymbol{\tau}^*$ - нормализованное термодинамическое время в интервале [0, 2π]. Благодаря отсутствию подгоночных эмпирических коэффициентов в уравнении (2.5.4), теоретическая траектория самопроизвольного процесса в координатах $\{\boldsymbol{\tau}^*, \Phi^*\}$ является инвариантом относительно физической, химической или биологической природы неравновесной системы.

2.5.7 Существование термодинамических констант

Перепишем уравнение (1.4.5) в виде

$$\mathbf{\Phi = \mathit{f} \cdot \tau^{\mathit{n}+1}\ .} \qquad \mathbf{(2.5.5\ \ )}$$

Коэффициент $f = \Phi^{(n+1)}/(n + 1)!$, содержащий производную (n+1) – го порядка по термодинамическому времени, является системной термодинамической константой, характеризующей свойства веществ и материалов конкретной системы в самопроизвольном процессе.

Существование термодинамической константы является неизвестным ранее эмерджентным свойством неравновесных систем. В Главе 1 (раздел 1.5) проанализированы преимущества этой постоянной по сравнению с общепринятым коэффициентом трения.

Поскольку Ф имеет свойства потенциала и определяет потерю работоспособности системы, а термодинамическое время τ имеет свойства интенсивной величины, то высшую производную $Ф^{(n+1)}$ полагаем экстенсивной величиной (в первом приближении, это - аналог массы в уравнениях движения в механике), сохраняющей постоянное численное значение на всей траектории самопроизвольного процесса при условии сохранения постоянства внутренней структуры системы. Если в ходе процесса происходят постепенные изменения структурных параметров системы, то постоянство константы наблюдается лишь на отрезках траектории. При достижении пороговой величины структурных изменений внутри системы значение константы изменяется скачкообразно.

2.5.8. Подчинение принципу кратчайшего времени

Термодинамический потенциал неравновесного состояния (Ф) минимизирован на действительной траектории самопроизвольного процесса. В уравнении

$$\boldsymbol{Ф = Ф^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} /(n + 1)! \big|_{Ф^{(n+1)} = \mathrm{const}}}, \qquad \textbf{(1.4.5)}$$

нет других переменных, кроме Ф и τ. Следовательно, термодинамическое время τ тоже минимизировано на действительной траектории самопроизвольного процесса, что позволяет сформулировать принцип кратчайшего времени:

Самопроизвольный процесс приводит неравновесную систему в состояние равновесия по траектории кратчайшего времени, совместимой с природой и свойствами системы.

Если процесс удовлетворяет уравнениям (2.5.4) или (2.5.5), этого достаточно для заключения, что процесс удовлетворяет принципу кратчайшего времени.

2.5.9. Принцип экстремального диссипативного действия

Как показано в разделе 1.6, эволюция неравновесной системы к состоянию равновесия в самопроизвольном процессе идет по наиболее вероятной энергетической траектории, соответствующей минимуму интеграла по термодинамическому времени от термодинамического потенциала неравновесного состояния:

$$\boldsymbol{I = \int_0^{\tau_1} \Phi \cdot d\tau = \min}, \qquad \textbf{(1.6.2)}$$

Интеграл в уравнении (1.6.2) имеет размерность действия и соответствует изохронной вариации

$$\boldsymbol{\delta I = \delta\int_0^{\tau_1} \Psi \cdot d\tau = 0}. \qquad \textbf{(1.6.3)}$$

Но уравнение (1.6.3) имеет еще одно решение

$$\boldsymbol{I = \int_0^{\tau_1} \Phi \cdot d\tau = \max}, \qquad \textbf{(1.6.5)}$$

поэтому, в общем случае, траектория самопроизвольного процесса удовлетворяет принципу экстремального диссипативного действия. Этот принцип выделяет действительную траекторию процесса из семейства физически возможных траекторий, удовлетворяющих уравнению (1.4.5). Действительный процесс идет по огибающей с переходом с одной разрешенной траектории на другую при их пересечении. Точкам пересечения траекторий соответствуют последовательные бифуркации.

Огибающая траектория схематически показана на **Рис. 1.6.2.** Принцип максимального диссипативного действия реализуется на траектории выхода из метастабильного состояния, тогда как принцип наименьшего действия реализуется на траектории входа в метастабильное или в устойчивое равновесие.

2.5.10 Свойство макроскопической нелокальности

Макроскопической нелокальностью называют корреляцию различных диссипативных процессов при отсутствии каких-либо локальных носителей взаимодействия.

Макроскопическая нелокальность представляется весьма проблематичным, можно сказать, загадочным свойством, поскольку оно не может быть выведено ни из термодинамических принципов, ни из инерционности неравновесных процессов. Возможно, однако, что макроскопическая нелокальность связана с полем неэргодических состояний.

В рамках феноменологического подхода к изучению эмерджентных свойств мы полагаемся лишь на экспериментальные свидетельства.

Взаимодействия между диссипативными процессами, описанные Козыревым [6], истолковываются многими авторами как проявления макроскопической нелокальности в форме взаимосвязи производства энтропии в пространственно разделенных диссипативных процессах. Коротаев с сотрудниками [7, 8] идентифицировал макроскопическую нелокальность в корреляциях геофизических и гелиофизических процессов с пробным диссипативным процессом, протекающем в специально сконструированном детекторе. В ходе экспериментов были обнаружены опережающие корреляции (с периодами опережения до 120 суток), которые, как предполагается, могут быть использованы для прогнозирования солнечных явлений. По мнению авторов указанных публикаций, свидетельства нелокальности во времени совместимы с трансакциональной интерпретацией квантовых корреляций [9, 10].

Б. Джозефсон (удостоенный Нобелевской премии в 1968 г. за открытие квантового эффекта, названного его именем) и Палликари-Вирас выдвинули дополнительные аргументы [11] в пользу возможности прямого взаимодействия между пространственно разделенными объектами, особенно между живыми организмами, поскольку они управляются иными доминирующими принципами (принципы борьбы за существование, оптимизации условий жизни и т.д.), нежели неживые диссипативные системы. Сделано интересное, но не изложенное в деталях предположение, что способ описания микрофизической реальности, альтернативный относительно обычной квантовой механики (если таковой существует), может быть ассоциирован с иной статистической средней.

Как показал Пригожин [12], нелокальность во времени и в фазовом пространстве возникает в теории необратимых процессов, когда необратимость вводится в исходные уравнения статистической термодинамики путем использования представлений об операторе внутреннего времени *T*. Это время не является нейтральным параметром как время *t* в классической или квантовой механике. Внутреннее время - скорее оператор, подобно операторам, соответствующим различным величинам в квантовой механике.

Сразу заметим: время *T* принципиально отличается от термодинамического времени $\boldsymbol{\tau}$. В теории Пригожина изменение средней величины внутреннего времени по ансамблю совпадает с ходом времени *t* и равновесие достигается при $t \to +\infty$. Поэтому внутреннее время *T* не обладает экстремальными свойствами, присущими термодинамическим функциям состояния, и не может служить количественной мерой отклонения системы от равновесия. Однако, некоторые свойства внутреннего времени *T* и термодинамического времени τ аналогичны. Например, в дискретных системах они является статистически распределенными величинами. Это обстоятельство имеет для нас первостепенное значение, так как может быть связано с возникновением нелокальности.

Продолжим теперь рассмотрение времени *T*.

Второе начало термодинамики позволяет утверждать, что в изолированных системах термодинамическое равновесие является аттрактором для неравновесных состояний. По предположению И. Пригожина, именно время *T* играет роль оператора, нарушающего симметрию времени путем ввода аттрактивности равновесного состояния в динамическое описание вероятностных процессов.

Гиббс и Эйнштейн использовали понятие ансамбля. Основная идея введения ансамбля состоит в том, чтобы вместо одной динамической системы рассматривать усредненные свойства множества систем одной и той же природы, различающихся конфигурациями и скоростями в данный момент так, что ансамбль охватывает все мыслимые комбинации конфигураций и скоростей, соответствующие одному и тому же гамильтониану (сумме кинетической и потенциальной энергии в функциях импульсов и координат, соответственно). Астрономическое время *t*, как параметр, является общим для всего ансамбля в общепринятых уравнениях, но использование времени *T* изменяет ситуацию. Оператор внутреннего времени *T* вводит в ансамбль различие систем «по возрасту» и устанавливает направление эволюции ансамбля в сторону увеличения возраста.

По объяснению Пригожина, внутреннее время существенно отличается от внешнего времени, отсчитываемого нами по наручным часам. Оно соответствует скорее возрасту человека. Возраст не определяется какой-нибудь частью тела, изолированной от остального организма, а соответствует средней, глобальной оценке, относящейся ко всем частям тела.

В результате статистического распределения значений времени T по системам ансамбля, при заданном значении параметра t (то есть в настоящий момент времени) сосуществуют вклады, приходящие как из прошлого, так и из будущего. Эти вклады интерпретируются в смысле дискретных значений внутреннего времени T.

В традиционном представлении между прошлым, настоящим и будущим нет расстояний. Настоящее соответствует точке на оси времени, бесконечно близкой к протяженному прошлому и к протяженному будущему.

По Пригожину, прошлое отделено от будущего интервалом переходного слоя, длина которого определяется характерным значением времени T_C (типа периода полураспада прошлого при замене его элементами будущего), поэтому настоящее приобретает продолжительность.

Представления Пригожина о протяженном настоящем приводят к картине, в которой элементы прошлого сосуществуют с элементами будущего, а следствие сосуществует с причиной, иными словами, появляется нелокальность во времени и в пространстве. Самопроизвольный процесс, протекающий в переходном слое времени, следует рассматривать не как причинно-следственную цепочку последовательных состояний, а как единое состояние. Пригожин пишет: «Состояния и законы находятся в тесной взаимосвязи... Именно это и позволяет прийти к заключению, которое я считаю наиболее поразительным выводом из нашей новой системы понятий: из существования *законов, ориентированных во времени*, таких как возрастание энтропии по направлению к будущему, следует существование в такого рода системах *состояний, ориентированных во времени».*

Рассматривая возможные причины и проявления нелокальности нельзя оставить без внимания гипотезу Дэвида Бома [13], согласно которой все раздельные предметы, существа, структуры и события, которые в видимом или проявленном мире являются относительно автономными, стабильными и временно целостными, оказываются производными более глубокого импликативного (от англ. implicate – спутанный, сплетенный, обобщающий) порядка непроявленной цельности. Может быть, существует бесконечная последовательность или иерархия импликативных порядков.

Из гипотезы Бома следует, что импликативный порядок нельзя считать локализованным в трехмерном пространстве и времени. Импликативный порядок – это скорее информационный шаблон, нежели источник силового воздействия. Поэтому коррелирующее воздействие на элементы неравновесной макросистемы со стороны внепространственого и вневременного внешнего фактора, каким является импликативный порядок, имеет, по сути дела, информационную природу.

Хотя идеи Бома широко известны, они не являются общепринятыми. Однако, гипотеза макроскопической нелокальности должна быть принята во внимание как при разработке алгоритма открытий, так и при планировании экспериментов, поскольку, в принципе, бессиловые взаимодействия (которые можно было бы назвать информационными) не противоречат физическим законам [14]. Например, можно осуществить бессиловое воздействие на распространение монохроматической электромагнитной волны с помощью оптического клина, изготовленного из материала с показателем преломления $n > 1$. Клин лишает однородности пространство, в котором распространяется волна, смещает фазу, но не действует на волну с какой либо силой.

Предположим, условия некоторого эксперимента по термодинамике неравновесного состояния заведомо исключают возможность силовых взаимодействий между дискретными элементами неравновесной макросистемы, но корреляция событий на уровне элементов не подлежит сомнению. В этом случае, макроскопическая нелокальность становится единственным физическим фактором, способным объяснить корреляционные эффекты.

Заметим, что убедительное экспериментальное доказательство существования некоторой закономерности, связанной с таким необычным свойством, как способность к макроскопической нелокальности, вполне может оказаться искомым научным открытием.

<u>Список литературы к разделу 2.5</u>

1. Prigogine I. The End of Certainty. Time, Chaos and the New Laws of Nature. (The Free Press, New York, London, Toronto, Sidney, Singapore. 1997).

2. Гиббс Дж. В. Основные принципы статистической механики излагаемые со специальным применением к рациональному

обоснованию термодинамики/Пер. с англ. К.В. Никольского. М.-Л.: ОГИЗ Гос. изд. техн.-теор. лит. 1946. 204 с.
3. Леонтович М.А. Введение в термодинамику. Статистическая физика: Учебное пособие. М.: Наука, 1983. 105 с.
4. Власов А. А. Статистические функции распределения. М.: Наука, 1966. 355 с.
5. Путилов К.А. Термодинамика. М.: Наука, 1971. 376 с.
6. Kozyrev N.A. Time in Science and Philosophy. (Prague, Academia, 1971).
7. Korotaev S.M., Serdyuk V.O., Nalivaiko V.I. et al. Experimental estimation of macroscopic nonlocality effect in solar and geomagnetic activity. Phys. Wave Phenomena. V. 11, No 1, 46-54. 2003.
8. Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O. et al. Experimental study of macroscopic nonlocality of large-scale natural dissipative processes. NeuroQuantology. № 4, 275-294. 2005.
9. Cramer J.G. Transactional interpretation of quantum mechanics. Rev. Mod. Phys., V. 58, 647-688. 1986;
10. Hoyle F., Narlicar J.V. Cosmology and action-at-a-distance electrodynamics. Rev. Mod. Phys. V. 67, 113-156. 1995.
11. Josephson B.D., Pallicari-Viras F. Biological Utilization of Quantum NonLocality. Foundations of Physics, V. 21, 197-207. 1991.
12. Пригожин И. От существующего к возникающему: Время и сложность в физических науках. Пер. с англ./Под ред. Ю.Р. Климонтовича. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. 327 с.
13. Bohm David Wholeness and the Implicate Order. Routledge & Keran Paul, London, Boston, 1980.
14. Жвирблис В.Е. Информационные взаимодействия: от непонятного к неизвестному//Химия и жизнь, № 2, 26-29, 1995.

2.6 ИЕРАРХИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ САМООРГАНИЗАЦИИ

2.6.1 Постановка задачи

Предшествующие разделы постепенно приблизили нас к пониманию, что термодинамика неравновесного состояния является макроскопической теорией диссипации. Теория описывает потерю работоспособности при протекании самопроизвольного процесса в изолированной макросистеме любой природы. Но для разработки действительно эффективного алгоритма открытий необходимо выбрать и затем рекомендовать читателю такой класс систем, при работе с которым вероятность научного открытия будет наиболее высокой.

Ключевым признаком наиболее подходящей макросистемы является четкая и хорошо воспроизводимая самоорганизация, проявление и закономерности которой невозможно было бы предвидеть и описать с позиций общепринятых концепций физики, химии или биологии.

2.6.2 Эмерджентные свойства как фактор самоорганизации

Самоорганизацию можно рассматривать как форму проявления определенных эмерджентных свойств из числа присущих данной неравновесной системе. Как известно, эмерджентные свойства возникают на уровне системы в целом и отсутствуют на достаточно глубоком уровне подсистем или на микроуровне элементов, составляющих иерархическую систему. Следовательно, по своей природе, набор эмерджентных свойств играет роль макроскопического фактора относительно подсистем или элементов неравновесной системы, не обладающих такими свойствами. Особенностью этого фактора является то, что его управляющее воздействие на процессы в отдельных элементах системы является, по-видимому, скорее информационным, нежели силовым.

Чтобы пояснить эту мысль, воспользуемся приблизительной аналогией. В радиотехнике высокочастотное электромагнитное излучение модулируют низкочастотным информационным сигналом. Образно говоря, можно представить, что вероятностные процессы, протекающие в элементах дискретной макросистемы, модулируются эмерджентными свойствами системы в целом. Конечно, не следует приведенную аналогию воспринимать буквально: физическое содержание процесса самоорганизации намного сложнее.

Во-первых, в наборе эмерджентных свойств, определяющих закономерности самоорганизации, просматривается определенная иерархия. Самоорганизация является сложным суммарным результатом существования иерархического набора эмерджентных свойств. Схема иерархии закономерностей самоорганизации представлена в **Табл. 2.6.1.**

Во-вторых, остается неизвестной природа физического фактора или механизма, обеспечивающего корреляцию процессов в элементах макросистемы в соответствии с вариационными принципами экстремального диссипативного действия и кратчайшего времени, относящимися к неэргодической системе в целом.

Таблица 2.6.1

Иерархия закономерностей самоорганизации

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ САМООРГАНИЗАЦИИ (макросистема удовлетворяет принципам экстремального диссипативного действия и кратчайшего времени)

↑

ПРИНЦИПЫ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО ДИССИПАТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ И НАИМЕНЬШЕГО ВРЕМЕНИ (реализуются благодаря дискретности траекторий)

↑

ДИСКРЕТНОСТЬ ТРАЕКТОРИЙ ПРОЦЕССА (реализуется благодаря свойствам функций состояния Ф и τ)

↑

СУЩЕСТВОВАНИЕ ФУНКЦИЙ СОСТОЯНИЯ Ф и τ (следствие инерционности самопроизвольного процесса)

2.6.3 Существование неизвестного коррелирующего фактора

В последние годы в различных областях физики, химии, биологии накопилось довольно много экспериментальных данных, указывающих на возможность существования некоторого коррелирующего фактора неизвестной природы. Для обозначения этого фактора используется, в частности, термин «макроскопическая нелокальность». Макроскопическую нелокальность, если она действительно существует, можно рассматривать как проявление способности к информационному взаимодействию между различными диссипативными системами, а также между элементами одной диссипативной системы. Поэтому макроскопическая нелокальность включена в список эмерджентных свойств в разделе 2.5.

Необходимо заметить, что представления о макроскопической нелокальности возникли в научной среде как результат эвристической идеи о возможности распространения экспериментально доказанной квантовой нелокальности на объекты макроскопического масштаба. Однако, понятие «макроскопическая нелокальность» не достигло пока ещё той смысловой однозначности, которая присуща термину «квантовая нелокальность».

Квантовая нелокальность на микроуровне (размазанность перепутанных волновых функций по фазовому пространству) обеспечивает мгновенное (выше скорости света) изменение свойств дистанционно удаленной контрольной частицы при изменении в произвольный момент времени соответствующих свойств изучаемой частицы. Это явление считают проявлением фундаментальной нелокальности квантово-размерных частиц, которая привела к признанию взаимодополняющих свойств микрочастиц. Согласно принципу дуализма, микрообъекты обладают одновременно свойствами дискретных частиц и свойствами волн и поэтому не являются ни частицами, ни волнами в классическом смысле этого слова. Между такими частицами, при определенных условиях, действительно наблюдается упомянутое выше дистанционное взаимодействие, которое можно назвать информационным.

В современной литературе под названием «макроскопическая нелокальность» могут фигурировать явления различной физической природы: объединяющим признаком является наличие статистически значимого коррелирующего фактора неизвестной природы при предполагаемом отсутствии силового взаимодействия.

Возьмем в качестве первого примера надежно установленную глобальную корреляцию во времени случайных флуктуаций независимых пространственно разделенных диссипативных процессов (например, многолетние наблюдения Шноля [1] или Коротаева с сотрудниками [2]).

В принципе, это явление может быть обусловлено внешним космическим фактором, приводящим к глобальным флуктуациям параметров пространства-времени. В таком случае вряд ли можно говорить о каком-либо взаимодействии между изучаемыми процессами или системами. Фактически наблюдается лишь синхронное изменение хода невзаимодействующих между собой процессов под воздействием общего коррелирующего фактора.

Для нас более интересен случай, когда корреляция вероятностных событий на микроуровне подчинена явно выраженному системному свойству более общего, макроскопического, масштаба. Такое явление наблюдалось, например, при изучении волновых свойств электронов. Воспользуемся описанием опытов Бибермана, Сушкина, Фабриканта, взятым из книги [3]:

Электроны проходили по одному через рассеиватель (тонкую металлическую фольгу) и каждый рассеянный электрон регистрировался фотопластинкой. В таком эксперименте взаимодействие между рассеянными электронами исключено.

В результате рассеяния отдельные электроны попадали в различные точки, беспорядочно (на первый взгляд) разбросанные по поверхности фотопластинки **(Рис. 2.6.1 а).** Однако после рассеяния большого количества электронов обнаружилось, что точки попадания электронов на фотопластинку распределены не случайным образом, а образуют максимумы и минимумы интенсивности **(Рис. 2.6.1 б),** положение которых может быть рассчитано по формулам дифракции. Хотя электроны рассеивались и регистрировались поодиночке, следует признать, что движение каждого отдельного электрона определяется полной дифракционной картиной. Если бы это было не так, электроны попадали бы, например, в минимумы распределения, чего не наблюдалось.

В итоге, поведение каждого электрона определяется всей дифракционной картиной, но описывается вероятностным образом.

Невозможно предсказать заранее место попадания на фотопластинку отдельного электрона, но при увеличении числа электронов их распределение все меньше отличается от закона распределения вероятности, предписанного волновой функцией (ψ-функцией) для частицы, имеющей определенную энергию и импульс (и следовательно, распространяющейся в свободном от сил пространстве).

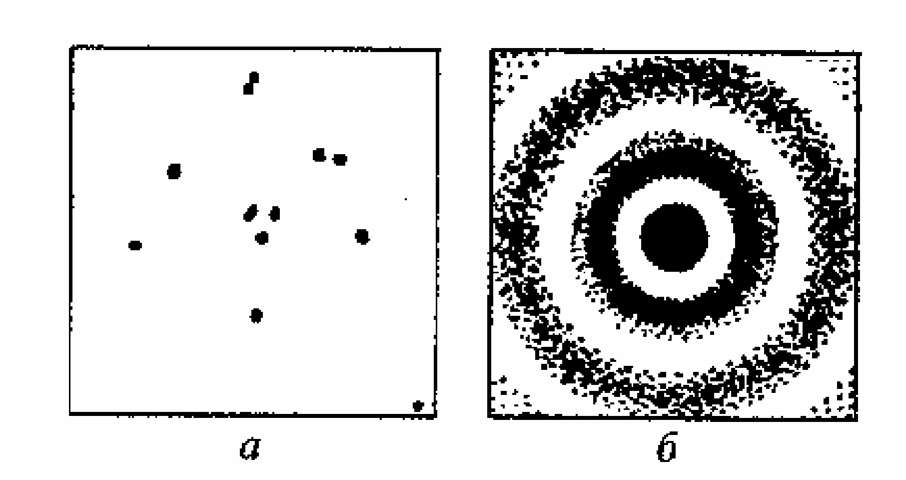

Рис. 2.6.1
Распределение электронов на фотопластинке [3, рис.12]:
а - при небольшом числе электронов;
б - при большом числе электронов.

В квантовой механике микрочастицы следует представлять себе размазанными по пространству [3]. При наличии нескольких (или многих) путей распространения волновые функции складываются по тем же правилам, что и световые волны: величина суммы зависит как от амплитуды, так и от фазы слагающих ψ-функций. При этом, естественно, возникают характерные для волновых процессов явления интерференции и дифракции.

Однако, картина «размазанного электрона» не полностью соответствует квантовой механике. Удается правильно рассчитывать распространение электронных волн, вероятность их взаимодействия с электронами и атомами, распределение электронной плотности в атоме и множество других явлений. В то же время эта картина не позволяет понять, каким образом происходит, например, взаимодействие электрона с фотопластинкой, в результате чего на ней остается точечный, а не размазанный след. Получается, что в момент взаимодействия с фотопластинкой размазанный электрон «собирается» в точку. После взаимодействия электрон перестает описываться прежней ψ-функцией. Его распределение оказывается теперь очень узким и отлично от нуля только в области почернения фотопластинки.

Особенности самоорганизации неравновесного процесса рассеяния одиночных электронов можно сформулировать следующим образом:

Имеется система в виде потока поочередно испускаемых (невзаимодействующих между собой) свободных электронов, подвергающихся рассеянию с последующим переходом в связанное состояние на поверхности фотопластинки. На уровне каждого одиночного электрона (т.е. на уровне элементов системы) выполняется вероятностный закон рассеивания, на который наложена системная закономерность самоорганизации, проявляющаяся в форме пространственной корреляции мест попадания на фотопластинку. Совокупность всех мест попадания имеет вид полной дифракционной картины, удовлетворяющей принципам волновой оптики.

Отметим очень интересный момент: неизвестный коррелирующий фактор обеспечивает самоорганизацию мест попадания электронов на фотопластинку не только в двухмерном пространстве поверхности фотопластинки, но и во времени. Действительно, одиночные электроны взаимодействуют с фотопластинкой поочередно, причем акты взаимодействия разделены случайными интервалами времени. Однако, распределение мест попадания имеет свидетельствует о самоорганизации, которая прогрессирует во времени. Действительно, при увеличении числа электронов, поочередно попадающих на фотопластинку, результирующее распределение все более приближается к теоретической картине дифракции, удовлетворяющей принципам волновой оптики.

Физическая природа коррелирующего фактора остается неизвестной и явно выходит за пределы смысловых рамок «размазанного электрона».

Очевидны, однако, два обстоятельства:

а) В эксперименте отсутствуют признаки силового воздействия на процесс самоорганизации распределения электронов по фотопластинке;

б) Самоорганизация вероятностного взаимодействия рассеянных электронов с фотопластинкой контролируется макроскопическим информационным фактором – принципами волновой оптики (в частности, принципом кратчайшего времени Ферма).

2.6.4 Корреляция случайных событий во времени

Явления самоорганизации случайных событий во времени, по-видимому, нельзя считать редкими или необычными. Ограничиваясь собственными данными, обратимся к разделу 2.2, посвященному кинетике двухсторонних химических реакций. Химические системы состоят из отдельных частиц (молекул), которые сталкиваются между собой случайным образом. Однако, как показал базовый эксперимент № 2, распределения вероятностных актов прямой и обратной реакций во времени оказываются скоррелированными в такой последовательности, что вся энергетическая траектория самопроизвольного химического процесса приобретает форму, удовлетворяющую вариационным принципам кратчайшего времени и наименьшего диссипативного действия.

Вообще говоря, не существует строгого доказательства, что подчинение последовательности случайных (вероятностных) событий некоторому общему коррелирующему фактору или макроскопической закономерности является фундаментальным законом природы, хотя общеизвестное изречение гласит: случайность есть непознанная закономерность.

Теория импликативного порядка Бома (о которой упоминалось выше) имеет черты далеко идущей мировоззренческой гипотезы, которая постулирует зависимость явлений или событий (кажущихся случайными на физическом уровне), от некоторого скрытого коррелирующего фактора информационной природы. Однако, для гипотезы Бома пока еще не нашлось прочной экспериментальной основы.

2.6.5 Направленность алгоритма открытий

При экспериментальном изучении взаимосвязи случайного и закономерного возможны два основных подхода:

1) Имея исходный набор случайностей, можно пытаться отыскать скрытую в них закономерность;

2) Имея закономерность, можно искать соответствующий ей набор событий, кажущихся случайными.

Нетрудно заметить, что наша ситуация отвечает второму подходу. Мы имеем в своем распоряжении теоретически найденные закономерности термодинамики неравновесного состояния, которые обусловлены эмерджентными свойствами неравновесных (неэргодических) систем, и теперь заняты поиском объектов для экспериментального подтверждения этих, уже известных нам, закономерностей. Поскольку наша цель – получить новый научный результат на уровне открытия, мы должны искать и выбирать такие системы, для которых желаемый результат не только не очевиден, но, более того, кажется невероятным.

Удовлетворять одновременно требованиям неочевидности и гарантированности результата может только алгоритм, ориентирующий на исследование дискретных неравновесных макросистем.

Дискретность обеспечивает вероятностный характер процессов на уровне отдельных элементов системы. Макроскопический масштаб явлений обеспечивает совместимость основных свойств системы в целом с уравнениями и принципами термодинамики неравновесного состояния. Непредсказуемая заранее взаимосвязь случайного и закономерного, составляющая предмет искомого открытия, должна проявиться при обработке результатов правильно спланированного эксперимента. Рассмотрим основные требования к выбору системы, пригодной для использования алгоритма.

Элементы макросистемы должны быть пространственно разделены и независимы. Взаимодействие между элементами должно быть контролируемым (по меньшей мере, быть теоретически понятным) или, в идеале, полностью исключено в условиях эксперимента. В элементах должны происходить независимые случайные процессы или сами элементы должны принимать участие в независимых случайных явлениях.

Соответственно, предлагаемый алгоритм открытий должен быть ориентирован на исследование систем, в которых случайность на уровне отдельных микро- или макроэлементов может быть промодулирована макроскопической системной закономерностью.

Анализ экспериментальных данных должен быть направлен на проверку выполнения эмерджентных системных свойств при протекании самопроизвольного процесса в выбранной системе.

<u>Список литературы к разделу 2.6</u>

1. Шноль Э.С., Коломбет В.А., Пожарский Э.В., Зенченко Т.А., Зверева А.В., Конрадов А.В. О реализации дскретных состояний в ходе

флуктуаций в макроскопических процессах// Успехи физических наук, т.168, №10, с.1129-1140, 1998.
2. 8. Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O. et al. Experimental study of macroscopic nonlocality of large-scale natural dissipative processes. NeuroQuantology. Iss. 4, 275-294. (2005).
3. Гольдин Л.Л. , Новикова Г.И. Квантовая физика. Вводный курс. - М.: Институт компьютерных исследований. 2002, 496 с.

Глава 3. АЛГОРИТМ ОТКРЫТИЙ В ДЕЙСТВИИ

Всё, что видим мы – видимость только одна.
Далеко от поверхности моря до дна.
Полагай несущественным явное в мире,
Ибо тайная сущность вещей не видна.

Омар Хайям

Под методом же я понимаю точные и простые правила, строгое соблюдение которых... без излишней траты умственных сил, позволяет достичь истинного познания всего, что уму доступно.

Р. Декарт

Научная работа состоит скорее в выборочном изучении, чем в открытии данной реальности, в отборе проблем, которые могут и должны быть поставлены.

И. Пригожин

3.1 АЛГОРИТМ ОТКРЫТИЙ

3.1.1 Содержание алгоритма

Генератором открытий является термодинамика неравновесного состояния. Алгоритм - это "компас", ориентированный на поиск таких систем, в которых последовательность случайных событий на уровне элементов промодулирована закономерностями системного уровня.

Алгоритм представляет собой перечень рекомендаций, предназначенных для начинающих исследователей (в основном, студентов и аспирантов). Естественно, что круг открытий, которые могут быть сделаны при пунктуальном следовании указаниям алгоритма, является лишь небольшой частью множества открытий, потенциально возможных при проведении более широких исследований особенностей диссипации в живых и неживых системах.

Примеры практического использования алгоритма для обнаружения совершенно непредсказуемых закономерностей в биологии, демографии и гидродинамике приведены в разделах 3.3, 3.4, 3.5. Там же даны пояснения относительно способов обработки данных. Тем самым убедительно доказана реальная работоспособность предлагаемого алгоритма открытий.

Для совершения открытий, не охваченных предлагаемым алгоритмом, нужен творческий подход к интерпретации и способам обработки экспериментальных данных, относящихся к разнообразным проявлениям диссипации энергии в любых макросистемах от микробиологических до космических.

Ознакомившись с содержанием Главы 4, читатель получит некоторое представление о крупных научных проблемах, имеющих репутацию «нерешаемых», к решению которых на уровне открытий позволяет подойти термодинамика неравновесного состояния.

Предлагаемый алгоритм открытий построен в форме таблицы, показанной ниже.

Таблица 3.1.1

Алгоритм открытий

№ п/п	Выполняемое действие	Необходимые условия или требования
1	**Отбор подходящей системы**	**Пригодна физическая, химическая или биологическая макросистема, в которой протекает самопроизвольный (диссипативный) энергетический процесс. Расширенная система должна удовлетворять критериям условной термодинамической изолированности. Предпочтительны дискретные системы, состоящие из пространственно разделенных частей (элементов системы) с большими расстояниями между элементами (вплоть до сотен километров и более).**
2	**Определение особенностей диссипативного процесса**	**- Предпочтительный вариант: диссипативный процесс во всех элементах системы начинается одновременно (когорта одновозрастных элементов); окончание диссипативного процесса в элементах распределено во времени случайным образом. Другие варианты:**

		- Момент начала диссипативного процесса в элементах системы статистически распределен во времени; продолжительность диссипативного процесса в элементах распределена статистически.
3	**Анализ свойств элементов системы**	**Предпочтительно, если элементы системы имеют одинаковый размер, состав и структуру, т.е. вносят одинаковый вклад в диссипативный процесс. Взаимодействие между элементами должно быть контролируемым (по меньшей мере, быть теоретически понятным). Идеально, если физическое взаимодействие полностью исключено в условиях эксперимента. В элементах должны происходить независимые вероятностные диссипативные процессы или сами элементы должны принимать независимое вероятностное участие в диссипативном явлении.**
4	**Определение относительного вклада каждого элемента в потерю работоспособности системы**	**Предпочтительна аддитивность вкладов. В общем случае, следует определять "удельный вес" вклада каждого элемента или распределить элементы по нескольким группам (рангам).**
5	**Проведение эксперимента**	**Эксперимент должен быть спланирован так, чтобы получить зависимость снижения работоспособности системы от хода времени. Потерю работоспособности вычисляют как сумму вкладов отдельных элементов или сумму вкладов нескольких групп, по которым распределены элементы.**

		Возможны варианты: **- Известны моменты начала и окончания диссипативного процесса, т.е. моменты выхода системы из метастабильного состояния и входа в равновесное или метастабильное состояние.** **- Известен только момент выхода из метастабильного состояния.** **- Известен только момент входа в равновесное состояние.**
6	**Обработка экспериментальных данных**	**Для быстрой графической обработки экспериментальных данных рекомендуется использовать вероятностную и брахистохронную диаграммную бумагу (см. раздел 3.2).**
7	**Анализ экспериментальных данных**	**Анализ экспериментальных данных должен быть направлен на проверку выполнения эмерджентных свойств системы, выявление особенностей самоорганизации диссипативного процесса, определение природы коррелирующего фактора в дискретной макросистеме.**

3.1.2 Пояснения к алгоритму открытий

Отбор подходящей системы. Эта стадия работы является важнейшей. Начинайте с поиска серьёзной ("нерешаемой") проблемы, связанной с неравновесными процессами или состояниями. В идеале, макроскопическая диссипативная система, отобранная для эксперимента, должна состоять из большого количества дискретных идентичных макроэлементов.

Необходимым и достаточным признаком диссипативности системы является понижение работоспособности отдельных макроэлементов (и, как следствие, системы в целом) в результате самопроизвольного перехода из некоторого начального энергетического состояния в конечное равновесное или метастабильное состояние.

Диссипативность должна быть обусловлена самопроизвольной энергетической, структурной или информационной деградацией элементов системы, но не внешними воздействиями на систему.

Наиболее подходящей является система, изолированная в термодинамическом смысле (энерго- и массообмен с другими системами отсутствует).

Строго говоря, условие термодинамической изолированности заведомо невыполнимо: невозможно полностью изолировать систему от воздействия гравитационного и других полей, от космических излучений, от радиоактивного фона и т.п. Поэтому речь идет лишь о критерии условной изолированности, когда энерго- и массообмен испытуемой системы с внешними системами достаточно мал или является стационарным, чтобы обеспечить отсутствие случайных или систематических внешних воздействий, способных заметно изменить ход процесса в отдельных макроэлементах системы. Пространственные границы системы, как это принято в термодинамике, устанавливают произвольно с учетом смысла решаемой задачи.

Заметим, что свойства любой реальной системы будут неизбежно отклоняться от свойств идеализированной модели. Допустимую величину отклонений по параметрам идентичности элементов и по степени изолированности системы необходимо корректировать с учетом итогов эксперимента.

Благоприятным признаком системы, подходящей для эксперимента, является наличие явного системообразующего признака. Одним из таких признаков является общность происхождения дискретных макроэлементов одинакового возраста. Список признаков не закрыт и подлежит разработке: могут существовать системообразующие признаки, которые не выражены явно, например, иерархическая структура системы, генетическая или информационная взаимосвязь между элементами системы.

И, наконец, желательно, чтобы система была хорошо изучена другими исследователями, а также имела отношение к проблемам и концепциям, имеющим общенаучное и/или техническое значение. Это условие необходимо иметь в виду, чтобы облегчить последующее признание установленной закономерности в качестве научного открытия.

Свойства элементов системы. Природа макроэлементов может быть различной (физической, химической, биологической). Термодинамика неравновесного состояния не содержит формальных критериев, отличающих живую систему от неживой. В энергетическом смысле элементы должны иметь идентичные свойства (разброс свойств предполагается пренебрежимо малым). Это могут быть изолированные устройства, твердые или жидкие тела, структуры, живые организмы. Например: партия полупроводниковых приборов при испытании на надежность, капли переохлажденной жидкости, пробирки с реакционноспособными веществами, прорастающие семена или луковицы растений, когорта лабораторных животных (когортой называется сообщество одновозрастных организмов), вихревые пятна в потоке и т.д.

В начальном состоянии термодинамические потенциалы элементов системы (температура, давление, химические потенциалы) должны иметь одинаковые значения.

Энерго- или массообмен между элементами должен быть устранен или сделан пренебрежимо малым.

Особенности диссипативного процесса. Диссипативный процесс должен приводить каждый элемент из начального в конечное устойчивое состояние (которое условно принимаем в качестве метастабильного или равновесного) за конечный интервал времени, который подлежит возможно более точному измерению При переходе последнего элемента в конечное устойчивое состояние исходная система, как таковая, прекращает свое существование: капли расплава становятся кристаллами, смесь реагентов превращается в устойчивую смесь продуктов реакции; когорта лабораторных животных вымирает.

Проведение эксперимента. Исходное энергетическое состояние элементов может быть метастабильным или неустойчивым. Желательно иметь одновременное начало диссипативного процесса во всех элементах. На притяжении эксперимента фиксируются моменты перехода каждого элемента в конечное устойчивое состояние Продолжительность процесса будет различна в каждом элементе. Распределение продолжительности процесса в элементах системы может быть исследовано методами математической статистики. Момент перехода последнего элемента в устойчивое состояние принимается в качестве момента окончания диссипативного процесса в системе в целом.

Обработка и анализ экспериментальных данных. Предположение об идентичности свойств индивидуальных элементов исключает необходимость определять численные значения величины ($-\Delta\Phi$). Достаточно знать относительную величину (долю) элементов, совершивших переход к конечное состояние в течение данного интервала времени. Это позволяет пользоваться начальным значением потенциала неравновесного состояния системы, нормированным к единице или к 100%.

При анализе и обсуждении полученных результатов не следует поддаваться соблазну выдумывать и постулировать недоказуемые причины наблюдавшихся явлений. Нужно настойчиво обдумывать и выводить следствия. Причины выявятся, рано или поздно, при сопоставлении надежно установленных следствий. Не нужно бояться неожиданных результатов, противоречащих ожидаемым. Как говорится, "неудача - лучший парус для побед". Перевороты в науке осуществляются отнюдь не положительными (подтверждающими), а отрицательными (противоречащими) экспериментами. Но нужно тщательно искать и анализировать все возможные источники неожиданных результатов для перепроверки при помощи видоизмененных или совсем других экспериментов.

Возможны два варианта результатов:

А) **Наблюдается самоорганизация последовательности переходов отдельных элементов системы в конечное состояние**, которая обеспечивает выполнение принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия на энергетической траектории самопроизвольного процесса в целом. При наличии признаков предполагаемой нелокальности нужны специальные проверочные эксперименты с экранировкой элементов системы. и с увеличением дистанции между ними.

Б) **Признаки самоорганизации элементов системы отсутствуют.** Следовательно, множество автономных элементов, взятых в эксперимент, не обнаруживает системных (эмерджентных) свойств. В этом случае может наблюдаться статистическое распределение продолжительности существования элементов множества, несовместимое с уравнениями термодинамики неравновесного состояния. Отрицательный результат, в принципе, возможен и при наличии погрешностей эксперимента. Например, если макросистема не удовлетворяет критерию условной изолированности, или если диссипативный процесс не является самопроизвольным.

3.2 ГРАФИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ БЫСТРОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Допустим, руководствуясь алгоритмом открытий, читатель выбрал для рассмотрения экспериментальные данные (собственные или опубликованные другими авторами), содержащие описание некоторого неравновесного процесса (предположительно самопроизвольного).

Основной задачей на этой стадии работы становится первичная обработка экспериментального материала с целью быстрого выявления (можно сказать: распознания) неявно выраженных закономерностей, последующее детальное исследование и доказательство которых могло бы быть признано открытием.

Компьютерные программы для идентификации эмерджентных свойств неравновесных систем пока еще не созданы. Это понятно, если принять во внимание новизну разработанной теории в сочетании с неочевидностью возможности приложения термодинамического метода функций состояния к описанию неравновесных процессов., Отсутствие программ должно радовать первооткрывателей, поскольку свидетельствует, что в эту заповедную область науки "еще не ступала нога человека". Для беспокойства нет оснований: в наличии имеются эффективные графические средства быстрой обработки экспериментальных данных, пригодные для решения указанной задачи.

3.2.1 Случайная величина и функция распределения

Начинающему исследователю, мало знакомому с практическим применением методов математической статистики для анализа экспериментальных данных, рекомендуем ознакомиться с книгой В.В. Налимова [1], практическая направленность которой сочетается с научной строгостью при очень ясном изложении всех вопросов.

Случайная величина x считается заданной, если известна ее функция распределения, которая определяет вероятность того, что случайная величина при испытаниях окажется в пределах от $-\infty$ до x_a. Если случайная величина принимает только дискретные значения x_1, x_2 ... x_n, то может быть определена вероятность появления каждого значения случайной величины $P(x_1)$, $P(x_2)$ ... $P(x_n)$, так чтобы сумма всех вероятностей была равна единице.

Если случайная величина x непрерывна, то ее интегральная функция распределения может быть представлена выражением

$$\mathbf{F}(x_a) = \int_{-\infty}^{x_a} \varphi(x)dx, \text{ причем } \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)dx = 1.$$

Функция $\varphi(x)$ называется плотностью вероятности величины x или ее дифференциальным законом (иначе - дифференциальной функцией) распределения. Для непрерывной случайной величины x имеет смысл говорить только о вероятности попадания ее в некоторый интервал Δx. Эта вероятность определяется произведением $\varphi(x)\Delta x$. Плотность вероятности не следует смешивать с вероятностью, поскольку вероятность того, что непрерывная случайная величина примет некоторое фиксированное значение x_a , вообще говоря, равна нулю. Всякий результат измерения непрерывной случайной величины, представленный в виде $x = x_a$, в действительности размазан в некоторой области значений вокруг точки x_a . Функция распределения представляет собой некоторую абстрактную математическую модель, при помощи которой описываются экспериментально найденные величины.

Вообще говоря, любую неотрицательную функцию φ(x), интеграл от которой по всей числовой оси равен 1, можно трактовать как плотность распределения некоторой случайной величины [2]. Например, в экспериментах по изучению самопроизвольных диссипативных процессов в качестве случайной величины можно брать значения отрезков термодинамического времени, которым соответствуют нормированные значения потери работоспособности.

Выборочное среднее (или арифметическое среднее) n наблюденных значений случайной величины x равно сумме наблюденных значений ($x_1 + x_2 ... + x_n$), деленной на число наблюдений n. Генеральное среднее обозначают греческой буквой μ. Для среднего значения случайной величины употребляются также другие обозначения: $M\{x\}$, $E\{x\}$. Фигурные скобки указывают на то, что имеется в виду не функция от x, а число, соответствующее всей функции распределения.

Рассеяние случайной величины относительно среднего принято характеризовать дисперсией. Дисперсия случайной величины x для генеральной совокупности определяется как математическое ожидание или среднее значение квадратов отклонения *x* от μ:

$$\sigma^2 = M\{(x - \mu)^2\}.$$

Для генеральной дисперсии употребляются также обозначения σ_x^2, $\sigma^2\{x\}$, $D\{x\}$.

Дисперсию для *n* наблюденных значений x_1, x_2, ... x_n случайной величины принято обозначать s_x^2 или просто s^2. Положительное значение корня квадратного из дисперсии называется средним квадратичным или стандартным отклонением (ошибкой), а иногда просто стандартом и обозначается символами σ и *s*, причем опять-таки σ будет обозначать квадратичное отклонение для генеральной совокупности, а *s* — квадратичное отклонение для выборки. Относительная квадратичная ошибка, выраженная в процентах от среднего значения случайной величины, называется коэффициентом вариации (или коэффициентом изменчивости) и обозначается символом v_x:

$$v_x = s_x \cdot 100 / \bar{x}.$$

При проверке воспроизводимости параллельных опытов исходят из предположения, что результаты анализа *m* опытов можно рассматривать как случайную выборку из *m* генеральных совокупностей. Для вычислений объединяют между собой только те опыты, которые можно рассматривать как выборки из таких генеральных совокупностей, которые несмотря на различные средние значения имеют одинаковую дисперсию. В этом случае каждое из значений выборочных дисперсий можно рассматривать как оценку для одной и той же генеральной дисперсии. Такое объединение данных, взятых, например, из параллельных опытов или из различных литературных источников, можно делать, конечно, только в известных пределах — до тех пор, пока ошибка воспроизводимости остается независимой от среднего значения.

Одна из обычных задач статистической обработки материала заключается в нахождении такой функции распределения, которая, с одной стороны, описывала бы достаточно хорошо наблюденные значения случайной величины, а с другой стороны была бы удобна для дальнейшего статистического анализа.

В нашем случае, функция распределения должна быть получена, исходя из выведенного в разделе 1.4 семейства траекторий неравновесного процесса, которые удовлетворяют принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Статистический анализ особенностей полученной таким образом функции распределения предполагается выполнять путем визуального сопоставления с нормальным (гауссовским) распределением.

3.2.2 Брахистохронное распределение

Самопроизвольный неравновесный процесс в изолированной дискретной системе является суммарным результатом множества независимых вероятностных процессов, происходящих в макроскопических элементах системы. Найдем закон статистического распределения случайной величины (продолжительности пребывания в неравновесном состоянии отдельных элементов дискретной системы) при следующих исходных данных:

Неравновесная система, состоящая из элементов с одинаковыми свойствами (например, когорта живых организмов или множество капель переохлажденного расплава) за конечный интервал термодинамического времени, нормированный к интервалу $\tau^*[0, 2\pi]$, самопроизвольно переходит из метастабильного в равновесное состояние посредством однонаправленных и энергетически равноценных шагов (событий), происходящих в элементах системы случайным образом. На процесс в целом наложено условие перехода по траектории кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, совместимой с биологическими, химическими и физическими условиями существования системы.

Ограничимся частным решением.

Для траектории 2-го диссипативного порядка оно сводится к известной задаче о брахистохроне с той особенностью, что движение по траектории совершается посредством дискретных шагов (случайных событий), соответствующих актам перехода отдельных элементов системы из неравновесного в равновесное состояние.

Допущение о тождественности свойств дискретных элементов исключает необходимость вычислять изменения потенциала неравновесного состояния ΔΦ. Достаточно знать пропорциональное значениям потенциала относительное количество (долю) элементов системы, совершивших переход в равновесное состояние. Это равносильно нормировке системы в целом к единице. Поэтому интеграл вероятностей и функция распределения случайной величины имеют вид:

$$F = \Phi = (\tau^* - \sin \tau^*)/2\pi , \qquad (3.2.1)$$

$$\varphi(\tau^*) = d\Phi/d\tau^* = (1 - \cos\tau^*)/2\pi , \qquad (3.2.2)$$

где τ^* - случайная величина продолжительности жизни элемента системы в интервале значений [0, 2π].

Назовем полученное распределение случайных величин брахистохронным распределением второго диссипативного порядка (сокращенно: БР-2). Интегральная и дифференциальная кривые этого распределения изображены на **Рис. 3.2.1**.

Рис. 3.2.1

Интегральная (1) и дифференциальная (2) кривые брахистохронного распределения случайной величины.

Уравнение интегральной кривой (3.2.1) может рассматриваться как уравнение траектории эволюции неравновесной системы в целом (например, траектория жизни или вымирания когорты организмов).

В этом уравнении, за исключением неявно выраженного значения диссипативного порядка n = 2, имеется единственный системный параметр - верхнее значение нормированного термодинамического времени $\boldsymbol{\tau}^*$ = 2π, пропорциональное продолжительности жизни когорты по шкале лабораторного времени. Поэтому полную величину продолжительности жизни когорты (или характерных отрезков этой величины) удобно использовать для межсистемных сопоставлений и корреляционного анализа.

Очень важно, что в уравнениях БР-2 отсутствуют какие-либо эмпирические или подгоночные коэффициенты, подобные кинетическим коэффициентам в уравнениях химической кинетики. *Положение теоретических кривых на интегральном или дифференциальном графиках не зависит ни от физико-химической или биологической природы системы, ни от начального числа элементов в составе системы, то есть является инвариантным.*

Сравним теперь брахистохронное распределение с нормальным (гауссовским) распределением случайной величины.

3.2.3 Вероятностная бумага

Диаграммная «вероятностная бумага» известна давно [3]. Это специальным образом разграфленная бумага, на которой график функции нормального распределения изображается прямой линией.

В докомпьютерную эру ее часто использовали в научной и инженерной практике для быстрой проверки статистической гипотезы о принадлежности выборки случайной величины к генеральной совокупности нормального (или гауссовского) распределения.

Достоинство метода состоит в том, что вывод о нормальном распределении случайных величин можно сделать без знания численных значений параметров гипотетического распределения. При этом вероятностная бумага заменяет большой объем кропотливых вычислений простым графическим построением и визуализирует основные параметры нормального распределения – среднее μ и стандартное отклонение сигма (σ). В практической работе, ради простоты вычислений, приходится идти на приближения, группируя значения случайной величины в небольшие интервалы.

На **Рис. 3.2.2** показана спрямленная диаграмма нормального распределения на вероятностной бумаге, взятая из книги [1].

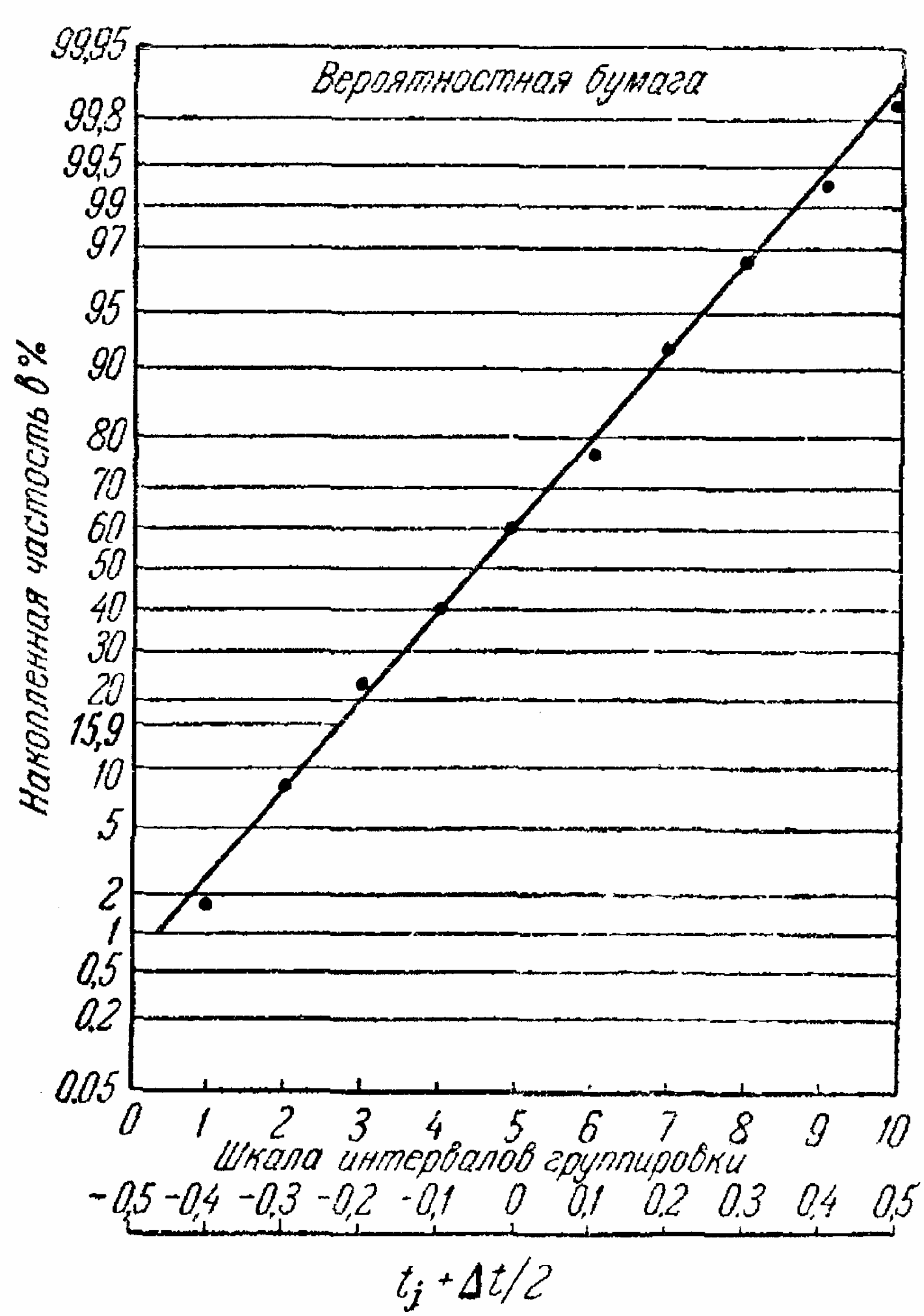

Рис. 3.2.2

Спрямленная диаграмма нормального распределения на вероятностной бумаге [1, рис. 20].

При построении этой диаграммы на оси абсцисс откладывалась верхняя граница интервала группирования (t_j + Δt/2), а по оси ординат

— накопленные частости по последовательным интервалам случайной величины *t*.

Накопленные частости выражены в процентах в соответствии с обозначениями, принятыми на вероятностной бумаге.

Точки, нанесенные в качестве наглядного примера на вероятностную бумагу **на Рис. 3.2.2**, по-видимому, лишь случайно отклоняются от прямой линии, поэтому можно принять гипотезу нормальности распределения.

После того как построена спрямленная диаграмма, можно графически оценить параметры распределения. Графическое определение параметров становится особенно простым, если на оси ординат выбрать выделенные значения 50% и 15,9% для определения значений μ и σ**,** соответственно**.** На графике, приведенном на **Рис. 3.2.2**, ординате, равной 50%, соответствует точка с абсциссой - 0,05 $\approx \mu$. Ординате, равной 15,9%, соответствует точка с абсциссой -0,23. Следовательно, оценкой для σ будет $-0{,}05-(-0{,}23) = 0{,}18 \approx \sigma$.

Положение инвариантной интегральной кривой брахистохронного распределения второго диссипативного порядка в координатной сетке вероятностной бумаги показано на **Рис. 3.2.3** в сопоставлении с прямыми нормального распределения с различными параметрами. Видно, что центральная часть брахистохронного распределения практически совпадает с отрезком нормального распределения, имеющего параметры имеющего параметры: среднее $\mu = \pi$, среднеквадратичное отклонение $\sigma = 0{,}38\pi$, дисперсия $\sigma^2 = 0{,}144\pi^2$.

Вероятностная бумага может быть получена читателем путем копирования **Рис. 3.2.4.**

<u>3.2.4 Брахистохронная бумага</u>

Новый сорт диаграммной бумаги под названием «брахистохронная бумага» впервые разработан автором для построения графиков неравновесных процессов. Термин «брахистохрона» взят из теоретической механики и переводится как «кривая кратчайшего времени».

График, построенный в координатах брахистохронной бумаги, позволяет мгновенно определить, удовлетворяет ли изучаемый процесс вариационному принципу кратчайшего времени. Брахистохронная бумага может быть использована студентами, научными работниками различных специальностей, бизнесменами, врачами, спортивными тренерами и всеми, кому приходится иметь дело с самопроизвольными процессами, ход которых может быть сопоставлен изменениям энергии системы во времени.

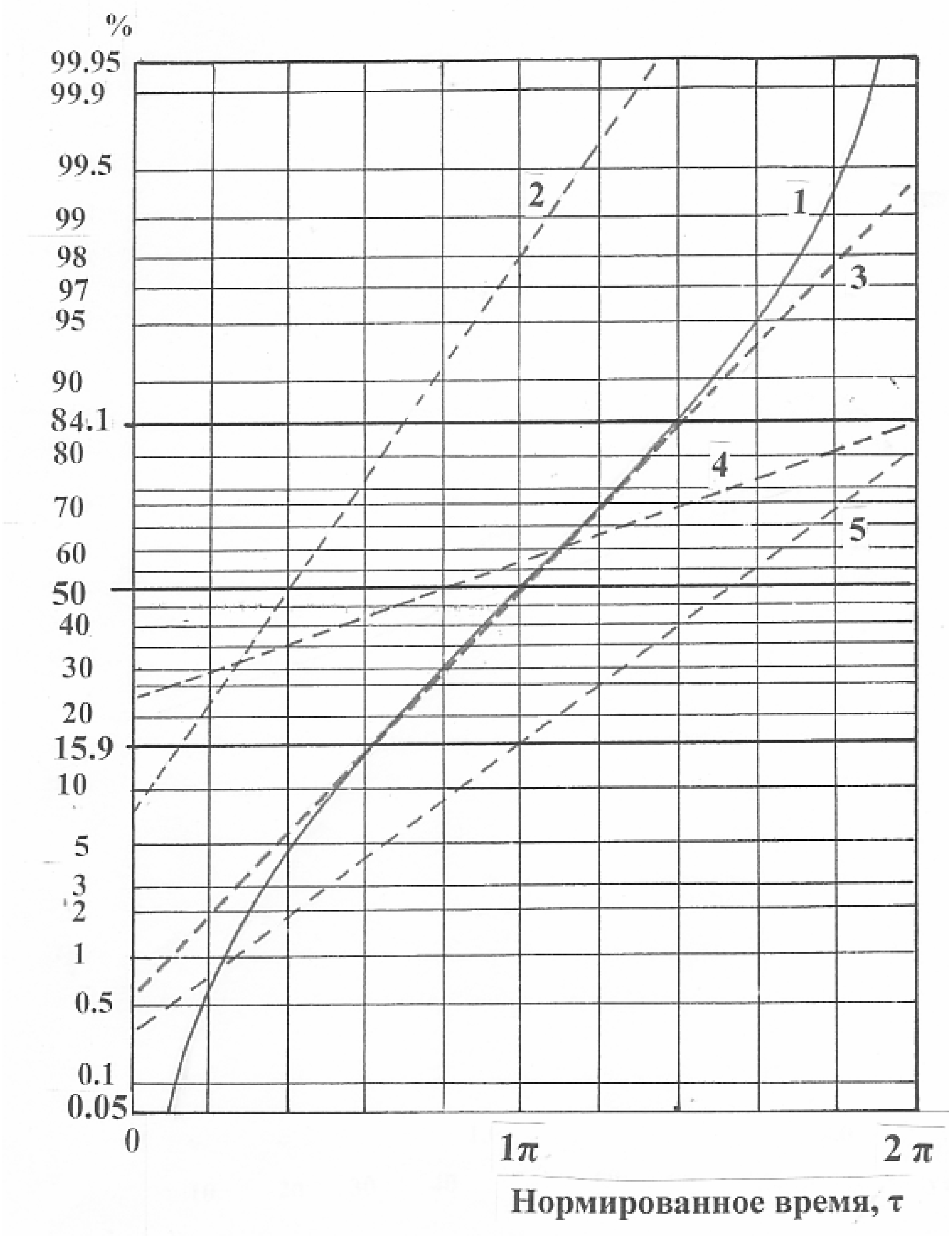

Рис.3.2.3

Сплошная линия (1) - инвариантная кривая брахистохронного распределения (БР-2). Пунктирные прямые (2, 3, 4, 5) - графики нормального распределения с различными значениями среднего и дисперсии.

ВЕРОЯТНОСТНАЯ БУМАГА

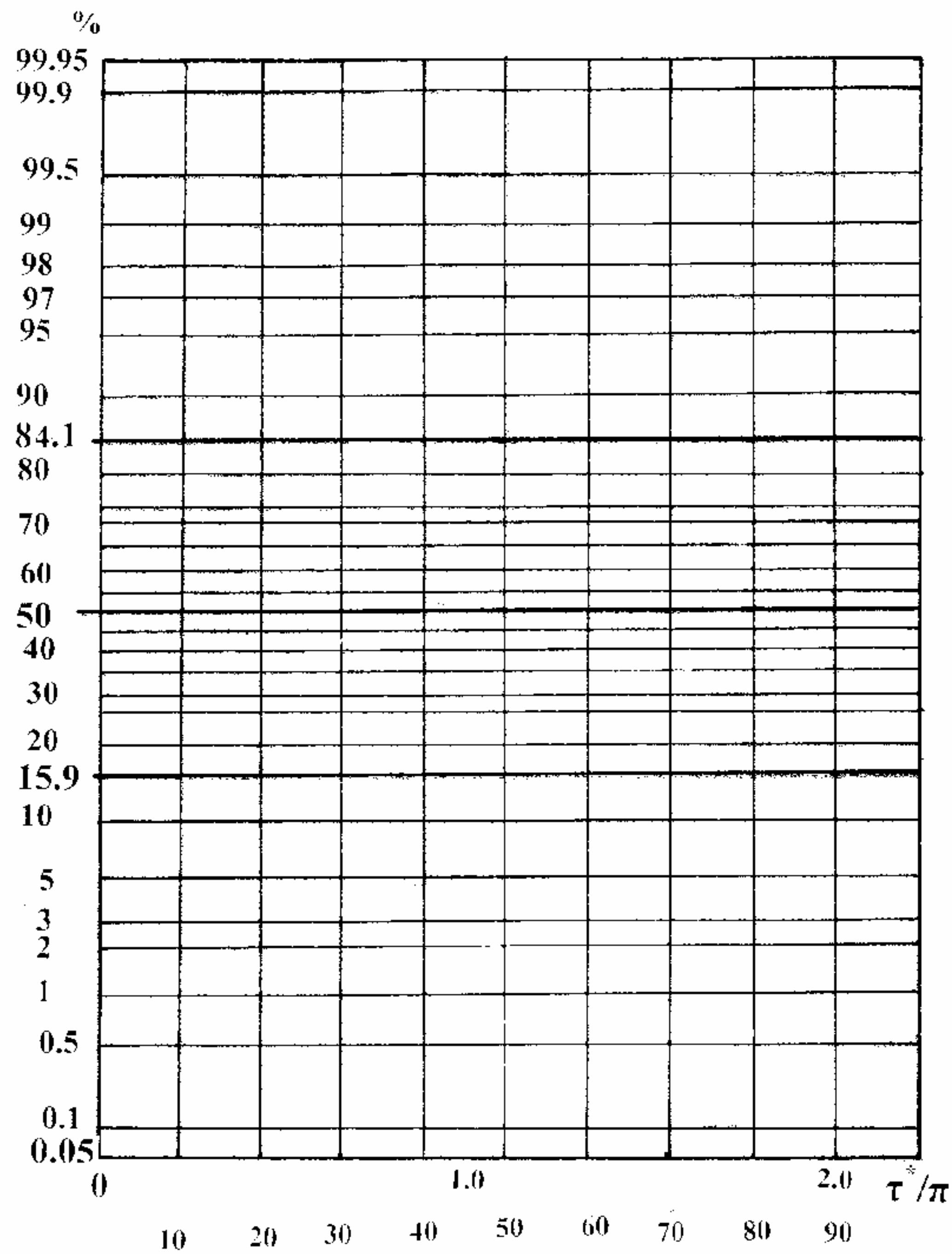

Рис. 3.2.4
Образец вероятностной бумаги.

Брахистохронная бумага представляет собой координатную сетку в прямоугольной системе координат. Горизонтальная ось (абсцисса) всегда соответствует продолжительности процесса. Это - ось времени или случайных величин, пропорциональных времени. Время на абсциссе откладывается в любых удобных для пользователя абсолютных или относительных единицах.

Вертикальная ось (ордината) - ось потери работоспособности от 0 до 100% для самопроизвольных процессов второго диссипативного порядка. Шкала на ординате является нелинейной и различается для процессов разного диссипативного порядка.

Образец брахистохронной бумаги ББ-2 ("брахистохронная бумага для второго диссипативного порядка") представлен на **Рис. 3.2.5,** откуда может быть скопирован читателем**.**

Второй диссипативный порядок является наиболее вероятным при обычной интенсивности многих природных и технологических процессов, особенно в области химии и биологии. В общем случае, диссипативный порядок самопроизвольного порядка приходится определять экспериментально. Если график процесса, построенного в координатной сетке ББ-2, не может быть аппроксимирован прямой или прямой с двумя - тремя изломами, то диссипативный порядок процесса $n \neq 2$.

Может оказаться, что изучаемый процесс относится к числу процессов первого или третьего диссипативного порядка (например, механическое движение с трением принадлежит к процессам третьего диссипативного порядка). В этих случаях для обработки данных будет пригодна брахистохронная бумага ББ-1 или ББ-3, соответственно.

Экспериментальные точки, нанесенные на брахистохронную бумагу, располагаются на прямой линии только в том случае, если на данном интервале времени изучаемый процесс следует по траектории, удовлетворяющей фундаментальным вариационным принципам кратчайшего времени и наименьшего диссипативного действия. Поэтому график в форме прямой линии на правильно выбранной брахистохронной бумаге является научно-обоснованным свидетельством, что переход изучаемой системы из начального в конечное состояние происходит в соответствии с вышеуказанными принципами и, следовательно, данная энергетическая траектория перехода является наиболее экономичной (по затратам энергии и времени) из множества близко расположенных физически возможных траекторий.

БРАХИСТОХРОННАЯ БУМАГА

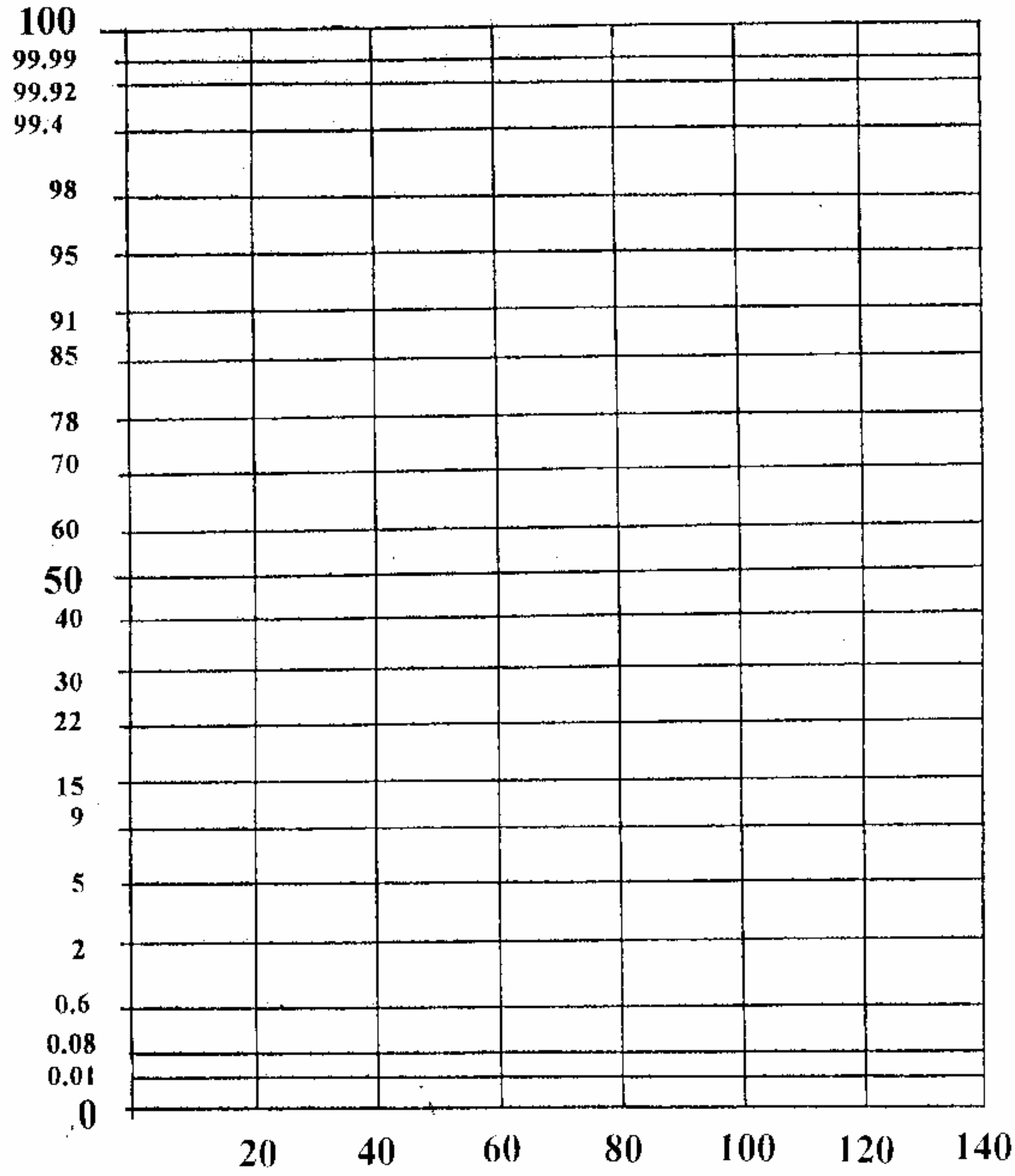

Рис. 3.2.5
Образец брахистохронной бумаги (тип ББ-2).

Диссипативная потеря работоспособности может быть выражена (по усмотрению пользователя) в единицах энергии, в относительных единицах потери работоспособности, в относительных единицах трудозатрат или даже в денежном эквиваленте энергии.

Заметим, что самопроизвольные диссипативные процессы в природе всегда удовлетворяют принципу кратчайшего времени. Однако, процессы, на ход которых воздействуют волевые решения человека, чаще всего не удовлетворяют критериям кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

Брахистохронная бумага позволяет легко, быстро и просто (без изнурительных вычислений и без необходимости прибегать к помощи экспертов и консультантов) получить графическим способом ответы на вопросы, связанные с оптимизацией проводимых или изучаемых процессов.

К числу новых возможностей, недоступных ранее для графических экспресс-методов, можно отнести следующие:

- Быстрая проверка, удовлетворяет ли ход процесса критериям кратчайшего времени и энергетической экономичности;
- Быстрое предсказание продолжительности процесса путем экстраполяции начального участка прямолинейной траектории до пересечения с осью времени (абсциссой);
- Быстрое графическое доказательство наличия самоорганизации случайных (вероятностных) событий или явлений;
- Планирование, корректировка и оптимизация процессов разнообразной природы (механических, физических, химических, биологических, физиологических, медицинских, спортивно-тренировочных, демографических и т.д. и т.п.), протеканию которых может быть сопоставлено изменение энергии или работоспособности во времени.

3.2.5 Пример использования брахистохронной бумаги для контроля старения

Известно, что физиологическая работоспособность всех органов и систем человеческого организма постепенно ослабевает в результате старения. Предложены десятки, если не сотни, гипотез и теорий, объясняющих частные проявления и признаки старения, однако, фундаментальный закон старения человека до сих пор не известен. Остаются дискуссионными многие вопросы, например:

- является ли старение самопроизвольным процессом или генетически запрограммированной стадией развития организма?
- имеет ли процесс старения какую-либо биологическую ценность?
- в чем заключается эволюционное содержание такого общебиологического явления как старение?
- подчиняются ли процессы старения отдельных органов тем же закономерностям, что и старение организма в целом?

Построение графиков в координатной сетке брахистохронной бумаги ББ-2 помогает ответить, по меньшей мере, на первый и последний из перечисленных вопросов.

Имеется много физиологических параметров, используемых медиками и геронтологами для контроля процесса старения. Среди них имеются и такие параметры, которые можно полагать пропорциональными потребляемой энергии или совершаемой работе (в любой ее форме). Именно эти параметры пригодны для построения графиков в координатах брахистохронной бумаги. Например, можно взять для графического анализа показатели возрастной деградации сердечно-сосудистой системы или мышечной системы человека. Однако, такой параметр как жизненный объём лёгких вряд ли окажется пригодным, так как, в общем случае, объем непропорционален работе. В каждом отдельном случае следует учитывать также особенности методик измерения параметров, отобранных для графического анализа.

В **Табл. 3.2.1** приведены типичные статистические данные, фигурирующие в средствах массовой информации и характеризующие старение сердечно-сосудистой и мышечной систем человека в относительных единицах.

Таблица 3.2.1

Динамика возрастной деградации

Функция	**20- 25 лет**	**40-45 лет**	**60-65 лет**	**80-85 лет**
Максимальный пульс, %	**100**	**94**	**87**	**81**
Мускульная сила, %	**100**	**90**	**75**	**55**

График на брахистохронной бумаге ББ-2 (**Рис. 3.2.6**) показывает, что табличные данные располагаются на двух прямых линиях, берущих начало из точки (практически 100%), относящейся к возрасту 20-25 лет.

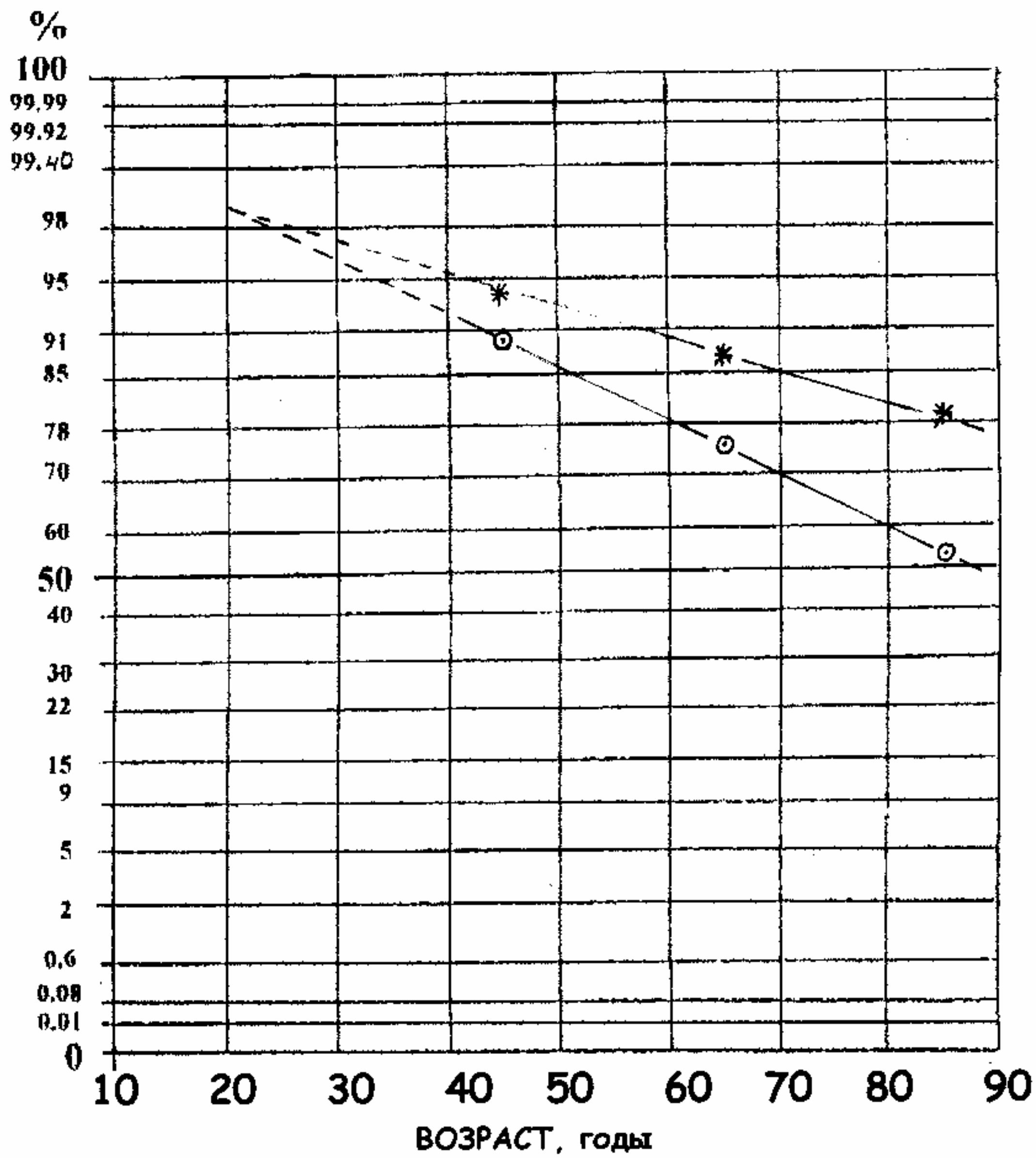

Рис. 3.2.6

Возрастная деградация организма человека. На оси ординат - работоспособность (%). На оси абсцисс - возраст (годы). Обозначения линий: (*) - максимальный пульс; (○) - мускульная сила.

Вид этого графика позволяет сделать следующие основные выводы:

1. Наличие прямых линий является доказательством, что старение сердечно-сосудистой и мышечной систем организма протекает в соответствии с фундаментальным принципом кратчайшего времени. Иными словами, старение является самопроизвольным процессом и ведет эти системы к полной физиологической деградации по пути кратчайшего времени, совместимому с биологическими характеристиками организма человека.
2. Расхождение в наклонах линий показывает, что скорость деградации исследуемых систем различна. Иными словами, с возрастом нарастает физиологический дисбаланс, определить который можно по углу расхождения прямых.
3. Интенсивность старения организма можно характеризовать количественно как значениями тангенсов углов наклона прямых, так и величинами расхождения прямых на отрезке времени.
4. Если человек в определенном возрасте подвергается процедурам омоложения, то эффективность этих процедур или воздействий может быть подтверждена и количественно охарактеризована соответствующими изменениями углов наклона или величиной расхождения прямых.
5. Экстраполяция (продолжение) прямых линий до пересечения с осью абсцисс показывает, что полное исчерпание физиологического ресурса сердечно-сосудистой и мышечной систем определяется возрастом порядка 150 лет и более. Возрастная несовместимость состояния организма с жизнью соответствует, примерно, 50%-ному исчерпанию ресурсов основных систем организма.

<u>Список литературы к разделу 3.2</u>

1. Налимов В.В. Применение математической статистики при анализе вещества. М.: Гл. ред. физ.-мат. литературы. 1960. 216 с.

2. Чистяков В.П. Курс теории вероятностей. 6-е изд., испр. СПб.: Издательство "Лань", 2003. 272 с.

3. Арлей Н., Бух К. Р. Введение в теорию вероятностей и математическую статистику, пер. с англ., М.: 1951.

3.3 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ ЖИЗНИ ЖИВОТНЫХ

3.3.1 Постановка задачи

Биология продолжительности жизни - наука о закономерностях длительности жизни организмов, а также о механизмах её определяющих [1] . Формирование её в виде самостоятельной научной дисциплины началось в 20-х годах XX века. В задачи биологии продолжительности жизни входит выяснение причин индивидуальных, популяционных и межвидовых различий по срокам жизни. Практическое значение таких исследований состоит в том, что они открывают возможности для прогнозирования и управления длительностью жизни организмов и для поиска путей продления жизни человека.

Изучение механизмов, определяющих продолжительность жизни, тесно связано с исследованием процессов старения организмов. Однако, биология продолжительности жизни, в отличие от геронтологии (науки о старении), занимается более широким кругом вопросов, например, механизмами, определяющими длительность жизни в популяциях диких животных. Кроме того, для биологии продолжительности жизни существенное значение имеют биологические механизмы гибели части организмов на ранних стадиях их развития, т.е. задолго до появления первых признаков старения. Достаточно упомянуть массовую гибель лососей после нереста: лососи умирают молодыми, а их тела обеспечивают создание питательной среды для вылупляющихся мальков.

Как отмечено в прекрасной монографии Л.А. Гаврилова и Н.С. Гавриловой [1] (к содержанию которой мы еще не раз будем возвращаться), в последние десятилетия произошло заметное усиление интереса к проблемам биологии продолжительности жизни. Это отражает общую тенденцию в современной биологии - изучать не только пространственную, но и временную организацию жизни. Акцент на изучение организации живого во времени привел к ускоренной разработке проблем биологического возраста, биологических часов и ритмов, а также к ускоренному развитию таких дисциплин как биокинетика и хронобиология.

С термодинамической точки зрения, жизнь и смерть организма можно трактовать как протекание самопроизвольного диссипативного процесса, завершающегося достижением состояния равновесия.

Термодинамика неравновесного состояния изучает самопроизвольные процессы, протекающие в координатах термодинамического времени и энергии по траектории, удовлетворяющей принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. В результате, появляется возможность подойти к проблемам биологии продолжительности жизни с совершенно новой стороны.

Возьмем, например, проблему распределения организмов по продолжительности жизни, которая до сих пор остается нерешенной несмотря на обилие предложенных уравнений, как эмпирических, так и основанных на теоретических и статистических моделях с различной степенью обоснованности [1]. Как правило, предложенные уравнения являются многопараметрическими. Поиск управляющего закона совершается путем индукции от частного к общему, что не позволяет достичь универсальной пригодности уравнения для организмов различной биологической природы.

Анализ особенностей наблюдаемых распределений продолжительности жизни проводится двумя способами: либо путем проверки уже готовых теорий и моделей на соответствие фактическим данным; либо путем обработки результатов наблюдений с последующим обобщением обнаруженных закономерностей. Первый путь характерен для точных наук. Второй путь предполагает глубокое знание специфики проблемы, обеспечение доступа ко всему массиву имеющихся данных и наличие у исследователя развитой интуиции.

Исходная установка нашей книги на продвижение начинающего исследователя к научному открытию позволяет использовать лишь первый из двух путей, хотя биология продолжительности жизни еще не может претендовать на статус точной науки.

В качестве примера, возьмем одну из центральных проблем в этой области: вопрос о природе вариабельности индивидуальных сроков жизни. На основе широкого обобщения литературных данных в монографии [1] сделан вывод, что высокая вариабельность продолжительности жизни может быть обусловлена тремя причинами:

- исходной гетерогенностью взятой популяции, включая генетическую неоднородность;
- вариацией условий среды;
- стохастической (кинетической) природой реализации продолжительности жизни.

Отмечено также, что большая вариабельность по срокам жизни сохраняется даже в популяциях генетически одинаковых организмов, живущих в строго контролируемых лабораторных условиях. Для понимания природы этой вариабельности представляется необходимым углубленное изучение кинетики выживания организмов, построение и проверка соответствующих математических моделей.

Наша цель – обратить внимание биологов на существование четвертой (неизвестной ранее) причины вариабельности индивидуальных сроков жизни. Эта причина - проявление эмерджентных системных свойств, присущих когорте живых организмов как неравновесной термодинамической системе.

Наш подход к указанной проблеме направлен "от общего к частному" (т.е. от концепции и общих уравнений термодинамики неравновесного состояния к последовательности вероятностных событий в отдельных элементах когорты). В данном разделе книги системный подход ограничен определением траектории жизни и системных параметров когорты (напомним: когорта – это сообщество одновозрастных организмов).

<u>3.3.2 Неравновесно-термодинамическая модель старения.</u>

Возьмем в качестве исходной термодинамическую модель высокой общности. Рассматривается расширенная изолированная система 1 с ограниченным сверху объемом, состоящая из подсистем 2 и 3. Диссипативный механизм и процессы диссипации энергии локализованы в открытой подсистеме 2 с произвольной степенью неравновесности.

Подсистема 2 состоит из дискретных элементов с тождественными свойствами. В нашем случае элементами являются организмы когорты.

Энерго- и массообмен подсистемы 2 с внешней по отношению к ней ресурсной подсистемой 3 принимаем термодинамически обратимым. В подсистеме 2 протекает власовский самопроизвольный процесс, который может быть отнесен к классу инерционных процессов в том смысле, что для его протекания не требуется обязательного совершения работы какими-либо внешними силами. Таким самопроизвольным процессом является возрастная физическая и информационная деградация (старение), которая завершается полным вымиранием когорты, или, иными словами, приводит подсистему 2 и систему 1 в целом в состояние устойчивого или метастабильного равновесия за конечное время.

В неравновесном состоянии подсистема 2 и, соответственно, система 1 обладают виртуальной работоспособностью. В равновесном или метастабильном состоянии работоспособность отсутствует.

Термодинамика неравновесного состояния устанавливает, что эволюция системы к равновесию происходит по наиболее вероятной траектории, удовлетворяющей принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Для действительной энергетической траектории процесса в качестве частного решения получено уравнение семейства разрешенных траекторий:

$$\boldsymbol{\Phi = \Phi^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} /(n + 1)! \big|_{\Phi^{(n+1)} = const}}, \qquad \textbf{(1.4.5)}$$

где Ф – потенциал неравновесного состояния; $\boldsymbol{\tau}$ – термодинамическое время; n = 1, 2, 3… - собственные значения параметра, названного диссипативным порядком процесса. Принята нормировка $\Phi_{РАВН} = 0$.

Производные по термодинамическому времени $\Phi^{(n+1)}$ имеют постоянное значение на отрезке или на всей траектории процесса.

Применительно к проблеме распределения организмов по продолжительности жизни примем ряд дополнительных ограничений и уточнений:

а) Свойства элементов системы полагаем тождественными. Поэтому уменьшение работоспособности системы ($-\Delta\Phi$) пропорционально доле элементов дискретной системы, перешедших в равновесное состояние. В зародышевом состоянии организма (яйцо, спора) не происходит изменения работоспособности, старение отсутствует. Поэтому, в термодинамическом смысле, зародышевое состояние следует полагать метастабильным (Φ = const, τ = const).

б) С учетом существования метастабильного зародышевого состояния, траектория жизни когорты должна состоять из двух ветвей: траектории выхода из метастабильного состояния и траектории входа в состояние устойчивого равновесия. Распространенность (но не обязательность) симметричной формы гистерезисных петель в энергетических явлениях различной природы позволяет использовать предположение о симметричности обеих ветвей траектории. Конечно, в общем случае, обе ветви траектории могут различаться и по значению диссипативного порядка и по значениям констант процесса, каковыми являются производные высших порядков $\Phi^{(n+1)}$.

в) Поскольку биологический метаболизм основан на химизме, допустимо принять для обеих ветвей траектории значение диссипативного порядка n = 2, найденное для химических реакций в разделе 2.2. Следовательно, константой процесса будет третья производная $\Phi^{(3)}$.

Легко установить, что при n = 2 сшивка двух симметричных ветвей траектории может быть заменена использованием давно известного в аналитической механике решения задачи о брахистохроне (кривой кратчайшего времени при постоянстве третьей производной по времени). В фазовых координатах обе ветви траектории аппроксимируются уравнением циклоиды:

$$\boldsymbol{x = (\omega t - \sin \omega t)} \qquad (3.3.1)$$

$$\boldsymbol{y = dx/\omega dt = (1 - \cos \omega t)} \qquad (3.3.2)$$

<u>3.3.3 Определение системных параметров и свойств</u>

В разделе 3.2 отмечено. что траектория неравновесного процесса, удовлетворяющая вариационным принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, может рассматриваться как интегральная кривая распределения случайной величины (отрезков термодинамического времени, соответствующих переходу отдельных частей или элементов системы в равновесное состояние). Полученное распределение названо брахистохронным распределением.

Неравновесно-термодинамическая модель старения когорты живых организмов предполагает, что статистическое распределение продолжительности жизни в когорте описывается брахистохронным распределением второго диссипативного порядка (сокращенно: БР-2). Интеграл вероятностей для этого распределения и функция распределения случайной величины $\boldsymbol{\tau}^*$ имеют вид:

$$\boldsymbol{\Phi = (\tau^* - \sin \tau^*)/2\pi} \, , \qquad (3.2.1)$$

$$\boldsymbol{\varphi(\tau^*) = d\Phi/d\tau^* = (1 - \cos \tau^*)/2\pi} \, , \qquad (3.2.2)$$

где $\boldsymbol{\tau}^*$ - случайная величина продолжительности жизни элемента системы в интервале значений [0, 2π].

Уравнение интегральной кривой (3.2.3) может рассматриваться как уравнение траектории жизни когорты. Единственным системным параметром в этом уравнении является верхнее значение нормированного термодинамического времени ($\boldsymbol{\tau}^*$ = 2π). Эта величина пропорциональна продолжительности жизни когорты по шкале лабораторного времени. Величину нормированной продолжительности жизни когорты 2π (или характерных отрезков этой величины) удобно использовать для межсистемных сопоставлений и корреляционного анализа. Полученная траектория жизни когорты (которую можно назвать и траекторией вымирания организмов когорты) является, по сути дела, решением задачи о нахождении критериев биофизического подобия в области биологии продолжительности жизни.

В уравнениях (3.2.1) и (3.2.2) отсутствуют какие-либо эмпирические или подгоночные коэффициенты типа кинетических коэффициентов в уравнениях химической кинетики. На **Рис. 3.2.3** инвариантная интегральная кривая брахистохронного распределения второго диссипативного порядка построена в координатной сетке вероятностной бумаги, где пунктирные линии соответствуют нормальным распределениям с различными значениями среднего и дисперсии. В отличие от нормального распределения, кривая БР-2 имеет изгибы, обусловленные конечными значениями времён начала и окончания процесса. Однако, в средней своей части (на протяжении, примерно, 60% нормированного интервала времени) интегральная кривая БР-2 практически совпадает с отрезком нормального распределения с параметрами: среднее $\mu = \pi$, среднеквадратичное отклонение $\sigma = 0{,}38\pi$, дисперсия $\sigma^2 = 0{,}144\pi^2$.

Основная особенность действительной траектории жизни когорты, заданной уравнениями (3.2.1 и 3.2.2), заключается в том, что ее отбор из числа всех биофизически возможных траекторий совершен на основе двух взаимосвязанных вариационных принципов, а именно, принципа экстремального диссипативного действия и принципа кратчайшего времени. Поэтому указанные принципы должны рассматриваться как основополагающие эмерджентные системные свойства, определяющие продолжительность жизни когорты.

Иными словами, распределение продолжительности жизни в когорте регулируется не только биофизическими процессами, происходящими в организмах, но и "надбиологическими" эмерджентными свойствами когорты в целом, как диссипативной макросистемы.

Безусловно, такой вывод радикально изменяет представления о природе факторов, способных оказывать влияние на продолжительность жизни живых существ, и поэтому нуждается в экспериментальном подтверждении.

3.3.4 Экспериментальная проверка теории

В качестве исходных данных нами использованы сведения по распределению продолжительности жизни в когорте самцов имаго ***Drosophila melanogaster*** [2], взятые в обработанном виде из монографии [1]. Когорта мушек–дрозофила в начальный момент времени состояла из 1407 особей. До возраста 85 дней дожила только одна мушка.

Интегральный график вымирания когорты мушек, построенный по этим данным в координатной сетке вероятностной бумаги (% смертности в зависимости от времени) показан на **Рис. 3.3.1.** В монографии [1] число доживших сгруппировано по интервалам, равным шести дням. Поэтому продолжительность жизни когорты была принята нами равной 90 дням с последующим нормированием этого значения к величине 2π. Число точек на графике равно числу интервалов времени.

На горизонтальной оси нанесена шкала значений случайной величины (продолжительность жизни элементов системы в единицах нормированного термодинамического времени). На вертикальной оси указана доля (%) мушек, умерших до соответствующего возраста. Видно, что значительную часть экспериментальных точек можно аппроксимировать прямой нормального распределения (пунктир). Но точки вблизи начала и конца траектории жизни когорты заметно отклоняются от пунктирной прямой.

На том же графике сплошной линией нанесена инвариантная интегральная кривая брахистохронного распределения (БР-2). Видно, что расположение экспериментальных точек (кроме первой) практически совпадает с теоретической кривой БР-2.

Как отмечено выше, центральная часть кривой БР-2 (на протяжении, примерно, 60% нормированного интервала времени) может быть аппроксимирована отрезком нормального распределения, имеющего параметры: среднее $\mu = \pi$, среднеквадратичное отклонение $\sigma = 0{,}38\pi$, дисперсия $\sigma^2 = 0{,}144\pi^2$.

Заметим, что инвариантное отношение среднеквадратичного отклонения к среднему $\boldsymbol{\sigma/\mu = 0{,}38\pi/1\pi = 0{,}38 = const}$**,** характерное для средней части кривой, является удобным признаком для идентификации брахистохронного распределения экспериментальных точек. Предположение о наличии нормального распределения является, обычно, первым шагом на пути к статистической обработке данных. Поэтому достаточно высока вероятность, что первоначально,

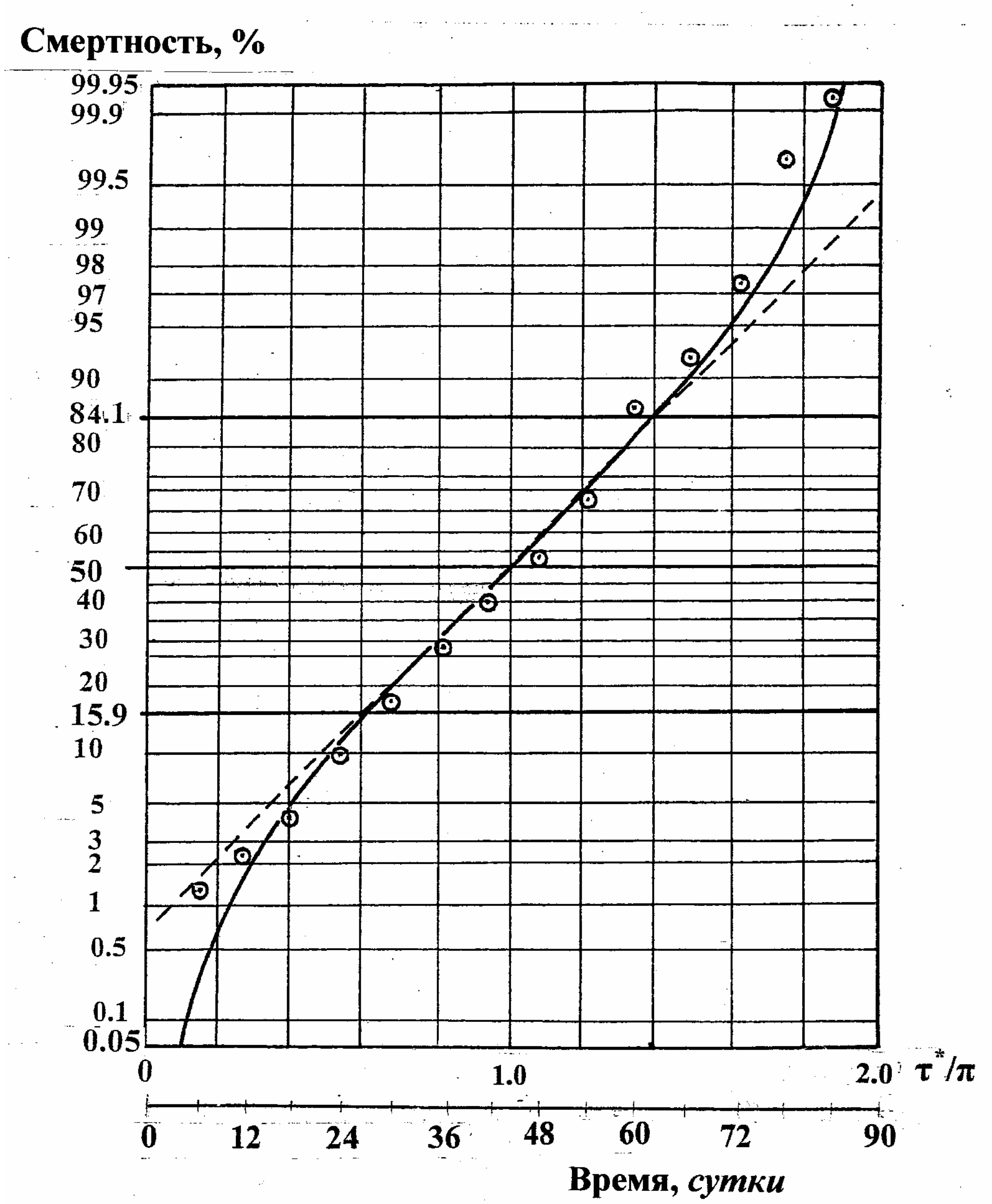

Рис. 3.3.1

Сопоставление экспериментальных данных (обозначены точками) по динамике вымирания когорты самцов имаго Drosophila melanogaster [2] с теоретической инвариантной кривой брахистохронного распределения второго диссипативного порядка (сплошная линия) в координатной сетке вероятностной бумаги. Пунктирная прямая - нормальное распределение с параметрами: среднее $\mu = \pi$, среднеквадратичное отклонение $\sigma = 0{,}38\pi$, дисперсия $\sigma^2 = 0{,}144\pi^2$.

в первом приближении, брахистохронное распределение будет ошибочно определено как нормальное.

Во избежание этой грубой ошибки, приводящей к утере или искажению физического смысла изучаемого явления, следует тщательно анализировать статистическую значимость отклонений эмпирического распределения от нормального в областях достаточно малых и достаточно больших значений случайной величины (меньших 30% и больших 150% в сравнении с величиной среднего).

Важным вспомогательным обстоятельством, способным помочь решению вопроса о природе исследуемого распределения, является то, что брахистохронные распределения существуют лишь в координатным пространстве "время - энергия". Нормальное распределение такого ограничения не имеет.

Поскольку на практике могут быть использованы различные функции времени и энергии, совместимые с концепцией диссипативной термодинамики, то при обработке литературных данных рекомендуем обращать внимание на любые эмпирические распределения случайных событий во времени, для которых характерна отмеченная выше инвариантная пропорциональность среднеквадратичного отклонения (σ) и среднего (μ): **σ/μ = 0,38**. Подходящий пример встретится читателю в разделе 4.2.

Вернемся теперь к экспериментальным данным.

Особого внимания достойно следующее обстоятельство. Хотя дата смерти каждой отдельной мушки случайна и не имеет видимой причинно-следственной связи с продолжительностью жизни остальных, траектория жизни когорты, как целостной системы, удовлетворяет вариационным принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Можно сказать, что система проявляет свойство когерентности, причем коррелирующий фактор действует на всем протяжении процесса: с начала и до конца жизни когорты.

В итоге, полагаем доказанной существование неизвестной ранее причины, приводящей к закономерной вариабельности индивидуальных сроков жизни. Эта причина - эмерджентные системные свойства, присущие когорте живых организмов как неравновесной термодинамической системе.

Бросается в глаза качественная аналогия с картиной дифракции электронов в разделе 2.7, обсуждение которой привело к выводу, *что поведение каждого электрона определяется дифракционной* *картиной в целом, хотя описывается вероятностным образом*. Продолжительность жизни мушек-дрозофила в когорте, конечно, не имеет отношения к проявлениям волновых свойств электронов, но закономерность самоорганизации дискретного процесса имеет аналогичный характер: *продолжительность жизни каждой мушки определяется эмерджентными свойствами системы в целом (в частности, принципом кратчайшего времени), но описывается вероятностным образом.*

Поскольку одна из сопоставляемых систем (электроны) относится к категории квантово-размерных микросистем, а другая (мушки-дрозофила) является типичной биологической макросистемой, то приходим к выводу, что обсуждаемая закономерность самоорганизации дискретных процессов имеет весьма общий характер. Вероятно, можно было бы сказать: "общефизический характер". Мы полагаем, что неопределенность момента смерти каждой мушки на траектории вымирания когорты обусловлена тем, что отдельно взятая мушка не является носителем эмерджентных (системных) свойств когорты. Создается впечатление, что качественная аналогия между поведением мушек и электронов может оказаться количественной. Чтобы проверить это, нужно было бы измерить плотность мест попадания электронов в радиальном направлении (поперек полосы дифракционного максимума) и проверить гипотезу о совместимости полученного распределения с брахистохронными распределениями, или хотя бы с упомянутым выше нормальным распределением, имеющим нормированные параметры: среднее $\mu = \pi$, дисперсия $\sigma^2 = 0{,}144\pi^2$, $\sigma/\mu = 0{,}38$.

Физическая природа однотипной корреляции случайных событий в столь разных системах подлежит изучению. Ясно, однако, что обычная ссылка на дуализм свойств электрона (волна/частица) непригодна для объяснения самоорганизации в дискретных макросистемах. В нашем случае наблюдающийся дуализм свойств обусловлен наложением эмерджентных системных свойств когорты на свойства индивидуальных элементов, составляющих дискретную систему.

Выведенный нами монопараметрический закон распределения продолжительности жизни в когорте мушек-дрозофила позволяет полностью восстановить интегральную и дифференциальную кривые распределения, если известна величина максимальной продолжительности жизни в когорте. Получается, что мушка-долгожитель является своеобразным «индикатором», содержащим информацию о распределении продолжительности жизни во всей когорте. Конечно, не следует ожидать, что этот закон не потребует корректировки в случаях приложения к более высокоорганизованным лабораторным животным. Но мы уже можем добавить, что продолжительность жизни в когорте мышей или в когорте эритроцитов удовлетворяет этому закону.

Заметим также, что значения продолжительности жизни для каждого индивидуального члена когорты не могут быть восстановлены. Кроме того, некоторые особенности организмов (или особенности взаимоотношений животных при совместном содержании) могут приводить к большему или меньшему разбросу экспериментальных точек относительно теоретической кривой. Например, отклонение первой точки от теоретической кривой на **Рис. 3.3.1** можно объяснить тем, что особи, умершие в первом интервале времени, по своим биофизическим параметрам принадлежали к другой генеральной совокупности случайных величин (имелись генетические особенности или причины смерти не были связаны с возрастными изменениями организма).

Нельзя оставить без внимания еще одно важное обстоятельство. Как известно, для применимости вариационного метода первостепенное значение имеет исходное предположение о существовании решения. В рамках нашей задачи это предположение равносильно утверждению о конечном времени перехода неравновесной термодинамической системы в состояние равновесия. Действительно, если координаты конечной точки не определены изначально, то невозможно определить и траекторию кратчайшего времени. Поэтому из полученных результатов однозначно следует, что продолжительность жизни когорты определена и задана набором известных и неизвестных физиологических и биофизических параметров уже в момент рождения членов когорты. Можно сказать также, что совокупность этих параметров удовлетворяет набору эмерджентных свойств неравновесной дискретной биосистемы (когорты).

В заключение, приведем пример обобщения полученных результатов в виде стандартной формулы открытия.

Формула открытия:

Теоретически установлена и подтверждена экспериментальными данными неизвестная ранее количественная закономерность, вносящая коренное изменение

в уровень познания в области биофизики продолжительности жизни, заключающаяся в том, что самопроизвольный процесс старения ведет когорту лабораторных животных к полному вымиранию по энергетической траектории кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, совместимой с биологическими характеристиками организмов и условиями содержания животных.

3.3.5 Возможность практического применения полученных результатов

Представляется возможным использовать полученный закон распределения продолжительности жизни лабораторных животных в качестве основы для количественной оценки биологической активности химических соединений.

Известны разнообразные способы оценки биологической активности соединений. Например, степень токсичности можно характеризовать дозой 50% - ной летальности.

Более трудной задачей является количественная оценка эффективности лекарственного средства или полезности биологически активной пищевой добавки. В последние 10 – 15 лет наблюдается экспоненциальный рост объемов производства и потребления биологически активных добавок (БАД), однако унифицированной системы оценки полезности БАД пока еще не существует.

Еще труднее – разработать оценочный параметр, который был бы одинаково пригоден для любых физических и химических средств, действующих на живые организмы, как в сторону сокращения, так и в сторону продления жизни. В статьях и выступлениях профессора Гладышева Г.П. уже отмечалась потребность в информации относительно геронтологической ценности продуктов питания. Эта потребность имеет глобальный характер в связи с ростом численности старших групп населения во всех развитых странах.

Научную основу для разработки такого оценочного параметра дает термодинамика неравновесного состояния, или более конкретно, найденный в нашей работе универсальный однопараметрический закон распределения когортной продолжительности жизни лабораторных животных. Это распределение названо нами брахистохронным, поскольку определяется самопроизвольным процессом, который ведет систему к состоянию равновесия по траектории кратчайшего времени (брахистохроне).

Единственным параметром брахистохронного статистического распределения является величина продолжительности жизни когорты. Как показано на **Рис. 3.3.2,** в координатной сетке брахистохронной бумаги зависимость доли оставшихся живыми от возраста имеет вид прямой линии.

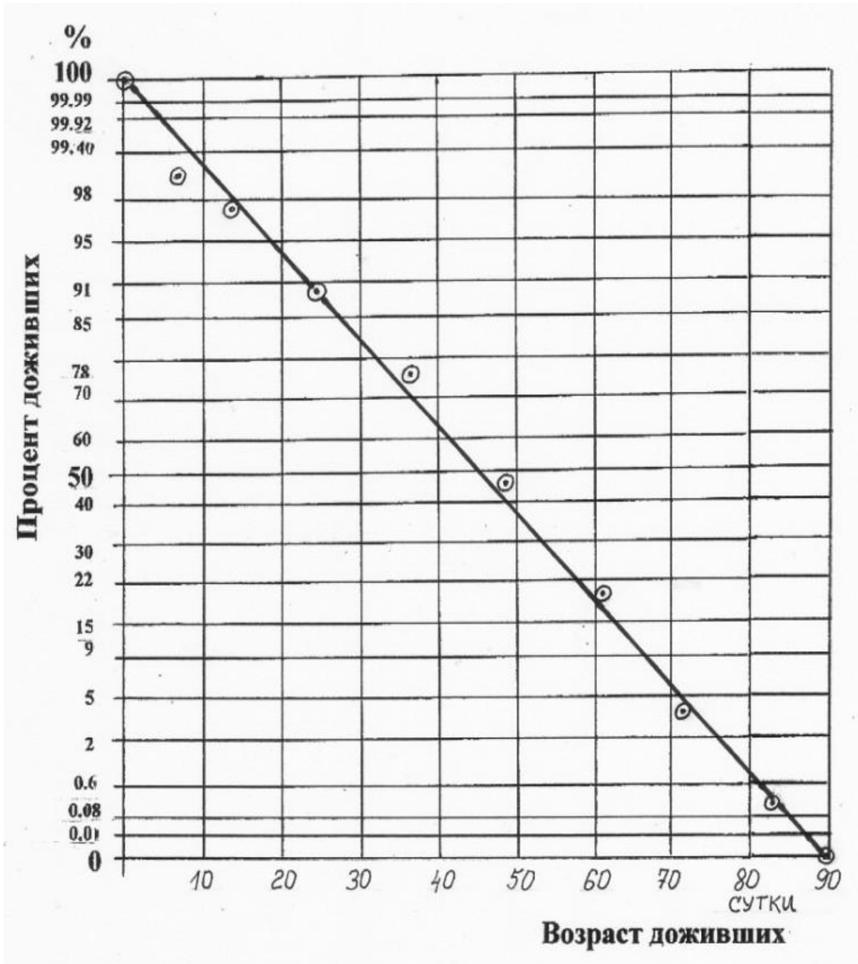

Рис. 3.3.2

График распределения продолжительности жизни в когорте мушек-дрозофила [2], построенный в координатной сетке брахистохронной бумаги ББ-2.

Тангенс угла наклона прямой в таком графике является универсальным и практически удобным параметром, который позволяет количественно охарактеризовать биологическую активность любых химических, физических или пищевых факторов, оказывающих какое-либо (положительное или отрицательное) воздействие на продолжительность жизни лабораторных животных.

Возьмем в рассмотрение острый угол с правой стороны графика («угол долгожителей»). Увеличение тангенса угла наклона по сравнению со стандартным значением для данной генетической линии подходящих лабораторных животных будет служить количественной мерой вредности испытуемых воздействий. И наоборот, уменьшение тангенса этого угла будет характеризовать полезность испытуемого пищевого продукта или БАДа. Сильное снижение величины тангенса наклона будет объективно свидетельствовать о геронтологической ценности испытуемого медицинского препарата или БАДа.

Список литературы к разделу 3.3.

1. Гаврилов Л.А., Гаврилова Н.С. Биология продолжительности жизни/Отв. ред. В.П. Скулачев.-2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. 1991. С. 280

2. Pearl R., Parker S.L. //Amer. Natur. 1924. V.58. № 1. P.71.

3.4 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ ЖИЗНИ ЧЕЛОВЕКА

3.4.1 Исторический обзор

Первым, кто предложил использовать математическую модель для описания изменения численности населения, был Э. Галлей (1629 – 1695), английский астроном, именем которого названа известная комета. До него никто не имел в своём распоряжении надёжных статистических данных.

Галлей получил от Лондонского королевского общества церковные списки умерших в г. Бреслау (ныне Вроцлав) в период 1687 – 1691 г., собранные благодаря усилиям В. Лейбница (одного из изобретателей дифференциального исчисления). Данные этих списков были сгруппированы по возрасту умерших. Полученные материалы Галлей использовал как основу, чтобы определить закономерность вымирания поколения людей на данной территории в конкретный исторический период. Галлей отметил, что предложенный им метод применим только в случае стационарного населения, то есть при условии постоянства численности и возрастной структуры.

При выполнении этих условий можно принять, что численность живущих в возрасте x лет равна суммарной численности умерших в возрастах от x лет до предельного возраста. Это простое соображение позволило Галлею произвести математическую обработку имевшихся у него списков умерших и построить первую достоверную таблицу продолжительности жизни.

В 1760 г. метод Галлея был дополнен Л. Эйлером (1707 – 1783), который опубликовал работу "Общие исследования о смертности и размножении рода человеческого".

П. Лаплас в 1912 году в сочинении "Аналитическая теория вероятностей" предложил вероятностный подход для изучения динамики смертности. Он ввёл термин "закон смертности", понимая его как порядок вымирания сообщества одновремённо родившихся. Теперь группу одновремённо родившихся называют когортой. Лаплас предложил когортный метод построения таблиц смертности путём наблюдения за процессом вымирания какого-то выбранного реального поколения вплоть до его полного исчезновения. Естественно, этот период должен иметь протяжённость порядка длительности человеческой жизни (100 лет и более). Поэтому применительно к человеческой когорте, смертность в которой обусловлена не столько биологическими, сколько социальными факторами (войны, эпидемии и т.п.), метод Лапласа оказался нереалистичным, но нашёл широкое применение для расчёта таблиц смертности лабораторных животных. Известна только одна попытка изучения жизни конкретного поколения. В книге советского демографа Б.Ц. Урланиса "История одного поколения", опубликованной в 1968 г., содержится социально-демографичекое исследование поколения мальчиков и девочек, родившихся в России в 1906 году.

Ученик и последователь Лапласа бельгиец А. Кетле (астроном, математик и статистик – возглавлял бельгийскую государственную службу статистики) стал одним из основателей современного метода построения таблиц продолжительности жизни.

Вот на этой статистической основе в 1825 г. вывел своё знаменитое уравнение английский актуарий (специалист по страхованию жизни) Б. Гомперц. Уравнение Гомперца с последующими модификациями и поныне широко используется демографами и биофизиками. Но применительно к группе старших возрастов и долгожителей это уравнение даёт "сбои". Недостатком уравнение Гомперца является наличие эмпирических (по сути дела, подгоночных) коэффициентов, значения которых не могут быть предсказаны теоретически.

3.4.2 Постановка задачи

В рамках нашей книги нет возможности углубляться в детали развития социальной демографии и в гущу теоретических проблем геронтологии.

Достаточно полное и системное изложение современных проблем и методов в области биологии продолжительности жизни человека и животных содержится в монографии Л. Гаврилова, Н. Гавриловой [1], которая послужила для нас источником надежной и разносторонней информации.

Мы исходим из необходимости предложить читателю возможно более наглядные и убедительные примеры практического использования алгоритма открытий. Выбор неравновесной системы понятен. Когорта живых существ, человеческая когорта в особенности, представляет собой хорошо изученный объект большого научного и практического значения. Однако, наиболее общие закономерности, управляющие эволюцией когорты, еще далеки от исчерпывающего понимания. Действительно, эмерджентные свойства человеческой когорты, как типичной неравновесной макросистемы, остаются вне поля зрения исследователей, имеющих для исследования неравновесных процессов только такой инструмент как энтропия, которая определена лишь при равновесии и в окрестностях равновесия.

Формальные статистические модели теории надежности не удовлетворяют условию эволюционной содержательности, а чисто биологический подход к проблеме продолжительности жизни не приводит к количественным обобщениям фундаментального уровня.

Вот почему есть уверенность, что горизонты возможностей для открытий в области биофизики продолжительности жизни достаточно широки.

Согласно алгоритму, первая задача при подготовке к совершению открытия - суметь выбрать из огромного массива данных достаточно представительные, но ограниченные по объёму сведения, к которым можно применить уравнения термодинамики неравновесного состояния. Лучше всего использовать данные, обработанные специалистами в соответствующих областях и опубликованные в статьях и монографиях высококвалифицированных авторов. Надежность таких данных не вызовет сомнений даже у самых придирчивых оппонентов.

Следующая стадия – обработка выбранного массива данных для определения применимости брахистохронного распределения.

В монографии [1] перечислены методологические критерии, которыми обычно руководствуются исследователи при выборе закона распределения продолжительности жизни, наилучшим образом отражающего суть изучаемого явления и объясняющего механизм вариабельности по срокам жизни. В краткой форме эти критерии можно изложить следующим образом:

1. Принцип теоретической обоснованности (предпочтительны не эмпирические формулы с подгоночными коэффициентами, а уравнения, выведенные из теоретических представлений);

2. Принцип универсальности (особую ценность представляют общие закономерности, справедливые для самых разных организмов, включая человека);

3. Принцип достаточной аппроксимации при наименьшем числе параметров (формула, удовлетворяющая этому принципу, дает наиболее компактную запись информации, что позволяет восстанавливать распределение при минимальном числе наблюдений);

4. Принцип локального описания (в развитии многих систем бывают критические периоды, когда они качественно меняют свои

свойства и поведение; поэтому не следует требовать, чтобы один и тот же закон распределения обязательно описывал процесс во всех возрастных интервалах).

Одна из задач нашего исследования - оценить эффективность брахистохронного распределения на основе перечисленных выше критериев, которые, как отмечают авторы монографии [1], редко реализуются в одном и том же исследовании.

Для быстрого выявления неизвестных ранее статистических закономерностей рекомендуем как можно раньше начинать строить графики на вероятностной и брахистохронной бумаге.

В зависимости от результатов, следует привлекать дополнительные материалы для более глубокой проработки полученных результатов, а также для решения дискуссионных вопросов и проблем, интерес к которым проявляется в периодической литературе соответствующего профиля.

В данном случае, к числу дискуссионных относится, например, вопрос о существовании предельной продолжительности жизни как фундаментальной видовой константы. Во многих работах обсуждается также проблема возможного существования генетической программы, определяющей продолжительность жизни.

3.4.3 Исходные демографические данные

Общее положение, как оно описано в книге Э. Россета [2], выглядит следующим образом:

Вероятность умереть в ближайшее время различна в каждом возрасте. Самая высокая вероятность соответствует периоду младенчества, причём одна из важнейших причин – нарушение здоровья матери. В детском возрасте вероятность умереть резко снижается, но вновь повышается в подростковом периоде (с 11 – 12 лет), а затем систематически увеличивается с возрастом (за исключением группы долгожителей, где фактические данные отклоняются от функции Гомперца в сторону меньших значений смертности). В группах среднего возраста (20 – 80 лет) модель Гомперца хорошо согласуется с данными статистики.

Известно, что успехи современной медицины сильнее всего отражаются на демографических показателях в виде снижения смертности в младенческом периоде и в возрастных группах до 60 лет. За счёт этого существенно возросла средняя продолжительность жизни человека в развитых странах.

В пожилом возрасте (после 60 лет) успехи медицины сказываются, главным образом, не в форме снижения смертности, а в изменении непосредственных причин смертности. Иными словами, может радикально измениться наиболее вероятный диагноз последней болезни, но вероятность летального исхода остаётся почти такой же.

Как отмечает Россет, "для возрастной группы старше 60 лет теоретически существует широкое поле для прогресса, но практически возможность повысить вероятность дожития оказывается незначительной, ибо, как и прежде, преклонный возраст с трудом поддаётся воздействию мероприятий, направленных на снижение существующих вероятностей умереть".

Представляется несомненным, что за 300 лет, прошедших со времен Галлея, демографические таблицы смертности должны были сильно измениться. Очень важно найти способ выявить, количественно описать и проанализировать эти изменения.

Французский демограф А. Сови, возглавлявший длительное время демографическую службу ООН, решил сравнить параметры дожития, взятые из ранней французской таблицы Дювийяра (XVIII век), с параметрами из французской таблицы 50-тых годов XX века, а также из составленной им гипотетической «биологической" таблицы дожития. Выдержки из трех упомянутых таблиц дожития приведены ниже в **Табл. 3.4.1**.

Таблица 3.4.1

Доживающие до возраста *x* во Франции (%)

Возраст *x*, годы	**Дювийяр (XVIII в.)**	**Середина XX в.**	**Таблица Сови**
0	**100**	**100**	**100**
1	**76,7**	**96**	**98,9**
20	**50,2**	**94**	**98,7**
40	**36,9**	**90,1**	**97,7**
60	**21,4**	**75,4**	**90,4**
80	**3,5**	**29,8**	**50,0**
100	**0,4**	**4,0**	**16,9**

«Биологическая» таблица Сови является прогнозной. Она базируется на представлениях о наиболее вероятных демографических последствиях достижения настолько высокого уровня медицины и социальных условий жизни в развитых странах, что определяющим фактором долголетия окажутся биологические характеристики человеческого организма. Даже беглый взгляд показывает, что предсказывается резкое снижение смертности в младенческом возрасте и существенное увеличение процента доживающих до 100 лет. По идее, эта таблица должна была помочь определению биологического предела продолжительности жизни на современном этапе человеческой цивилизации.

Сопоставление табличных данных показывает, что Франция в середине XX века уже преодолела значительную часть пути, ведущего к достижению прогнозного «биологического» предела продолжительности жизни. Подобным образом дело обстоит и во многих других развитых странах. Для наглядности данные Табл. 3.4.1 представлены на Рис. 3.4.1 в виде графиков дожития в линейных координатах [% доживших - возраст].

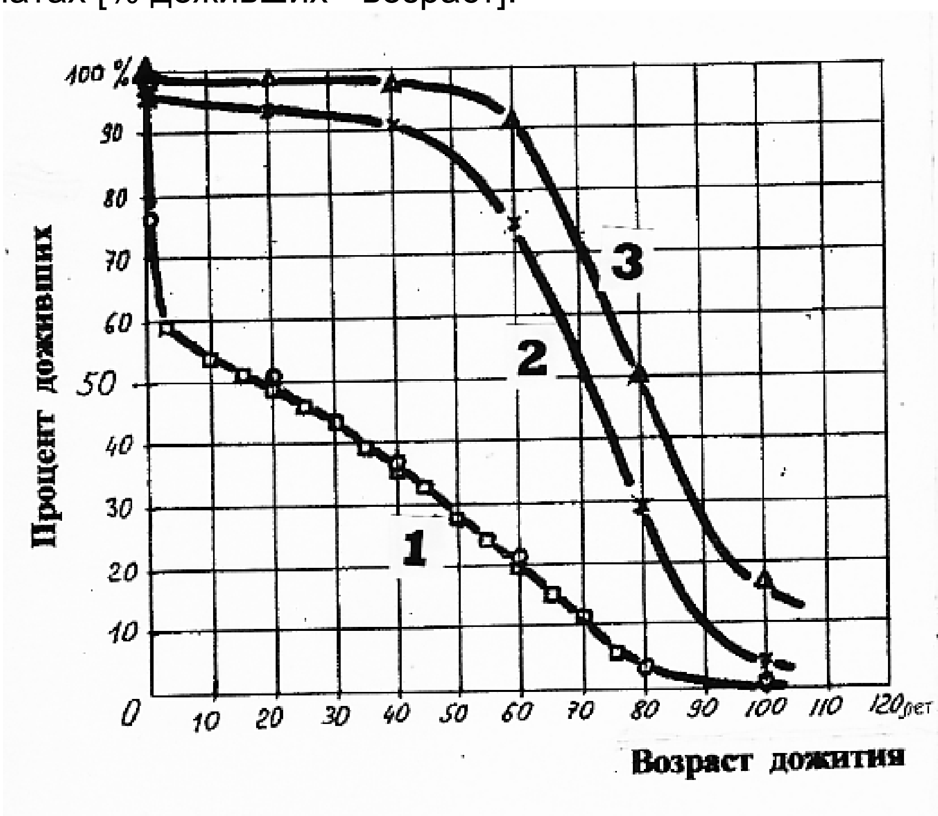

Рис.3.4.1

Графики дожития в линейных координатах (% живых - возраст), построенные по данным таблиц смертности: 1 - ранняя французская таблица (XVIII в.), дополненная данными (□) таблицы Галлея (XVII в.); 2 - французская таблица (середина XX в.); 3 - "биологическая" таблица Сови.

Кривая 1 соответствует таблице Девийяра, дополненной данными Галлея. Для построения кривых 2 и 3 использованы французская таблица дожития (середина XX в.) и «биологическая» таблица Сови, соответственно.

Различие между кривыми представляется очевидным, особенно на начальном участке младенческой смертности (в возрасте до 2-х лет) и на завершающем участке, где кривые сближаются с осью времени. Но сложная форма кривых затрудняет их сравнение и не позволяет осмыслить природу различий по всей длине кривых.

3.4.4 Обработка демографических данных

В разделе 3.3, на примере когорты лабораторных животных, нами была сформулирована принципиально новая для биологии и геронтологии количественная закономерность:

Самопроизвольный процесс старения ведёт когорту лабораторных животных к полному вымиранию по энергетической траектории кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, совместимой с биологическими характеристиками организмов и условиями содержания животных.

Теперь предстоит проверить, удовлетворяет ли процесс старения человека этим принципам, в частности, принципу кратчайшего времени. Для этого по данным **Табл. 3.4.1** строим график на брахистохронной бумаге ББ-2, показанный на **Рис. 3.4.2**.

На горизонтальной оси времени указан возраст дожития, а на вертикальной оси – процент доживших до этого возраста.

Напомним, что брахистохронное распределение является однопараметрическим, так что единственным управляющим параметром распределения продолжительности жизни элементов когорты оказывается продолжительность жизни когорты в целом. Подгоночных коэффициентов в уравнении не содержится. Экспериментальные точки, удовлетворяющие закону брахистохронного распределения второго диссипативного порядка, располагаются в координатной сетке брахистохронной бумаги ББ-2 на прямых линиях. Наклон линий может быть различным. Масштаб по оси времени можно устанавливать любым, исходя из продолжительности изучаемого процесса в реальном времени и добиваясь снижения ошибок графического построения. Траектория дожития в полном виде должна иметь протяжённость от 100% до 0% по оси ординат. Наличие на графике отрезка прямой, не пересекающего оси времени, свидетельствует о наличии лишь фрагмента (отрезка) траектории кратчайшего времени.

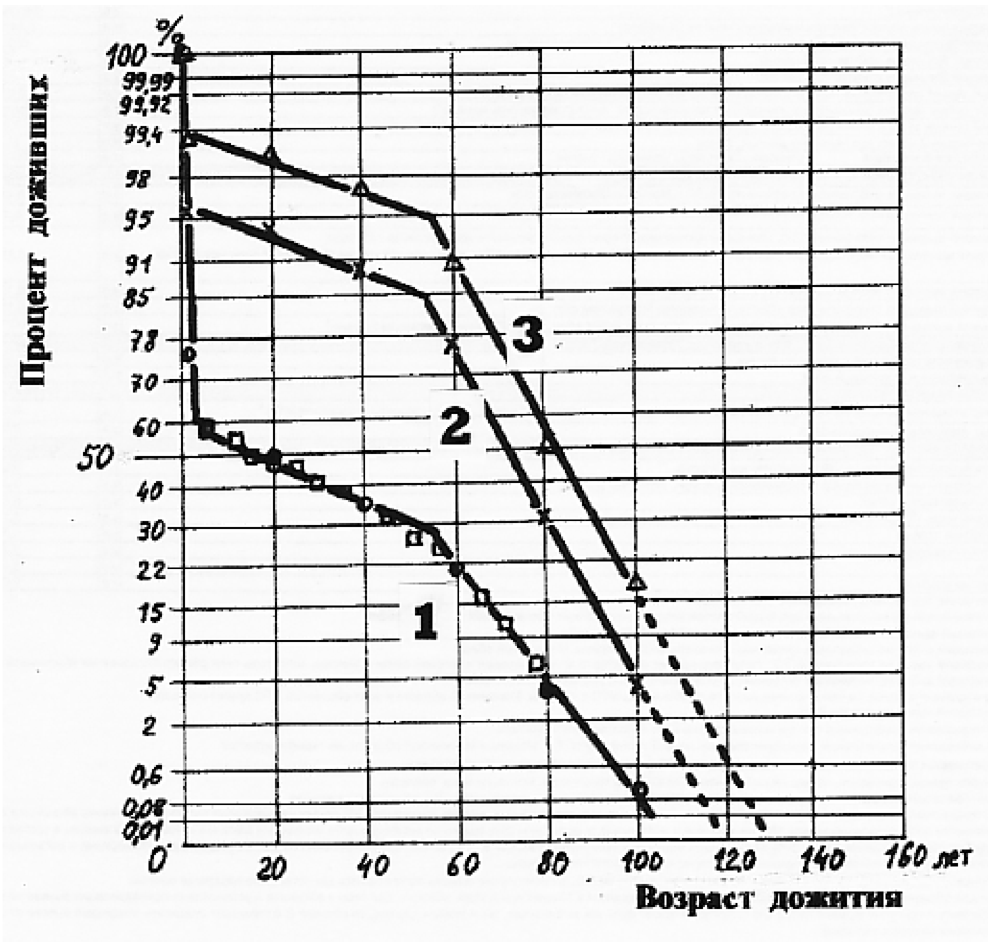

Рис. 3.4.2

Графики дожития (% живых - возраст), построенные на брахистохронной бумаге (ББ-2) по данным таблиц смертности: 1 - ранняя французская таблица (XVIII в.), дополненная данными (□) таблицы Галлея (XVII в.); 2 - французская таблица (середина XX в.); 3 - "биологическая" таблица Сови.

Поэтому, если число экспериментальных точек недостаточно велико (например, эксперимент даёт только часть траектории кратчайшего времени), то искомое значение параметра распределения можно найти путём экстраполяции отрезка прямой до пересечения с осью абсцисс. Иными словами, очень легко решается обратная задача брахистохронного распределения.

Если кривая, соединяющая все точки, не может быть аппроксимирована прямой или отрезком прямой, значит, результаты данного эксперимента не согласуются с уравнением брахистохронного распределения. И, наоборот, формирование прямой линии (с любым наклоном) является доказательством того, что результаты эксперимента на данном отрезке траектории процесса согласуются с брахистохронным распределением и, следовательно, удовлетворяют принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

На **Рис.3.4.2** в координатной сетке «брахистохронной бумаги» данные каждой из трех таблиц расположились на трех прямых отрезках, т.е. траектории дожития имеют два излома. Это свидетельствует о том, что на отрезках траектории процесс вымирания человеческой когорты удовлетворяет принципу кратчайшего времени, но параметр распределения дважды претерпевает скачкообразные изменения. Как и следовало ожидать, статистическая картина дожития в человеческом обществе оказалась сложнее, чем в когорте мушек-дрозофил.

В целом траектория дожития человеческой когорты может быть охарактеризована пятью независимыми параметрами: тремя тангенсами углов наклона прямых (для трех отрезков траектории) и двумя значениями моментов времени, соответствующих двум изломам траектории.

3.4.5 Анализ особенностей полученных графиков

Построение графиков на брахистохронной бумаге ББ-2 обнаруживает характерную особенность траекторий дожития человека по сравнению с траекторией дожития мушек-дрозофила, а именно: на траекториях дожития человеческой когорты имеются два чётко выраженных излома.

Изломы и другие особенности полученных графиков можно истолковать следующим образом:

- Данные всех трёх таблиц дожития аппроксимируются тремя отрезками прямых, соответствующими трём возрастным периодам в жизни человека: от 0 до 3-5 лет, от 5 до 55 лет и, наконец, от 55 лет и старше. Два излома на каждой траектории соответствуют структурным изменениям в организме человека, достигающим пороговых значений в определенном возрасте, в результате чего в жизни человека два раза происходит самопроизвольный переход с одной траектории кратчайшего времени на другую.

- Прямые в интервале от 0 до 3-5 лет имеют одинаковый наклон для всех трёх таблиц и поэтому, практически, накладываются одна на другую. Следовательно, все статистические данные для младшей возрастной группы, относящиеся к историческому периоду от XVII до XX века, принадлежат к одной генеральной совокупности. Проще говоря, люди в этой возрастной категории нисколько не изменились по своим биологическим и физиологическим показателям за прошедшие 300 лет.
- Прямые в интервале возрастов от 5 до 55 лет тоже имеют одинаковый наклон (они параллельны одна другой). Следовательно, и в этом возрасте люди XVII, XVIII и XX века принадлежат к одной генеральной совокупности случайных величин дожития. Очень показательно, что достижения медицины XX века не повлияли на наклон прямых. Отсюда следует, что тангенс угла наклона для этой группы возрастов является биологической характеристикой человеческой когорты. Экстраполяция прямых до пересечения с осью времени свидетельствует, что биологический ресурс достаточен для достижения долгожителями возраста порядка 200 – 300 лет. Однако, современное человечество не имеет в своих рядах документально подтверждённых долгожителей старше 120 лет. Это объясняется тем, что в возрасте 55 – 60 лет человек самопроизвольно переходит на новую, укороченную траекторию жизни, причем укороченная траектория жизни дана современному пожилому человеку в ещё более усечённом виде, чем это было в XVII - XVIII веках
- Для старшей возрастной группы (старше 55 лет) - ситуация существенно иная по сравнению с другими возрастными группами. В этом возрасте люди XVII и XVIII веков принадлежат к другой генеральной совокупности случайных величин дожития по сравнению с людьми XX века. Отрезок прямой, относящийся к XX веку, приближается к конечной точке жизни более стремительно, чем триста лет назад. Соответствующий отрезок прямой, построенный по данным XVIII – XVIII вв., был заметно более пологим. Численное сравнение наклонов показывает, что в наше время относительная скорость вымирания старшей возрастной группы примерно в 2,2 раза выше, чем в средние века. Создается

впечатление, что несмотря на социальный прогресс и достижения медицины, из условий современной жизни выпал некий фактор долголетия. Природа этого фактора неизвестна и заслуживает специального исследования.

- Отмеченное изменение угла наклона в случае старшей возрастной группы свидетельствует, что значение тангенса угла наклона прямой обусловлено не только биологическими параметрами человеческой когорты. Следовательно, величина максимальной продолжительности жизни в человеческой когорте не является фундаментальной видовой константой, так как определяется не только биологическими параметрами.

Постоянство значений тангенса угла наклона траекторий дожития для младшей и средней возрастных групп в течение 300 лет производит впечатление биологического инварианта человеческой когорты. Но для строгого доказательства этого предположения, необходимо изучить данные по распределению продолжительности жизни в зависимости от пола и расовой принадлежности членов когорты.

Частичная обработка таблиц, приведенных в книге Хейфлика [3], дала обнадеживающие результаты в этом направлении.

На **Рис. 3.4.3** приведены графики, относящиеся к современному населению США. Приведены когортные данные для белых и негров обоего пола суммарно, для негров обоего пола и белых женщин. Хотя максимальная продолжительность жизни в когортах заметно различается, расовые различия не отразились на значениях тангенсов углов наклона суммарной траектории и траектории дожития негров в младшем и среднем возрасте.

Небольшое, но вполне достоверное различие между наклонами средней части суммарной траектории и траектории дожития белых женщин, может быть обусловлено физиологическими различиями мужчин и женщин.

В целом, полученные результаты показывают, что в качестве наиболее важного показателя демографического благополучия нужно рассматривать не среднюю, а максимальную продолжительность когортной жизни по основным социальным группам населения. .

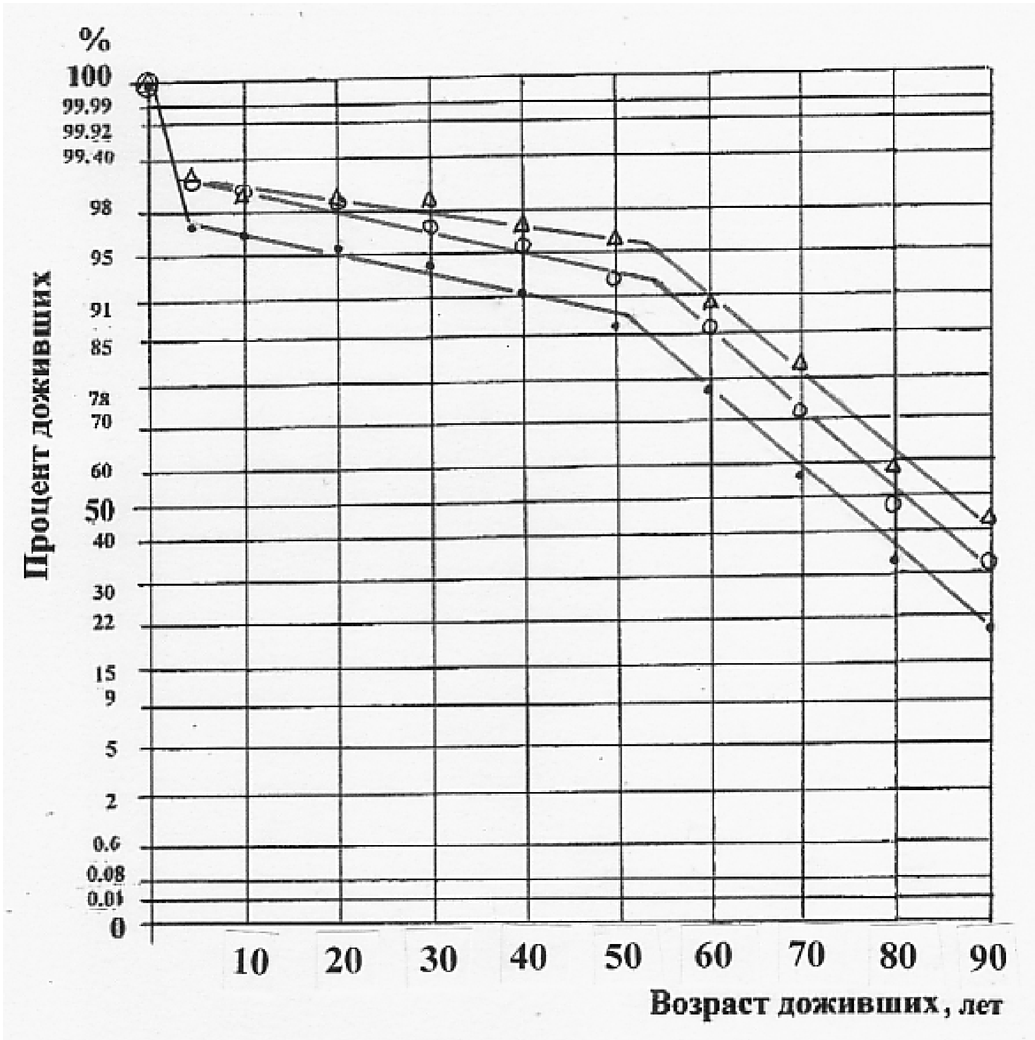

Рис. 3.4.3

Распределение продолжительности жизни в США (1989) с учетом пола и расовой принадлежности согласно данным [3]: белые женщины (Δ), белые обоего пола (о), негры обоего пола (●).

3.4.6 Обсуждение результатов

Прежде всего, следует отметить высокую информативность графиков, построенных на брахистохронной бумаге. Это неудивительно: брахистохронное распределение продолжительности жизни удовлетворяет всем четырем критериям качества, перечисленным в монографии [1], а именно:

- распределение базируется на прочной теоретической основе (термодинамика неравновесного состояния);
- универсальность распределения обусловлена тем, что оно удовлетворяет вариационным принципам высокой общности, а именно, принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия;
- распределение предельно минимизировано по числу параметров (для простых организмов является монопараметрическим);
- в случае сложных объектов (человеческая когорта) отрезки распределения соответствуют состояниям системы на физиологически обусловленных возрастных интервалах.

С точки зрения общих закономерностей, наиболее важным результатом является доказательство, что вариационные принципы термодинамики неравновесного состояния определяют распределение продолжительности жизни даже в человеческой когорте, условия существования которой формируются под воздействием не только биологических, но и социальных закономерностей.

Распределение продолжительности жизни как случайной величины описывается законом брахистохронного распределения, удовлетворяющего принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Эти принципы являются системными (эмерджентными) свойствами когорты и играют роль макроскопического коррелирующего фактора, управляющего последовательностью вымирания индивидуальных членов человеческой когорты. Коррелирующий фактор управляет распределением продолжительности жизни в человеческой когорте во времени (по меньшей мере, в интервале порядка 100 лет) и в пространстве (на расстояниях от нескольких метров до нескольких сотен и даже тысяч километров национальных территорий). Очевидно, что в этих пространственно-временных условиях непосредственное энергетическое взаимодействие между всеми членами одной когорты и между последовательно возникающими когортами исключено.

В подавляющем большинстве случаев, акты смерти членов когорты должны быть признаны взаимно независимыми. Можно сказать, что судьбы отдельных людей непредсказуемы как и судьбы отдельных мушек-дрозофила, но будучи взятыми в большом числе, следуют закономерностям, общим для всех людей сразу.

Для объяснения наблюдаемой корреляции, проявляющейся в столь широких интервалах времени и пространства при огромных различиях в структуре организмов, можно попытаться привлечь модель макроскопической нелокальности в неравновесных системах, предположенную И. Пригожиным [4]. В настоящее время эта модель (см. раздел 2.5) является, по-видимому, единственной, с которой можно сопоставить полученные нами результаты (если не количественно, то хотя бы качественно).

Модель устанавливает сосуществование элементов прошлого и будущего при протекании процесса в асимметричном времени. Сосуществование элементов прошлого и будущего может проявляться в виде усложнения и изменения направленности причинно-следственных взаимосвязей. Например, следствие будет накладываться на причину или, более того, будет опережать причину. Такая возможность идет вразрез с обычным пониманием природы вещей и расценивается поэтому как абсолютно невозможная. На самом деле, абсурда здесь нет, хотя имеется опасность телеологического тупика.

Телеологией (от греч. teleos: цель; logos: причина) называется философское учение, берущее начало от Аристотеля и приписывающее процессам и явлениям природы определенную цель, целесообразность, предназначение, способность к целеобразованию. Аристотель утверждал, что при рассмотрении любой вещи следует иметь в виду не только материал и форму, но и цель, ради которой вещь изготовлена (создана). В период формирования современной науки телеологией стали называть объяснения чего-либо, сделанные со ссылкой на цель, предусмотренную якобы Высшим Разумом (Богом), или, как говорят философы, на конечные причины. Заметим кстати, что термин «конечная причина» означает следствие, опередившее действующую причину.

В XVI – XVII вв. философы и мыслители стремились к преодолению религиозных догматов и запретов, сковывавших свободную научную мысль. Основной интерес был направлен на механистическое объяснение природных явлений, которое обращалось лишь к действующим причинам. Телеологические аргументы квалифицировались как антинаучные и недостойные внимания.

История естествознания свидетельствует, что принцип наименьшего действия в механике был встречен с большими сомнениями, так что его всеобщее признание задержалось, по меньшей мере, на несколько десятилетий. Это объясняется тем, что отбор действительной траектории движения, удовлетворяющей принципу наименьшего действия, требует изначального знания не только исходной, но и конечной точки еще не начавшегося движения.

Не теряя из вида нашу конкретную задачу, а именно, приложение принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия к самопроизвольному процессу вымирания когорты живых существ, полезно вспомнить о механическом аналоге этого процесса, то есть о движении по брахистохроне.

Задача о брахистохроне (которую приводят почти во всех вузовских учебниках по аналитической механике) заключается в определении формы кривой кратчайшего времени при постоянстве третьей производной по времени. Задача, общедоступно пересказанная в спортивном варианте, выглядит следующим образом:

На снежной горке определённой высоты стоит лыжник. Он собирается совершить скоростной спуск в заранее намеченную точку у подножия горки. Спрашивается: какую форму нужно было бы придать горке, чтобы обеспечить лыжнику кратчайшее время спуска? Трением и сопротивлением воздуха пренебрегаем.

Должен ли спуск быть прямым (ведь прямой путь – самый короткий)? Или спуск должен быть сначала крутым, а потом пологим? А если наоборот? Вариантов много.

Задачу о брахистохроне, поставленную Галилеем, решали великие математики (братья Бернулли, Ньютон). Когда удалось решить, форма горки определилась однозначно: это должен быть отрезок циклоиды. Иными словами, брахистохрона имеет форму циклоиды. Циклоида – это довольно простая и вместе с тем красивая геометрическая линия. Её можно представить как траекторию, которую опишет в воздухе метка на ободе катящегося по земле колеса за период одного оборота. В исходном и в конечном положениях метка касается земли.

Любое отклонение трассы спуска от формы циклоиды является помехой, препятствующей достижению финиша за кратчайшее возможное время. Траектория спуска по циклоиде удовлетворяет и принципу наименьшего действия в механике.

Очень важно понять, что задача о брахистохроне не имеет количественного решения (т.е. циклоида не может быть построена), если неизвестно местоположение конечной точки движения.

Кто задаёт эту точку?

В спортивном варианте задачи пункт назначения мог выбрать сам лыжник или его тренер.

Хорошо известно, кто задает граничные условия на занятиях по аналитической механике: это - преподаватель.

А в природе?

Здесь есть над чем задуматься: самопроизвольный процесс следует по траектории кратчайшего времени, будто ему (кому «ему»? процессу?) заранее известна конечная точка движения.

Вот как описал сложившуюся ситуацию знаменитый французский математик и философ Анри Пуанкаре, примерно, 100 лет тому назад [5]:

«Самая формулировка принципа наименьшего действия имеет в себе нечто, неприятно поражающее наш ум. При переходе от одной точки к другой материальная частица, не подверженная действию какой-либо силы, но подчинённая условию не сходить с некоторой поверхности, движется по геодезической линии, то есть по кратчайшему пути. Эта частица как будто знает ту точку, куда её желают привести, предвидит время, которое она затратит, следуя по тому или иному пути, и, наконец, выбирает путь наиболее подходящий. В такой формулировке принципа наименьшего действия частица представлена нам как бы одушевлённым существом, обладающим свободой воли. Ясно, что следовало бы заменить эту формулировку другой, более подходящей, в которой, выражаясь языком философа, конечные причины не становились бы явным образом на место причин действующих».

Модель макроскопической нелокальности, предложенная Пригожиным, содержит косвенный ответ на замечание Пуанкаре. Оказывается, вместо улучшения формулировки принципа можно отыскать некоторые условия, позволяющие конечным причинам приобрести равноправие с причинами действующими.

Подходящим условием является, в частности, эмерджентное свойство неравновесных систем, проявляющееся в виде существования время-подобной функции состояния, связывающей начальную точку траектории неравновесного процесса с конечной. Вероятностная цепочка независимых одно от другого случайных событий оказывается замкнутой и может рассматриваться как нечто целое. В термодинамике неравновесного состояния этим эмерджентным свойством является термодинамическое время τ.

Пригожин предлагал ввести в статистическую механику оператор внутреннего времени *T.*

В этом случае вариационные принципы кратчайшего времени и наименьшего действия освободились бы от налета телеологии, но очень высокой ценой. Замена нейтрального параметрического времени *t* оператором внутреннего времени *T* нарушает внутреннюю логику классической и квантовой механики, не устраняя полностью противоречий между механикой и термодинамикой. Поэтому представления Пригожина были встречены физиками весьма сдержанно. Заметим еще, что оператор времени *T* не обеспечивает конечного времени достижения равновесия и по этой причине не согласуется с общим началом термодинамики и с термодинамикой неравновесного состояния, в частности.

Для нас является очевидным, что устранение противоречия между обратимостью законов механики и необратимостью второго начала термодинамики не состоится до тех пор, пока не будут определены и объяснены фундаментальные закономерности диссипативных (неэргодических) процессов, имеющих динамический характер. Однако, создается впечатление, что идея Пригожина о протяженном настоящем может послужить продуктивной основой для иллюстративного объяснения природы макроскопической нелокальности на примере распределения продолжительности жизни в когорте.

Вообще говоря, понятие оператора внутреннего времени *T*, предложенного Пригожиным на эвристической основе, не кажется нам необходимым для теории макроскопической нелокальности. В концептуальном аппарате термодинамики неравновесного состояния имеется теоретически и экспериментально обоснованная время-подобная функция неравновесного состояния (τ), которая обладает свойствами статистически распределенной величины в тех случаях, когда дискретные элементы неравновесной системы переходят в состояние равновесия не одновременно.

Схематическое изображение гипотетической траектории перехода от прошлого к будущему через протяженное настоящее приведено на **Рис. 3.4.4.** Нашим дополнением к модели Пригожина является условие, что в координатном пространстве {Ф, т} траектория перехода удовлетворяет вариационным принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Переход от прошлого к будущему на **Рис. 3.4.4** показан в приложении к процессу вымирания когорты живых существ. Конец прошлого и начало протяженного настоящего соответствует моменту образования когорты, состоящей из определенного числа одновозрастных организмов. Все члены когорты живы. Конец протяженного настоящего и начало будущего – момент полного вымирания когорты.

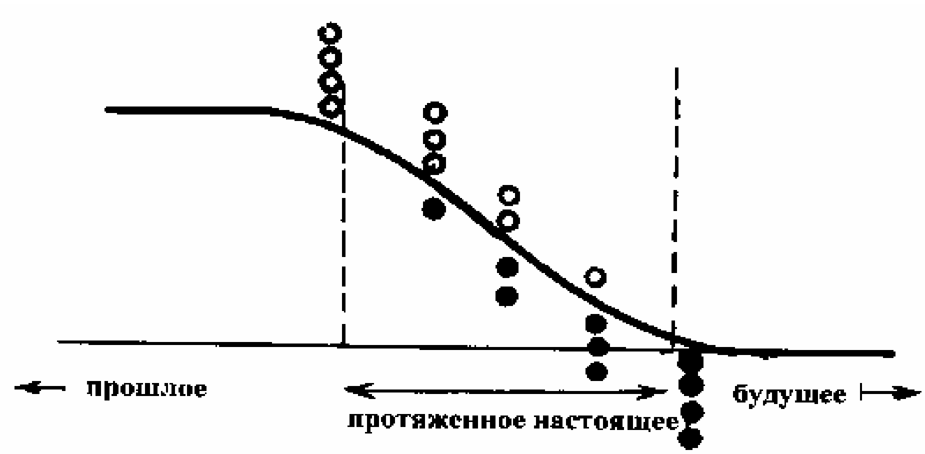

Рис. 3.4.4

Схема перехода от прошлого к будущему через период протяженного настоящего на основе представлений И. Пригожина [4] о возможности нелокального взаимодействия элементов прошлого (о) с элементами будущего (●).

В соответствии с моделью Пригожина, настоящее имеет смысл переходного периода между прошлым и будущим, интервал которого определяется возможностью сосуществования элементов прошлого и будущего. На нашей схеме элементы прошлого в любой момент протяженного настоящего условно представлены живыми членами когорты. Элементы будущего – умершими. Иными словами, соотношение живых и умерших выбрано в качестве гипотетического индикаторного параметра, характеризующего соотношение элементов прошлого и будущего по ходу собственного времени неравновесной системе. Этот индикаторный параметр является носителем информации о близости неравновесной системы к состоянию равновесия. Начальный интервал протяженного настоящего равен величине $\tau = (t_{\text{РАВН}} - t_{\text{НАЧ}})$. При рассмотрении системы, очень мало отклоняющейся от состояния равновесия, величина $\tau \to 0$. Можно сказать, что интервал протяженного настоящего стягивается к геометрической точке равновесного состояния. **Следовательно, обычное представление о настоящем времени как о бесконечно малом интервале между прошлым и будущим относится лишь к ближайшим окрестностям равновесного состояния системы.**

Итак, в нашем понимании, величина интервала протяженного настоящего задается инвариантной функцией термодинамического времени (τ), которая становится экспериментально наблюдаемой величиной при наличии в системе подходящих индикаторных состояний, характеризующих эволюцию системы к конечному (равновесному, стационарному или метастабильному) состоянию. Например, в системе с фазовыми переходами (кристаллизация, конденсация, парообразование) индикаторные состояния будут представлены распределениями зародышей образующейся фазы докритического и критического размера. Индикаторными состояниями вращающегося маховика будут значения его кинетической энергии и т.п.

Данные экспериментов по распределению продолжительности жизни в когорте не противоречат предположению о том, что сосуществование элементов прошлого и будущего наблюдается с самого начала переходного периода. Элементы будущего, в принципе, имеют возможность информационного и физического взаимодействия с сосуществующими элементами прошлого. Пригожин полагает, что в процессе этого очень сложного взаимодействия локальные причинно-следственные связи нарушаются, деформируются, перепутываются, становятся макроскопически нелокальными во времени, обусловливая эволюцию всей системы как единого целого.

Несомненно, трактовка макронелокальности по схеме Пригожина может быть представлена в очень наглядной форме. Вопрос в том, найдутся ли способы совместить эту макроскопическую нелокальность с современной квантовой механикой?

Заметим, что с нашей точки зрения основной недостаток модели макроскопической нелокальности, предложенной Пригожиным, состоит в том, что она не даёт объяснения универсальной закономерности распределения элементов прошлого и будущего по интервалу протяженного настоящего времени. Приведенные выше результаты свидетельствуют, что эта закономерность состоит в реализации принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

<u>Формула открытия:</u>

Теоретически установлена и подтверждена экспериментальными данными неизвестная ранее количественная закономерность, вносящая коренное изменение в биофизику продолжительности жизни человека, заключающаяся в том, что самопроизвольный процесс старения ведет человеческую когорту к полному вымиранию по энергетической траектории, совместимой с социальными, экономическими и информационными условиями жизни и состоящей из трех отрезков, каждый из которых удовлетворяет принципу кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, причем первый переход с одного отрезка траектории на другой происходит скачкообразно при достижении порогового возраста 3-5 лет, а второй при достижении возраста 55-60 лет.

Важнейшими направлениями будущих исследований остаются следующие

: а) выяснение физической природы коррелирующего фактора в дискретных системах, состоящих из разделенных во времени и в пространстве элементов;

б) подтверждение или опровержение наличия нелокальных взаимодействий (силовых или информационных) между макроскопическими элементами неравновесной системы, разделенными во времени и в пространстве.

<u>Список литературы к разделу 3.4</u>

1. Гаврилов Л.А., Гаврилова Н.С. Биология продолжительности жизни/Отв. ред. В.П. Скулачев.-2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука. 1991. 280 с.
2. Россет Э. Продолжительность человеческой жизни. М.: Прогресс. 1981. 256 с.
3. Хейфлик Л. Как и почему мы стареем? – М.: Вече, 1999. 432 с.
4. Пригожин И. От существующего к возникающему: Время и сложность в физических науках. Пер. с англ./Под ред. Ю.Р. Климонтовича. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. 327 с.
5. Пуанкаре Анри. О науке/ Пер. с фр. -М.: Наука. 1983. 560 с.

3.5 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПЯТЕН

3.5.1 Постановка задачи.

Результаты разделов 3.3 и 3.4 свидетельствуют, что распределение продолжительности жизни при протекании самопроизвольного процесса старения описывается брахистохронным распределением случайных величин (БР-2) , удовлетворяющим принципу кратчайшего времени. Единственный параметр брахистохронного распредедения (продолжительность жизни когорты) является, конечно, системным (эмерджентным) свойством когорты. Но парадокс в том, что это системное свойство количественно определяется вероятностной величиной, связанной с функцией состояния (τ) лишь одного элемента системы (конкретно: с продолжительностью жизни старейшего члена когорты).

Возникает интересный теоретический вопрос (возможно, имеющий и практическое значение): имеются ли достаточные основания полагать принцип кратчайшего времени надорганизменным фактором старения?

Можно сформулировать тот же вопрос и в более абстрактной форме: имеются ли достаточные основания полагать коррелирующий фактор самоорганизации неравновесной системы производным физического уровня более высокой общности относительно процессов, протекающих в индивидуальных элементах системы?

Чтобы приблизиться к пониманию природы коррелирующего фактора, нужен эксперимент, в котором дискретные элементы неравновесной системы не обладали бы столь широкой автономией существования в пространстве и во времени, какая характерна для живых организмов биологической когорты.

В книге Дэвида Бома «Цельность и импликативный порядок» [1] содержится призыв учиться видеть всё как часть неделимой цельности в процессе движении. Бом образно поясняет свою мысль, выбрав в качестве примера поток воды:

«На этом потоке можно видеть постоянно изменяющиеся формы вихрей, ряби, волн, всплесков, которые очевидно не имеют никакого независимого существования. Скорее, они порождаются движением жидкости, возникая и исчезая в потоке. Такое преходящее, временное существование, каким могут обладать эти порождаемые формы, подразумевает скорее только относительную независимость или автономию поведения, нежели абсолютно независимое существование в качестве конечных сущностей».

Создается впечатление, что достаточно информативный объект для решения интересующего нас вопроса следует искать в области гидродинамики. Действительно, в литературе по исследованию природы турбулентности имеются данные, позволяющие развить образный пример, предложенный Бомом [1], до уровня количественного эксперимента.

<u>3.5.2 Эксперименты по наблюдению турбулентных пятен.</u>

Предположение Рейнольдса, что причина перехода ламинарной формы течения в турбулентную заключается в неустойчивости ламинарного течения, является окончательно доказанным [2]. Наши данные в разделе 2.3 также свидетельствуют, что ламинарное течение в широком интервале скоростей является, по существу, метастабильным состоянием потока.

Долгое время существовало представление, что переход течения в турбулентное состояние происходит почти внезапно. Однако, более поздние исследования с очевидностью показали, что внезапного перехода ламинарной формы течения в турбулентную не существует.

Решающее открытие сделал Г. Эммонс. Вот как оно описано в монографии [2].

Наблюдая за ламинарным течением слоя воды толщиной от 3 до 6 мм по слегка наклоненной стеклянной пластинке, Эммонс обнаружил, что в произвольной точке возникает вдруг небольшая турбулентная область (турбулентное пятно) неправильной формы. Турбулентное пятно, увлекаемое течением, постепенно увеличивается и через некоторое время принимает довольно характерную форму сердцевидную форму. Такие турбулентные пятна возникают через неправильные промежутки времени в разных, неравномерно распределенных точках пластинки. Их размеры и частота возникновения в фиксированной точке пластинки возрастают с увеличением скорости течения и с увеличением возмущений в притекающей жидкости. Процесс образования и последующего перемещения турбулентного пятна вниз по течению жидкости схематически изображен на **Рис. 3.5.1.**

В целом процесс перехода ламинарной формы течения в турбулентную можно объяснить следующим образом. Благодаря вязкости на пластинке (или, в общем случае, на теле) образуется ламинарный пограничный слой. Различные причины – неравномерность набегающего течения, звуковые волны, неровности поверхности пластинки, вибрации пластинки – вызывают появление небольших возмущений переходного слоя.

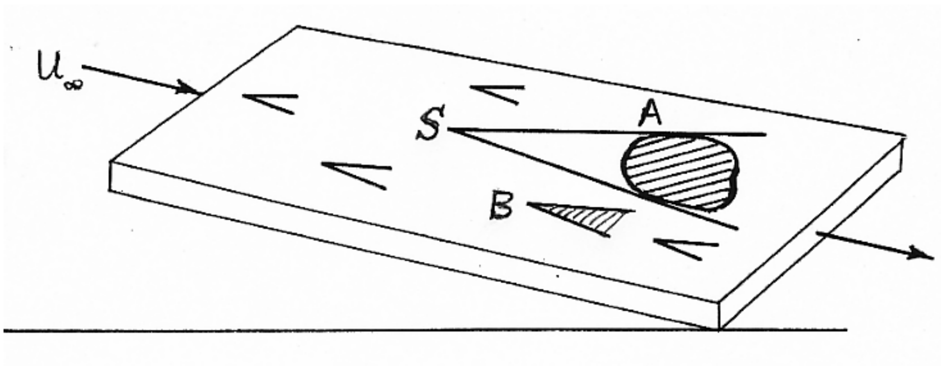

Рис. 3.5.1

Турбулентные пятна в ламинарном потоке воды на наклонной пластинке по Г.В. Эммонсу [2, рис. 35].

S - случайное место возникновения турбулентного пятна *A*, перемещающегося из *S* вниз по течению и возрастающего по мере удаления от *S*.

В - точечная шероховатость, позади которой возникает турбулентная область в виде клина.

Места и время возникновения этих небольших возмущений, а также их частота и амплитуда распределяются статистически неравномерно. В пограничном слое каждое из таких возмущений либо нарастает, либо затухает. Поэтому вниз по течению от некоторых точек потери устойчивости наблюдается разрастание амплитуды возмущения с образованием турбулентных пятен, тогда как в других точках возмущающие амплитуды получаются небольшими. Каждое из турбулентных пятен перемещается в направлении течения и при этом увеличивается в размерах. Одновременно возникают все новые и новые турбулентные пятна, которые при соприкосновении сливаются одно с другим. Покрываемая ими площадь по мере продвижения вниз по течению быстро увеличивается, пока, наконец, не устанавливается полностью турбулентное течение. Следовательно, переход ламинарной формы течения в турбулентную совершается не внезапно в какой-то точке, а постепенно на каком-то протяжении. Аналогичным образом происходит развитие турбулентного течения и в трубе.

Г. Шубауэр и П. Клебанов очень тщательно исследовали детали течения в переходной области. Полученные ими количественные результаты обобщены в краткой форме в монографии [2]. Свои опыты они проводили в трубе и на наклонной пластинке. Измерения производились посредством термоанемометра, установленного в фиксированной точке переходной области. Прохождение через эту точку турбулентного пятна обнаруживалось по перемежающейся смене ламинарного и турбулентного течения. Обработка многочисленных автоматически записанных кривых колебаний скорости позволила определить долю (γ) полного времени наблюдения, в течение которой имело место турбулентное течение. На **Рис. 3.5.2** изображена зависимость этой доли (γ) от безразмерной местной длины вдоль пластинки $(x - \tilde{x})/\sigma$ при различных скоростях течения. В измерениях, выполненных Шубауэром и Клебановым, $\tilde{x}$ - средняя длина, при которой γ = 0,5; σ – рассеяние, определяемое по формуле

$$\sigma^2 = \int_0^1 (x - \tilde{x})^2 d\gamma. \qquad (3.5.1)$$

Диапазон рассеяния σ = 0,3 – 0,8 фута.

Длина переходного участка в каждом из экспериментов была разной, однако распределение величины (γ) по длине пластинки (и, следовательно, по времени) после перехода к безразмерной нормированной длине получается одинаковым. Отмечено близкое сходство распределения коэффициента (γ) с гауссовой кривой ошибок. Отсюда следует, что переход ламинарной формы течения в турбулентную обусловливается случайными возмущениями, налагающимися на более или менее правильно нарастающие колебания (ламинарные волны) в пограничном слое. Путем одновременного измерения посредством двух термоанемометров, размещенных рядом или один над другим, удалось установить, что размеры турбулентных пятен в момент наблюдения меньше, чем толщина пограничного слоя, а до момента наблюдения они были, по-видимому, еще меньше. Измерения показывают, что внутри турбулентного пятна распределение скоростей почти такое же, как в полностью турбулентном пограничном слое (по его толщине).

Шубауэру и Клебанову удалось выявить следующее примечательное обстоятельство: непосредственно перед возникновением турбулентности еле уловимые неравномерности воздушного потока вызывают периодические колебания в пограничном слое в направлении перпендикулярном к направлению течения. Столь большая чувствительность пограничного слоя к самым ничтожным неравномерностям внешнего воздушного течения заслуживает большого внимания.

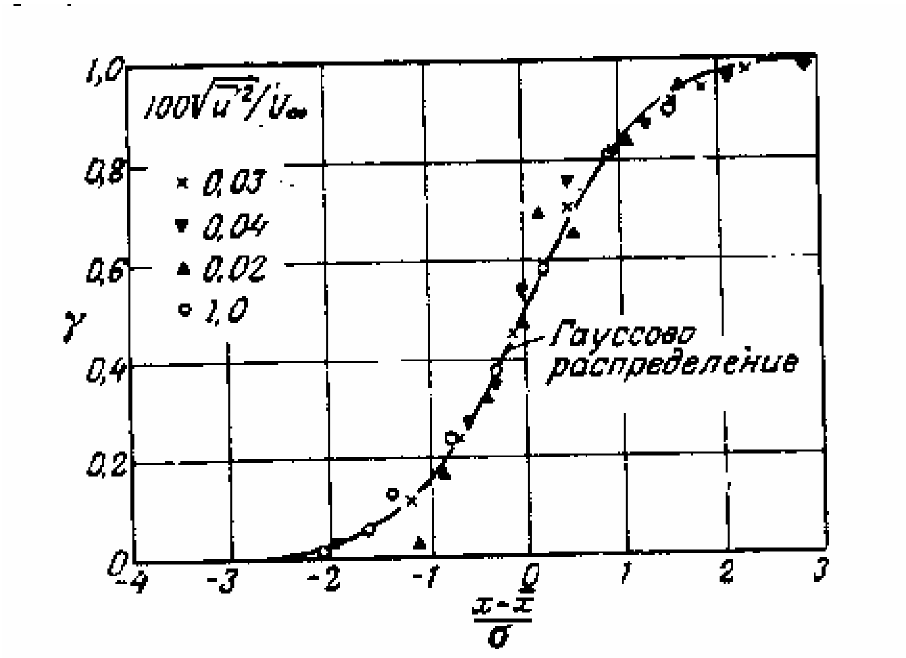

Рис. 3.5.2

Зависимость коэффициента перемежаемости (γ) от безразмерной местной длины $(x - \tilde{x})/\sigma$ в пограничном слое на пластинке в области перехода ламинарного течения в турбулентное при разных условиях перехода [2, рис. 36].

Как отмечено в монографии [2], для полного теоретического расчета процесса перехода ламинарной формы течения в турбулентную пока еще не достает многих опытных данных, в том числе:

- сведений о расстоянии от точки потери устойчивости до точки возникновения турбулентных пятен;
- сведений относительно числа турбулентных пятен, возникающих в единицу времени;
- сведений о зависимости этих величин от внешних обстоятельств (например, от градиента давления и степени турбулентности).

3.5.3 Обработка экспериментальных данных Шубауэра и Клебанова.

Опыт Эммонса визуализирует постепенный переход неравновесной гидродинамической системы из метастабильного ламинарного состояния в стабильное турбулентное состояние. На верхнем конце пластинки устойчив ламинарный поток, на нижнем конце – турбулентный.

В условиях стационарного потока расстояние по длине наклонной пластинки можно измерять в единицах времени. По сути дела, эксперимент Эммонса с постоянной скоростью потока является пространственной разверткой неравновесного процесса, происходящего во времени.

Наша задача заключается в сопоставлении экспериментальных данных Шубауэра и Клебанова с инвариантной теоретической кривой брахистохронного распределения. При использовании вероятностной бумаги на горизонтальной оси откладывают нормированное термодинамическое время, на вертикальной оси – долю системы, совершившей переход из неравновесного (неустойчивого) состояния в равновесное (устойчивое) к данному моменту термодинамического времени.

Как показано в разделе 3.2, полная продолжительность неравновесного процесса характеризуется интервалом нормированного термодинамического времени $\tau^* = 2\pi$. Соответственно, при любых скоростях стационарного потока продолжительность перехода от полностью ламинарного до полностью турбулентного состояния равна нормированному отрезку времени $\tau^* = 2\pi$. Шубауэр и Клебанов измеряли расстояние по длине пластинки в единицах «безразмерной местной длины». Очевидно, что полный диапазон безразмерной местной длины на **Рис. 3.5.2** может быть заменен на интервал нормированного термодинамического времени $\tau^* = 2\pi$.

В выбранных точках по длине пластинки Шубауэр и Клебанов измеряли коэффициент перемежаемости γ (долю полного времени наблюдения, в течение которой имело место турбулентное течение). Нетрудно понять, что коэффициент перемежаемости численно равен доле системы, совершившей переход из ламинарного в турбулентное состояние. Это означает, что значения коэффициента перемежаемости могут быть перенесены на график с инвариантной теоретической кривой брахистохронного распределения без каких-либо изменений или пересчета.

В качестве конечного результата получаем преобразованный график в координатной сетке вероятностной бумаги (**Рис. 3.5.3**).

На оси ординат отложены значения коэффицинта перемежаемости в %, на оси абсцисс – значения нормированного термодинамического времени, пропорциональные безразмерной местной длине пластинки. Обозначения экспериментальных точек, соответствующих различным условиям эксперимента, перенесены без изменений на **Рис. 3.5.3** с исходного графика, взятого из книги [2] и показанного выше на **Рис. 3.5.2.**

3.5.4 Обсуждение полученных результатов

Совпадение экспериментальных точек с инвариантной теоретической кривой брахистохронного распределения на **Рис. 3.5.3** следует признать практически полным, особенно с учетом гидродинамического разнообразия условий эксперимента и возможности погрешностей при измерениях коэффициента перемежаемости.

С достаточным основанием заключаем, что динамика перехода ламинарного состояния потока в турбулентное удовлетворяет вариационным принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. С методологической точки зрения, полученный результат особенно интересен как подтверждение высокой общности уравнений термодинамики неравновесного состояния в целом и брахистохронного распределения БР-2 в частности. Дело в том, что исходная термодинамически-неравновесная модель не содержала ограничений или указаний на природу неравновесной дискретной системы. Например, не было введено никаких формальных критериев, отличающих живую систему от неживой. Теперь мы видим, что отсутствуют и ограничения по признаку автономности существования элементов дискретной системы.

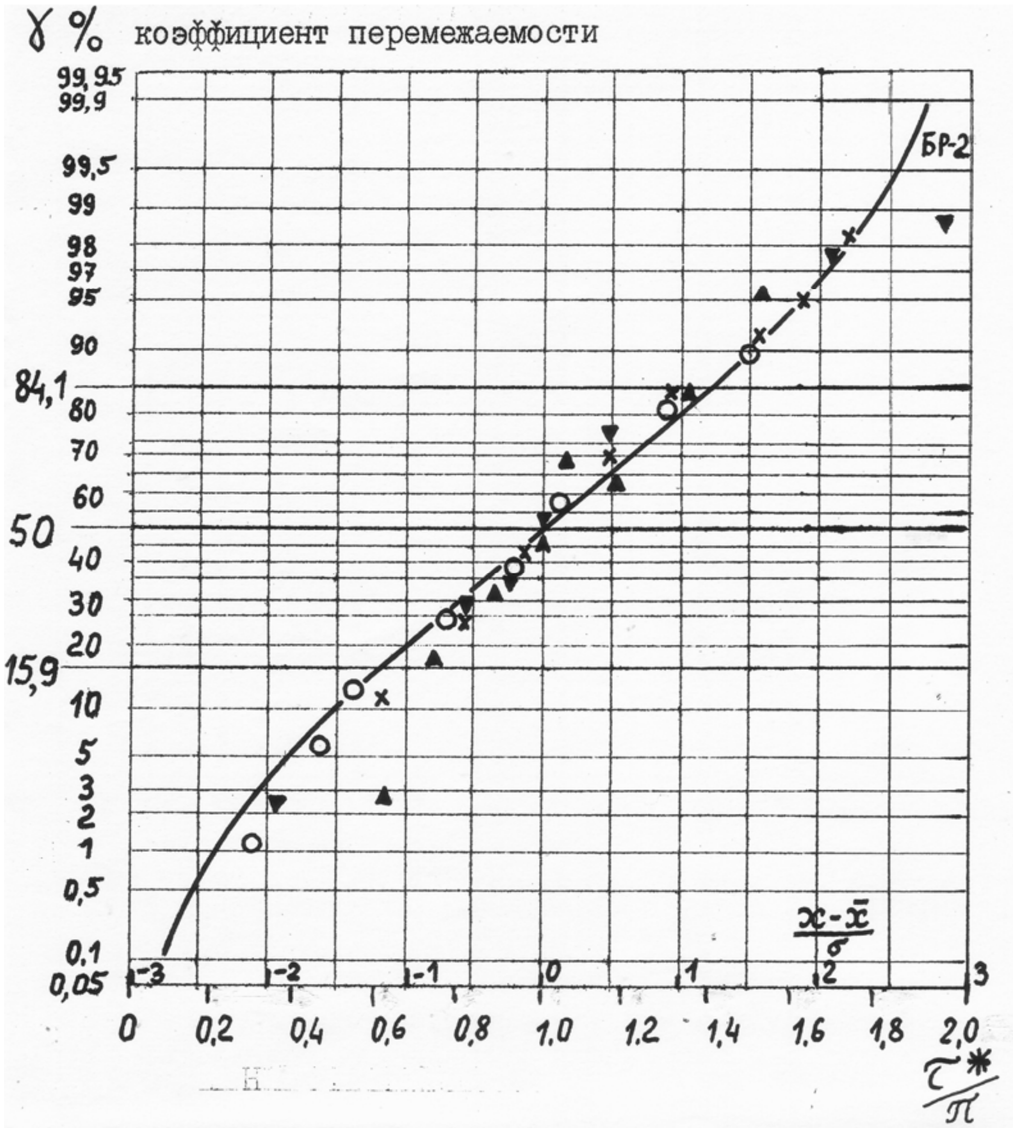

Рис. 3.5.3

Перенос данных с предыдущего рисунка (Рис. 3.5.2) в координатную сетку вероятностной бумаги выявляет характерные отклонения экспериментальных точек от прямой линии, т.е. от нормального (гауссовского) распределения. При этом распределение экспериментальных точек достаточно хорошо согласуется с теоретической кривой брахистохронного распределения второго диссипативного порядка (сплошная линия).

Нам действительно удалось развить наглядный пример Бома, установив, что турбулентные пятна, порождаемые потоком в случайных точках потери устойчивости и не имеющие автономного существования, проявляют, однако, самоорганизацию достаточно высокого уровня, удовлетворяющую принципу кратчайшего времени. При этом эксперименты Шубауэра и Клебанова не содержат никаких данных, которые можно было бы истолковать как физическое взаимодействие между турбулентными пятнами. Тем более, нет оснований для предположения о макроскопической нелокальности, проявляющейся в форме взаимодействия турбулентных пятен, разделенных пространственно и во времени.

Следовательно, подчинённость турбулентных пятен принципам кратчайшего времени и экстремального действия обусловлена свойствами некоторой физической сущности более высокой общности.

В данном случае можно предположить, что такой сущностью является поток жидкости в целом. На уровне потока проявляется селективность (способность к отбору), о которой упоминалось выше. Часть визуально наблюдаемых точечных возмущений (неустойчивостей) развивается с образованием турбулентных пятен, тогда как остальные возмущения пятен не образуют или даже подавляются. Получается так, что развиваются именно те точечные неустойчивости, которые приводят к последовательности возникновения и развития турбулентных пятен, удовлетворяющей принципу кратчайшего времени.

Однако, этот результат нельзя распространить на когорту живых существ, не сделав существенных оговорок. Действительно, при изучении распределения продолжительности жизни в когортах живых существ мы не обнаруживаем явного аналога потока воды, порождающего эфемерные сущности в виде турбулентных пятен, ряби, вихрей и т.п. Если эксперимент Эммонса трактовать как пространственную развертку термодинамического времени, то следует признать взаимосвязь искомой физической сущности более высокого порядка общности с термодинамическим временем, прогностические свойства которого как носителя информации о будущих состояниях системы мы уже отмечали в разделе 2.5.4.

Иными словами. приходим к выводу. что приверженность принципу кратчайшего времени связана не с собственными свойствами разделенных во времени и в пространстве материальных элементов системы, а с физической сущностью более высокой общности. О её свойствах мы почти ничего не знаем, кроме несомненной взаимосвязи с термодинамическим временем и потенциалом неравновесного состояния. Обобщая сказанное, приходим к предположению, что фактически имеем дело с проявлениями свойств неэргодического поля, аргументы в пользу существования которого обсуждались в разделе 2.5.5.

Создается впечатление, что ещё один аргумент такого рода будет получен, если сможем доказать, что принципы кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия являются общебиологическими эволюционными факторами первостепенного значения независимо от природы организмов.

Очень важно, что результаты естественного отбора по приверженности принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия не обязательно должны совпадать с результатом отбора наиболее приспособленных к конкретным условиям обитания. Следовательно, эволюционная значимость указанных принципов может оказаться доступной для изучения.

Такой вывод нуждается, конечно, в убедительном экспериментальном и теоретическом подтверждении. Некоторые весомые аргументы в пользу эволюционной значимости принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия читатель найдет в разделе 4.2.

Формула открытия:

Теоретически предсказана и подтверждена обработкой экспериментальных данных других авторов неизвестная ранее количественная закономерность, вносящая коренное изменение в уровень познания в области гидродинамики, заключающаяся в том, что распределение турбулентных пятен в стационарном потоке на участке перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения удовлетворяет вариационным принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

Список литературы к разделу 3.5

1. David Bohm, Wholeness and the Implicate Order, Routledge & Kegan Paul, London, Boston, 1980.
2. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности, Пер. с нем. Г.А. Вольперта/Под ред. Л.Г. Лойцянского. М.: Изд. ИЛ. 1962. - 203 с.

Глава 4 «БЕЛЫЕ ПЯТНА» ВОЗМОЖНЫХ ОТКРЫТИЙ

> Еще почти никогда... не бывало, чтобы та самая голова, которая впервые натолкнулась на ту или иную новую идею, до конца исчерпала бы ее.
>
> Л. Больцман

> Наши представления о физической реальности никогда не могут быть окончательными. Мы всегда должны быть готовы изменить эти представления.
>
> А. Эйнштейн

> Нет ничего более захватывающего для экспериментатора, чем слегка безумные предсказания теоретика.
>
> Р. Хоффманн

Общая ситуация в науке такова: чем глубже продвинулось изучение Природы, тем шире и заметнее пробелы и неувязки между исходными постулатами в моделях физических явлений, тем больше возможностей для открытий.

Некоторые из возможностей обнаруживаются как очевидные результаты предшествующих исследований. В университетах и других научных центрах углубленной разработкой открытий занимаются те же коллективы по праву преемственности. Возникает вопрос: а существует ли возможность сделать новое научное открытие собственными силами?

Ответ однозначный: ДА!

На карте возможностей всегда есть ничейные «белые пятна», которые могут привести к открытиям.

Но проблема не только в том, чтобы эти «белые пятна» найти и распознать, нужна еще и уверенность в существовании решения, в достижимости успеха. Ведь даже выигрышную тему для обычной диссертации найти и четко сформулировать не так-то просто.

О явлениях и закономерностях, которые твердо установлены и хорошо вписались в устоявшуюся структуру научных знаний, подробно рассказано в общедоступных учебниках. Гораздо труднее добыть самому или получить из первых рук надежную информацию о нерешенных проблемах, о поисках новых подходов, о неожиданных идеях, о направлениях, перспективных для совершения открытий. Именно такую информацию содержит данная глава. Здесь обсуждаются некоторые «слегка безумные идеи», зовущие и, возможно, ведущие к крупным открытиям, но нет однозначно законченных решений и предписаний.

Что-то покажется невозможным или сомнительным, другое - интересным, но непонятным. Впрочем, так и должно быть в «белом пятне» на любой карте. Но зато многое вдруг станет совершенно прозрачным и доступным во всех своих взаимосвязях, как при взгляде с высоты на окружающую местность. Читателю остается только выбрать направление движения по своему вкусу и силам, и приступить к работе.

Заметим, что по авторскому замыслу Глава 4 существенно отличается от предшествующих глав. Акцент смещается в сторону творческого сотрудничества с читателем. Поэтому воспринимайте идеи, гипотезы и предположения, изложенные в Главе 4, не как истину в последней инстанции, а лишь в качестве предварительных оценок и намеков, помогающих понять реальное положение вещей, но нуждающихся в проверке, в уточнении и в дополнительных доказательствах. Такой подход неизбежно потребует собственных размышлений, анализа, корректировок и, конечно, сопоставления сделанных выводов с подходящими экспериментальными данными. В этом и кроется залог успеха для начинающих исследователей.

4.1 ПРОБЛЕМА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ НЕРАВЕНСТВ

4.1.1. О чем термодинамика говорит...

В термодинамике постулируется, что изолированная макросистема с течением времени приходит в состояние термодинамического равновесия и никогда самопроизвольно выйти из него не может (первый, или основной постулат термодинамики).

Процесс самопроизвольной эволюции к состоянию равновесия называется неравновесным процессом. В ходе такого процесса любая неравновесная система обладает свойством работоспособности, т.е. способна, в принципе, совершить работу над другими системами, если это позволяют граничные условия и конфигурация самой системы. Например, неравновесная изолированная система работоспособна, но совершать работу не может, будучи термодинамически изолированной.

В процессе спонтанного перехода из неустойчивого начального в конечное равновесное состояние система проходит через непрерывную последовательность неравновесных состояний, еще одним важным свойством которых является способность диссипировать (рассеивать) свой запас работоспособной энергии, которая частично или полностью превращается в тепловую и другие, неиспользуемые, виды энергии.

При достижении состояния термодинамического равновесия работоспособность полностью утрачивается, диссипация энергии прекращается.

При постоянстве внешних и внутренних условий равновесная система неспособна совершать работу, но теоретически работа может быть получена при очень медленных (квазистатических) изменениях внешних условий равновесия (например, давления, температуры, напряженности электрического или магнитного поля и т.п.), приводящих к изменению внутренней энергии системы. Внутренняя энергия, по соглашению, является совокупностью всех известных и неизвестных видов молекулярных, атомных, ядерных взаимодействий и движений.

В очень медленном квазистатическом процессе, бесконечно близком к равновесному, внутренняя энергия одной системы может быть передана другой путем совершения работы или посредством теплопередачи (теплопроводностью или излучением). Для краткости эти способы передачи внутренней энергии называют работой и теплотой, соответственно. Первое начало термодинамики, имеющее смысл закона сохранения энергии, записывается в виде уравнения

$$\delta Q = dU + \delta W, \qquad (4.1.1)$$

где δQ - бесконечно малое количество теплоты, δW - бесконечно малая работа; dU - дифференциал внутренней энергии. Различие использованных значков (δ - бесконечно малое количество и d - бесконечно малое приращение) обусловлено тем, что, в отличие от теплоты и работы, внутренняя энергия U является однозначно определенной функцией состояния системы и обладает математическими свойствами полного дифференциала.

По Максвеллу (1881), существуют организованные и неорганизованные формы движения материи. Тепловое (хаотическое) движение частиц материи в изотермических условиях является неорганизованным. Теплота, как форма передачи энергии от одной системы к другой, является частично организованной. Степень организованности теплоты зависит от приведенной разности температур (т.е. от величины $\Delta T/T$). Работа – это макроскопически организованная (направленная) форма передачи энергии от одной системы к другой. Любая организованная форма энергии может быть количественно преобразована в теплоту в необратимом (неравновесном) процессе, что позволяет иметь удобный общий калориметрический способ измерения количества энергии.

В термодинамике используются два основных метода для вывода новых уравнений и соотношений: метод циклов и метод термодинамических потенциалов. Исторически метод циклов возник первым. Сади Карно (1824) разработал схему гипотетического циклического процесса ("цикл Карно") и доказал теорему о максимальном значении коэффициента преобразования теплоты в работу. Метод термодинамических потенциалов был разработан Гиббсом в период 1874 - 1878 г. для анализа равновесий (фазовых, электрохимических, осмотических и других) в сложных термодинамических системах.

Все термодинамические потенциалы (внутренняя энергия U, энергия Гельмгольца F, энергия Гиббса G, энтальпия H) являются аддитивными и однозначными функциями состояния. Их убыль при соответствующих условиях равновесия определяет максимальную работоспособность системы против сил, действующих на систему.

В учебниках по термодинамике всегда отмечается, что две формы передачи энергии (работа и теплота) не являются равноценными. В то время как работа может непосредственно пойти на увеличение любого вида энергии, теплота, без предварительного превращения в работу, приводит лишь к увеличению внутренней энергии системы [1]. Эта неравноценность не имела бы значения, если бы можно было без каких-либо трудностей превратить теплоту в работу. Однако, для преобразования хотя бы части теплоты в работу наряду с охлаждением теплоотдающего тела необходимо изменить термодинамическое состояние других тел (рабочего тела или холодильника). При этом, как в природе, так и в технике, отсутствует механизм преобразования теплоты в работу в изотермических условиях (это утверждение соответствует содержанию второго начала термодинамики). Теплота может быть превращена в работу только при наличии разности температур, обеспечивающей направленность процесса передачи энергии. Изменение состояния рабочего тела (если процесс не замкнут) или передача части тепла рабочим телом холодильнику (при циклическом процессе) называется компенсацией. Без компенсации невозможно превратить теплоту в работу, но работу можно превратить в теплоту без всякой компенсации [1].

По отношению к равновесным процессам второе начало термодинамики может быть выражено уравнением энтропии, имеющей, в отличие от теплоты, свойства функции состояния:

$$\boldsymbol{TdS = \delta Q_{\text{РАВН}}} \qquad \textbf{(4.1.2)}$$

где $\delta Q_{\text{РАВН}}$ - теплота равновесного процесса; T - абсолютная температура; dS - бесконечно малое изменение энтропии.

Для квазистатических процессов, в которых работа совершается потенциальными силами, подстановка (4.1.2) в (4.1.1) приводит к уравнению

$$\boldsymbol{TdS = dU + \Sigma A_i da_i} \qquad \textbf{(4.1.3)}$$

где A_i - обобщенные силы, a_i - обобщенные координаты.

Согласно теореме Карно, максимальное теоретическое значение соотношения работы и теплоты (z) в квазистатическом циклическом процессе равно

$$\boldsymbol{z = A/Q = \Delta T/T\,.} \qquad \textbf{(4.1.4)}$$

Уравнение (4.1.4) может применяться в двух различных целях.

Во-первых, чтобы определить максимальную величину работы, которая может быть совершена системой в процессе квазистатического переноса теплоты с более высокого температурного уровня на более низкий. Например, при значениях ΔT = 3 K и T = 300 K получим z = 0,01 , т.е. совершенная работа будет в 100 раз меньше количества теплоты, переданной в более холодный резервуар.

Во-вторых, можно определить работу, которую необходимо затратить, чтобы перенести некоторое количество теплоты с низкого на более высокий температурный уровень. Например, при переносе теплоты из потока речной воды с температурой 280 K в отопительную сеть квартиры с температурой 295 K получим z = 15/280 ≈ 0,05. Иными словами, на каждый джоуль затраченной работы (например, взятой из электросети в форме электрической энергии) можно получить почти 20 джоулей теплоты на более высоком температурном уровне. Процессы такого типа ("тепловой насос") применяются в воздушных кондиционерах.

Мы видим, таким образом, что в ходе квазистатического (равновесного) процесса работа обязательно должна быть совершена системой или обязательно получена ею при переносе теплоты с верхнего на нижний или с нижнего на верхний температурный уровень, соответственно.

Неэквивалентность тепловой и механической энергии в этих процессах только кажущаяся. С работой в форме механической энергии нужно сопоставлять не количество перенесенной теплоты, а работоспособность тепловой энергии при заданной температуре T и заданном перепаде температур ΔT. Иными словами,

в равновесных процессах всегда обеспечивается баланс работоспособности: например, затраченная работоспособность механической энергии равна приросту работоспособности теплоты, перенесенной на более высокий температурный уровень.

При переходе к рассмотрению неравновесных процессов возможности термодинамического анализа резко падают. Вместо уравнений равенства (4.1.2) и (4.1.3) в термодинамике появляются неравенства, форма записи которых указывает, что качественным признаком и количественной мерой неравновесности процесса признан избыточный прирост энтропии, возникающий в результате самопроизвольного превращения работы в теплоту. Это превращение называют диссипацией энергии. Общепринятым является мнение, что глубокий смысл энтропии раскрывается лишь при анализе неравновесных процессов. Трактовка этого смысла сводится опять-таки к положению, что именно изменение энтропии является мерой необратимости процессов в замкнутой системе и характеризует направление естественных процессов в такой системе [1].

В случае неравновесных адиабатно-изолированных систем содержание второго начала определяется неравенством

$$\boldsymbol{TdS > \delta Q_{\text{НЕРАВН}},} \qquad \textbf{(4.1.5)}$$

Любой неравновесный процесс удовлетворяет основному неравенству термодинамики

$$\boldsymbol{TdS > dU + \delta W,} \qquad \textbf{(4.1.6)}$$

где U - внутренняя энергия системы; W - действительная работа неравновесного процесса.

Что касается уравнения (4.1.4), оно вообще теряет физический смысл в неравновесных процессах, т.к. в силу вступают совершенно иные закономерности и соотношения. Распространено мнение, что тело (безразлично с какой температурой) всегда можно нагреть трением, получая количество энергии в форме тепла, точно равное проделанной работе [2]. Такое высказывание равносильно утверждению, что при совершении работы в неравновесных условиях всегда можно получить соотношение затраченной работы и образовавшейся теплоты $\boldsymbol{z = 1 = \mathrm{const}}$**.**

Вообще говоря, это не совсем так. Конечно, все реальные процессы неравновесны и тепловыделение, обусловленное тем или иным видом трения, наблюдается повсеместно. Однако, лишь в устройствах, работающих в стационарном режиме, количество теплоты, выделившейся в неравновесном процессе, будет приближаться к величине работы, совершённой внешними силами. В общем случае, в неравновесных процессах затраченная работа расходуется не только на прирост энтропии, но и на совершение работы (как целевой, так и технически неиспользуемой). Проблема состоит в том, что уравнения равновесной термодинамики не позволяют определить соотношение работы и прироста энтропии в произвольном неравновесном процессе.

4.1.2. О чем термодинамика умалчивает...

Отметим, прежде всего, что термодинамика умалчивает об особенностях неравновесного превращения работы в теплоту в зависимости от степени неравновесности процесса.

Термодинамика умалчивает также и о возможности использования термодинамических потенциалов в качестве основной меры необратимости и указателя направленности естественных процессов. Между тем, диссипация энергии имеет два характерных проявления: уменьшение работоспособности (т.е. величины термодинамического потенциала, соответствующего условиям процесса) и прирост энтропии. В отличие от энтропии, которая не определена при существенном отклонении от равновесия и не может быть измерена как таковая в ходе эксперимента, работоспособность системы, в принципе, может быть непосредственно измерена в любой момент времени при любой степени неравновесности.

Уменьшение работоспособности, по своей природе, безусловно, является первичным, а прирост энтропии - вторичным проявлением неравновесности системы. Действительно, мы знаем, что потеря работоспособности проявляется не только в виде тепловыделения, но и как спонтанное совершение неиспользуемых видов работы (впрочем, могущих представлять самостоятельный интерес).

Это обстоятельство приводит к очень важному следствию.

Хотя справедливость неравенств (4.1.5) и (4.1.6) не вызывает сомнений, но строгого доказательства они не имеют. В этом заключается фундаментальная проблема всех термодинамических неравенств, представляющих прирост энтропии в качестве главной особенности неравновесных процессов.

В монографии Путилова [3], который особое внимание уделяет уточнению основных понятий и законов термодинамики, приведено 18 основных формулировок второго начала термодинамики. Примечательно, что ни одна из них не имеет отношения к приросту энтропии в неравновесных процессах.

Заметим, что все свойства энтропии как однозначной функции состояния проявляются только в равновесных процессах и состояниях. Энтропию любого равновесного состояния принимают равной изменению энтропии при равновесном переходе в это состояние из стандартного равновесного состояния. Поэтому вычисление энтропии неравновесного состояния (по определению недостижимого путем равновесного перехода), оказывается невозможным. Иными словами, энтропия неравновесного состояния не определена. В этом и заключается причина трудностей при попытках строгого вывода термодинамических неравенств.

Основополагающие формулировки второго начала, имея преимущества математической отчетливости, обладают, однако, тем недостатком, что не охватывают содержания второго начала во всей его широте, поскольку не распространяются на неравновесные процессы в реальном времени.

Как отмечает Путилов [1], "В классических и позднейших произведениях по термодинамике мы не находим неподчиненного статистике безупречного обоснования термодинамических неравенств... за исключением, пожалуй, того искусственного и громоздкого построения, которое было разработано Планком. Гиббс в своих термодинамических сочинениях просто постулировал критерии равновесия без доказательства. Термодинамические неравенства давно безоговорочно приняты всеми не потому, что они были строго доказаны в термодинамике, но потому, что к ним, как к главному и важнейшему выводу, в отношении которого не оставалось возможности сомневаться, привело статистическое истолкование второго начала. Что же касается чисто термодинамических выводов неравенств из невозможности перпетуум-мобиле второго рода или из других достаточно широких формулировок второго начала, то за исключением упомянутого доказательства Планка, они подчас оказывались настолько нестрогими, что многие авторы склонны были усматривать в этой части термодинамики неисправимый логический изъян. Этим и объясняется, что в ряде солидных руководств, таких как термодинамика Буасса, отрицается возможность чисто термодинамического, не основанного на статистике, обоснования теоремы о возрастании энтропии".

Статистическая механика и термодинамика - науки родственные. Почти всё, что является предметом изучения статистики, является также предметом изучения термодинамики. Такие термодинамические понятия как теплота, энтропия, температура, имеют статистический смысл. Статистическая физика является, в сущности, последовательным проведением атомистических представлений при анализе различных физических явлений. Работы ее основателей стремятся, как указывал Гиббс, объяснить законы термодинамики, исходя из механических представлений.

Похоже, однако, что Путилов переоценил возможности статистической механики, в которой пока ещё не преодолены трудности, связанные с необходимостью объяснения природы неравновесных состояний.

На наличие противоречия между обратимостью процессов в механике и необратимостью в термодинамике указывал Лошмидт еще сто лет назад. До сих пор это противоречие не получило достаточного объяснения.

Возражение Лошмидта относилось к доказательству так называемой Н-теоремы Больцмана, которая, как предполагается, описывает эволюцию систем к равновесию и происходящее при этом увеличение энтропии.

Частицы механических систем движутся по законам обратимой механики (как классической, так и квантовой). Утверждение термодинамики о стремлении систем к равновесию (больцмановская формулировка второго начала) относится ко всем системам, с любыми распределениями знаков скоростей частиц. О направлениях скоростей (т.е. о микроскопическом факторе!) ни в каких формулировках второго закона не говорится. Помня об этом, давайте мысленно изменим скорости частиц на обратные на участке подхода к равновесию.

Что произойдет?

Согласно постулатам термодинамики, самопроизвольное удаление от равновесия является невозможным и поэтому не должно наблюдаться.

При вероятностной трактовке равновесия, принятой в статистике, удаление от равновесия может наблюдаться, но лишь с очень малой вероятностью.

В действительности, в соответствии с законами механики, вследствие обращения скоростей движение системы пойдет в обратном направлении относительно первоначального, т.е. с подавляющей вероятностью пойдет в сторону увеличения неравновесности. При этом, макропотоки в обратном направлении должны быть наблюдаемыми, как были наблюдаемы первоначальные прямые потоки. В связи с отсутствием условий на знаки скоростей частиц в формулировках второго начала, применимость его не должна от них зависеть. Но это вступает в противоречие с указанной только что обязательной зависимостью макропроцесса от микродвижения. Таким образом, возникает явная несогласованность между обратимой механикой и необратимой термодинамикой. Больцман высказывался в том смысле, что мысленный эксперимент с изменением скоростей на обратные не согласован с действительностью и потому неправомочен. Это абсолютно правильно. Однако, сама проблема состыковки обратимости уравнений механики с необратимостью неравновесных термодинамических процессов осталась нерешенной. Для системы частиц даже не удается рационально сформулировать понятие стремления системы к равновесию.

Еще одна принципиальная трудность состоит в необходимости согласовать сохранение величины фазового объема ансамбля частиц во времени (что доказывается теоремой Лиувилля) с законом возрастания энтропии (которая пропорциональна логарифму фазового объема) при эволюции неравновесной системы к равновесию. Действительно, если величина фазового объема с течением времени не изменяется, то как может увеличиваться энтропия?

Если второй закон термодинамики является объективным законом природы, то эти трудности непреодолимы. Тогда или термодинамическая необратимость, рассматриваемая как закон природы, есть результат неверного понимания наблюдаемых эффектов, или микромеханикой частиц в неравновесной системе не может быть никакая обратимая механика. Напомним, что под обратимостью механики понимается лишь свойство механических систем проходить состояния точно в обратном порядке при замене всех скоростей на противоположные.

Выше мы кратко описали ситуацию в статистической механике, взяв за основу работу Губина [4], в которой подробно анализируются проблемы, связанные с парадоксами Лошмидта и Цермело, а в итоге обосновывается мнение, что трудности могут быть, по меньшей мере, значительно ослаблены, если включить в рассмотрение наблюдателя и учесть его роль и свойства.

В [4] отмечен важный вклад Смолуховского в прояснение роли наблюдателя. Смолуховский приходит к однозначному выводу: «Представляется ли нам какой-либо … процесс обратимым или необратимым …, зависит … только от начального состояния и от продолжительности наблюдения» [5]. И еще одна цитата: «… кажущиеся необратимыми процессы в действительности являются обратимыми» [6].

Ландау и Лифшиц отмечают [7], что проблема согласования термодинамической необратимости и механической обратимости могла бы быть решена путем ввода наблюдателя. Но этот прием они отвергают: "... подавляюще вероятно должно быть наличие минимума энтропии как функции времени в момент $t = t_0$, в который макроскопическое состояние выбирается нами произвольно. Но такое утверждение, разумеется, ни в какой степени не эквивалентно закону возрастания энтропии, согласно которому во всех реально осуществляющихся в природе замкнутых системах энтропия никогда не убывает (отвлекаясь от совершенно ничтожных флуктуаций). Между тем именно эта общая формулировка закона возрастания энтропии полностью подтверждается всеми происходящими в природе явлениями. … Для того чтобы получить одну формулировку из другой, нужно было бы ввести понятие о наблюдателе, искусственно «изготовившем» в некоторый момент времени замкнутую систему, так, чтобы вопрос о ее предыдущем поведении вообще отпадал; такое связывание физических законов со свойствами наблюдателя, разумеется, совершенно недопустимо» ([7], стр., 47-48). Далее следует вывод: "Вопрос о физических основаниях закона монотонного возрастания энтропии остается, таким образом, открытым».

Близка к только что изложенному мнению и позиция И. Пригожина. В нобелевской лекции [8] он приходит к выводу: «…исходя из законов классической или квантовой механики, функционал Ляпунова, который играл бы роль энтропии, по-видимому, вывести нельзя".

В общем, как справедливо отмечает автор обзора [4], становится понятно, что вывести термодинамическую необратимость из обратимой механики не удаётся.

Но мы не можем согласиться с его мнением, что единственным выходом из тупика является включение наблюдателя (причем включение в подходящий момент времени) в число параметров проблемной системы. Нам ближе точка зрения Ландау и Лифшица: связывание объективной реальности с субъективным восприятием этой реальности сторонним наблюдателем лишь подменяет неизвестность механизма реального явления неизвестностью свойств гипотетического наблюдателя.

Приведенные выше слова Смолуховского «кажущиеся необратимыми процессы в действительности являются обратимыми» наводят на мысль, что причиной теоретических трудностей статистической физики является отсутствие адекватного определения неравновесного состояния, позволяющего однозначно различать равновесные и неравновесные состояния.

Результаты изучения фундаментальных свойств неравновесного состояния, изложенные в Главах 1 и 2, позволяют наметить никем ещё не опробованный, но теперь уже вполне реалистичный подход к проблеме совместимости механики с термодинамикой. По схеме формализма Леонтовича можно ввести потенциальную энергию неэргодического поля в уравнения статистической механики и получить искомое решение. Однако, детальное обсуждение трудностей и возможностей, ожидаемых на этом пути, выходит за рамки нашей книги, посвящённой эволюции неравновесных макросистем. Вернёмся поэтому к вопросу прироста энтропии.

4.1.3 Прирост энтропии в неравновесном процессе.

Одним из проявлений диссипации является превращение работоспособной энергии в теплоту, увеличение количества которой описывается в терминах прироста энтропии.

Любой неравновесный процесс удовлетворяет основному (фундаментальному) неравенству термодинамики

$$TdS > dU + \delta W, \qquad (4.1.6)$$

где U - внутренняя энергия системы; W - действительная работа неравновесного процесса. Но нужно иметь в виду, что применительно к изолированной системе запись неравенства (4.1.6) нуждается в корректировке.

В ходе спонтанного процесса в изолированной системе внутренняя энергия не изменяется (dU = 0), работа не совершается (δW = 0), теплообмен с внешними системами отсутствует (δQ). Однако, в системе происходят большие изменения: вследствие диссипации энергии уменьшается работоспособность и увеличивается энтропия. Эти изменения можно объяснить изменением соотношения компонентов внутренней энергии. Поэтому для феноменологического описания системы следует видоизменить неравенство (4.1.6), заменив действительную работу δW в правой части на величину изменения работоспособности $dA_{МАКС}$. За отсутствием доказательств равенства, предполагаем существование неравенства общего вида:

$$TdS^{**} \neq dA_{МАКС}\,, \qquad (4.1.7)$$

где dS^{**} - прирост энтропии изолированной системы, вычисленный согласно термодинамике неравновесного состояния; $dA_{МАКС}$ - изменение максимальной работоспособности изолированной системы, соответствующее изменению подходящего термодинамического потенциала (будучи экстремально определенной величиной, $A_{МАКС}$ имеет свойства функции состояния).

Для определения величины прироста энтропии dS^{**} необходимо преобразовать неравенство (4.1.7) в равенство. Это можно сделать при помощи формального приема, похожего на принцип Даламбера в механике, где уравновешенную систему сил получают, добавляя силу инерции к реакциям связей и активным силам, действующим на механическую систему.

Итак, добавим в правую часть неравенства дифференциал некоторой неизвестной функции, предположительно дополняющий неравенство до равенства. Для добавленного дифференциала используем обозначение: *df.* После этого будем выяснять какими свойствами должен обладать дифференциал *df* и каким должен быть физический смысл функции *f,* чтобы удовлетворять предполагаемому равенству.

Свойства дифференциала *df* полагаем совместимыми со свойствами членов неравенства (4.1.7): размерность - энергия, математические свойства - полный дифференциал. Подстановка величины (df) превращает неравенство (4.1.7) в равенство

$$\boldsymbol{TdS^{**} = dA_{\text{МАКС}} + df,} \qquad \textbf{(4.1.8)}$$

которое для удобства дальнейшего обсуждения перепишем в виде

$$\boldsymbol{-\mathrm{d}f = dA_{\text{МАКС}} - TdS^{**}.} \qquad \textbf{(4.1.9)}$$

Выясним теперь физический смысл, который приобретает величина f в контексте уравнения (4.1.9).

В термодинамике существуют два обобщенных сорта энергии: работа (энергия упорядоченного движения) и теплота (энергия хаотического движения). Спонтанное образование теплоты (за счет превращения в теплоту части свободной энергии $A_{\text{МАКС}}$) уже учтено в виде прироста энтропии $T\mathrm{d}S^{**}$. Следовательно, величина ($-df$) имеет не связанный с энтропией физический смысл. Этот смысл похож на работу, выполненную за счет оставшейся части работоспособной свободной энергии системы.

Однако, по определению, неравновесная изолированная система не участвует в энергообмене с внешними системами, т.е. не совершает работы над другими системами. Остается единственная возможность: вторая часть работоспособной энергии расходуется на выполнение преобразований в пределах произвольно установленных границ изолированной системы (иными словами, расходуется на качественное преобразование компонентов внутренней энергии, т.е. на самоорганизацию системы). Конкретный вид самоорганизации определяется не только физико-химической и атомно-энергетической природой системы, но и совокупностью граничных условий, формирующих неравновесный процесс.

Фундаментальных ограничений на компоненты внутренней энергии не существует. Поэтому в состав компонентов внутренней энергии входит и энергия неэргодического поля, если система физически не может быть изолирована от этого поля.

Итак, в каждый момент времени из некоторого количества исходной свободной энергии $A_{\text{МАКС}}$ изолированной системы образуются в постоянной количественной пропорции два вида энергии, не только отличающихся от вида исходной энергии, но и различающихся между собой. Это ведет к совершенно новому пониманию природы диссипативных процессов. Мы выдвигаем гипотезу:

***Диссипация свободной (работоспособной) энергии в спонтанном процессе в изолированной системе протекает в форме диспропорционирования*.**

В принципе, гипотеза допускает экспериментальную проверку. Одна часть свободной энергии должна оказаться израсходованной на тепловыделение (энтропийная составляющая диссипации), другая - на самоорганизацию системы (кодовая или негэнтропийная составляющая диссипации). Причина такого наименования станет понятна немного ниже. Сначала - несколько слов о явлении диспропорционирования.

Схема диспропорционирования предполагает, что при превращении некоторой физической или химической сущности, имеющей количественный признак, в две другие, одна из двух одновременно образовавшихся будет характеризоваться меньшей, а другая большей величиной признака, чем исходная сущность.

Пример химического диспропорционирования валентности: при нагревании закись ртути Hg_2O (валентность ртути +1) распадается с одновременным образованием молекул металлической ртути Hg (валентность ртути 0) и окиси ртути HgO (валентность ртути +2).

Возьмем другой пример - термодинамически равновесное диспропорционирование работоспособности в процессе равновесного переноса определенного количества теплоты с высокого на низкий температурный уровень с одновременным совершением механической работы. Работоспособность теплоты высокотемпературного уровня диспропорционирует, разделяясь на две части: на более низкую работоспособность того же количества теплоты на низкотемпературном уровне и на работоспособность механической энергии, всегда более высокую, чем работоспособность теплоты на любом конечном температурном уровне.

Явление диспропорционирования работоспособности изолированной системы в самопроизвольном процессе состоит в следующем. Из энергии, условно говоря, среднего уровня упорядочения движения (работоспособность $A_{\text{МАКС}}$) образуется энергия неупорядоченного движения (теплота $Q_{\text{НЕР}} = T\Delta S^{**}$) и энергия, соответствующая более высокой степени упорядочения движения материи (функция f), чем это характерно для обычной термодинамической работы.

Каков физический смысл этой сверхупорядоченной "супер-работы"?

Подсказку можно найти в биофизике или в физической химии биологических процессов.

Рекомендуем очень хорошее учебное пособие Л.А. Николаева для студентов биологических специальностей [9]. В биологических приложениях проводят четкое различие между параметрическими (силовыми) и кодовыми (несущими информацию) энергетическими воздействиями на живой организм. В равновесных термодинамических системах взаимодействия носят параметрическмй характер. В биологических системах кодовые взаимодействия (частота воздействия, спектральные характеристики излучения, фазовая и амплитудная модуляция волновых процессов, обратные связи, пространственная и временная организация потоков энергии и т.п.) не только выступают на первый план, но и почти полностью регулируют изменения параметров.

Простейшей системой, которая позволяет выделить кодовую и параметрическую части, является атом. Уравнение Планка ($\varepsilon = h\nu$) содержит параметрическую часть (ε) и кодовую (ν).

Пример электромагнитного излучения позволяет наглядно объяснить разницу между параметрической (менее организованной) и кодовой (более организованной) работой. Сравним солнечное излучение с лазерным. С точки зрения термодинамики, солнечный свет передает растению энергию солнца в форме работы. Излучение солнца (как и любого теплового источника света) состоит из электромагнитных волн различной длины (т.е. немонохроматично), и, кроме того, излучение неоднородно по фазе (т.е. некогерентно). В отличие от солнечного, излучение лазера является монохроматическим и когерентным. С термодинамической точки зрения, лазерное излучение тоже является работой, но кодовая составляющая в лазерном излучении намного выше, чем в излучении любого теплового источника. Поэтому в случае преобразования лазерного излучения в электрическую энергию на полупроводниковом фотоприемнике теоретически можно достичь КПД = 100%, тогда как КПД преобразования солнечного излучения не превысит, например, 20%. Клинический опыт лазеротерапии также свидетельствует, что биомедицинская эффективность лазерного излучения намного выше, чем источников теплового излучения той же мощности. Это объясняется тем, что монохроматическое когерентное излучение лазера синхронизирует процессы клеточного метаболизма.

Кстати сказать, работу лазера (например, полупроводникового) можно представить как диспропорционирование электроэнергии питания на два вида энергии: высоко упорядоченную энергию лазерного излучения и хаотическую энергию тепловыделения. Но в данном случае диспропорционирование организовано техническими средствами, тогда как в самопроизвольных процессах способность к диспропорционированию является эмерджентным свойством системы (которое можно было бы включить в список на стр. 111).

В свете изложенного, приходим к предположению, что кодовая (информационная) составляющая диссипативных процессов способна быть движущей силой самоорганизации во всех неравновесных системах, независимо от их энергетической и вещественной природы (от неорганических диссипативных структур до живых организмов и космических структур Вселенной, включительно).

Заметим, что в литературе, например, в книге [9], можно встретить предположение, что саморганизация в биологических системах обязана диспропорционированию энтропии. Однако, эта идея не имеет и не может иметь строгого доказательства. Как показано выше, сама энтропия является продуктом диспропорционирования свободной (работоспособной) энергии. Свойства энтропийной составляющей диссипации не отличаются от свойств равновесной энтропии. Теплота, соответствующая приросту энтропии, является энергией хаотического движения молекул. В изотермических условиях в природе не существует еще более хаотизированного вида энергии, в который могла бы превращаться диспропорционированная энтропия. Поэтому энтропия не способна диспропорционировать и не может играть роль движущей силы, задающей направление эволюционному процессу. Роль энтропии в мироздании оказалась сильно преувеличенной.

Для понимания природы неравновесности гораздо больший интерес представляет кодовая составляющая диссипации, тем более, что ее конкретный вид схемой диспропорционирования не определен. Неизвестно даже, является ли самоорганизация локальным или нелокальным явлением (при обычном понимании термина «нелокальность»). Решение очень интересного и важного вопроса о существовании макроскопической нелокальности можно связать с определением действительных пространственных границ неравновесной системы, предположительно удовлетворяющей критериям термодинамической изолированности. Перейдем теперь к определению количественного соотношения между энтропийной и кодовой составляющими. Постоянство этого соотношения является сильным аргументом в пользу гипотезы диспропорционирования.

Сопоставление уравнений (1.2.9) и (4.1.9) приводит к выводу о их тождественности при условиях

$$\boldsymbol{A = T\Delta S^{**}}, \qquad \textbf{(4.1.10)}$$

$$\boldsymbol{df = d\Phi}. \qquad \textbf{(4.1.11)}$$

В итоге, для спонтанных процессов в изолированной системе уравнение (4.1.9) может быть переписано в виде

$$\boldsymbol{-d\Phi = dA_{\text{МАКС}} - T\Delta S^{**}} \qquad \textbf{(4.1.12)}$$

Соотношение (4.1.10), с одной стороны, полностью проясняет энтропийный смысл величины A, и, с другой стороны, служит доказательством, что величина TdS^{**} максимизирована на действительной траектории самопроизвольного процесса, т.е. имеет свойства функции состояния неравновесной изолированной системы. Соотношение (4.1.11) оказывается еще более важным. Оно придает потенциалу неравновесного состояния (Ф) физический смысл потенциала кодовой (информационной) самоорганизации неравновесной системы.

Сопоставив этот результат с разделом 2.5.5 (где было показано, что величина $-\Delta\Phi$ является количественной мерой неэргодичности системы), приходим к предположению о возможной взаимосвязи неэргодического поля с явлениями самоорганизации. Конечно, для превращения гипотезы в полноценную научную теорию потребуется большой объём теоретической и экспериментальной работы. Но, в любом случае, вопрос взаимосвязи «неэргодичность – самоорганизация» достоин самого пристального внимания со стороны будущих исследователей.

В разделе 1.4 для перехода к измеримым в эксперименте величинам мы использовали соотношение

$$\boldsymbol{\alpha \cdot A_{\text{МАКС}} = A_{\text{МАКС}} - \beta \cdot A_{\text{МАКС}}, \quad \alpha + \beta = 1}, \qquad \textbf{(1.4.6 a)}$$

где $\alpha \cdot A_{\text{МАКС}} = -\Delta\Phi$; $\beta \cdot A_{\text{МАКС}} = A$; α – коэффициент диссипативности; β – коэффициент характеристической работоспособности. Было установлено, что коэффициенты α и β сохраняют постоянное значение на всей траектории процесса. Разрешенные теорией значения коэффициентов α и β для траекторий различного диссипативного порядка n = 1, 2, 3... равны

$$\boldsymbol{\alpha = n/(n + 2); \quad \beta = 2/(n + 2).} \qquad \textbf{(1.4.8)}$$

Комбинирование уравнений (4.1.10), (1.4.6 а) и (1.4.8) дает искомые соотношения прироста энтропии с другими функциями состояния самопроизвольного процесса:

$$\boldsymbol{T\Delta S^{**}/A_{\text{МАКС}} = \beta = 2/(n+2);} \qquad \textbf{(4.1.13 а)}$$

$$\boldsymbol{T\Delta S^{**}/{-\Delta\Phi} = \beta/\alpha = 2/n.} \qquad \textbf{(4.1.13 б)}$$

Новый научный результат на уровне открытия состоит в том, что решена важнейшая проблема, омрачавшая термодинамику на протяжении более 100 лет, а именно, определена величина прироста энтропии при протекании спонтанного процесса в изолированной системе с произвольной степенью неравновесности. Фундаментальное неравенство (4.1.6) заменено равенствами (4.1.12) и (4.1.13 а,б).

Из соотношения (4.1.13 б) следует исключительно важный вывод:

При диспропорционировании свободной энергии в самопроизвольных процессах, диссипативный порядок которых n ≥ 3, величина прироста высокоорганизованной составляющей энергии <u>больше</u> прироста энтропийной составляющей.

Экспериментальное подтверждение этой закономерности независимыми исследователями может иметь не только научное, но и мировоззренческое значение. Достаточно принять во внимание, что количественное преобладание высокоорганизованной (кодовой или информационной) составляющей относительно прироста энтропии делает невозможной "тепловую смерть Вселенной".

Сформулированная закономерность вносит коренное изменение в представление о роли энтропии в мироздании и позволяет понять природу движущей силы возникновения жизни и прогрессивной биоэволюции.

Заметим, что один из процессов третьего диссипативного порядка уже обнаружен (см. раздел 2.1), но физическая природа кодовой составляющей диспропорционирования не могла быть исследована в условиях проведенных экспериментов. Однако, ясно, что существование процессов такого типа не является чем-то необыкновенным.

Исследование физической природы кодовой составляющей в процессах третьего диссипативного порядка различной природы представляется исключительно перспективным направлением с точки зрения возможности крупных открытий.

4.1.4 Негэнтропия Шредингера

Что такое негэнтропия? Математический формализм, другое название свободной энергии или неизвестная ранее физическая сущность? Если физическая сущность, то каково ее место в термодинамике?

Понятие негэнтропии ввел в биофизику Эрвин Шредингер [10] в 1943 г. По Шредингеру, жизнь - это упорядоченное и закономерное поведение материи. основанное не только на тенденции переходить от упорядоченности к неупорядоченности, но и частично на существовании упорядоченности, которая поддерживается всё время. Можно сказать, что живая материя избегает перехода к равновесию.

Спрашивается: как же живой организм избегает быстрого перехода в инертное состояние "равновесия"? Ответ Шредингера прост: благодаря метаболизму, т.е. обмену. Но обмену чего? Шредингер объясняет. Первоначально подразумевали обмен веществ. Но это не может быть главным. Ведь каждый атом кислорода, азота, серы так же хорош, как любой другой атом этого химического элемента. Одно время удовлетворялись объяснением, что мы питаемся энергией (многие любят подсчитывать съеденные калории). Но это нелепость, т.к. во взрослом организме содержание энергии постоянно, как и содержание материи. Что же составляет то драгоценное нечто, содержащееся в нашей пище? На это легко ответить. Каждый процесс, явление, событие, т.е. всё, что происходит в природе, означает увеличение энтропии в той части Вселенной, где это имеет место. Так и живой организм увеличивает свою энтропию, или, иначе говоря, производит положительную энтропию и, таким образом, приближается к опасному состоянию максимальной энтропии, представляющему собой смерть.

Он может избежать этого состояния, т.е. остаться живым, только постоянно извлекая из окружающей его среды отрицательную энтропию. Отрицательная энтропия - это то, чем организм питается.

Или, чтобы выразить это менее парадоксально, существенно в метаболизме то, что организму удается освобождаться от всей той энтропии, которую он вынужден производить, пока жив.

Что такое энтропия? - риторически спрашивает Шредингер и отвечает, что это не туманное представление или идея, а измеримая физическая величина, единица измерения которой есть калория на градус. Но гораздо более важна связь энтропии со статистической концепцией упорядоченности и неупорядоченности.

Точную количественную связь можно выразить формулой:

$$\textbf{энтропия} = \boldsymbol{k}\cdot\lg \boldsymbol{D},$$

где k - постоянная Больцмана, D - количественная мера неупорядоченности атомов в рассматриваемом теле.

Мы видим в этом законе физики естественное стремление материи приближаться к хаотическому состоянию, если мы не препятствуем этому, - продолжает Шредингер.

Как в терминах статистической теории выразить способность живого организма, с помощью которой он задерживает переход к термодинамическому равновесию? Выше мы сказали: "Он питается отрицательной энтропией", как бы привлекая на себя её поток, чтобы компенсировать этим увеличение энтропии, производимой им в процессе жизни и, таким образом, поддерживать себя на достаточно низком уровне энтропии.

Если D - мера неупорядоченности, то обратную величину $1/D$ можно рассматривать как прямую меру упорядоченности, Поскольку логарифм $1/D$ есть то же, что отрицательный логарифм D, мы можем написать уравнение Больцмана следующим образом:

$$-\textbf{(энтропия)} = \boldsymbol{k}\cdot\lg(\boldsymbol{1/D}).$$

Теперь неуклюжее выражение "отрицательная энтропия" можно заменить более изящным: "энтропия, взятая с отрицательным знаком, есть сама по себе мера упорядоченности".

Таким образом, средство, при помощи которого организм поддерживает себя постоянно на достаточно высоком уровне упорядоченности (равно поддерживает на достаточно низком уровне энтропии), в действительности состоит в непрерывном извлечении упорядоченности из окружающей его среды. Это заключение менее парадоксально, чем кажется на первый взгляд.

В самом деле, у высших животных крайне хорошо упорядоченное состояние материи в более или менее сложных органических соединениях служит им пищей. После использования животные возвращают эти вещества в очень деградированной форме, однако, не вполне деградированной, так как их еще могут употреблять растения. Для растений мощным источником "отрицательной энтропии" является, конечно, солнечный свет.

Шредингеровская "отрицательная энтропия" (кратко: "негэнтропия") вызвала некоторое смущение в среде биофизиков и биологов. В критическом обзоре Губина [4] отмечено, что существенная трудность появилась сразу же после возникновения представления, что жизнь есть, так сказать, борьба с энтропией. В ответ на вопрос: как это допускается термодинамикой? - было выдвинуто объяснение: это возможно за счет притока извне энергии хорошего качества (в основном - солнечной энергии) - живые системы «питаются» негэнтропией. Но, по-видимому, это не объясняет всего существа дела, ведь солнце с тем же успехом могло бы просто освещать безжизненную пустыню, в которой эта негэнтропия терялась бы без особых положительных последствий. Все-таки кроме наличия солнца и сама система должна быть достаточно специфической, чтобы она с пользой усваивала негэнтропию, а не рассеивала ее бессмысленно. Далее Губин приводит очень интересный аргумент:

"Л.А. Блюменфельд обратил мое внимание на значение в этом контексте того известного факта, что прежде, чем усвоиться в организме, так сказать, по существу, «высокоорганизованная», с большим, по-видимому, запасом негэнтропии, пища в процессе пищеварения предварительно «упрощается»: расщепляется на гораздо более простые составляющие. Да и «тепловая обработка» продуктов нужна для облегчения этого упрощения - то бишь негэнтропией огня по негэнтропии продуктов!...При чем здесь негэнтропия пищи?"

Становится очевидным, что понятие негэнтропии как меры упорядоченности (по приведенному выше определению Шредингера) не дает достаточного объяснения удивительной способности организма поддерживать свою упорядоченность и производить упорядоченные явления. Ощущается необходимость физического фактора, свойства которого могли бы быть описаны посредством негэнтропии.

Бриллюэн [11, 12] с помощью понятия негэнтропии пытался связать термодинамику, статистическую физику и теорию информации. Согласно предложенному им негэнтропийному принципу, информация негэнтропии может переходить в информацию и обратно. Расширительное толкование этого принципа для облегчения его использования в естественных и технических науках дано в книге

Поплавского [13], но проблема практического измерения негэнтропийного вклада в различных процессах не нашла общего решения.

Создается впечатление, что искомым физическим фактором, имеющим негэнтропийный смысл и размерность энергии, является кодовая составляющая диспропорционированной свободной энергии, упорядоченность которой противостоит неупорядоченности энтропийной составляющей. Во всяком случае, шредингеровский термин "негэнтропия" наилучшим образом характеризует физический смысл величины изменения потенциала неравновесного состояния при диспропорционирования свободной энергии в самопроизвольном процессе. Поэтому кодовую составляющую диспропорционирования свободной энергии можно с полным правом именовать негэнтропийной или информационной составляющей диссипации.

В нашем понимании, информация есть эмерджентное свойство высокоорганизованной энергии. В отличие от энергии, на информацию не распространяются законы сохранения.

4.2.5 Основные итоги

Получены содержательные ответы на все вопросы, связанные с приростом энтропии в неравновесных процессах. Показана возможность преобразовать основное неравенство термодинамики в равенство, которое приводит к выводу о существовании взаимосвязи «неэргодичность – самоорганизация».

Установлена сложная природа процесса диссипации свободной энергии. Предложена термодинамическая модель диссипации по схеме диспропорционирования. Согласно этой модели, определенная часть свободной энергии системы превращается в тепловую энергию, что приводит к приросту энтропии. Другая часть свободной энергии превращается в более организованную энергию, чем исходная свободная энергия. Она расходуется на преобразование (самоорганизацию) неравновесной системы и соответствует, таким образом, понятию негэнтропии Шредингера.

Впервые определены количественные соотношения между значением прироста энтропии и значениями изменений максимальной работоспособности и термодинамического потенциала неравновесного состояния. Установлено, что при диспропорционировании свободной энергии в самопроизвольных процессах со значениями диссипативного порядка $n \geq 3$, величина прироста высокоорганизованной кодовой составляющей энергии превышает величину прироста энтропии. Представления о роли энтропии в мироздании нуждаются в существенной корректировке.

В качестве движущего и направляющего фактора во всех природных эволюционных процессах предстаёт негэнтропийная или информационная составляющая диспропорционированной свободной энергии, количественно превосходящая неравновесный прирост энтропии. В этом заключается решение вопроса о природе движущей силы, приводящей к формированию упорядоченных диссипативных структур, возникновению жизни, эволюции космоса.

Список литературы к разделу 4.1

1. Базаров И.П. Термодинамика. Учебн. для вузов. 4-е изд., перераб. и доп.- М.: Высш. школа. 1991. 376 с.
2. Ферми Э. Термодинамика. - Ижевск: Изд. дом Удмуртский ун-т. 1998. 163 с.
3. Путилов К.А. Термодинамика. М.: Наука. 1971. 376 с.
4. Губин В.Б. Физические модели и реальность. (Проблема согласования термодинамики и механики). Алматы : 1993. 231 с.
5 Смолуховский М. Молекулярно-кинетические исследования по вопросу об обращении термодинамически необратимых процессов и о возврате аномальных состояний//Эйнштейн А., Смолуховский М. /Брауновское движение. Л.: ОНТИ. 1936. С.303.
6. Смолуховский М. Доступные наблюдению молекулярные явления, противоречащие обычной термодинамике// Эйнштейн А., Смолуховский М. /Брауновское движение. Л.: ОНТИ. 1936. С.197.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. т.5. Статистическая физика. ч. 1. М.: Наука. 1976. 584 с.
8. Пригожин И. Время, структура и флуктуации//УФН, 1980. Т.131. Вып. 2. С. 185 - 207.
9. Николаев Л.А. Основы физической химии биологических процессов. Уч. пособие для студ. биол. специальностей. М.: "Высш. школа". 1971. 240 с.
10. Шредингер Э. Что такое жизнь? Физический аспект живой клетки. М. - Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика". 2002. 92 с.
11. Бриллюэн Л. Наука и теория информации. М.: Физматгиз. 1960. 392 с.
12. Бриллюэн Л. Термодинамика, статистика и информация. // УФН. 1962. Т.77. № 2. С. 337 - 352.
13. Поплавский Р.П. Термодинамика информационных процессов. М.: Наука. 1981. 255 с.

4.2 ЭВОЛЮЦИЯ И ЕСТЕСТВЕННЫЙ ОТБОР

4.2.1 Постановка задачи

«Эволюцию следует понимать как не управляемый никем и не предусмотренный заранее процесс случайных мутаций и естественного отбора» - это определение содержится в открытом письме 38 лауреатов Нобелевских премий по поводу очередного "обезьяньего процесса" в США.

Из этого определения следует, что эволюция живых организмов принадлежит к классу самопроизвольных вероятностных процессов в дискретных системах, т.е. именно к тому, на который ориентирован алгоритм открытий.

Конечно, эволюционный процесс, взятый во всем его многообразии, на много порядков сложнее, чем, например, рассмотренный выше самопроизвольный процесс вымирания когорты мушек-дрозофила. Но важнейшей особенностью интегральных вариационных принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, имеющих фундаментальную термодинамическую основу, является высокая степень общности, благодаря которой отсутствует необходимость постулировать или реконструировать детальный механизм исследуемого процесса. Подобно первому или второму началу термодинамики, эти принципы имеют общенаучный характер и не содержат ограничений, обусловленных физической, химической или биологической природой исследуемой системы. Как известно, первое и второе начала термодинамики налагают запрет на возможность создания «вечных двигателей» 1-го и 2-го рода, но они не содержат запрета на формы энергетических траекторий в самопроизвольных процессах.

Существование термодинамического запрета на произвольные формы энергетических траекторий при протекании неравновесных процессов в изолированных системах проявляется в виде дискретности траекторий, удовлетворяющих принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Практическое использование этого неизвестного ранее фундаментального термодинамического запрета может помочь решению многих проблем теоретической биологии.

По теории Пригожина, благодаря постоянному притоку энергии и материи извне хаотическое (равновесное) распределение молекул преобразуется в упорядоченные структуры. При этом возникать могут не какие угодно структуры, а лишь их определенный набор, задаваемый свойствами среды. Их сохранение требует некоторой критической дистанции от равновесия, некоторого минимального уровня диссипации. По этой причине их называют диссипативными структурами.

Пригожин выражал надежду, что его теория поможет пониманию того, как из неживой материи возникла жизнь, и предполагал, что в биологических и химических реакциях порождение диссипативных структур сводится к автокаталитическим процессам.

Однако, в представлениях Пригожина о диссипативных структурах отсутствует механизм, обеспечивающий постоянное эволюционное повышение порядка в открытой химической системе.

Обсуждая статью И. Пригожина [1], академик С.П. Курдюмов отмечает [2]: «О неединственности путей развития автор говорит, однако совершенно опускается момент их строгой количественной заданности, а, следовательно, он опять проходит мимо некой предопределенности или детерминированности, несущей с собой своеобразные правила запрета и налагающей весьма жесткие ограничения на способы существования природных объектов. Те объекты, которые в силу обстоятельств оказались на запрещенном пути эволюционирования, либо распадутся, погибнут, либо перейдут на допустимый путь и будут двигаться по направлению к соответствующему аттрактору. Здесь можно увидеть аналогию с борьбой за существование или с морфогенезом».

По нашему предположению, искомые правила запрета и отбора путей биоэволюции могут быть сформулированы путем признания принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия постоянно действующими факторами естественного отбора на всех уровнях жизнедеятельности (от генетических мутаций и эмбриогенеза до популяций и биосферы в целом).

При таком подходе некоторые из биофизически возможных механизмов и путей эволюции окажутся под фундаментальным запретом. В результате, мы приблизимся к пониманию причин быстрого вымирания некоторых видов после процветания в течение десятков и сотен миллионов лет.

В конечном счете, естественный отбор по признакам плодовитости и приспособленности к среде обитания должен быть совмещён с отбором на соответствие принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

Можно ожидать, что проявления самоорганизации случайных событий будут обнаружены и на уровне генетических процессов (в первую очередь, на стадии мутагенеза).

По-видимому, обобщенную энергетическую оценку эволюционного процесса можно было бы получить путем анализа динамики роста биомассы на планете. Сомнительно, однако, что точность такой оценки окажется достаточной для количественного сопоставления с теоретической кривой эволюции, удовлетворяющей принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

Рассмотрение отдельных эпизодов эволюции (например, возникновения и исчезновения некоторых видов животных и растений) представляется более подходящим способом получения надежных (хотя и фрагментарных) количественных данных, которые могут быть сопоставлены энергетическим траекториям самопроизвольного процесса, удовлетворяющим принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Далее мы будем придерживаться этой схемы действий, отмечая другие возможные приложения упомянутых принципов в связи с проблематикой эволюционной теории.

Если обстоятельства позволят кому-либо собрать достаточный объем убедительных доказательств в пользу сделанного выше предположения, эволюционная теория получит сильнейший импульс для превращения из описательной в количественную. Это можно будет считать одним из важнейших достижений XXI века.

4.2.2 Общие проблемы эволюционной теории

За 150 лет, прошедших после опубликования знаменитой книги Чарльза Дарвина «Происхождение видов», теория эволюции обогатилась новыми идеями и теоретическими обобщениями, призванными дать объяснения огромному массиву наблюдений и экспериментальных данных, добытых трудами нескольких поколений биологов и палеонтологов.

Появление генетики и теории мутагенеза привело к созданию синтетической теории эволюции, позволившей снять с повестки дня некоторые трудности и противоречия, служившие поводом для критики дарвинизма с первых дней его возникновения.

Но со временем стала очевидной незавершенность биофизических и термодинамических основ эволюционной теории (даже в современных ее трактовках). Выявились нерешенные проблемы фундаментального характера, в первую очередь, вопросы о движущей силе и направленности эволюционного процесса. Недоумения и сомнения, смущающие многих биологов и палеонтологов, находят, в частности, свое отражение в полемике эволюционистов и креационистов, продолжающейся в печати и в лекционных аудиториях.

В научном плане, коренное различие между сторонниками эволюционизма и креационизма заключается в следующем: первые считают движущую и направляющую силу происхождения видов собственной (внутренней) силой биосферы, действующей на уровне организмов и популяций, а вторые утверждают, что ход эволюции может быть объяснен лишь прямым вмешательством внешней управляющей силы, иначе говоря, сознательным замыслом и действиями сверхразумного Творца.

Сотворение или эволюция – этими двумя возможностями исчерпывается объяснение происхождения живых организмов. Либо они появились на нашей планете уже полностью развитые, либо нет. Если нет, то они должны были развиться из ранее существовавших видов в результате процессов преобразования. Если они появились уже полностью развитыми, то создается впечатление, что их создал какой-то всемогущий разум [3].

В нашем понимании, более глубокая суть спора между эволюционистами и креационистами сводится к выбору одной из двух взаимоисключающих возможностей:

- Возникновение жизни на Земле обусловлено эволюцией Вселенной. Закономерности биологической эволюции могут быть познаны как проявления или следствия общих закономерностей, присущих эволюционирующей Вселенной.
- Возникновение жизни на Земле и каждого из видов животных произошло благодаря отдельным актам творения независимо от возникновения и развития Вселенной. Поэтому закономерности и направленность биологической эволюции не зависят явно от общих закономерностей развития Вселенной.

Казалось бы, проблема происхождения видов давно должна быть решена на основе исследования ископаемых останков в сочетании с экспериментальными данными генетики. Однако, противостояние эволюционистов и креационистов свидетельствует, что эволюционная теория еще далека от завершения. Следовательно, в системе доказательств отсутствует какое-то очень важное звено.

Поскольку на некоторые серьезные возражения до сих пор нет убедительного ответа, распространено мнение, что концепцию Дарвина точнее все же относить к гипотезам, которые требуют дальнейшего подтверждения [4]. Существует мнение, что для формирования адекватной научной теории эволюции требуется открытие новых законов природы: физических, физико-химических и биологических [5].

В большинстве случаев аргументация креационистов против эволюционной теории основывается на следующих обстоятельствах [6]:

А) *Эволюционисты не могут объяснить природы движущей силы, способной привести к возникновению живых организмов из неживой материи и обеспечить возникновение новых видов, классов, родов.*

Дарвин предполагал, что со временем палеонтологи найдут останки переходных форм между существующими ныне видами животных. Оказалось, однако, что все основные типы растений и животных (виды, подвиды, классы и роды) полностью представлены в ископаемых находках, причем переходных форм не обнаружено. Известный немецкий генетик Ричард Голдшмидт, покинувший нацистскую Германию и продолживший свою работу в США, заявил в этой связи, что эволюция происходит не путем малых постепенных преобразований, а большими рывками или скачками, так что «первая птица вылупилась из яйца рептилии» [7].

Теоретическая модель, количественно описывающая скачкообразное протекание эволюции во времени, пока еще отсутствует. Поэтому единственной причиной возникновения жизни на планете и скачкообразного видообразования объявляется «счастливый случай», хотя вероятность случайного формирования биологически активных белковых молекул из набора аминокислот, также как и случайного видообразования посредством прогрессивной (биологически полезной) генной мутации, практически равна нулю даже на отрезках времени порядка десятков миллиардов лет.

Вот характерный пример из литературы [8].

Предположим, что гипотетическая биомолекула состоит из 100 аминокислот, в которые входит 20 различных аминогрупп. Число возможных сочетаний этих аминокислот равно $20^{100} = 10^{130}$. Вероятность самообразования одной молекулы требуемого состава в течение отрезка времени, равного 5 млрд. лет, соответствует одному шансу из 10^{89}, т.е. вероятность фактически нулевая. Для сравнения скажем, что общее число электронов во Вселенной (в радиусе 5 млрд. световых лет) оценивается цифрой 10^{80}, а общее количество секунд, истекших с начала эволюционного процесса равно 10^{18}.

Б) *Согласно эволюционной теории, материал для биоэволюции поставляют случайные мутации, а жизнеспособность новых форм определяется благодаря естественному отбору. При этом эволюционная теория не предусматривает иных критериев естественного отбора, кроме выживания организмов, оказавшихся наиболее приспособленными к условиям обитания*.

Действительно, на кардинальный вопрос: «Что именно определяет степень приспособленности?» - эволюционная теория не дает однозначного ответа. На практике понятия приспособленности и адаптации оказываются слишком неопределенными, чтобы их можно было подвергнуть количественным проверкам. Вот почему многие биологи (в том числе и эволюционисты) усматривают в дарвиновской формулировке естественного отбора тривиальную тавтологию. Действительно, в качестве критерия приспособленности живых существ к условиям окружающей среды принимается выживание потомства, а выживание объясняется приспособленностью, так что в итоге получается простое утверждение «выживают те, кто выживает».

В) *Сомнительно, что случайные мутации способны служить основой прогрессивной эволюции в сторону усложнения форм жизни.*

По мнению знаменитого французского биолога Пьера-Поля Грассе, существуют неизвестные пока еще природные законы, направляющие ход эволюционных процессов (и мутагенеза, в частности), так как случайные мутации никогда не могут привести ни к какой эволюции [9] по той причине, что последовательные мутации не согласованы между собой во времени. Они не дополняют одна другую и не накапливаются в определенном порядке в генах последующих поколений для обеспечения направленной эволюции. Они преобразуют то, что уже существовало ранее, но делают это беспорядочно.

Г) *Среди ископаемых останков обнаружено лишь очень малое количество переходных (промежуточных) форм между существующими классами животных и предполагаемыми их предками. Виды просто появляются в определенный момент геологического времени, остаются почти неизменными в течение нескольких миллионов лет и потом исчезают. Существует лишь несколько видов (а кое-кто считает, что их вообще нет), которые постепенно переходят один в другой.*

Исследования ископаемых останков показывают, что имеются два огромных разрыва в виде отсутствия промежуточных форм: один - между микроскопическими одноклеточными организмами и сложными многоклеточными беспозвоночными, а второй – между этими беспозвоночными и рыбами. В детальном изложении ситуация выглядит следующим образом.

В научной литературе имеется много сообщений об обнаружении ископаемых бактерий и одноклеточных водорослей в горной породе, возраст которой предположительно 3,8 миллиарда лет. В более молодой скальной породе кембрийского периода, которая начала формироваться около 600 миллионов лет назад и полностью сформировалась примерно через 80 миллионов лет, были найдены окаменелые останки очень сложных беспозвоночных: губок, улиток, ракушек, медуз, червей, трилобитов, морских лилий, морских огурцов и т.д.

Согласно эволюционной схеме, все эти сложные беспозвоночные развились из одноклеточных организмов. Если оказалось возможным найти останки микроскопической одноклеточной мягкотелой водоросли или бактерии в очень древней породе, то, конечно же, можно было бы найти и останки переходных форм между этими организмами и сложными беспозвоночными в более молодых породах. Если беспозвоночные с известковыми органами действительно образовались из мягкотелых (одноклеточных или сложных), то изменения должны были быть постепенными, с множеством переходных форм: ведь за сотни миллионов лет миллиарды существ промежуточного строения должны были родиться и умереть. Однако, как ни странно, ни одно из таких существ не представлено в палеонтологических коллекциях.

В данных раскопок есть и еще один грандиозный пробел почти в 100 млн. лет, о котором много спорят. Это промежуток между беспозвоночными и позвоночными.

Согласно эволюционному учению, первые позвоночные (рыбы) произошли от беспозвоночных. Предполагается, что мягкотелое существо (такое как червь или медуза) или существо с мягкой внутренней частью и с твердым наружным панцирем или раковиной (такое как краб или ракушка) преобразуется в рыбу с твердым внутренним скелетом и мягким телом. Подобная эволюция должна была бы занять десятки миллионов лет и, соответственно, оставить свой след среди ископаемых останков. Однако, окаменелости свидетельствуют об отсутствии переходных форм. При этом все три известных вида костных рыб появляются в окаменелостях примерно в одно и то же время, уже значительно отличаясь друг от друга морфологией и будучи покрыты чешуей.

Как они возникли? Как покрылись чешуей? Почему нет и следа предшествующих или переходных форм? Почему все рыбы возникают как-бы из ничего? На эти вопросы нет ответов.

Сторонники креационизма считают, что сверхневероятность случайного биогенеза и отсутствие промежуточных форм являются, сами по себе, достаточными доказательствами происхождения жизни на Земле путем сотворения.

Естественно, те же и даже более масштабные трудности возникают при попытках оценить вероятность возникновения жизни и формирования разумных цивилизаций на других планетах.

Впечатляющую оценку ситуации в связи с Международной программой поиска контакта с внеземным разумом ("CETI" - Communication with Extraterrestrial Intelligence) дал футуролог и знаменитый фантаст Станислав Лем в дискуссии с профессором И.С. Шкловским [10, 11]:

"О тех методах вероятностных рассуждений, которыми привыкли пользоваться специалисты, участвующие в программе CETI, ... мы здесь говорить не будем, поскольку и оптимисты и пессимисты согласны между собой в том, что вероятности, на которых покоится все здание подобных рассуждений, в значительной мере субъективны, то есть вытекают из интуитивных убеждений. Правда, убеждения эти основываются на огромной сумме знаний, но каких-либо возможностей их опытной проверки нет. Наше знание оборачивается, по сути, незнанием, которое от случая к случаю заполняется хотя и компетентными, но все-таки вымыслами. Ведь мы не знаем, возникла ли жизнь на Земле с той же необходимостью, с какой падает в поле тяготения камень, или же она досталась нам как главный выигрыш в лотерее... Мы даже не знаем, должна ли эволюция жизни привести к возникновению разумных существ, или же их возникновение только может ее увенчать".

Вот почему любая научная теория, принимающая постулат эволюционизма и претендующая на новый подход к изучению происхождения и развития жизни на Земле, должна быть не только способной дать содержательные ответы по пунктам А, Б, В, Г, но и показать на некоторой теоретической основе, допускающей экспериментальную проверку, совместимость биогенеза и биологической эволюции с общими закономерностями эволюции Вселенной.

Каждый читатель этой книги имеет реальную возможность внести свой вклад в разработку такой теории. Он уже получил инструмент, подходящий для такой работы - а именно, принципы экстремального диссипативного действия и кратчайшего времени в количественной формулировке. Путь к открытиям пролегает через обработку огромного массива биологических и палеонтологических данных. Конкретная задача состоит в разработке методик анализа имеющихся данных, в поиске и накоплении свидетельств, позволяющих признать вышеупомянутые принципы постоянно действующими факторами эволюции, способными стимулировать возникновение жизни и задать общее направление процессам естественного отбора.

Некоторые свидетельства такого рода уже найдены, и мы предлагаем их для обсуждения и проверки.

4.2.3 Эмбриональное развитие организма человека

Эмбриогенез не столько энергетическое, сколько информационное явление. К эмбриогенезу примыкает проблема регенерации и формообразования органов. Но мы не умеем работать непосредственно с информационной составляющей эмбриогенеза, поэтому сосредоточимся на энергетической стороне процесса.

Из простейших соображений следует, что деление клеток на начальной стадии роста эмбриона приводит к экспоненциальному увеличению числа клеток во времени. Затем, после некоторого периода времени, скорость роста эмбриона должна замедлиться вследствие внешних или внутренних (генетических) ограничений. Следовательно, на графике, показывающем зависимость показателя роста (веса, объема, длины и т.п.) от времени, должна получиться *S* – образная кривая.

Давайте построим кривую увеличения веса утробного плода в зависимости от продолжительности беременности по усреднённым данным, опубликованным в Интернете [12].

Полученный график приведен на **Рис. 4.2.1**. На оси абсцисс отложено время (в неделях беременности), на оси ординат – вес в граммах. Кривая действительно имеет *S* - форму. До 13 недель кривая практически сливается с осью абсцисс, так как вес эмбриона еще слишком мал в масштабе графика. На 13-ой неделе вес эмбриона достигает 23 *г,* и кривая начинает подниматься всё круче и круче. На уровне 33 – 35 недель изменяется знак кривизны кривой (скорость прироста веса начинает уменьшаться), а на уровне 40-й недели набор веса резко замедляется. На 43-й неделе кривая обрывается при достижении веса 3717 *г*. Ребенок родился.

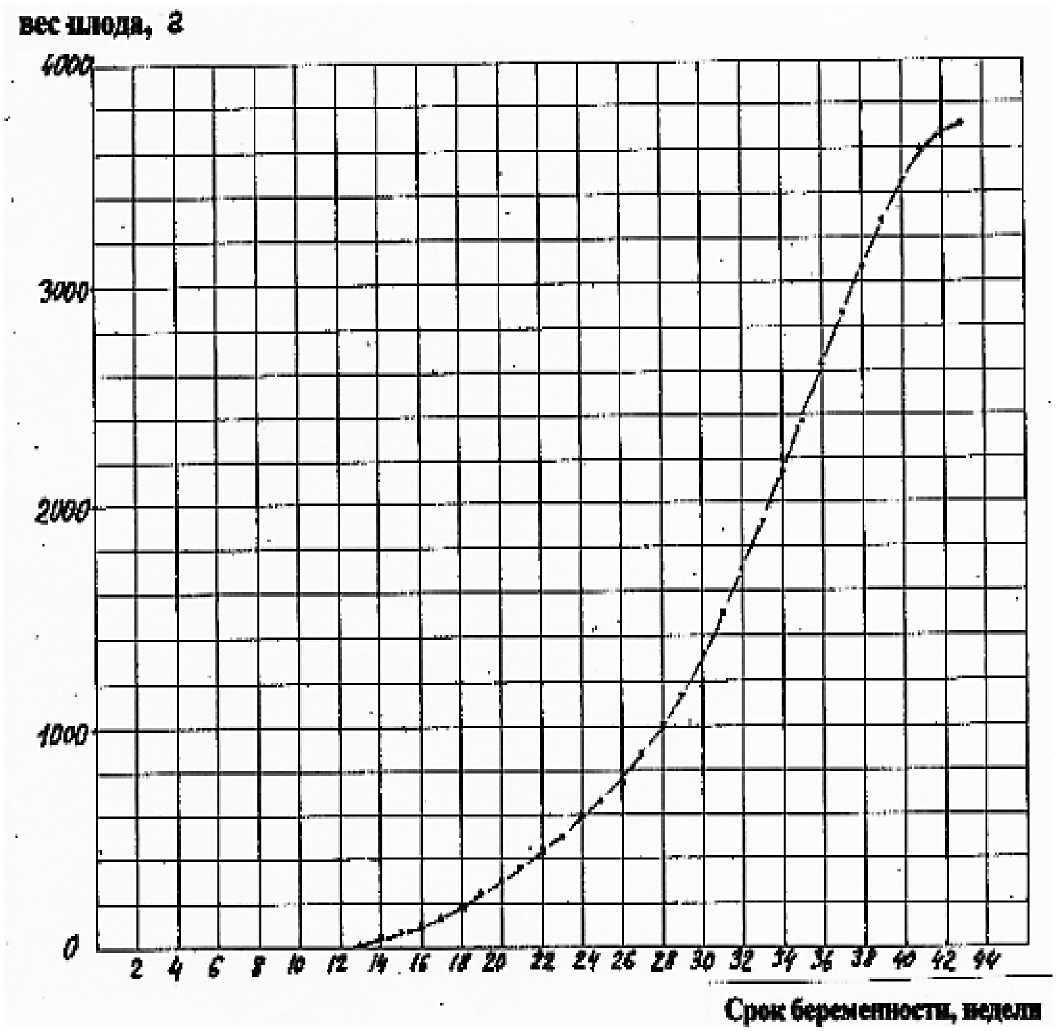

Рис. 4.2.1

Увеличение веса утробного плода в зависимости от срока беременности

На указанном сайте имеется примечание следующего содержания:

Начиная с раннего периода беременности, ребенок растет с переменной скоростью, так что приведенные данные являются только ориентировочными. Доношенный ребенок может иметь вес на 2270 *г* ниже или на 4070 *г* выше, чем усреднённое значение 3717 *г*. Для детей, которые должны будут родиться с другим весом, кривые расположатся на графике выше или ниже приведенной кривой и будут различаться по наклону.

Таким образом, *S*-образная кривая на **Рис.4.2.1** недостаточно информативна: отсутствует однозначная взаимосвязь формы кривой с основными этапами формирования и развития плода.

Нас интересует вопрос: распространяются ли на процесс утробного развития ребенка те общие закономерности и принципы, которые ранее были установлены для самопроизвольных энергетических процессов в неживых системах?

Вот логическая цепочка рассуждений:

Развитием эмбриона с момента оплодотворения яйцеклетки и до рождения ребенка управляет генетически заданная программа.

Генетическая программа не требует обязательного совершения работы внешними силами (внешними – по отношению к эмбриону) чтобы регулировать деление клеток эмбриона, усвоение питательных веществ и формирование органов утробного плода. Поэтому, в термодинамическом смысле, процесс развития эмбриона можно отнести к классу диссипативных процессов, самопроизвольно протекающих в расширенной изолированной системе, включающей ресурсы окружающей среды (в данном случае: ресурсы организма матери). Энтропийная составляющая диссипации энергии представлена выделением тепла и отходами метаболизма эмбриона. Негэнтропийная составляющая представлена клеточной структурой и биоинформацией организма эмбриона.

Практическая задача состоит в получении доказательства, что энергетическая траектория развития эмбриона и утробного плода удовлетворяет принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

Искомым доказательством может служить линейный вид графика развития эмбриона и утробного плода в координатной сетке брахистохронной бумаги. Для построения графика будем использовать те же данные, по которым строили график на **Рис. 4.2.1.**

На оси ординат брахистохронной бумаги откладываем величину диспропорционированной энергии или пропорциональную ей величину (в абсолютных или относительных единицах).

Если принять, что в процессе роста эмбриона негэнтропийная составляющая диссипации пропорциональна массе образовавшихся клеток, то на оси ординат можно откладывать вес эмбриона в процентах от величины веса при рождении (3717 *г*).

На оси абсцисс – продолжительность беременности (в неделях). Нулевая точка – момент оплодотворения, точка на 43-ей неделе – момент рождения ребенка. График, построенный на брахистохронной бумаге ББ-2, показан на **Рис. 4.2.2**

Вид обоих графиков существенно различается. В координатной сетке брахистохронной бумаги точки располагаются не на плавной кривой, а на ломаной прямой. Чётко выраженный излом (на 35 неделе беременности) разделяет два прямых отрезка.

Напомним, что на брахистохронной бумаге ББ-2 ход самопроизвольного процесса второго диссипативного порядка изображается прямой линией. Любая прямая, независимо от угла её наклона, свидетельствует, что процесс перехода системы из некоторого начального в некоторое конечное состояние следует по траектории, удовлетворяющей принципу кратчайшего времени.

Угол наклона прямой определяется значением термодинамической константы $Ф^{(n+1)}$, характеризующей термодинамические потери в самопроизвольном процессе в данной системе. Изменение угла наклона прямой на графике указывает на скачкообразное изменение значения константы в момент времени когда постепенные изменения внутренней структуры организма эмбриона достигают некоторого порогового значения. Кратко говоря, излом прямой происходит при завершении перехода изучаемой энергетической системы в качественно иное информационно-структурное состояние. Отсюда следует интересный вывод на будущее, заслуживающий детальной проверки:

З*начение константы $Ф^{(n+1)}$ может быть использовано в качестве меры информационно-структурной сложности развивающейся неравновесной системы.*

На Рис. **4.2.2** прямолинейный характер графика с новым значением угла наклона сохраняется на протяжении последующих недель беременности. Таким образом, и после 35-й недели беременности развитие плода протекает в соответствии с принципом кратчайшего времени. Никаких отклонений (наличия которых после 39 недели можно было бы ожидать на основании **Рис. 4.2.1**,) не наблюдается.

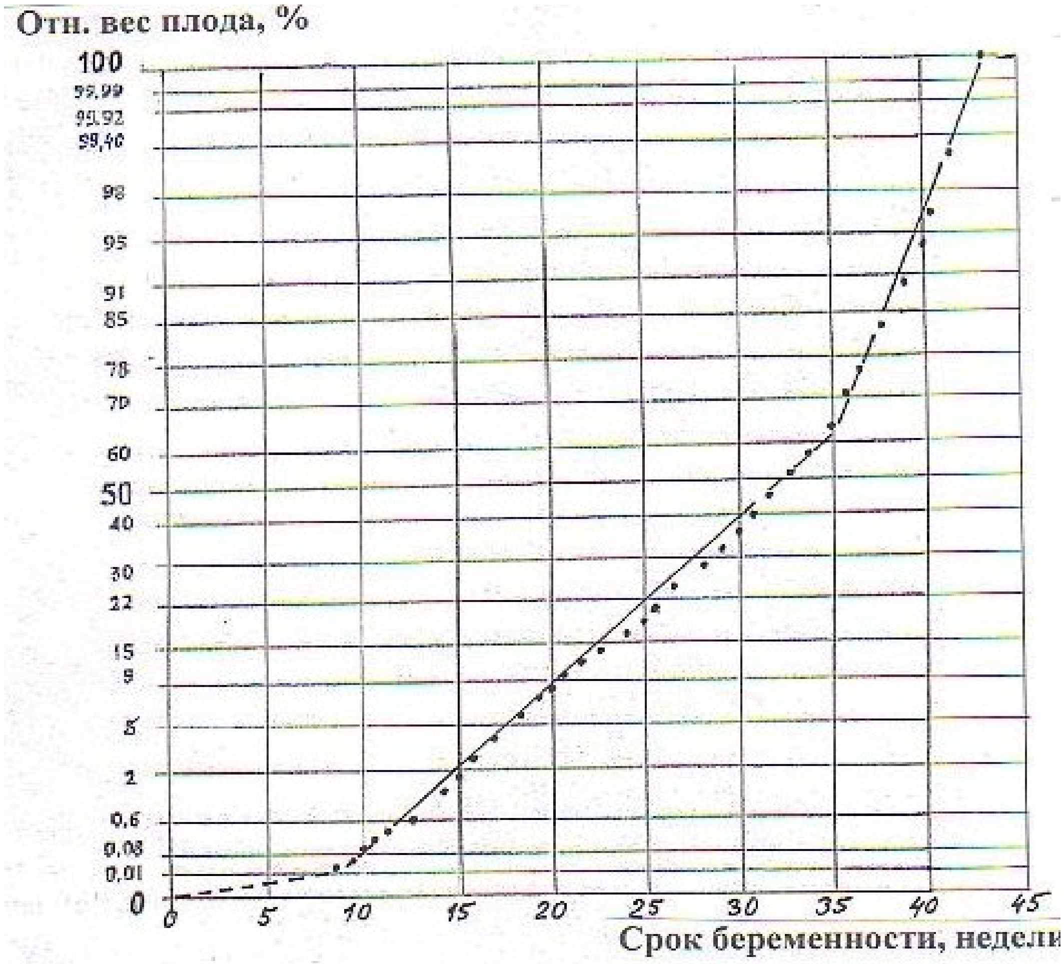

Рис. 4.2.2

График увеличения веса утробного плода в зависимости от продолжительности беременности, построенный на брахистохронной бумаге (ББ-2) по тем же данным, что и **Рис.4.2.1**.

Вообще говоря, график эмбрионального роста на брахистохронной бумаге можно считать состоящим из трех отрезков, наклон которых увеличивается от первого (начального) к третьему. Представляется необходимым разобраться в причинах образования характерных изломов, соответствующих 8-й и 35-й неделям беременности.

Сопоставление графика с данными эмбриологии и акушерства, приведенными в **Табл. 4.2.1**, дает полное объяснение.

Итак, на ранней стадии развития оплодотворённой яйцеклетки происходят акты последовательного деления образующихся клеток, причём клеточное сообщество постепенно изменяет свою форму: на 2-й неделе образуется плоский диск, на 4-й неделе эмбрион приобретает цилиндрическую форму. Затем появляются зачатки внутренних органов и в течение 2 - 3 недель эмбрион демонстрирует черты сходства с далекими биологическими предшественниками. После этого внешняя форма эмбриона приобретает сходство с формой будущего новорожденного существа. Для человека продолжительность эмбриональной стадии развития составляет 8 недель. Именно на 8-й неделе отмечается первый излом графика. К сожалению, в распоряжении автора не нашлось точных данных относительно изменения веса эмбриона на эмбриональной стадии (до 8-й недели беременности). Прямолинейность двух отрезков графика после 8-й недели беременности позволяет предположить, что и начальный отрезок может оказаться линейным.

Таблица 4.2.1

Внутриутробное развитие человеческого организма

Срок беременности	Этапы развития организма
1-я неделя	**Оплодотворенная яйцеклетка (зигота) начинает дробиться и опускается по яйцеводу к матке**
6-7 день	**Зародышевый пузырек (бластула) срастается со слизистой оболочкой матки**
2-я неделя	**Эмбрион начинает обосабливаться от зародышевых оболочек, образуются зачатки скелета, мышц, нервной системы**
5-я неделя	**Четко различаются зачатки головы, хвоста, жаберной щели, рук и ног, длина зародыша около 6 *мм***
7-я неделя	**Появляются грудь и живот, пальцы, развиваются зачатки глаз, длина зародыша около 12 *мм*.**
8-я неделя	**Формируются ушные раковины и лицо, атрофируются зачатки жаберных щелей, зародыш окружен амнионом (водной оболочкой). Эмбрион связан с развивающейся плацентой при помощи пупочного канатика, длина эмбриона 20 *мм*, масса 1 *г***
9-я неделя	**Сформировалось лицо, атрофируется хвост, плод по внешнему виду напоминает человека, длина 30 *мм*,**

	масса 2 *г*
14-я неделя	**Сформировались конечности с пальцами и ногтями**
18-я неделя	**Чувствуется движение плода, слышно биение сердца, кожа плода покрывается тончайшими (пушковыми) волосами (особенно в области бровей и ресниц), длина 190 *мм*, вес 180 *г***
23-я неделя	**Появляются волосы на голове, формируется головной и спинной мозг. Длина плода 300 *мм*, масса 450 *г***
27-я неделя	**Развиваются глаза, длина плода 350 *мм*, масса 880 *г***
32-я неделя	**Преждевременно родившийся плод при правильном уходе может выжить, длина 450 *мм*, масса 2380 *г***
40-я неделя	**Плод полностью сформирован, кожа покрыта первородной смазкой, длина волос на голове достигает 25 *мм*, длина плода 500 *мм*, масса 3250 *г***

Иными словами, есть весомые основания предполагать, что и первый отрезок траектории эмбрионального роста удовлетворяет принципу кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия).

Вот почему пунктирную прямую на участке эмбрионального роста от нулевой точки до 8-й недели беременности следует считать не линейной экстраполяцией графика, а биофизической гипотезой, которая должна быть проверена другими исследователями, желающими совершить научное открытие.

Возможно, энергетические затраты на самой ранней стадии клеточного деления следует характеризовать не изменением веса эмбриона, а изменением какого-то другого параметра.

Период, следующий за эмбриональной стадией, называется фетальным (термин fetus или foetus переводится как «утробный плод») и завершается рождением ребенка. Таким образом, второй излом графика (на 35-й неделе) происходит в средней части фетального периода.

Чем примечательна 35-я неделя беременности?

В период от 9-й до 35-й недели идет формирование всех органов и систем организма. Известно, что утробный плод на стадии развития до 20 – 22 недели (выкидыш) полностью нежизнеспособен вне материнской матки. В период после 22-й недели жизнеспособность плода постепенно повышается. В целом, отрезок прямой на участке от 9-й до 35-й недели соответствует периоду формирования органов и систем утробного плода. Приблизительно, на 35-й – 36-й неделях скорость увеличения веса достигает своего максимума. После 36-й недели скорость начинает снижаться, но в нелинейных координатах брахистохронной бумаги угол наклона третьего отрезка траектории роста увеличен по сравнению с наклоном второго отрезка.

В акушерской практике существует понятие преждевременных родов. К преждевременным относят роды, начиная с 37-й недели беременности. Преждевременно рождённые имеют недостаточный иммунитет Обычные причины смертности: респираторные заболевания, инфекционные заболевания, самопроизвольные кровоизлияния в мозг или лёгкие. Лишь при хорошем уходе жизнеспособными оказываются, примерно, 85%. Очевидно, в период с 36-й по 43-ю недели совершается подготовка систем жизнеобеспечения организма к условиям внеутробной жизни.

Предположительно, в этот период времени посредством физиологического и психологического контакта с организмом матери окончательно устанавливается совместимость организма ребенка с условиями внешней среды и формируется программа, определяющая продолжительность его жизни. Не исключено, что контроль положения точек излома на траектории развития плода мог бы быть использован для прогнозирования здоровья и долголетия. Конечно, для этого необходимо выполнить большой объём специальных исследований.

Кратко подведем итоги.

График на брахистохронной бумаге выявляет неизвестную ранее закономерность эмбрионального роста человека, которая в предположении справедливости закона Геккеля («Развитие эмбриона высокоразвитого организма является укороченным повторением всей предыдущей эволюции животного мира в целом") приводит к гипотезе:

Самопроизвольный процесс внутриутробного развития человека от зачатия до рождения идёт по отрезкам энергетической траектории второго диссипативного порядка, удовлетворяющей принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, совместимой с филогенетическим развитием животного мира, с генетическими особенностями и состоянием организма матери, а также с условиями постнатальной жизни.

Траектория состоит из трёх отрезков, соответствующих трём стадиям развития: клеточному формообразованию эмбриона (1 – 8 недели беременности), формированию внутренних органов и наружных частей тела (9 – 35 недели), подготовке систем жизнеобеспечения плода к постнатальной жизни (36 – 43 недели).

4.2.4 Брахистохронное распределение аммоноидей

Сразу отметим, что все сведения относительно особенностей строения раковины, этапов эволюции и исчезновения аммоноидей, почерпнуты нами из очень содержательной научно-популярной книги В.А. Бердникова [13].

В девонский период, на 170 миллионов лет раньше динозавров, появились первые аммоноидеи - головоногие моллюски с наружной конической известняковой раковиной, свернутой в логарифмическую спираль. Они заселили все моря и океаны, после чего процветали на протяжении 330 миллионов лет, успешно приспосабливаясь ко всем геологическим и климатическим изменениям среды обитания. Но в меловом периоде, примерно 80 миллионов лет назад, аммоноидеи вымерли практически одновременно с динозаврами. От них остались только ракушки в залежах известняка. В третичном периоде кайнозоя (примерно 66 - 2 млн. лет назад) доминирующими формами жизни становятся млекопитающие, птицы, насекомые.

Схематическое изображение раковины аммоноидеи, взятое из указанной выше книги, приведено на **Рис. 4.2.3**. На раковине видны знаменитые лопастные линии (сутура), которые постоянно усложнялись в процессе эволюции. Эти линии, действительно, можно считать знаменитыми, поскольку уже более 100 лет они притягивают внимание биологов как природный маркер эволюционных усовершенствований.

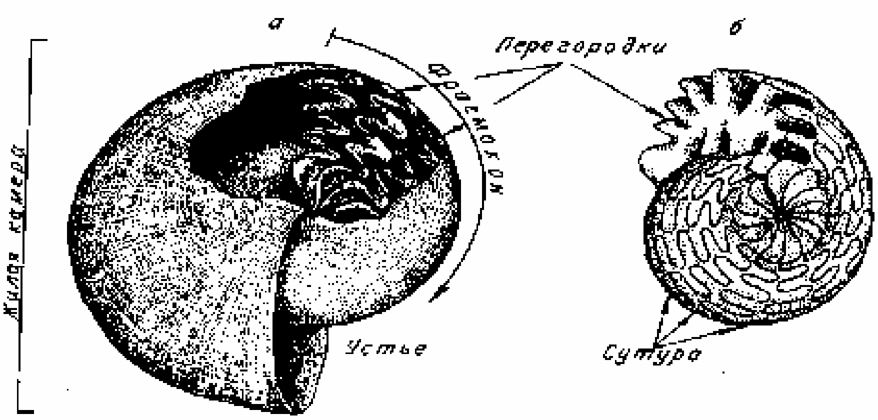

Рис. 4.2.3
Схематическое изображение раковины аммоноидеи [13, рис. 19].

Однако, не все количественные закономерности получили свое объяснение. Остались интересные и важные особенности, которые можно объяснить лишь при помощи термодинамики неравновесного состояния. Но сначала ознакомимся с надежно установленной картиной формирования раковин аммоноидей.

Рис. 4.2.4 дает наглядное представление о последовательном усложнении структуры лопастной линии аммоноидей, живших в разных геологических периодах. В этих линиях удается выявить целую иерархию изгибов. На крупные изгибы первого порядка накладываются более мелкие изгибы второго порядка и т.д. Такая иерархия самоподобных форм, имеющая характер фрактальной структуры, позволяет произвести математическую формализацию.

Каждому изгибу самого высокого порядка приписывается его место в иерархии изгибов. Чем большим числом изгибов обладает лопастная линия, тем выше ее сложность. Усложнение структуры отображает увеличение интенсивности ее функции. Можно сказать, что сложность структуры коррелирует с ее мощностью. Естественно, каждая складка появляется в определенном месте и в определенное время и является следствием "срабатывания" конкретного гена (или группы генов).

Чем больше генов контролирует развитие структуры раковины, тем выше ее морфологическая сложность. Чем выше сложность, тем больше ее относительные размеры и механическая прочность (мощность). При ухудшении среды обитания мощность какой-то рабочей структуры может оказаться недостаточной, поэтому численность вида и его ареал сократятся, и восстановить их будет возможно, лишь усилив мощность лимитирующей структуры, ставшей фактически одной из главных компонент приспособленности.

Тело моллюска находилось в широкой части раковины - так называемой жилой камере, остальная, нежилая часть раковины (фрагмакон) была разделена на герметичные отсеки многочисленными поперечными перегородками из перламутра. Отсеки заполнялись газом с давлением близким к атмосферному. Газ в отсеках был необходим для уравновешивания животного в воде. Точная балансировка обеспечивалась специальным органом - сифоном, пронизывающим все поперечные перегородки.

При погружении на большую глубину наружные стенки раковины подвергались большому гидростатическому давлению воды, способному раздавить пустотелую часть раковины. Поперечные перегородки играли роль крепежных конструкций, работающих на сжатие.

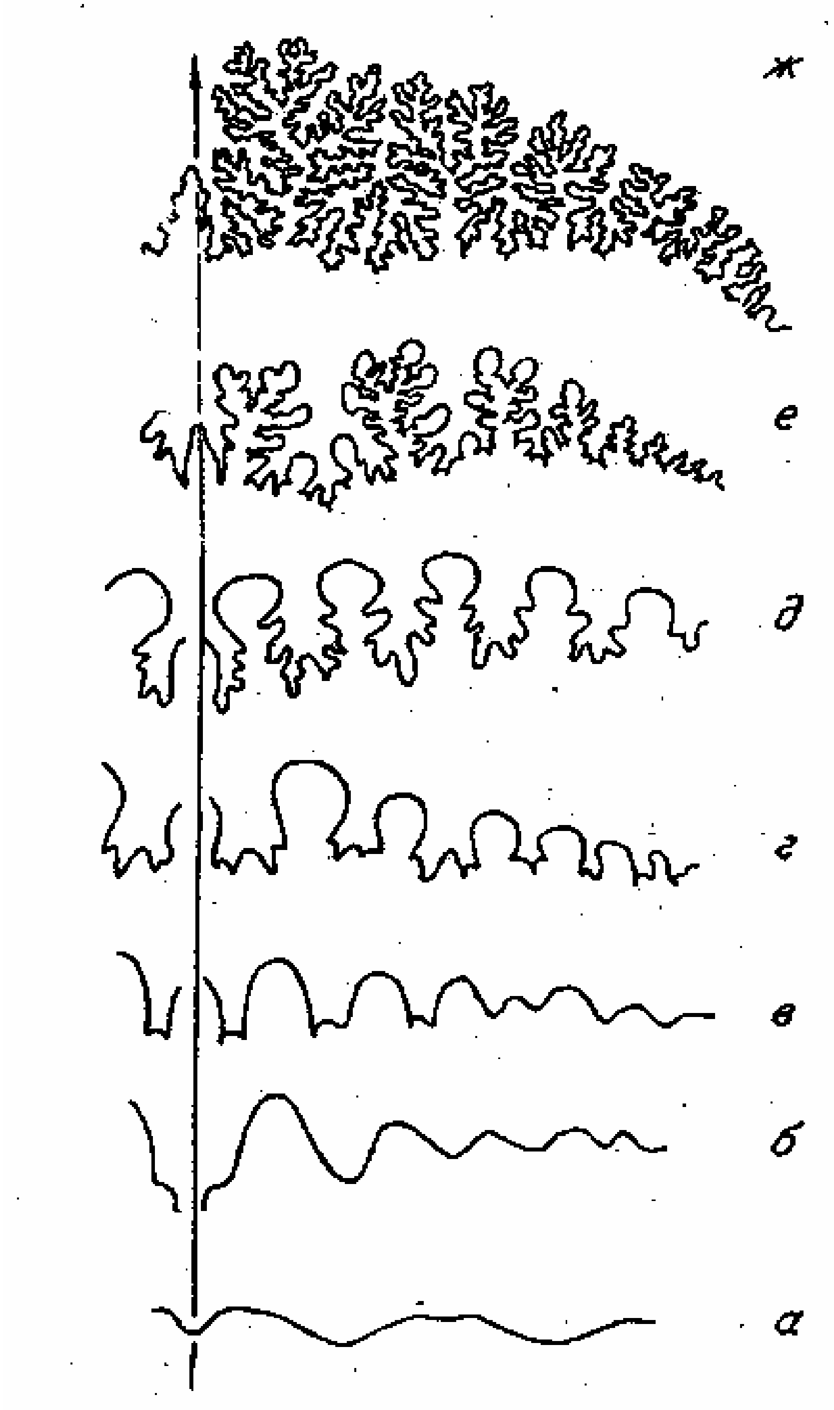

Рис. 4.2.4

Эволюционное усложнение структуры лопастной линии [13, рис. 3]: а, б. в - девон; г - карбон; д - пермь; е - юра; ж - мел.

Напряжение наружной стенки раковины, обусловленное гидростатическим давлением, передавалось на извилистую поперечную перегородку. Линию срастания поперечной перегородки с наружной стенкой раковины разные авторы называют по-разному: лопастная, перегородочная, шовная, сутура.

На протяжении миллионов лет естественный отбор способствовал освоению аммоноидеями все более глубоких слоев мирового океана по мере упрочнения их раковин, иными словами, посредством усложнения структуры лопастной линии. Удлиненная за счет изгибов лопастная линия может принять напряжение с большей площади поверхности, при этом не требуется дополнительной затраты материала на утолщение самой раковины.

Усложнение структуры лопастной линии происходило и в процессе роста каждой отдельной особи (в процессе онтогенеза). Аммоноидеи начинали свой онтогенез с очень маленького яйца диаметром менее 1 мм, из которого вылуплялась личинка - аммонотелла, уже обладавшая раковинкой с двумя перегородками. По мере роста моллюск передвигался ближе к устью и сооружал за собой поперечную перегородку. Последовательность лопастных линий, упорядоченная по возрасту (онтограмма), схематически показана на **Рис. 4.2.5**.

Сопоставляя онтограммы аммоноидей с показанной на **Рис. 4.2.4** картиной усложнения лопастной линии на последоватедьных этапах эволюционного развития, можно заметить, что развитие лопастной линии в онтогенезе повторяет в основных чертах эволюцию лопастной линии в цепочке видов, связанных соотношением предок-потомок). Таким образом, онтограммы лопастных линий могут служить прекрасной иллюстрацией к закону Геккеля ("Онтогенез всякого организма есть краткое и сжатое повторение филогенеза данного вида"), который при рассмотрении эмбриогенеза человека в предыдущем разделе послужил основой для нашей гипотезы, что эволюция всего животного мира идет по энергетической траектории, удовлетворяющей принципам экстремального диссипативного действия и кратчайшего времени.

Посмотрим теперь, каким образом можно количественно проверить выполнение этих принципов в процессе эволюции аммоноидей.

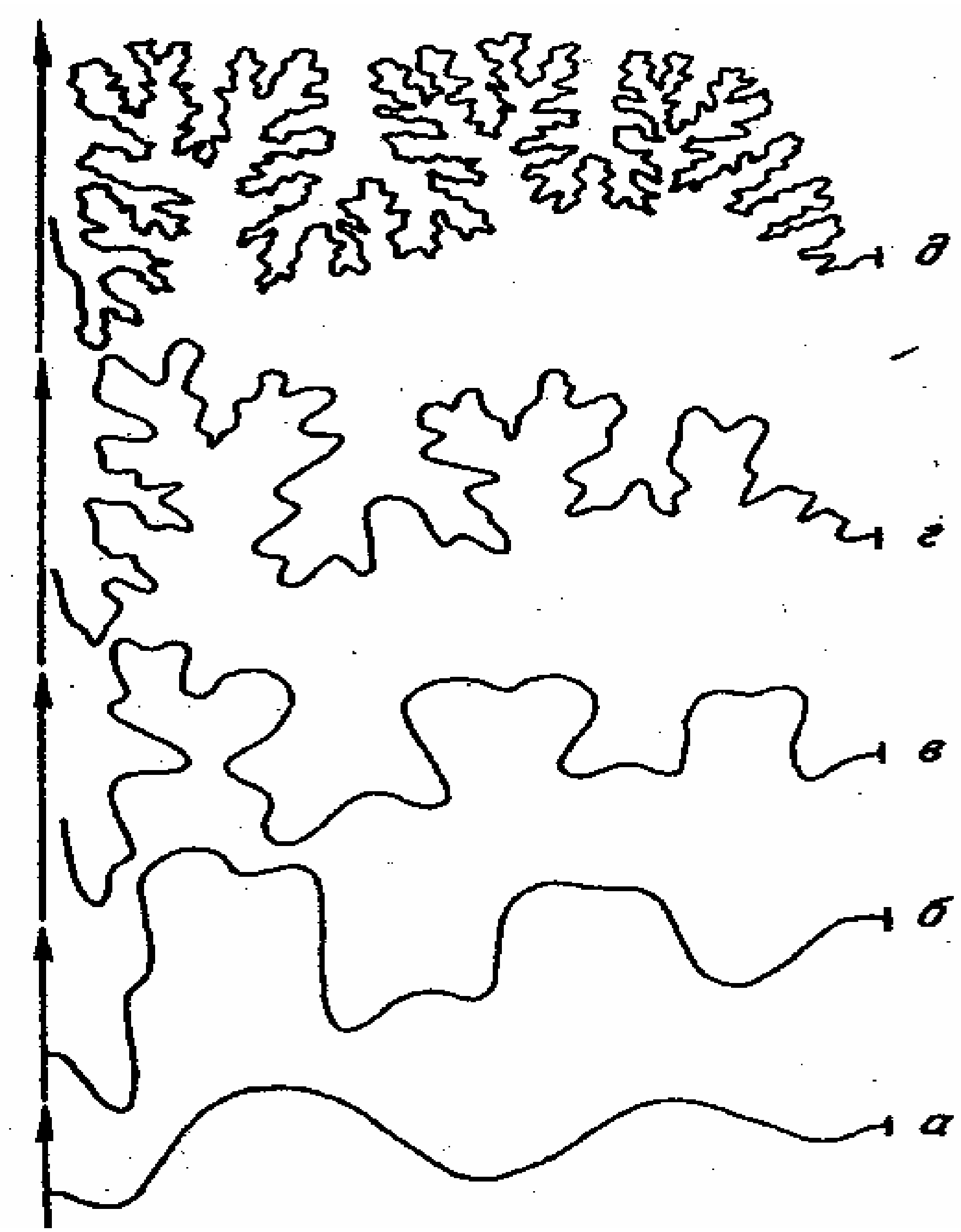

Рис. 4.2.5

Усложнение структуры лопастной линии в ходе индивидуального развития [13, рис. 20]: а, б, в, г, д - последовательные стадии развития.

В книге Бердникова [13] приведены результаты статистической обработки усложнения структуры лопастной линии в процессе эволюции. В качестве меры изогнутости лопастной линии было выбрано отношение l / l_0, где l - длина сутуры, l_0 - длина контура поперечного среза раковинной трубки. Длину, равную l_0, имела бы сутура, если реальную перегородку с ее сложным рельефом заменить плоской пластинкой. Степень изогнутости сутуры (l / l_0) можно считать мерой ее мощности (способности противостоять гидростатическому давлению на стенку раковины). Поскольку естественный отбор "измеряет" величину рабочих структур как бы логарифмической линейкой (так называемые аллометрические соотношения линейных размеров, массы и интенсивности обмена веществ), в качестве меры сложности лопастной линии Z (отображающей также работоспособность против сил гидростатического давления) взята величина логарифма ее изогнутости, т.е. $Z = \ln (l / l_0)$.

Напомним, что статистическую обработку данных начинают обычно с предположения, что случайная величина имеет нормальное (гауссовское распределение). В теории вероятности доказывается, что нормальное распределение возникает в тех случая, когда случайная величина формируется в результате независимого варьирования большого числа слабо действующих факторов. Вся математическая информация о нормальном распределении заключена в двух его независимых параметрах - среднем значении случайной величины и дисперсии. Среднее - это просто среднеарифметическая величина признака. Обозначим операцию усреднения угловыми скобками. Тогда, применительно к распределению аммоноидей, имеем:

$$\langle Z \rangle = (Z_1 + Z_2 + \ldots Z_n)/n, \qquad (4.2.1)$$

где Z_1, Z_2 ... Z_n - величина признака у первой, второй и т.д. особей; n - число особей в выборке.

Дисперсия распределения σ^2 отражает изменчивость особей по величине признака и является, по определению, средним квадратом отклонения величины признака от его среднего значения:

$$\sigma^2 = [\,(Z_1 - \langle Z \rangle)^2 + \ldots + (Z_2 - \langle Z \rangle)^2\,]/n\,. \qquad (4.2.2)$$

Очень часто в качестве меры фенотипической изменчивости используют квадратный корень из дисперсии - так называемое среднеквадратичное отклонение (σ). Для краткости эту величину именуют *сигмой,* по названию греческой буквы σ. Поскольку сигма измеряется в единицах величины самого признака, её удобно использовать в качестве масштаба для оценки отклонения величины признака от среднего значения по популяции. В случае гауссовского (нормального) распределения, доля особей с отклонением от среднего не более одной сигмы составляет 68,2%, двух сигм - 95%, трех сигм - 99,7%.

Как отмечает Бердников, при анализе природных популяций широко используется еще одна мера - коэффициент изменчивости, т.е. безразмерное отношение сигмы к среднему значению. Замечательной особенностью этого коэффициента оказалась его стабильность при переходе от популяции к популяции в пределах одного вида и даже при сравнении популяций разных видов одного рода. Отсюда следует, что между сигмой и средним значением существует связь, близкая к прямой пропорциональности. Однако, такой вывод не согласуется с исходным предположением теории вероятности о независимости двух параметров нормального распределения (среднего и дисперсии).

Причину аномальной взаимосвязи значений сигмы и среднего обычно усматривают в наличии некоторого глубинного фактора, влияющего одновременно на эти параметры. В принципе, такими факторами, могут быть, например, генетические закономерности, управляющие преобразованием наследуемых признаков.

Однако, на наш взгляд, во всех случаях, связанных с переходом биологических систем из начального энергетического состояния в конечное, отмеченная аномалия может свидетельствовать, что распределение исследуемой случайной величины следует описывать не двухпараметрическим гауссовским, а однопараметрическим брахистохронным распределением.

Вернемся теперь к распределению аммоноидей по признаку сложности лопастной линии.

Как показано на **Рис. 4.2.6**, усложнение структуры лопастной линии в процессе эволюции сопровождается согласованным изменением (симбатным увеличением или уменьшением) величин σ и $\langle Z \rangle$ на протяжении четырех геологических периодов (от девона до триаса). Однако, в течение юрского и мелового периодов существенного увеличения средней сложности $\langle Z \rangle$ не произошло, причем согласованность изменений σ и $\langle Z \rangle$ сильно нарушилась.

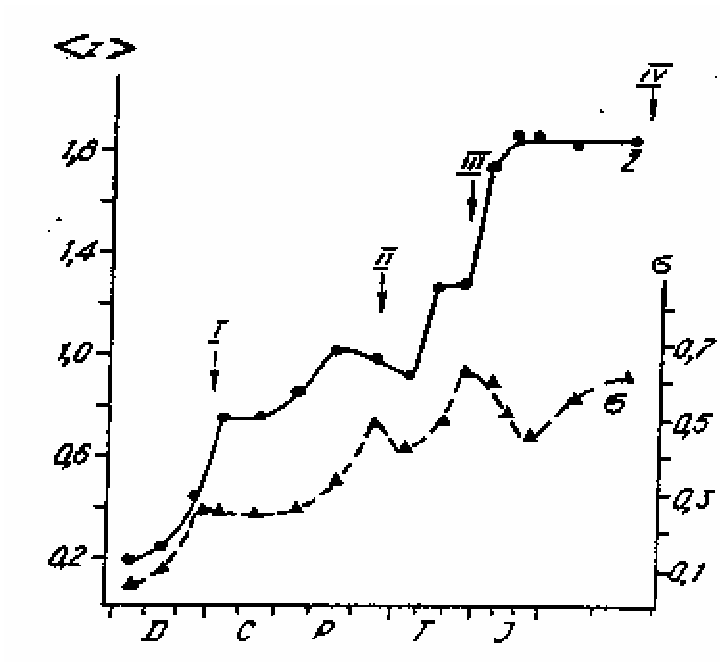

Рис. 4.2.6
Симбатность изменения средней сложности (<Z>) лопастной линии и среднеквадратичного отклонения (σ) по ходу исторического развития [13, рис. 22а].

Согласованность изменений среднего значения и сигмы на протяжении примерно 200 миллионов лет характеризуется очень высоким коэффициентом корреляции (r ≈ 0,98). Фактически взаимосвязь этих параметров близка к линейной (σ/<Z> ≈ 0,35) как это показывает пунктирная прямая на **Рис. 4.2.7** [13, рис. 23].

Однако, сильная положительная корреляция, характерная для интервала эволюции аммоноидей длиной порядка 200 миллионов лет, существенно ослабляется в юрском и меловом периодах. Следует отметить, что потеря корреляции проявляется как резкое уменьшение величины отношения σ/<Z>. Это обстоятельство нуждается в объяснении.

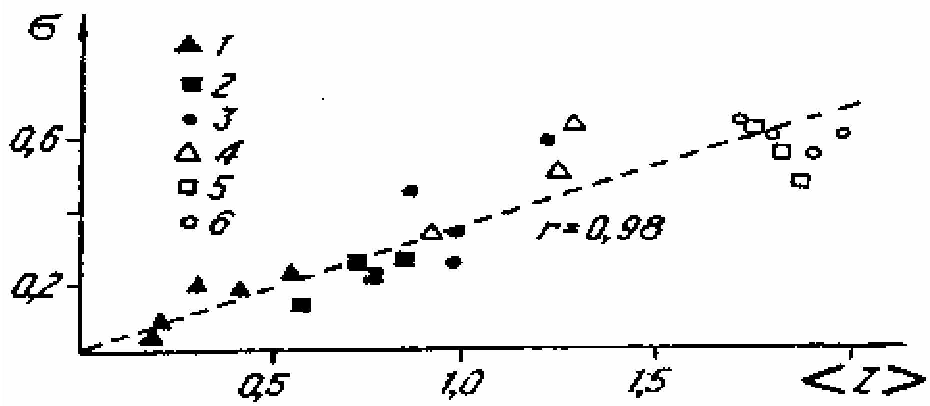

Рис. 4.2.7

Корреляция (r = 0,98) между средним значением <Z> и сигмой (σ) для распределений аммоноидей по сложности лопастной линии [13, рис.23]:

1 - девон; 1 - карбон; 3 - пермь; 4 - триас; 5 - юра; 6 - мел.

Бердников объясняет биологические особенности эволюции аммоноидей на основе концепции мобилизующего отбора [14]. Отбор такого типа обусловлен мутациями, которые каким-либо способом увеличивают число специальных генов лимитирующей структуры. Это может происходить, например, за счет перепрофилирования генов, управлявших ранее развитием другой (не столь важной) структуры организма.

Видимо, к началу юрского периода возможности генетической системы, мобилизующей сутуру, были доведены до предела. Аммоноидеи утратили возможность повышать свою адаптивную способность для компенсации прогрессирующего ухудшения условий обитания и после длительного периода эволюционного "застоя" (порядка 130 млн. лет) полностью вымерли.

Такая модель, как сообщает Бердников, позволила осуществить машинный эксперимент. При сравнении модельных распределений (предполагающих рост среднего числа специальных генов) с реальными распределениями аммоноидей по сложности сутуры отмечается поразительное сходство, которое распространяется даже на пропорциональность среднего значения и сигмы. Отношение σ/<*Z*> быстро увеличивается с увеличением числа шагов модели и затем остается постоянным, сохраняя значение ≈ 0,30, которое, однако, заметно отличается от экспериментально найденной величины ≈ 0,35.

Посмотрим теперь, каким образом можно использовать брахистохронное распределение в приложении к эволюции аммоноидей.

Продолжительность жизни индивидуальных ракушек-аммоноидей ничтожна в сравнении с длительностью геологического периода их обитания. Поэтому их обитание в мировом океане можно представить как последовательность биологических когорт, сменяющих одна другую на протяжении сотен миллионов лет. Суммарный график распределения продолжительности жизни для множества когорт, построенный в координатах нормированного времени τ^*, должен совпадать с формой графика для одной когорты. Согласно данным разделов 3.3 и 3.4, распределение продолжительности жизни в когортах разнообразных живых существ описывается брахистохронным распределением БР-2 и удовлетворяет принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Следовательно, тем же закономерностям должна подчиняться совокупность последовательности многих когорт при условии устойчивости самопроизвольного эволюционного процесса.

Хотя, в большинстве случаев, данные Бердникова относятся к совместной эволюции нескольких видов аммоноидей (т.е. в какой-то мере являются усредненными), это обстоятельство не должно повлиять на те количественные показатели, которые соответствуют нормированному брахистохронному распределению БР-2,.

Теперь мы должны выяснить способы использования параметров <*Z*> и σ для построения теоретических кривых брахистохронного распределения.

Данные, представленные Бердниковым [13], показывают, что зависимость средней сложности сутуры <*Z*> от времени можно удовлетворительно аппроксимировать отрезками прямой на значительных отрезках времени. Поэтому при построении нормированного графика брахистохроны можно было бы откладывать на оси абсцисс значения <*Z*>, пропорциональные отрезкам нормированного времени существования когорт аммоноидей $\tau^*(0, 2\pi)$.

Как мы уже знаем, на ординате брахистохронного графика нужно откладывать величину, равную или пропорциональную доле энергии, диссипированной при самопроизвольном переходе системы из начального в конечное состояние. Если предположить, что величина диссипированной энергии пропорциональна количеству дискретных элементов системы, то в качестве энергетического параметра можно использовать долю (%) особей, характеризующихся определенным интервалом значений исследуемого признака.

Но имеется и иной, более простой, способ проверки выполнения брахистохронного распределения БР-2, основанный на сходстве средней части интегральной кривой БР-2 с интегральной прямой нормального распределения.

При условии правильного выбора энергетического параметра, нормированные брахистохронные распределения различного диссипативного порядка, построенные в координатах вероятностной бумаги, могут быть охарактеризованы определенными значениями сигмы (σ) нормального распределения при фиксированном значении средней (μ). В разделе 3.3 было показано, что в случае брахистохронного распределения БР-2 значение **σ/μ ≈ 0,38** характерно для средней части интегральной кривой, занимающей, по меньшей мере, 60% по длине оси нормированного времени. Если построить график зависимости (σ) от величины (μ) для множества выборок из брахистохронных распределений БР-2, то получим кривую, большую часть которой можно аппроксимировать прямой с тангенсом угла наклона, близким к 0.38. Но если выборки соответствуют начальным и конечным участкам распределения БР-2, то значения сигмы будут уменьшаться до нуля по мере приближения к начальной и конечной точкам. Кстати сказать, на **Рис. 4.2.7** действительно заметна тенденция к снижению значений $\sigma/\langle Z\rangle$ ближе к началу и концу периода существования аммоноидей.

Значение σ/μ = 0,38 для средней части брахистохроны второго диссипативного порядка можно считать совместимым с данными Бердникова. Это подтверждает **Рис. 4.2.8,** на котором показан тот же график, что и на **Рис. 4.2.7**, но дополненный теоретической прямой (сплошная линия), соответствующей значению **$\sigma/\langle Z\rangle = 0,38$.**

Теоретическая прямая **$\sigma/\langle Z\rangle = 0,38$** расположена немного выше аппроксимирующей прямой из книги Бердникова (обозначенной пунктиром), которая определена на всей совокупности имеющихся точек и поэтому соответствует заниженному значению $\sigma/\langle Z\rangle \approx 0,35$. Если принять во внимание это обстоятельство, то совпадение экспериментальных данных [13] с брахистохронным распределением БР-2 следует признать очень хорошим.

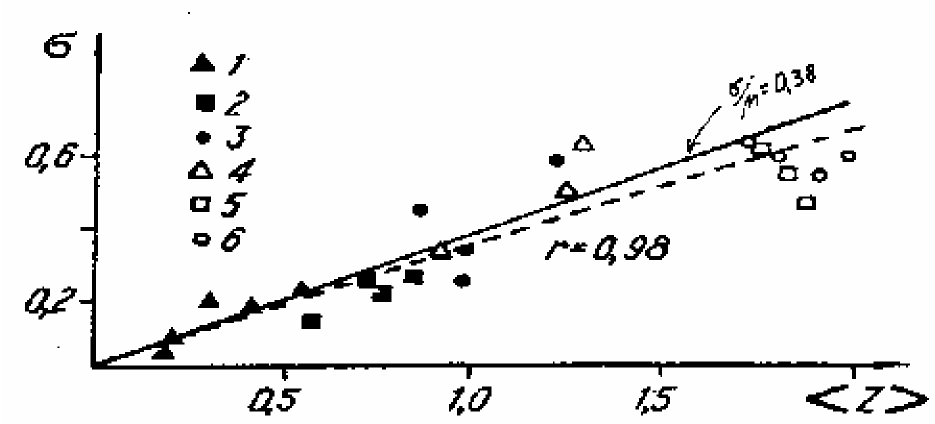

Рис. 4.2.8.

Тот же график, что на **Рис. 4.2.7**, но дополненный теоретической прямой (сплошная линия) σ/μ = 0,38, соответствующей брахистохронному распределению второго диссипативного порядка.

Подводя итоги, можно с достаточной уверенностью утверждать:

Развитие лопастной линии аммоноидей, живших сотни миллионов лет назад, шло по той же брахистохроне 2-го диссипативного порядка, которая наблюдается в наше время при старении лабораторных животных и человека. В юрском и меловом периодах значения **σ/<Z>** *опустились намного ниже величины* **0,38,** *что характерно для финишной части интегральной кривой БР-2.*

Вообще говоря, можно ожидать. что брахистохронные распределения для ископаемых форм жизни очень ранних геологических периодов могут отличаться по значениям диссипативного порядка от распределений, характерных для последних стадий эволюции. Теория допускает возможность, что хронологическая последовательность эволюционных брахистохронных распределений могла бы соответствовать последовательности значений диссипативного порядка 4 → 3 → 2.

Конечно, всё сказанное выше нуждается в серьезной проверке и уточнении со стороны биологов и палеонтологов, имеющих, вероятно, достаточно данных, пригодных для сопоставления с брахистохронными распределениями. Перейдем теперь к проблеме прогрессивной эволюции.

4.2.5 Прогрессивная эволюция

Хотя обсуждение вопросов эволюционного прогресса - обычное дело в биологической литературе, понятие "прогрессивная эволюция" не является общепринятым. По этой причине постоянно возникает необходимость в уточнении смысла, который разные авторы вкладывают в понятие прогрессивной эволюции. В обзорной статье Б.М. Медникова [15] цитируется мнение Н.В. Тимофеева-Ресовского:

"... пока нет не то что строгого или точного, но даже мало-мальски приемлемого, разумного, логичного понятия "прогрессивной эволюции".

Многие последовательные дарвинисты считают термин "прогрессивная эволюция" излишним вследствие тех концептуальных трудностей, которые возникают при попытках согласования идеи предопределенной направленности эволюции с вероятностным механизмом дарвиновского естественного отбора. Зачастую используется утверждение, что эволюция принципиально непредсказуема, так как мутационный процесс, поставляющий материал для отбора и эволюции, слагается из индивидуальных непредсказуемых событий.

Однако, этот довод совершенно не выдерживает критики: достаточно напомнить об экспериментах, приведенных выше (разделы 2.2, 3.3, 3.4, 3.5), которые наглядно показывают, как из совокупности индивидуально непредсказуемых случайных событий, происходящих как на микро-, так и на макроуровне, формируется теоретически предсказуемая траектория суммарного самопроизвольного процесса.

Данные палеонтологических раскопок убедительно свидетельствуют о реальности процесса усложнения состава фауны и флоры на больших отрезках времени. Естественно, возникает вопрос о закономерностях этих изменений, о возможности рассматривать совокупность последовательных изменений как проявление какого-то единого эволюционного механизма.

Концептуальные трудности с термином "прогрессивная эволюция" неудивительны: до сих пор неизвестен постоянно действующий фактор (внутренний или внешний относительно отдельных организмов и независимый от дарвиновского естественного отбора), который мог бы объяснить тенденцию к возникновению всё более сложных форм жизни на всех уровнях биологических систем.

Жан Батист Ламарк (1744 - 1829), предшественник Чарльза Дарвина, разработал первую целостную концепцию эволюции живой природы. По Ламарку, все виды животных и растений постоянно изменяются и усложняются по строению организма как в результате воздействий внешней среды, так и в силу присущего живым существам стремления к совершенству. Однако, представление о существовании в живых организмах особых сил, отличающихся от сил и законов остального физического мира, не получило экспериментального подтверждения. Поэтому учение Ламарка оказалось неспособным конкурировать с теорией естественного отбора Чарльза Дарвина.

Чарльз Дарвин сформулировал общебиологический принцип естественного отбора по приспособленности к условиям внешней среды в 1859 году. Сама по себе, изменчивость организмов не подлежит сомнению. В дополнение к многочисленным лабораторным экспериментам наша повседневная жизнь предоставляет неопровержимые доказательства. Речь идет о самопроизвольном появлении устойчивых к антибиотикам бактерий, резистентных к инсектицидам насекомых-вредителей, устойчивых к гербицидам сорняков, нечувствительных к ядам крыс и т.д. Однако, возникновение приспособленности к изменениям внешних условий не объясняет тенденции к усложнению организмов на протяжении сотен миллионов лет, т.е. не объясняет возникновения последовательности, которая, в самых общих чертах, имеет вид линейной схемы:

бактерии - медузы - ракушки - насекомые - рыбы - земноводные - пресмыкающиеся - птицы - млекопитающие - человек.

Об этой ситуации сказано очень образно [16]: "Почему в ходе эволюции ДНК создала для своего собственного воспроизводства трубкозубов и людей, тогда как бактерии и другие простые организмы, казалось бы, могут не хуже служить для этой цели?"

Неявно выраженный смысл этого вопроса сводится не только к скепсису относительно способности дарвиновского естественного отбора управлять ходом эволюции, но и к намеку, что на надвидовом уровне может существовать особая направленность или тенденция развития организмов ("прогрессивная макроэволюция"), определяющая последовательность возникновения и способы отбора жизнеспособных форм.

После работ А.Н. Северцова, который ввел понятия биологического и морфофизиологического прогресса, стало понятно, что "биологический прогресс" далеко не всегда совпадает с интуитивным пониманием прогрессивной эволюции в форме "больше, выше и сложнее".

Биологический прогресс, понимаемый как успехи в борьбе за существование (увеличение численности, расширение ареала обитания, рост числа разновидностей), не обязательно связан с увеличением сложности строения и организованности живых систем. Поэтому признаки биологического прогресса наблюдаются и на примере многих бактерий, простейших и паразитов.

Северцов установил два основных направления, которыми достигается биологический прогресс: 1) ароморфоз - повышение общей энергии жизнедеятельности взрослых потомков; 2) идиоадаптация - частное приспособление к условиям существования при сохранении постоянства общей энергии жизнедеятельности.

С точки зрения принципа экстремального диссипативного действия можно усмотреть, что ароморфоз соответствует максимизации, а идеоадаптация - минимизации диссипативного действия. Однако, доказанная палеонтологией тенденция к эволюционному усложнению организмов не получила исчерпывающего объяснения в работах Северцова.

Заметим, что и человек, как биологический вид, выпадает из схемы Северцова, поскольку прогрессивная эволюция человека характеризуется не столько изменением общей энергии жизнедеятельности организма взрослых потомков (причем, вероятнее всего, в сторону понижения), сколько увеличением скорости диссипации свободной энергии внешней среды. .

Если принять, что человек - исключение из общебиологической схемы прогрессивной эволюции, то рушится вся концепция эволюционного прогресса. Методологически это неприемлемо. Следовательно, смысловые рамки термина "эволюционный прогресс" должны быть расширены далеко за пределы морфофизиологического прогресса, чтобы предлагаемый качественный или количественный критерий прогрессивной эволюции был бы пригоден и для человека.

Для эволюционных процессов, касающихся всех организмов Земли, предложен термин "мегаэволюция" [17, 18]. Такой подход включает в себя рассмотрение биогеоценозов, водных биоценозов, человеческой цивилизации, органического мира как единого целого, т.е. всей биосферы в целом. Человеческая цивилизация должна играть роль связующего звена при переходе от рассмотрения макроэволюции организмов к мегаэволюции биосферы. Биосфера - это часть атмосферы, гидросферы и литосферы, строение и состав которой связаны с жизнедеятельностью организмов.

Основные проявления и особенности феномена прогрессивной эволюции, которые должны быть объяснены теоретической биологией, хорошо сформулированы в работе Маленкова [19]. В сокращенном изложении они выглядят следующим образом:

- В ходе эволюционного развития последовательно возникают систематические группы, представители которых наделены свойствами, отсутствовавшими у ранее живших организмов, что позволяет им осваивать принципиально новые экологические ниши.
- Этапам эволюционного процесса соответствует появление и формирование определенного иерархического уровня организации живого. Для появления нового уровня требуется информационная мощь всего предшествующего этапа и экологические условия, подготовленные жизнедеятельностью организмов предыдущего уровня сложности.
- Усложнение и качественное изменение организма (фенотип) в ходе прогрессивной эволюции происходит на основе возрастания на порядки объема генетической информации и появления более сложных иерархически организованных программ индивидуального развития.
- Прогрессивная эволюция протекает с ускорением, о чем свидетельствует сокращение интервалов времени, разделяющих появление новых прогрессивных групп.
- С энергетической точки зрения, прогрессивные группы организмы отличаются от ранее существовавших значительно большей неравновесностью своего гомеостаза, значительно большим (из расчета на единицу массы) резервом свободной энергии. Например, удельная свободная энергия амебы в 400 раз меньше, чем удельная свободная энергия организма человека. Качественные скачки удельного энергетического потенциала являются необходимым условием и важнейшей стороной крупных ароморфозов.

Энергетической трактовке прогрессивной эволюции животных посвящена фундаментальная монография А.И. Зотина и А.А. Зотина [18], завершающая серию работ А.И. Зотина с соавторами по построению термодинамических основ теоретической биологии. Прогрессивная эволюция определена как развитие с удалением от состояния равновесия.

Важный общий вывод работы [18] состоит в том, что биоэнергетический прогресс животного мира перерастает в энергетический прогресс человеческой цивилизации, который, с термодинамической неизбежностью, приводит к необходимости освоения человечеством сначала близлежащего, а потом и все более удаленного от Земли космического пространства. Биоэнергетический прогресс и, в конечном счете, возникновение разумных существ и мощных цивилизаций, способных влиять на процессы в неравновесной Вселенной, оказываются звеньями механизмов, обеспечивающих ускорение движения Вселенной к состоянию равновесия.

А.И. Зотин и А.А. Зотин [18] отмечают ограниченную годность линейной термодинамики неравновесных процессов в приложении к проблеме прогрессивной эволюции и преодолевают трудности всеми возможными способами: вводят поправки к равновесной функции состояния (энтропии) для распространения ее на существенно неравновесные процессы; используют эвристически провозглашенный принцип наискорейшего спуска с неизвестными границами применимости и не имеющий количественной интегральной формулировки; принимают сомнительный постулат эволюции к равновесию по экспоненциальной траектории, недоступный для экспериментальной проверки и противоречащий принципу наискорейшего спуска; используют недоказуемое предположение о диспропорционировании энтропии; без достаточных обоснований вводят параметрическое время в явном виде в термодинамические уравнения и т.п.

Заметим при этом, что отмеченные нестрогости в теоретических обоснованиях имеют и положительный смысл, т.к. ясно указывают на давно назревшую потребность в решении таких теоретических проблем, как диспропорционирование диссипированной энергии, выяснение физической природы негэнтропийного фактора, количественная формулировка интегрального вариационного принципа для отбора действительной траектории эволюционного процесса.

Наличие трудностей с теоретическими обоснованиями потребовало от авторов большой осторожности как при выборе подходящего количественного критерия прогрессивной эволюции, так и в обобщающих формулировках по результатам работы. Следует отметить, что авторы [18] сумели избежать крайностей и не допустили отрыва от экспериментальной достоверности, сосредоточившись на обосновании критерия эволюции.

В качестве критерия эволюции была очень удачно выбрана величина удельного стандартного или основного обмена (коэффициент "*а*" с размерностью *мВт*/*г*, взятый из аллометрических зависимостей тепловыделения от массы тела), которая соответствует интенсивности дыхания (скорости потребления кислорода), пересчитанной на массу организма 1 *г*, при потреблении кислорода в спокойном состоянии при $20^{o}C$ в случае холоднокровных животных и в термонейтральной зоне в случае теплокровных животных.

Относительно критерия эволюции можно добавить, что авторы [18] ссылаются на работы Ивлева и Дольника [20, 21], в которых представления Северцова об эволюционном смысле повышения общей энергии жизнедеятельности организмов отождествлены с повышением стандартного или основного обмена. Хотя критерий эволюционного прогресса, использованный Ивлевым и Дольником, не получил широкого признания, у авторов [18] не было сомнений, что он может быть положен в основу количественной характеристики такого направления прогрессивной эволюции, как биоэнергетический прогресс.

Тенденция усиления энергетического обмена по мере протекания биологической эволюции отчетливо выявляется при сопоставлении стандартного обмена той или иной группы животных с временем появления этой группы в палеонтологической летописи [22]. В процессе эволюции происходило последовательное появление животных со всё более высоким уровнем стандартного обмена, следовательно, увеличивались энергетические возможности организма.

В конечном счете, имевшийся термодинамический инструментарий оказался достаточным, чтобы уверенно подтвердить наличие прогрессивной эволюции в животном мире и оценить скорость этого процесса. Общая гипотетическая картина эволюционного прогресса в биосфере Земли, в человеческой цивилизации и в масштабах Вселенной предстаёт перед читателем как неисчерпаемый объект будущих исследований и источник многих возможных открытий.

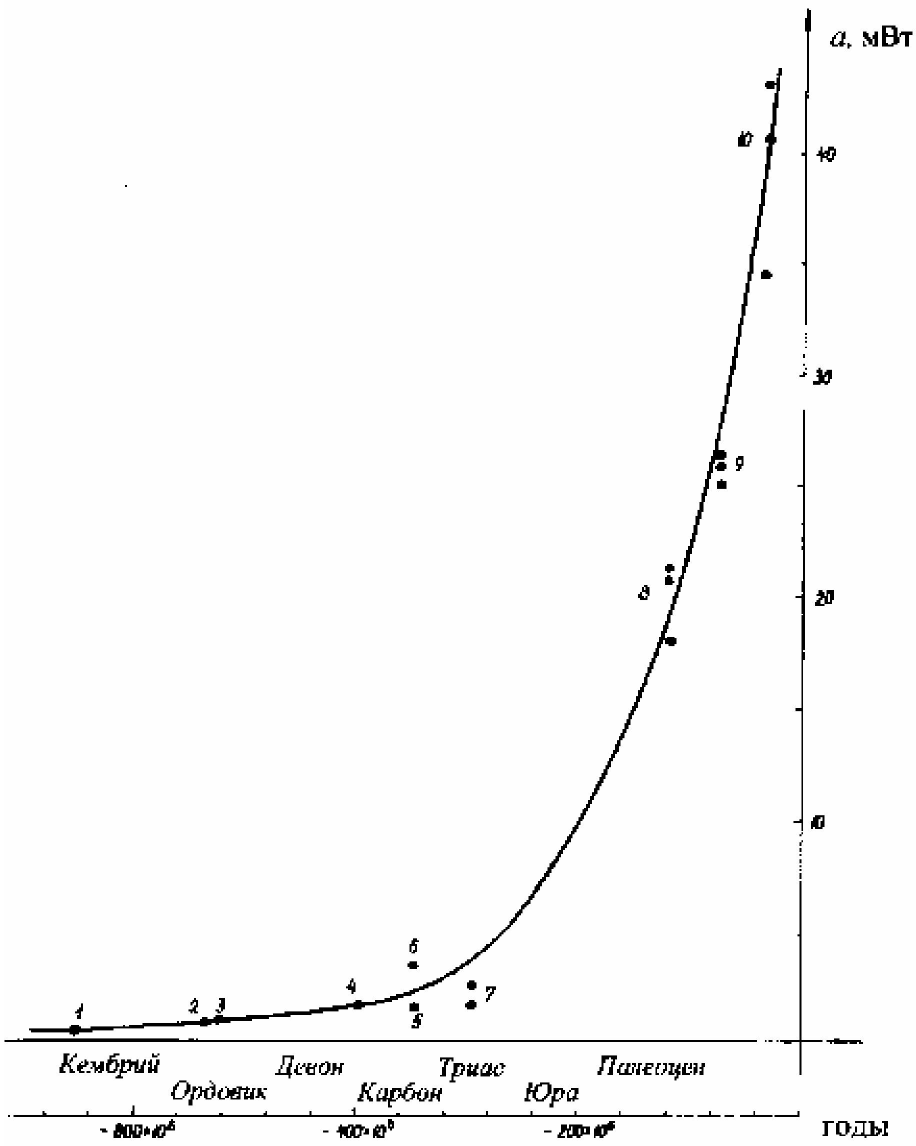

Рис. 4.2.9.

Изменение сопоставимого стандартного обмена (коэффициент ***a***) в процессе биологической эволюции в разных группах животных [18, рис. 6]: 1 - гидры, медузы, кораллы: 2 - крабы, креветки; 3 - моллюски; 4 - костистые рыбы; 5 - амфибии; 6 - насекомые; 7 - пресмыкающиеся; 8 - млекопитающие; 9 - птицы; 10 - воробьиные.

С уверенностью можно сказать, что количественные данные по стандартному обмену, приведенные в работе [18], могут служить прочной основой для выбора направлений дальнейших исследований.

Обобщенная картина прогрессивной эволюции представлена в монографии в виде графика [18, рис.6]. Мы воспроизводим этот график на **Рис. 4.2.9.** Виден крутой подъем, начавшийся приблизительно 400 млн. лет назад, когда появились основные группы современных животных. По первому впечатлению, график похож на экспоненту, но фактически не совпадает с ней. Количественной обработки кривой авторы [18], видимо, не предпринимали.

Представляет интерес сопоставить эмпирическую траекторию прогрессивной эволюции, представленную на **Рис. 4.2.9** с траекторией, построенной при помощи уравнений термодинамики неравновесного состояния для аппроксимации тех же экспериментальных точек.

В качестве исходного берем уравнение траектории самопроизвольного процесса в общем виде:

$$\boldsymbol{\Phi = \Phi^{(n+1)} \cdot \tau^{n+1} / (n + 1)! \,\Big|_{\Phi^{(n+1)} = \mathrm{const}}}, \qquad \textbf{(1.4.5)}$$

где Ф - потенциал неравновесного состояния, взятый с размерностью мк*Дж/г*; принята нормировка $\Phi_{РАВН} = \Phi_{МС} = 0$, где $\Phi_{МС}$ – потенциал метастабильного состояния; $\tau = (t_{РАВН} - t) = (t - t_{МС})$ - термодинамическое время, имеющее смысл отрезка времени, отделяющего неравновесное состояние от конечного равновесного или от начального метастабильного состояния; n = 1, 2, 3.... - диссипативный порядок траектории самопроизвольного процесса, численное значение которого в каждом отдельном случае подлежит экспериментальному определению или подтверждению.

Для саморазвивающегося процесса, каким является биологическая эволюция, принимаем значение n = 3, при котором величина негэнтропийной составляющей диспропорционирования свободной (работоспособной) энергии количественно превышает величину энтропийной составляющей. Уравнение (1.4.5) приобретает вид

$$\boldsymbol{\Phi = \Phi^{(4)} \cdot \tau^4 / 4!}, \qquad \textbf{(4.2.3)}$$

где четвертая производная потенциала по термодинамическому времени $\Phi^{(4)}$ есть величина постоянная на всей траектории или на отрезках траектории.

Учитывая полученное в разделе 4.1 соотношение

$$\boldsymbol{T\Delta S^{**}/-\Delta\Phi = \beta/\alpha = 2/n}, \qquad \textbf{(4.1.12 б)}$$

переписываем **(4.2.3)** в виде

$$\boldsymbol{T\Delta S^{**} = \Phi^{(4)}\cdot\tau^4/36}. \qquad \textbf{(4.2.4)}$$

Принимая во внимание, что интенсивность удельного основного (стандартного) обмена отождествляется с производством энтропии в единицу времени, записываем

$$\boldsymbol{a = T\cdot(dS^{**}/dt)}. \qquad \textbf{(4.2.5)}$$

Далее, дифференцируем уравнение (4.2.4) по времени, подставляем величину ***a*** в левую часть, после чего извлекаем корень третьей степени из обеих частей и в итоге получаем удобное для построения графика уравнение

$$\boldsymbol{a^{1/3} = -0{,}4807\Phi^{(4)1/3}\cdot(t - t_{MC})}, \qquad \textbf{(4.2.6)}$$

где t - время при обратном отсчете (t = 0 - текущий момент настоящего времени); t_{MC} - константа, имеющая формальный смысл момента времени выхода системы из исходного метастабильного состояния (т.е. момента зарождения жизни) при обратном отсчете времени от сегодняшнего дня в млн. лет.

Впервые полученное количественное уравнение (4.2.6) можно назвать уравнением прогрессивной биоэнергетической эволюции животных, удовлетворяющей принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.

График на **Рис. 4.2.10,** построенный нами в соответствии с уравнением (4.2.6) по точкам, взятым из работы [18 рис.6], хорошо аппроксимируется прямой с изломом, соответствующим моменту времени около 300 млн. лет назад. Как и на исходном **Рис. 4.2.9,** явно выпадает только точка 6 - насекомые. Весь процесс прогрессивной эволюции животного мира на протяжении ≈650 млн. лет характеризуется двумя значениями постоянной $\boldsymbol{\Phi^{(4)}}$**,** равными по порядку величины, соответственно, $\approx 3{,}9\cdot10^{-6}$ мкВт/(млн. лет)^4 для пологого и $\approx 5{,}2\cdot10^{-3}$ мкВт/(млн. лет)^4 для крутого отрезка траектории.

Полученный результат настолько интересен, что заслуживает перепроверки и уточнения по мере накопления данных об интенсивности удельного основного обмена для возможно более широкого круга представителей животного мира.

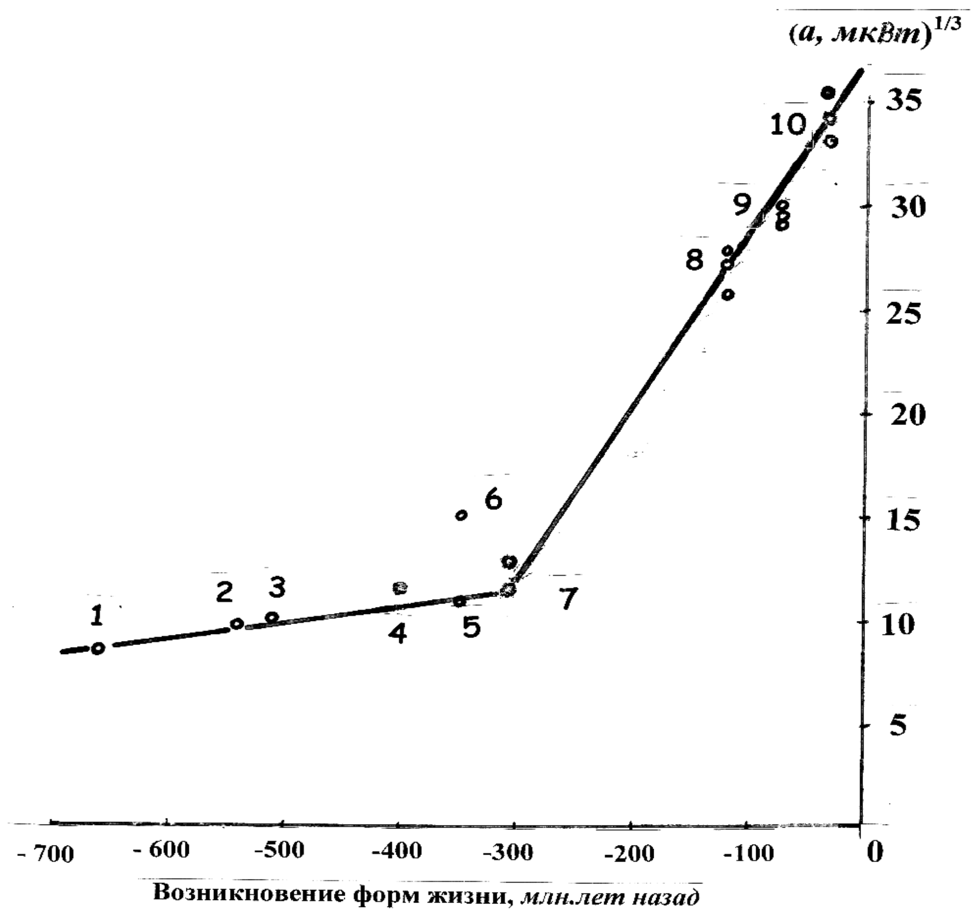

Рис. 4.2.10

График биоэнергетической эволюции животных построенный по уравнению (4.2.6), удовлетворяющему принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Точки на графике соответствуют экспериментальным данным предыдущего рисунка **Рис**. **4.2.9,** взятого из книги [18, рис.6].

Линейность графика является не только прямым подтверждением принадлежности биоэнергетической эволюции животных к процессам третьего диссипативного порядка, но и серьезным аргументом в пользу общего предположения, что движущим и направляющим началом саморазвивающегося процесса земной и внеземной жизни является количественное преобладание негэнтропийной составляющей относительно энтропийной составляющей при диспропорционировании свободной энергии.

Отметим также более высокую информативность полученного графика на **Рис. 4.2.10** по сравнению с исходным на **Рис. 4.2.9**. Характер расположения экспериментальных точек на пологом участке траектории даёт возможность экстраполировать прямую до пересечения с осью времени в точке t_{MC} = 1,8 млрд. лет назад.

Известно, что первые формы жизни (клетки без ядра, но имеющие нити ДНК), напоминающие нынешние бактерии и сине-зеленые водоросли, появились на планете около 3 млрд. лет назад.

На следующем этапе (приблизительно 2 млрд. лет назад) возникли одноклеточные организмы с ядром. Примерно 1 млрд. лет назад появились первые многоклеточные организмы.

Из изложенного следует, что экстраполированное значение (1,8 млрд. лет назад) имеет биофизический смысл датировки возникновения энергетического обмена с уровнем, характерным для одноклеточных организмов с ядром (простейших), к числу которых относятся нынешние амебы.

Биофизический смысл излома на уровне 300 млн. лет назад достаточно ясен: постепенное накопление структурных изменений в организмах привело к скачкообразному изменению скорости роста интенсивности основного (стандартного) обмена. Это - проявление общей закономерности, состоящей в том, что излом траектории самопроизвольного процесса соответствует завершению постепенного перехода изучаемой системы в качественно иное состояние.

Например, изменения угла наклона прямой на **Рис. 4.2.2** показывают, что постепенные изменения внутренней структуры в процессе развития эмбриона приводят к скачкообразному изменению коэффициента термодинамических потерь при переходе к следующему этапу развития.

4.2.6 Движущая сила эволюции и видообразования

Наша предположение, что принципы кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия являются постоянно действующими факторами эволюции и естественного отбора, определяющими направленность и темпы эволюции, подтверждено количественно путем обработки литературных данных по эмбриональному росту, по эволюции лопастной линии аммоноидей и по биоэнергетической эволюции животных.

Показано, что данные, взятые из публикаций других авторов для сопоставления с теоретическими уравнениями термодинамики неравновесного состояния, могут быть успешно обработаны, по меньшей мере, тремя различными способами:

1. Путем анализа изменений параметра, пропорционального значениям потенциала неравновесного состояния Φ (вес эмбриона);
2. Сравнением значения параметра $\sigma/\mu = 0{,}38$ для брахистохронного распределения БР-2 с эмпирическим значением $\sigma/\langle Z \rangle$ (статистическое распределение лопастной линии аммоноидей);
3. Путем анализа значений какого-либо параметра, пропорционального первой производной прироста энтропии по времени (биоэнергетическая эволюция животных).

Эволюция представляет собой сопряженный процесс энергетического и информационного развития биологических систем различного уровня, от молекулярного (ДНК) до глобального (биосфера). Полученные нами результаты относятся к различным проявлениям биоэнергетического прогресса. Мы уже можем дать содержательный ответ на ранее упомянутый вопрос [16]: "Почему в ходе эволюции ДНК создала для своего собственного воспроизводства трубкозубов и людей, тогда как бактерии и другие простые организмы, казалось бы, могут не хуже служить для этой цели?"

Дело в том, что ход биологической эволюции удовлетворяет принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия, которые не допускают самопроизвольной остановки эволюционного процесса на каком-либо промежуточном этапе, поскольку требуют возможно более полного использования всех видов доступной свободной энергии за кратчайшее время, совместимое со свойствами неравновесных биосистем. Как показывает график на **Рис. 4.1.10**, бактерии и другие простые организмы, созданные для этой цели (а не только для воспроизводства собственной ДНК), справляются с поставленной задачей значительно хуже, чем более сложные организмы и человек.

Указанные принципы управляют ходом эволюции на надорганизменном уровне, порождая определенные тенденции в развитии организмов и определяя последовательность возникновения и способы отбора жизнеспособных форм. **С достаточным основанием можно утверждать, что траектории биологической эволюции детерминированы принципами термодинамики неравновесного состояния**. Это обстоятельство существенно расширяет круг вопросов, относящихся к дискуссионной проблеме детерминированности эволюционных траекторий условиями жизни [23].

Относительно проблемы отсутствия промежуточных форм можно сказать следующее. Эволюция живых организмов описывается экстремально выделенными дискретными энергетическими траекториями, на которых нет места для множества биохимически и физиологически возможных переходных форм.

Отсутствие переходных форм является подтверждением дискретности траекторий эволюционного развития.

В масштабах эволюции действительные жизнеспособные формы возникают скачкообразно. Выполнение подготовительной стадии, связанной с постепенным преобразованием генетических структур, локализовано на молекулярном уровне без промежуточных морфофизиологических изменений организма. Некоторое представление о скачкообразном проявлении изменений, постепенно совершаемых в организме, дают приведенные выше графики с изломами траекторий (распределение продолжительности жизни человека, эмбриональный рост, биоэнергетическая эволюция животных).

Конечно, в деталях еще очень много неизвестного. Особенно интересна и важна проблема мутагенеза. Роль случайности в мутагенезе уже не может быть безоговорочно признана решающей. Как известно, наряду с самопроизвольными мутациями имеются и такие, которые обусловлены различными внешними воздействиями. Мутации возникают, например, под действием ультрафиолета, радиоактивного облучения, химических ядов.

Вообще, любое внешнее воздействие может рассматриваться как поступление в организм некоторой информации. Эта воздействие оказывает «информационное давление» на организм, побуждая его реагировать всеми ситуационно возможными способами, чтобы уменьшить нежелательное воздействие. Изменение структуры гена можно рассматривать как информационный отклик генной структуры, предоставляющий организму новые возможности для преодоления или использования изменяющегося внешнего фактора.

О результативности целенаправленных адаптационных мутаций можно судить по газетным сообщениям. Сообщалось, например, что более 200 видов насекомых и грызунов приобрели устойчивость против ДДТ в тех странах, где проводилась интенсивная обработка посевов этим ядовитым веществом. Нужно заметить, что ДДТ не существует в природе и является примером химического продукта, который придуман и синтезирован химиками. Насекомые никогда ранее не встречались в природе с молекулами ДДТ, но они быстро приспособились к этому яду посредством мутаций. Теперь эти насекомые вполне жизнеспособны в присутствии ДДТ.

Подобным образом, многие виды бабочек в индустриальных районах приобретают более темную окраску крыльев в ответ на загрязнения окружающей среды. Такой способ приспособления к изменению среды обитания получил даже специальное название «индустриальный меланизм».

Можно сослаться и на процессы преобразования наследственной информации, хорошо известные в молекулярной генетике: замещение аллелей в нескольких локусах, генный «дрейф», межгенные взаимодействия [14]. Возможно, существуют и другие механизмы генной перестройки.

По-видимому, вполне возможен эксперимент с лабораторными животными, направленный на проверку количественного соответствия скорости целенаправленного (адаптационного) потока мутаций принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Весьма вероятно, что биологи и экологи уже имеют достаточно материала, пригодного для обработки.

Упомянутые принципы не могут, конечно, рассматриваться в качестве исполнительного механизма, непосредственно обеспечивающего постоянное эволюционное повышение порядка во всех биосистемах. Они лишь отображают направленность работы и корреляцию конкретных физико-химических и биофизических механизмов, которые ждут своих первооткрывателей.

4.2.7 Подведение итогов

Результаты, полученные при исследовании распределений продолжительности жизни лабораторных животных и человека, этапов эмбрионального роста, эволюции раковины аммоноидей и, наконец, биоэнергетической эволюции животных, достаточно убедительно свидетельствуют, что разнообразные биологические процессы удовлетворяют принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Следует отметить, что до сих пор ни одна из известных теорий эволюции не предполагала, что продолжительность самопроизвольного процесса может быть сопоставлена термодинамической функции состояния (т.е. термодинамическому времени τ), определяющей ход эволюции.

В рамках нашей книги невозможно рассмотреть все следствия, вытекающие из признания указанных принципов постоянными факторами эволюции. Это относится к сфере деятельности профессиональных биологов. Мы лишь обозначили пути и способы проверки некоторых следствий. Ясно. однако, что теоретические основы эволюционной теории пополнились не только дополнительными аргументами и идеями, но и средствами количественного термодинамического анализа эволюционных процессов. Приложение этих средств к удачно выбранным объектам может привести к интересным и неожиданным открытиям.

Некоторым читателям может показаться странным и удивительным то обстоятельство, что сложные и разнообразные по своей природе биологические процессы описываются простейшими уравнениями типа (4.2.6) и линейными графиками на брахистохронной бумаге. Разгадка проста: использование термодинамического метода функций состояния позволяет игнорировать детальный многостадийный механизм протекающих явлений и ограничиться рассмотрением физического смысла и характера изменений всего лишь двух сопряженных функций состояния: термодинамического потенциала неравновесного состояния Ф и термодинамического времени τ, существование которых доказано в Главе 1.

Очень важным результатом, заслуживающим тщательной проверки и всестороннего теоретического и экспериментального изучения, является теоретическое обоснование возможности диспропорционирования свободной энергии с образованием энергетических продуктов со свойствами энтропийной и кодовой (негэнтропийной) составляющих. На траекториях самопроизвольного процесса со значениями диссипативного порядка $n \geq 3$ негэнтропийная составляющая количественно превосходит энтропийную составляющую.

Обработка экспериментальных данных, приведенных в монографии [18], показала, что процесс биоэнергетической эволюции относится к процессам третьего диссипативного порядка.

Можно предположить, что траектории других эволюционных процессов, связанных с повышением информационного содержания биологических объектов, тоже должны иметь значения диссипативного порядка $n \geq 3$.

Всё изложенное приводит к выводу, что основным движущим и направляющим фактором биоэволюции является негэнтропийная составляющая диспропорционирования свободной энергии, количественно превосходящая неравновесный прирост энтропии.

Признание энтропии в качестве физической величины, однозначно определяющей направленность самопроизвольных процессов, в частности, направленность биологической эволюции, оказалось недостаточно обоснованным. Понимание роли энтропии в эволюционных процессах нуждается в серьезной корректировке.

Неожиданное изменение отношения к роли энтропии в мироздании способно вызвать резкую реакцию со стороны некоторых читателей. Например, может возникнуть вопрос: не нарушается ли принцип сохранения энергии в случае, если величина прироста энтропии оказывается меньше предполагавшегося? Ответ однозначный: принцип сохранения энергии не нарушается. Речь идет не об изменении количества диссипированной энергии в системе, а об обнаружении негэнтропийной составляющей процесса диссипации, способствующей самоорганизации системы.

Преобладание негэнтропийной (кодовой) составляющей диспропорционирования свободной энергии относительно прироста энтропии обусловливает устойчивую тенденцию к усложнению формо- и структурообразования в процессе эволюции, не нарушая при этом энергетического баланса. В этом смысл прогрессивной эволюции.

Список литературы к разделу 4.2

1. Пригожин И. Философия нестабильности//Вопросы философии, № 6, с. 46 - 57, 1991.
2. Курдюмов С.П. Комментарий к статье И. Пригожина, там же.
3. D.J. Futuyma, Science on Trial, Pantheon Books, New York, 1983.
4. Горелов А.К. Концепции современного естествознания. Учебное пособие. М.: Центр. 2001. 207 с.
5. Mathematical Challenges to the Neo-Darwinian Interpretation of Evolution, P.S. Moorhead, M.M. Kaplan, Eds., Wistar Institute Press, Philadelphia, 1967, p. 109.
6. Гиш Д. Ученые- креационисты отвечают своим критикам. СПб.: Христианское общество «Библия для всех», 1995. 301 с.
7. R.B. Goldschmidt, The Material Basis of Evolution, Yale University Press, New Haven, CT, 1940.

8. Emil Borel, Probabilities and Life, Dover Publishing Company, New York, 1962.
9. P.-P. Grasse, Evolution of Living Organisms, Academic Press, New York, 1977.
10. Шкловский И.С. О возможной уникальности разумной жизни во Вселенной//Вопр. философии, № 9, 1976.
11. Лем С. Одиноки ли мы во Вселенной?//Вопр. философии, № 9, 1976.
12. www.babycenter.com/general/fetaldevelopment/pregnancy
13. Бердников В.А. Эволюция и прогресс. - Новосибирск: Наука. Сиб. отделение. 1991. 192 с.
14. Бердников В.А. Основные факторы макроэволюции. - Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. - 251 с.
15. Медников Б.М., Н.В.Тимофеев-Ресовский и аксиоматика теоретической биологии // Онтогенез, эволюция, биосфера. Сб. научных трудов. Отв. ред. Яблоков А.В., М.: Наука, 1989, стр. 15 -30.
16. Эрлих П., Холм Р. Процесс эволюции. М.: Мир, 1966. 330 с.
17. Зотин А.И. Биоэнергетическая направленность эволюционного прогресса организмов//Термодинамика и регуляция биологических процессов. М.: Наука, 1984. С. 264-274.
18. Зотин А.И., Зотин А.А. Направление, скорость и механизмы прогрессивной эволюции. М.: Наука. 1999. 432 с.
19. Маленков А.Г. Гомеостаз и конвариантная редупликация (об основаниях теоретической биологии)//Онтогенез, эволюция, биосфера. Сб. научн. трудов. М.:Наука, 1989, стр. 30-44.
20. Ивлев В.С. Опыт оценки эволюционного значения уровней энергетического обмена//Ж. общей биологии. 1959. Т.20. № 6. С. 94 - 103.
21. Дольник В.Р. Энергетический обмен и эволюция животных//Успехи совр. биологии. 1968. Т. 66, № 5, С. 276-293.
22. Зотин А.И., Криволуцкий Д.Л. Скорость и направление эволюционного прогресса организмов//Ж. общей биологии. 1982. Т. 43, № 1, С. 3-13.
23. Шноль С.Э. О полной детерминированности биологических эволюционных траекторий или о предельном совершенстве, достигаемом в ходе естественного отбора за реально малые длительности времени// Онтогенез, эволюция, биосфера. Сб. научн. трудов. М.: Наука, 1989, стр. 215 - 223.

4.3 ОБРАТИМОСТЬ ВРЕМЕНИ В МЕХАНИКЕ И НЕОБРАТИМОСТЬ В ТЕРМОДИНАМИКЕ

4.3.1 Постановка задачи

Любая теория, претендующая на устранение противоречий между механикой и термодинамикой, должна быть способна решить две задачи:

- Определить величину прироста энтропии в самопроизвольном процессе;
- Объяснить переход от обратимого (симметричного) времени в механике к необратимому (асимметричному) времени в термодинамике.

Решению первой из этих задач посвящен раздел 4.1.

Результаты раздела 4.1 нашли подтверждение при рассмотрении проблемы прогрессивной эволюции в разделе 4.2.

На очереди - вторая задача.

Путилов задает риторический вопрос [1]: Может ли быть несогласованность некоторых выводов термодинамики и статистики вполне устранена? И дает, примерно, следующий ответ: В той же мере, в какой возможно построение системы термодинамики, дополняющей классическую термодинамику специальным разделом термодинамики спонтанных процессов.

На протяжении более 100 лет и до настоящего времени все без исключения авторы, занимавшиеся проблемой совместимости статистической механики с макроскопической необратимостью и пытавшиеся доказать эргодичность реальных систем, искали решение, исходя из обратимых уравнений механики. Проблема осталась нерешенной.

Построение термодинамики неравновесного состояния (предмет которой, видимо, совпадает с предметом термодинамики спонтанных процессов, предсказанной Путиловым) позволяет подойти к решению проблемы со стороны термодинамики.

Вообще-то, ничего странного в этом нет. Обсуждая взаимосвязь термодинамики со статистической механикой, Путилов отмечает преимущество термодинамики [1]: "Термодинамика построена так, что она легко учитывает все феноменологические закономерности. Аппарат термодинамики позволяет любое эмпирическое соотношение ассоциировать с первым и вторым началом, благодаря чему сразу могут быть получены ценнейшие следствия. В этом отношении методы статистики менее удобны. Математический аппарат статистики громоздок. Поэтому попытки статистического вывода следствий из эмпирических закономерностей нередко оказываются бесплодными. Да и по существу, этот прием - использование эмпирических соотношений - чужд духу статистики. Вследствие этого оказывается, что термодинамика нередко опережает статистику.

Действительно, как была создана теория квантов? В результате термодинамических исследований Планка.

Как была создана теория химических констант? В результате термодинамических исследований Нернста.

Как была создана теория вырождения газов, столь актуальная в статистике? Впервые теория вырождения газов была выдвинута Нернстом в связи с его термодинамическими исследованиями...".

Мы будем рассматривать особенности взаимосвязи обратимости в механике с необратимостью в термодинамике, используя термодинамический метод функций состояния, приспособленный нами для изучения явлений диссипации в спонтанных процессах.

В Главе 1 читатель уже имел дело с обобщениями таких понятий как время, функция состояния, принцип кратчайшего времени и принцип наименьшего действия применительно к неравновесному состоянию. Описание самопроизвольного диссипативного процесса дано в терминах некоторого потенциального движения фигуративной точки на графике процесса, но без использования уравнений движения и принципов механики. Достаточной предпосылкой оказалось наличие экстремальных свойств, присущих термодинамическим функциям состояния.

Сложилась неизвестная прежним исследователям своеобразная ситуация.

Обнаружилось, что ход процесса диссипации энергии в самопроизвольных процессах в изолированной системе удовлетворяет принципу экстремального действия, который аналогичен известному из механики, с той, однако, особенностью, что и время, и энергия имеют несколько иной смысл. В уравнениях механики время, как нейтральный внешний параметр, является обратимым, а время-подобная функция состояния в диссипативной термодинамике необратима по определению. В консервативной механической системе изменяется соотношение между кинетической и потенциальной энергией, а в диссипативной термодинамической системе изменяется соотношение между свободной (работоспособной) энергией и диссипированной её частью.

При рассмотрении особенностей времени в механике и в термодинамике неизбежно возникает вопрос: является ли сосуществование времен с несовместимыми свойствами результатом методологического дуализма при рассмотрении сложного элемента реальности (подобно сосуществованию волновых и корпускулярных свойств электрона) или отображает независимое существование двух элементов реальности? Сформулируем вопрос более конкретно: существует ли объективная граница между обратимым движением в микромире и необратимостью процессов в макромире? Если граница имеется, то какова ее природа?

Ниже мы попытаемся найти путь к ответам на эти вопросы.

4.3.2 Недостижимость неравновесного состояния путем равновесного перехода

В разделе 1.1 доказан принцип недостижимости неравновесного состояния путем равновесного перехода:

В окрестности любого равновесного состояния термодинамической системы имеются такие смежные, бесконечно близкие неравновесные состояния, которые не могут быть достигнуты путем квазистатического, равновесного перехода.

Классическая механика имеет дело с системами, в которых отсутствует диссипация энергии. В термодинамическом смысле эти системы являются равновесными. Никакие допустимые в механике преобразования таких систем не позволяют достичь неравновесного состояния. Поэтому попытки многих авторитетных математиков и физиков найти путь от уравнений механики к неравновесному состоянию оказались бесплодными. Фактически, этот отрицательный результат является сильнейшим подтверждением действенности принципа недостижимости неравновесного состояния путем равновесного перехода.

Неявно выраженный физический смысл принципа недостижимости можно понимать как предположение о наличии барьера неизвестной природы между равновесными и неравновесными состояниями.

Но эта трактовка нуждается в уточнении.

Неравновесные состояния изображают схематически как находящиеся в некотором ином измерении относительно множества равновесных состояний (**Рис.1.1.1**). Действительно, специфические свойства неравновесного состояния невозможно описать посредством равновесных функций состояния. Нужна неравновесная функция состояния, играющая роль дополнительной координаты, отсутствующей в координатном пространстве равновесных состояний.

В разделах 1.2 и 1.3 доказано существование двух сопряженных функций состояния неравновесной системы. Одна из них - потенциал неравновесного состояния (Ф), характеризующий диссипативные потери, другая - термодинамическое время (τ), имеющее смысл отрезка времени, оставшегося до перехода в равновесное состояние. Эти функции состояния экстремально определены и характеризуют неравновесное состояние по двум фундаментальным проявлениям неравновесности (диссипация энергии и изменение во времени).

Иными словами, неравновесное состояние есть состояние динамическое, причем основной особенностью динамических систем этого класса является диссипация энергии.

Уравнение связи $F(\Phi, \tau) = 0$ определяет траекторию самопроизвольного перехода системы из неравновесного состояния, заданного точкой (Φ_1, τ_1) в состояние равновесия (0, 0). Обобщенную меру неравновесности состояния (Φ_1, τ_1) дает интегральный вариационный принцип

$$\boldsymbol{I = \int_0^{\tau_1} 2\Phi \cdot d\tau = \min,} \qquad \textbf{(1.6.1)}$$

где величина $\Phi = -\Delta\Phi$ при нормировке $\Phi_{РАВН} = 0$.

В разделе 1.3 показано, что потенциал Ф может быть записан в виде функции первой производной по термодинамическому времени и поэтому может рассматриваться как аналог кинетической энергии в уравнениях механики.

Интеграл рассеяния в уравнении (1.6.1) имеет размерность действия, соответствует изохронной вариации диссипативной потери работоспособности ψ

$$\boldsymbol{\delta I = \delta \int_0^{\tau_1} \Psi \cdot d\tau = 0} \qquad \textbf{(1.6.2)}$$

и минимизирован на действительной траектории самопроизвольного процесса. При этом подынтегральное выражение является полным дифференциалом. Очевидна аналогия между уравнением (1.6.1) и принципом наименьшего действия в механике в форме Мопертюи

$$\boldsymbol{I} = \int_0^t 2K \cdot dt = \min,$$

где K - кинетическая энергия.

Имеется, однако, и принципиальное различие: интеграл действия в (1.6.1) является диссипативным по своей природе и выведен из свойства инерциальности самопроизвольных процессов в смысле Власова [2], то есть совершенно независимо от принципа наименьшего действия в механике.

В обоих принципах размерность одинакова (действие = энергия · время), однако в формуле диссипативного действия фигурирует величина кодовой части диссипированной свободной энергии, которую можно трактовать как затрату свободной энергии на самоорганизацию системы. Различна и природа времени в формуле действия. Как отмечено выше, в механике время имеет смысл нейтрального внешнего параметра, а в неравновесной термодинамике имеет свойства функции состояния. Поэтому понятия действия в механике и диссипативного действия в термодинамике различаются качественно по информационно-смысловым признакам. Оба сомножителя (Ф и τ) в формуле диссипативного действия имеют свойства функций состояния, поэтому и диссипативное действие, в отличие от действия в механике, является функцией состояния неравновесной системы.

При переходе из одного неравновесного состояния в другое величины $\Delta\Phi$ и $\Delta\tau$ минимизированы на действительной траектории процесса. Следовательно, выполняется условие

$$\Delta\Phi \cdot \Delta\tau = \min. \qquad (4.3.1)$$

Уравнение (4.3.1) можно рассматривать как определение неравновесного состояния. Неравновесное состояние характеризуется не величиной энергии, а величиной диссипативного действия. Соответственно, сущность явления диссипации заключается не в потере свободной энергии, определяемой функциями состояния равновесной системы, а в уменьшении величины диссипативного действия как функции состояния неравновесной системы.

В случае одинаковых значений свободной энергии неравновесное (неэргодическое) состояние системы отличается от равновесного (эргодического) на величину диссипативного действия.

4.3.3 Природа и высота барьера

Обобщенной мерой неравновесности является величина диссипативного действия. В равновесном состоянии величина диссипативного действия равна нулю. Минимальное значение диссипативного действия неравновесного состояния, наиболее близкого к соответствующему равновесному состоянию, можно интерпретировать как высоту «барьера» или ширину «зазора», разделяющего множества равновесных и неравновесных состояний.

В физике полупроводников используется ещё один подходящий термин: «запрещённая зона».

Наименования такого рода являются достаточно условными, поэтому без ущерба для понимания смысла явления можно использовать термин «высота барьера».

Поскольку высота барьера измеряется в единицах диссипативного действия, природа барьера не сводится к энергетической.

В формулу диссипативного действия входит кодовая составляющая диссипации и положительно определенная время-подобная функция состояния $\boldsymbol{\tau = (t_{РАВН} - t) \geq 0}$, равная интервалу времени, отделяющего данное состояние системы от равновесного.

В отличие от времени t в уравнениях механики, термодинамическое время $\boldsymbol{\tau}$ является асимметричным (необратимым), т.к. в самопроизвольном процессе неравновесная система не может проходить через пройденные состояния, удаляясь от состояния равновесия. Применительно к макроскопическим неравновесным системам, термодинамическое время $\boldsymbol{\tau}$ является более содержательным по физическому смыслу, нежели нейтральный параметр t.

Относительное расположение множества равновесных состояний и ближайших к нему неравновесных состояний схематически показано на **Рис. 4.3.1.** Для количественной оценки минимальной высоты барьера, отделяющего ближайшее неравновесное состояние от состояния равновесия. будем рассуждать по схеме, аналогичной обоснованию атомной модели Бора с квантованными электронными орбитами.

Бор постулировал, что угловой момент электрона для круговой орбиты, имеющий размерность действия, может принимать только дискретный набор значений $L = n\hbar$, где $\hbar = 1{,}055 \cdot 10^{-34}$ *Дж·сек* - постоянная Планка; $n = 1, 2, 3 \ldots$

В нашем случае, квантовую дискретность действия по Планку необходимо совместить с дискретностью траекторий, разрешенных для протекания самопроизвольного процесса. Напомним, что дискретность траекторий не только обоснована теоретически, но и подтверждена как собственными экспериментами, так и обработкой экспериментальных данных, опубликованных другими авторами.

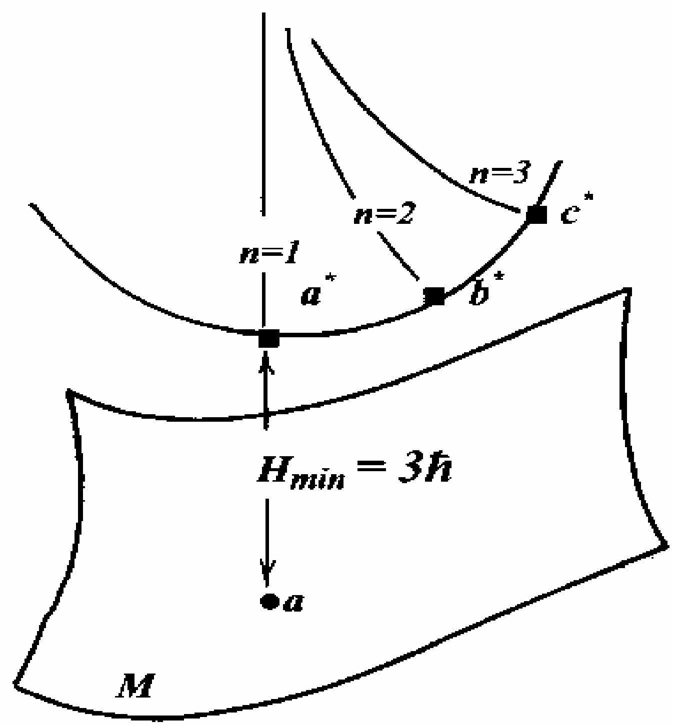

Рис. 4.3.1

Схема барьера диссипативного действия высотой $H = \Phi \cdot \tau \geq (n+2)\hbar$, отделяющего неравновесные состояния *a*, b*, c** от смежного, ближайшего к ним равновесного состояния *a* на поверхности *M,* изображающей множество равновесных состояний. Минимальная высота барьера $H = 3\hbar$ соответствует неравновесному состоянию *a** на траектории первого диссипативного порядка.

Если диссипация протекает по схеме диспропорционирования, то неравновесная система может передать неэргодическому полю только определенную долю (α) от имеющейся свободной энергии. Величина этой доли соответствует негэнтропийной составляющей диссипации и определяется значением диссипативного порядка n = 1, 2, 3... траектории процесса:

$$\alpha = n/(n + 2) . \qquad (1.4.8)$$

Одновременно, другая часть свободной энергии, равная $\beta = (1 - \alpha)$, превращается в теплоту, обусловливающую прирост энтропии в системе. Поэтому всегда выполняется соотношение $\beta/\alpha = 2/n$.

Возьмем для примера траекторию 1-го диссипативного порядка. Имеем: $n = 1$; $\alpha = 1/3$; $\beta = (1 - \alpha) = 2/3$, $\beta/\alpha = 2/1$. В этом случае, для диспропорционирования свободной (работоспособной) энергии неравновесная система должна иметь минимум 3 кванта свободной энергии, чтобы одновременно направить один из них в негэнтропийную составляющую диссипации, а два других на тепловыделение (т.е. в энтропийную составляющую), после чего система окажется в равновесном состоянии ($\Phi = 0$, $\tau = 0$).

Если же система имеет, например, только 2 кванта свободной энергии, то условие $\alpha = 1/3$ оказывается невыполнимым и диссипация становится невозможной. Следовательно, минимальная высота барьера действия равна $3\hbar$, и, в общем случае, уравнение (4.3.1), с учетом нормировки $\Phi_{РАВН} = 0$, $\tau_{РАВН} = 0$, можно преобразовать к виду

$$\Phi \cdot \tau \geq (n + 2)\hbar, \qquad n = 1, 2, 3... \qquad (4.3.2)$$

Система, имеющая менее трех квантов действия, оказывается в особом состоянии, промежуточном между равновесным и неравновесным. Система в промежуточном состоянии способна к движению и изменению конфигурации, но неспособна к диссипации энергии и, следовательно, к передаче энергии неэргодическому полю. Возможно, примерами промежуточного состояния могут служить динамические состояния с наличием броуновского движения, изотопного обмена, сверхпроводимости. Элементы изолированной системы такого типа обладают работоспособностью и подвижностью. Наблюдаются быстрые превращения энергии из одного вида в другой, но диссипации энергии не происходит.

В координатах (τ, Ф) область гипотетического промежуточного состояния находится между осями координат и гиперболой $Ф = 3\hbar/\tau$, как показано на **Рис.4.3.2**. Область устойчивых равновесных состояний (нулевое количество квантов диссипативного действия) редуцирована на графике до размера точки в начале координат.

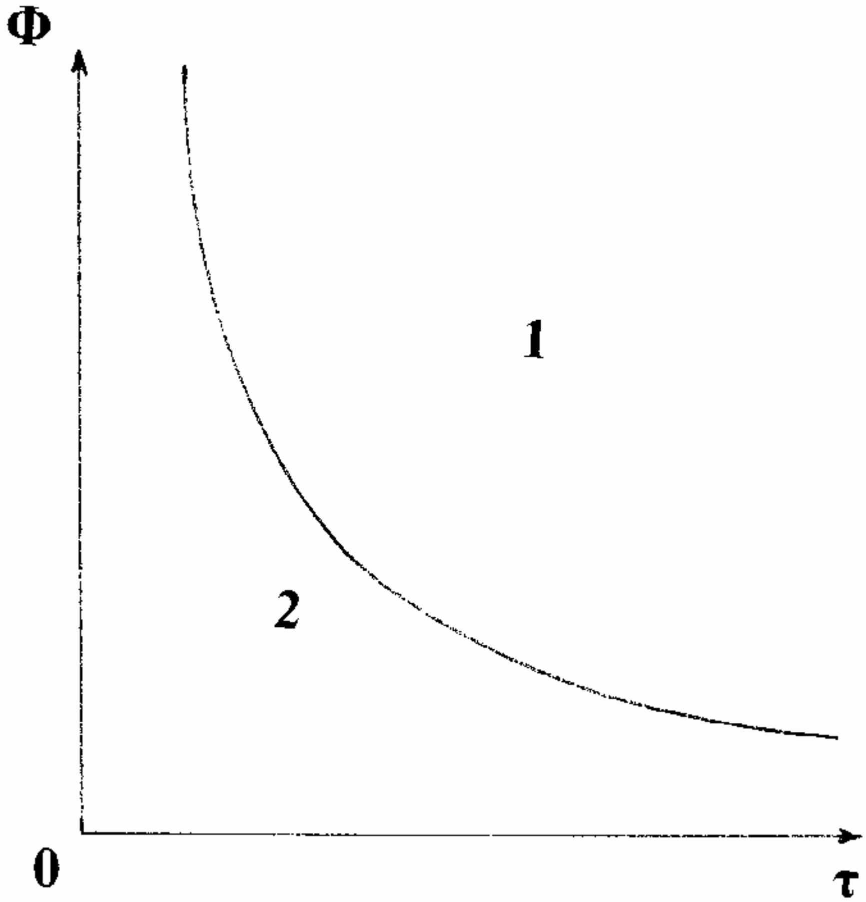

Рис. 4.3.2

Область промежуточных состояний (**2**), ограниченная гиперболой $Ф = 3\hbar/\tau$ и осями координат, отделяющая область существования неравновесных состояний (**1**) от множества равновесных состояний (точка **0**).

При переходе системы на траектории выше первого порядка высота барьера повышается, становясь равной $(n + 2)\hbar$.

Диссипация по схеме диспропорционирования требует передачи энергии не единичными квантами, а путем согласованной передачи "квантовых пакетов", в которых число квантов действия пропорционально величине (n + 2).

Создается впечатление, что модель "квантовых пакетов" может дать ключ к пониманию кооперативных эффектов в процессах самоорганизации неравновесных систем. Пригожин писал [4]: "Необратимость... приводит к когерентности, к эффектам, охватывающим миллиарды и миллиарды частиц... Без новой когерентности, обусловленной необратимыми неравновесными процессами, не могла бы возникнуть и жизнь на Земле".

Механизм когерентной диссипации стал теперь более понятным, но нуждается в детальном рассмотрении, которое может привести к самым неожиданным результатам на уровне открытий.

4.3.4 Взаимосвязь биоэволюции с эволюцией Вселенной

Принципы равновесной и линейной неравновесной термодинамики не запрещают возникновения жизни из неживой материи, но не раскрывают закономерности, в силу которой возникновение жизни становится возможным (или даже неизбежным) несмотря на практически нулевую вероятность "счастливой случайности". Ответ дает термодинамика неравновесного состояния.

В разделе 4.3 было установлено, что со времени возникновения многоклеточных биоэнергетическая эволюция животных шла по траектории третьего диссипативного порядка, т.е. с преобразованием 60% свободной энергии в негэнтропийную составляющую.

Эмерджентное свойство диссипативных систем любой природы расходовать определенную часть диссипированной энергии на совершение кодовой, негэнтропийной, работы приводит нас к гипотезе:

Происхождение и эволюция жизни являются проявлениями космического диссипативного процесса (эволюции неэргодической Вселенной), в котором негэнтропийная составляющая превосходит количественно энтропийную. Этим обеспечивается совместимость планетарного биогенеза и биоэволюции с закономерностиями эволюции Вселенной.

В концептуальном изложении эту гипотезу можно представить в виде четырех пунктов:

1. Диссипация в термодинамически неравновесных системах протекает по схеме диспропорционирования свободной энергии на две составляющих - энтропийную и негэнтропийную, причем на энергетических траекториях выше второго диссипативного порядка

негэнтропийная составляющая превышает прирост энтропии. Наличие доминирующей негэнтропийной составляющей обусловливает возможность энерго-информационных процессов, связанных с упорядочением элементов неравновесных систем во времени и в пространстве, с формированием и функционированием диссипативных структур, с возникновением жизни и эволюцией в направлении усложнения форм жизни и ускорения ассимиляции ресурсов внешней среды.

2. По космологической модели Большого взрыва, эволюция Вселенной после ее возникновения рассматривается как самопроизвольный локально-равновесный процесс, сводящийся к эволюции излучения и пространства-времени с последующим возникновением и эволюцией атомно-молекулярного вещества. Однако, в строгом термодинамическом смысле, равновесная система вообще неспособна к эволюции, а локально-равновесная модель внутренне противоречива: неравновесность локализована на границах раздела локально-равновесных областей. Принцип локального равновесия является не более чем предположением о возможности аппроксимации термодинамических параметров диссипативной системы равновесными функциями состояния при достаточно малых отклонениях системы от равновесия. Но удовлетворяет ли самопроизвольный процесс, названный Большим взрывом, условию достаточно малого отклонения от равновесия? Весьма сомнительно. Имеется намного больше оснований для утверждения, что любой самопроизвольный процесс является диссипативным неэргодическим процессом. Поэтому эволюция Вселенной должна рассматриваться как диссипативный процесс в неэргодической системе.

3. Часть энергии, диссипированной в процессе возникновения и эволюции Вселенной, расходовалась (и расходуется!) на формирование структуры пространства-времени, совместимой со вторым началом термодинамики (в частности, с вариационными принципами кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия), а также на формирование упорядоченных химических и биохимических молекулярных структур со свойствами, удовлетворяющими указанным принципам. Иными словами, диссипативный процесс эволюции Вселенной как целого оказывает коррелирующее воздействие на сложную иерархию самопроизвольных вероятностных процессов, протекающих в физических, химических и биохимических микро- и макросистемах и подсистемах Это

коррелирующее воздействие, по меньшей мере, изменяет функции распределения случайных энергетических событий во времени.

4. Применительно к проблемам биогенеза и биоэволюции, коррелирующее воздействие заключается в замене вероятностного перебора физически или химически возможных атомно-молекулярных событий направленным отбором такой последовательности случайных атомно-молекулярных событий, которая удовлетворяет макроскопическим принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия в автокаталитических биосистемах, совместимых с процессами самовоспроизведения.

В поддержку 1-го и 2-го пунктов можно привести достаточно много теоретических и экспериментально обоснованных аргументов: достаточно сослаться на принцип Гухмана, диссипативные структуры Пригожина и на хорошо известную внутреннюю противоречивость принципа локального равновесия.

Содержание пункта 4 базируется на теоретических и экспериментальных материалах по термодинамике неравновесного состояния, подробно рассмотренных в нашей книге.

Наиболее уязвимым для критики и сомнений является 3-й пункт, содержащий неявно постановку грандиозной задачи - рассмотрение всех следствий, вытекающих из необходимости признания эволюции Вселенной диссипативным, а не локально-равновесным процессом.

Остановимся на этом моменте подробнее, поскольку гипотетическая модель диссипативной эволюции Вселенной (если и когда таковая будет создана) должна привести к новым открытиям не только в области происхождения и эволюции земных и внеземных форм жизни. Как известно, пока еще нет убедительной теории возникновения звёзд и галактик (пограничная проблема космологии) [3]. Эта проблема, по меньшей мере, столь же трудна, как и другие фундаментальные проблемы возникновения в современной науке.

Постановка вопроса о необходимости разработки космологической модели с новой структурой пространства-времени, согласованной с необратимостью неравновесных процессов, принадлежит И. Пригожину [5]: "...Роль второго начала термодинамики должна представлять особый интерес для общей теории относительности, где второе начало должно привести к отбору ***физически реализуемых*** (выделено И. Пригожиным) структур пространства-времени. В основе общей теории относительности лежит понятие четырехмерного интервала ds^2. Координаты в пространстве-времени, используемые для описания интервала ds^2, считаются произвольными. Естественное дополнительное требование состоит в том, чтобы временная координата t была такой ("тем временем"), в которой энтропия возрастает".

Требование придать координате t смысл внутреннего времени диссипативной системы ведет к предположению, что эволюцию Вселенной следует рассматривать как развитие диссипативной структуры. В работе Пригожина с сотрудниками [6] показано, что в космологической модели с пространственными гиперповерхностями отрицательной кривизны можно ввести внутреннее время, тесно связанное с обычным космическим временем, хотя в общем случае такое утверждение неверно.

Пункт 3 в изложенной выше редакции представляет собой дальнейшее развитие идеи Пригожина о необходимости разработки новой космологической модели пространства-времени. Но мы полагаем, что модель должна быть совместима с концепцией неэргодической Вселенной (в частности, с асимметричным внутренним временем, а также с вариационными принципами кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия). Естественно, в связи с теоретической возможностью доминирования негэнтропийной составляющей в процессах диспропорционирования свободной энергии, роль энтропии как однозначной меры эволюции Вселенной должна быть переопределена.

Конечно, детальное обсуждение космологических проблем выходит за рамки нашей книги, а также и за пределы научной специализации автора. Поэтому предоставляем заинтересованным читателям самостоятельно проанализировать физические и математические следствия, возникающие из изложенной концепции. Создаётся впечатление, что задача о топологии неэргодической Вселенной достойна внимания Григория Перельмана!

4.3.5 Основные итоги.

На основе гипотезы о протекании процесса диссипации по схеме диспропорционирования установлено существование барьера с минимальной высотой $\Phi \cdot \tau \geq 3\hbar$, разделяющего равновесные и неравновесные состояния. Барьер имеет природу диссипативного действия с размерностью [энергия·время], сомножители в формуле которого (Φ – негэнтропийная составляющая диссипированной энергии и τ - интервал времени до перехода в состояние равновесия) являются термодинамическими функциями состояния неравновесной системы. В равновесном состоянии эти функции состояния отсутствуют. Непрерывный переход от обратимого времени в механике к необратимому в термодинамике оказывается невозможным. Равновесные, неравновесные и промежуточные (неспособные к диссипации) состояния следует рассматривать как независимые автономные элементы реальности.

В связи с дискретностью энергетических траекторий, по которым идут самопроизвольные процессы, диссипативный энергообмен должен совершаться "квантовыми пакетами", состоящими из большого числа квантов. Возможно, в этом заключается причина того, что свойствами термодинамической необратимости обладают макросистемы, тогда как микросистемы описываются обратимыми уравнениями механики.

Вопрос о совместимости биогенеза и биоэволюции с закономерностями эволюции Вселенной еще очень далек от своего окончательного решения, но уже появилась возможность обсуждать этот вопрос на количественной основе, которую предоставляет термодинамика неравновесных состояний. Концепция неэргодической Вселенной предполагает, что происхождение и эволюция жизни являются составляющими космического диссипативного процесса (эволюция неэргодической Вселенной в целом), в ходе которого негэнтропийная составляющая превосходит по величине энтропийную составляющую диссипированной свободной энергии.

Список литературы к разделу 4.3

1. Путилов К.А. Термодинамика. М.: Наука. 1971. 376 с.
2. Власов А.А. Статистические функции распределения. М.: Наука. 1966. 355 с.
3. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967.
4. Пригожин И. Конец определенности. Время, хаос и новые законы природы. Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика. - 2000. 208 с.
5. Пригожин И. От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках: Пер. с англ./Под ред. Ю.Л. Климонтовича. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит. 1985. 327 с.
6. Lockhart C.M., Misra V., Prigogine I. Phys. Rev., v. D25, p. 921-929, 1982.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

> Нас в первую очередь интересуют границы и пограничные области знания, и мы не теряем нашего ценного и весьма ограниченного времени на то, что уже зафиксировано в архиве, и на то, что есть в школьных учебниках.
>
> Айвен Сандерсон

> Чтобы добраться до сути…, надо выбрать относящийся к данному вопросу необъяснённый факт и найти его реальное объяснение.
>
> Эрл Стенли Гарднер

> Знание есть предсказание, т.е. отыскивание общих законов, которым подчиняется всё существующее.
>
> Лев Толстой

Новый раздел термодинамики, названный термодинамикой неравновесного состояния, действительно оказался генератором открытий, причём весьма продуктивным. В качестве основных рабочих инструментов использованы неизвестный ранее вариационный принцип экстремального диссипативного действия и принцип кратчайшего времени в количественных формулировках. Подобно первому и второму началам термодинамики, эти принципы имеют общенаучный характер и не содержат ограничений, обусловленных физической, химической или биологической природой исследуемой системы. Принципы кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия в сочетании с дискретностью траекторий выражают термодинамический запрет на произвольные формы энергетических траекторий при протекании неравновесных процессов в изолированных системах.

Обилие возможных научных и технических приложений превосходит любые ожидания. Решены некоторые научные проблемы, которые более 100 лет считались «неразрешимыми». Например:

- Доказано существование двух термодинамических функций состояния, характеризующих степень неравновесности системы;

- Принцип наименьшего действия распространён на механические системы с трением;
- Впервые составлен список эмерджентных системных свойств неравновесных систем;
- Определена природа различия и соотношение между обратимым временем в механике и необратимым временем в термодинамике;
- Фундаментальное термодинамическое неравенство заменено равенством;
- Количественно определена величина прироста энтропии при протекании спонтанных процессов в изолированных системах с произвольной степенью неравновесности;
- Получено количественное уравнение прогрессивной биоэнергетической эволюции животных, удовлетворяющее принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.
- Найдена обобщённая количественная мера неравновесности системы, измеряемая величиной диссипативного действия $\Phi \cdot \tau \geq 3\hbar$.

Очень интересным и важным результатом представляется разработка модели диссипации по схеме диспропорционирования. Согласно этой модели, определенная часть свободной энергии системы превращается в тепловую энергию, что приводит к приросту энтропии. Другая часть свободной энергии превращается в более организованную энергию, чем исходная свободная энергия. Она расходуется на преобразование (самоорганизацию) неравновесной системы и соответствует, таким образом, понятию негэнтропии Шредингера.

При диспропорционировании свободной энергии в самопроизвольных процессах, диссипативный порядок которых $n \geq 3$, величина прироста высокоорганизованной негэнтропийной составляющей превышает величину прироста энтропийной составляющей диссипации. Полученные результаты приводят к выводу, что негэнтропийная составляющая диссипации является основным движущим и направляющим фактором во всех природных эволюционных процессах. Следует отметить, что диссипация по механизму диспропорционирования не является непосредственным следствием ни первого и второго начал термодинамики, ни принципов кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. Безусловно, способность к диссипации по механизму диспропорционирования – первоочередная кандидатура для включения в список эмерджентных свойств неравновесных систем.

Открытия, путь к которым чётко обозначен в книге, и те открытия, на которые даны лишь намёки, неизбежно будут совершены в ближайшем будущем во многих областях физики, химии, биологии и послужат основой для разработки патентноспособных изобретений.

С коммерческой точки зрения, наибольший интерес на первых порах будут представлять компьютерные программы, разработанные на основе неизвестных ранее закономерностей. Начинающие исследователи, которые сумеют продуктивно использовать полученную информацию, будут иметь повышенные шансы на успех.

Теперь несколько слов о нерешенных проблемах и перспективах.

Предсказанные теорией неизвестные ранее закономерности (например, подчиненность вариационным принципам экстремального диссипативного действия и кратчайшего времени) обнаруживаются во всех исследованных нами самопроизвольных процессах, протекающих в физических, химических или биологических неравновесных системах. Однако, механизм реализации найденных закономерностей и, в частности, механизм самоорганизации неравновесных процессов в дискретных системах, пока еще не поддаётся объяснению на основе общепринятых представлений о силовых взаимодействиях во времени и пространстве.

Чтобы пояснить сказанное, рассмотрим простейший пример.

Возьмем шарик, лежащий на краю стола. На полу отметим произвольную точку. Соединим наклонным желобом край стола вблизи шарика с выбранной нами точкой на полу. Теперь легонько столкнем шарик со стола. Шарик покатится по желобу и пройдет через назначенную нами точку. Потерями энергии на трение пренебрегаем. Мы хотим понять (причем, в самом общем виде): какая причина привела шарик в заданную точку? При такой постановке вопроса выявляются ДВЕ одновременно действующие сопряженные причины.

Первая причина – гравитационный потенциал, который является движущей силой перемещения шарика из начальной в заданную точку траектории движения. Сила тяжести совершает работу по переводу шарика из исходного положения в точку назначения. Вторая причина – наличие желоба, направляющего движение шарика. Форма желоба в пространстве воздействует на направление движения, не изменяя потенциальной энергии шарика в гравитационном поле. Чтобы шарик скатывался в точку назначения за кратчайшее время, желобу нужно придать форму брахистохроны, т.е. циклоиды. Форма - это разновидность информации, поэтому полученный результат можно сформулировать в общем виде:

В самопроизвольном процессе переход системы из начального неравновесного в конечное равновесное состояние происходит под воздействием двух факторов: энергетического и информационного.

Но аналогия между рассмотренным механическим движением и реальным самопроизвольным процессом очень приблизительна.

Хотя и в том, и в другом случае энергетический фактор является движущей силой процесса, но при скатывании шарика работу совершает гравитационное поле Земли, а в самопроизвольном процессе изолированная система расходует одну часть собственной свободной энергии на производство энтропии, тогда как потеря другой части не связана с превращением работоспособной энергии в теплоту и нуждается поэтому в объяснении.

На первый взгляд, ситуация согласуется с гипотезой Путилова, связывающей неравновесность с совершением технически неиспользуемой работы. Однако гипотеза Путилова не даёт объяснения приросту энтропии. Количественная инвариантность второй части утраченной работоспособности (т.е. её независимость от материальной и энергетической природы самопроизвольных процессов) указывает на то, что наблюдаемые особенности диссипации имеют под собой более глубокую, можно сказать, фундаментальную основу.

В мысленном эксперименте Леонтовича неравновесное состояние газообразной системы с градиентом плотности превращается в равновесное путем наложения на систему гипотетического гравитационного поля, потенциал которого уравновешивает систему. Математический формализм термодинамики неравновесного состояния тоже позволяет трактовать потерю интересующей нас части работоспособности как результат совершения работы против сил некоторого потенциального поля. В количественном выражении энергия этого поля дополняет убыль свободной энергии неравновесной системы до исходного значения. Однако, в отличие от мысленного эксперимента с полем Леонтовича, предполагаемое потенциальное поле получает не воображаемую, а реальную энергию от неравновесных систем, в том числе от систем с трением, для которых модель Леонтовича вообще непригодна.

В конечном счёте, совокупность экспериментальных данных ведёт к предположению о существовании неизвестного ранее скалярного энергетического поля, названного полем неэргодических состояний (кратко: неэргодическим полем). Неэргодическое поле является реальностью в той мере, в какой реально существует энергетический дисбаланс между потерей свободной энергии и приростом энтропии в неравновесной изолированной системе.

Самопроизвольный процесс в изолированной системе предстаёт в виде следующей картины. Свободная энергия диспропорционирует на две составляющие: энтропийную и негэнтропийную. Неравновесная система передают неэргодическому полю высокоорганизованную (негэнтропийную) составляющую диссипированной энергии. Неэргодическое поле способно управлять самоорганизацией неравновесной системы. Особенно ярко это проявляется в живых и неживых дискретных системах, самопроизвольные процессы в которых являются суммой независимых вероятностных событий, происходящих в элементах системы. Неэргодическое поле формирует такую последовательность случайных событий во времени, которая удовлетворяет принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. В результате взаимодействия системы с неэргодическим полем случайные события в элементах системы оказываются взаимосвязанными (нелокальными), то есть, строго говоря, не могут рассматриваться как независимые одно от другого. При статистическом анализе это может обнаруживаться в виде наблюдаемой пропорциональности среднего и сигмы. Закономерности распределения продолжительности жизни в когортах животных и человека, а также данные по эволюции животного мира количественно согласуются с изложенной картиной. Заметим, что и явления макроскопической нелокальности уже не кажутся столь странными и неожиданными, если предположить, что нелокальность является одним из результатов взаимодействия неравновесных систем с неэргодическим полем.

Добавим к сказанному, что признание физической реальности неэргодического поля позволяет заменить термодинамические неравенства равенствами. При этом неэргодическое поле обеспечивает выполнение закона сохранения энергии в неравновесных процессах подобно тому, как элементарная частица нейтрино, предсказанная Паули, оказалась спасителем закона сохранения энергии в явлениях β–распада.

Перейдём теперь к рассмотрению информационного фактора, который определяет траекторию движения.

В модельной механической системе этот фактор имел вид направляющего желоба. В реальных самопроизвольных процессах направляющий желоб отсутствует, но коррелирующий фактор неустановленной природы обеспечивает протекание процесса по энергетической траектории, удовлетворяющей принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия. В координатах "энергия - время" движение фигуративной точки процесса идет по кривой, имеющей форму брахистохроны.

Можно предположить, что в этом координатном пространстве роль направляющего желоба выполняет термодинамическое время, по определению обладающее прогностическим свойством заранее указывать момент времени, соответствующий достижению равновесного состояния. В этом случае, свойства информации, как физической сущности, оказываются тесно связанными с динамическими свойствами время-подобной функции состояния неравновесной системы (τ).

Идеи, связанные с пониманием информации как физической сущности, содержатся в работах Тьюринга, Эддингтона, Тома. По мнению Жвирблиса, принципиальная возможность "бессилового" (информационного) воздействия уже доказана экспериментально: квантово-механический эффект Ааронова-Бома позволяет заключить, что информационное взаимодействие связано с локальным изменением свойств пространства-времени.

Согласно классификации А. Власова, возможно движение трех видов, а именно: движение состояний вещества (например, движение фронта перепада концентраций между средой и структурой при кристаллизации), движение самого вещества и движение, связанное с изменением метрики пространства - времени.

Если эти представления адекватно отображают реальность, то изучая самопроизвольный процесс в изолированной системе, мы описываем в терминах параметров неэргодического поля и термодинамического времени информационное (негэнтропийное) структурирование и топологию локального пространства-времени.

Проблема в том, чтобы доказать совместимость существующих представлений о свойствах пространства-времени с гипотезой о существовании неэргодического поля. Поэтому первоочередная задача сегодняшнего дня сводится к уточнению представлений о физической сущности неэргодического поля и к поиску других возможных его проявлений.

К решению этой задачи можно подойти с космологических позиций, что приводит к очень интересным результатам, достойным обсуждения и проверки. Для полной ясности начнем с исходных положений.

Математический формализм термодинамики неравновесного состояния позволяет рассматривать самоорганизацию спонтанного процесса во времени как следствие взаимодействия изолированной неравновесной системы с неэргодическим полем. Определенная доля свободной энергии неравновесной системы расходуется на совершение работы против сил неэргодического поля. Соответственно, величина свободной энергии системы уменьшается, энергия неэргодического поля увеличивается. Остальная часть свободной энергии изолированной системы расходуется на прирост энтропии.

Если изложенная модель диссипативного процесса справедлива не только для земных, но и для космических процессов любого масштаба, то энергия неэргодического поля должна быть соизмерима с энергией Вселенной.

Имеется ли в природе физическая сущность, основные свойства которой совместимы с предполагаемыми свойствами неэргодического поля? Удивительно, но такой объект существует и, более того, находится в центре внимания современной физики!

Это – тёмная энергия (dark energy).

Предыстория тёмной энергии датируется 1998 годом, когда две группы исследователей, занимавшихся поиском сверхновых, опубликовали свои результаты, свидетельствовавшие об ускоренном расширении Вселенной.

Тёмная энергия – это название, которое присвоено неизвестной физической причине, вызывающей экспоненциальное расширение Вселенной в течение последних 5 - 7 млрд. лет.

Тёмная энергия не обнаруживается непосредственно, процесс её возникновения остаётся загадочным. Косвенным доказательством существования тёмной энергии является ускоренное расширение Вселенной, которое не было предусмотрено ни Общей теорией относительности Эйнштейна, ни теорией происхождения Вселенной по модели Большого взрыва.

Описание основных особенностей тёмной энергии можно найти на многих сайтах в Интернете, например, в статье Роберта Калдвелла

«Dark energy» (http://physicsworld.com.mht) или в статье Эрика Линдера «Dark energy» (www.scholarpedia.mht).

Последствия тёмной энергии для фундаментальной физики станут полностью понятны лишь после того, как выяснится её природа. Предложено много теоретических моделей, дающих объяснения отдельным сторонам явления. Но пока ещё нет теории, согласующейся со всеми количественными данными наблюдений и показывающей возможность изучения проявлений тёмной энергии в лабораторных условиях. Несомненно, исследования темной энергии могут существенно изменить представления о природе квантового вакуума, гравитации и пространства-времени.

Сведения из упомянутых статей позволяют, хотя бы в первом приближении, сопоставить особенности тёмной энергии и неэргодического поля.

СОПОСТАВЛЕНИЕ СВОЙСТВ И ОСОБЕННОСТЕЙ ТЁМНОЙ ЭНЕРГИИ И НЕЭРГОДИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Поле тёмной энергии	Неэргодическое поле
1. Существование тёмной энергии доказывается косвенно на основании ускоренного расширения Вселенной.	Существование неэргодического поля доказывается косвенно на основании потери определенной доли свободной энергии в спонтанном процессе.
2. Тёмная энергия заполняет пространство Вселенной как скалярное однородное поле. В первом приближении, оно везде одинаково и не изменяется во времени. Поле обладает положительной энергией как все обычные физические поля, но имеет свойство отрицательного давления (иначе говоря, обладает натяжением, подобным поверхностному натяжению жидкостей). Вселенная, заполненная однородным скалярным полем с отрицательным давлением, экспоненциально расширяется.	Неэргодическое поле не имеет определенной ориентации в реальном трехмерном пространстве, т.е. является скалярным полем. В первом приближении, оно везде одинаково и не изменяется во времени. Поле обладает положительной энергией, как все обычные физические поля.
3. Гравитационное поле совершает работу против сил поля тёмной энергии. Энергия гравитационного поля уменьшается, тёмная энергия увеличивается.	Неравновесная система совершает работу против сил неэргодического поля. Свободная энергия неравновесной системы уменьшается, энергия неэргодического поля увеличивается.

4. Существование тёмной энергии связано с самоорганизацией процесса расширения Вселенной. Совершается переход от хаотического инерционного движения галактик к направленному ускоренному движению.	Существование неэргодического поля связано с самоорганизацией последовательности случайных энергетических событий во времени. Формируется такая последовательность событий, которая удовлетворяет принципам кратчайшего времени и экстремального диссипативного действия.
5. Доля тёмной энергии составляет 70 – 75% от величины энергии Вселенной.	В неравновесной Вселенной энергия неэргодического поля должна быть соизмеримой с энергией Вселенной.
6. Плотность энергии тёмного поля, равномерно распределённой по объёму Вселенной, очень мала ($7\cdot10^{-30}$ *г/см*$^{-3}$), поэтому тёмная энергия не взаимодействует с лабораторными измерительными приборами.	Неэргодическое поле не обнаруживается детекторами и измерительными приборами.
7. Гравитационная физика даёт возможность учесть наблюдаемые эффекты в рамках теорий, связанных с высшими производными или с более высокими размерностями пространства. Члены с производными выше второго порядка, допускаемого Общей теорией относительности Эйнштейна, ведут к теориям скалярных полей.	В уравнениях термодинамики неравновесного состояния содержатся высшие производные потенциала неравновесного состояния Ф по термодинамическому времени τ.
8. Существование тёмной энергии проявляется в форме космического антигравитационного фактора - причины самоорганизации процесса расширения Вселенной.	Неэргодическое поле воспроизводимо проявляется в форме негэнтропийного фактора - причины самоорганизации самопроизвольных процессов в лабораторных и природных условиях.
9. Возникновение тёмной энергии остаётся загадочным.	Источником энергии неэргодического поля является диспропорционирование свободной энергии при протекании диссипативных процессов.

Очевидное сходство по семи пунктам (из девяти возможных) является доводом в пользу возможности отождествления неэргодического поля с полем темной энергии.

Имеются только два существенных различия (пункты 8 и 9). Однако, эти различия снимается предположением, что характеристики неэргодического поля и тёмной энергии являются взаимодополняющими описаниями свойств и проявлений одной и той же физической сущности - скалярного энергетического поля, заполняющего пространство Вселенной. Отсюда следует важный вывод, что существенную информацию относительно космических проявлений тёмной энергии можно извлечь из закономерностей диссипативных процессов, протекающих в лабораторных условиях.

В конечном счёте, создаётся впечатление, что «загадочность» тёмной энергии объясняется очень простой причиной: ни одна из используемых космологических моделей не принимает в явном виде идею существенной термодинамической неравновесности Вселенной. Неравновесность учитывается неявным образом путём использования большого числа подгоночных параметров в расчетных уравнениях. Но никакое количество подгоночных параметров не может в полной мере заменить ключевую физическую сущность, выпавшую из рассмотрения. При использовании термодинамики неравновесного состояния в приложении к процессу эволюции Вселенной нетрудно предсказать первый заметный результат: количество подгоночных параметров, исчисляемое сегодня десятками (особенно в уравнениях с высшими производными), сократится в несколько раз.

Конечно, при разработке теории неэргодической Вселенной неизбежны как неожиданные прозрения, так и глубокие разочарования. В любом случае, просматриваются впечатляющие перспективы. Человечество - на пороге освоения неизвестной ранее энергии. Благодаря развитию неэргодической физики в нашу жизнь войдут немыслимые сегодня изобретения и открытия.

Однако, нет смысла строить детальные модели и гипотезы без достаточных оснований. По разнообразию взаимосвязей между действующими факторами реальность богаче любого воображения. Если появилась идея, нужно целеустремленно экспериментировать, внимательно наблюдать, тщательно фиксировать, сопоставлять собственные и литературные данные, выводить и продумывать следствия.

Заинтересованных читателей приглашаем к переписке по электронной почте <ronhorsob@mail.ru>. Три фундаментальные загадки – неэргодичность, эволюция, тёмная энергия – получили объяснение на основе термодинамики неравновесного состояния, но её возможности еще не исчерпаны! Авторы наиболее интересных и значимых материалов получат возможность опубликовать свои результаты в последующих изданиях этой книги на правах соавторов.

<u>Приложение 1</u>

Аннотированный список публикаций Маслова В.Н. по материалам заявки на открытие № ОТ-11747

1. Маслов В.Н.
К вопросу об определении понятия «неравновесное состояние», Известия вузов. Физика, № 4, с. 115-116, 1989. (Англ. перевод: Soviet Physics, No. 4, 1989)
В литературе не имеется физически содержательного определения понятия «неравновесное состояние», которое могло бы служить основой для количественной характеристики степени неравновесности системы. Предложено определение неравновесного состояния посредством принципа максимальной работы: неравновесным называется такое состояние, при переходе через которое из одного состояния равновесия в другое смежное, бесконечно близкое состояние равновесия совершаемая работа меньше величины максимальной работы, совершаемой при переходе между теми же равновесными состояниями через промежуточное равновесное состояние. Доказано, что из этого определения следует принцип недостижимости неравновесного состояния путем квазистатического перехода.

2. Маслов В.Н.
О существовании функции состояния, характеризующей степень неравновесности термодинамической системы, Известия вузов. Физика, № 5, с. 20-23, 1989. (Англ. перевод: Soviet Physics, No. 5, 1989)
На основе принципа максимальной работы доказано, что на действительной траектории неравновесного процесса потеря работы (-ΔΦ) имеет минимальное значение и может быть определена из соотношения $-\Delta\Phi = A_{макс} - A_{воз}|_{A\ воз = A}$, где Φ имеет смысл термодинамического потенциала неравновесного состояния и, будучи экстремально определенной величиной, является функцией состояния и обладает свойствами полного дифференциала; $A_{макс}$ – максимальная работа равновесного, квазистатического процесса; A – предельное значение возможной работы, совершаемой в неравновесном процессе, так что $A_{макс} > A \geq A_{воз}$.

3. Маслов В.Н.
Концепция времени в общем начале термодинамики как основа термодинамики неравновесного состояния, Известия вузов. Физика, № 8, с. 49-54, 1989. (Англ. перевод: Soviet Physics, No. 8, 1989)
Предложена математическая формулировка общего начала термодинамики в форме соотношений, определяющих понятие термодинамического времени и

критерии устойчивого равновесия. Предполагается существование неявной функции $F(\Phi, \tau, \Phi^{(1)}, \Phi^{(2)} \ldots \Phi^{(n)}) = 0$, связывающей термодинамическое время и потенциал неравновесного состояния Ф. Получены частные решения общего вида для траекторий неравновесного процесса, характеризующихся наличием лишь одной независимой переменной, т.е. $\Phi = \Phi(\Phi^{(n)})$.

4. Маслов В.Н.

Эксперимент по термодинамике неравновесного состояния: кинетика двухсторонних химических реакций, Известия вузов. Физика, № 6, с. 55-59, 1990. (Англ. перевод: Soviet Physics, No. 6, 1990)

Термодинамика неравновесного состояния заполняет разрыв между химической кинетикой и химической термодинамикой. Показана пригодность полученных уравнений для описания кинетики сложных химических реакций с различными механизмами химического превращения. Существенным преимуществом по сравнению с уравнениями формальной кинетики является сокращение числа независимых кинетических коэффициентов. Предложенное уравнение может быть использовано для решения задач физико-химического подобия и для выполнения инженерных расчетов, связанных с описанием кинетики сложных реакций, протекающих по неизвестному механизму.

5. Маслов В.Н.

Эксперимент по термодинамике неравновесного состояния: механическая система с трением, Известия вузов. Физика, № 6, с. 101-106, 1990. (Англ. перевод: Soviet Physics, No. 6, 1990)

Термодинамика неравновесного состояния позволяет описать существенно неравновесный процесс механического движения с трением, представляющий заведомые трудности для классической механики и термодинамического анализа. Экспериментальные данные по динамике торможения ротора качественно и количественно согласуются с концепцией и соотношениями термодинамики неравновесного состояния, подтверждают физическую достоверность новых термодинамических функций состояния A, Ф, τ. Полученные формулы полезны для практических инженерных расчетов, связанных с определением энергетических потерь на трение в узлах машин и механизмов, с определением тормозного пути транспортных средств и т.п. Предлагаемое уравнение по сравнению с эмпирическими степенными уравнениями четвертой степени имеют то преимущество, что сокращается число подлежащих определению коэффициентов.

6. Маслов В.Н.

О взаимосвязи термодинамики неравновесного состояния с термодинамикой неравновесных процессов, Известия вузов. Физика, № 12, с. 10-14, 1990. (Англ. перевод: Soviet Physics, No. 12, 1990)

Концепция и уравнения нелинейной термодинамики неравновесного состояния сопоставлены с постулатами линейной термодинамики неравновесных процессов Онзагера – Пригожина. Показано, что все четыре основополагающих постулата могут быть получены в качестве частных следствий из уравнений термодинамики неравновесного состояния. В предельном случае малых отклонений от состояния равновесия термодинамика неравновесного состояния сводится к линейной термодинамике неравновесных процессов.

7. Маслов В.Н.

Термодинамическое обоснование принципа наименьшего действия, Известия вузов. Физика, № 5, с. 53-59, 1991. (Англ. перевод: Soviet Physics, No. 5, 1991)

Самопроизвольный процесс в изолированной системе рассматривается как инерционный в том смысле, что для его протекания не требуется обязательного участия внешних сил. Показано, что такой процесс удовлетворяет вариационному принципу минимума диссипативного действия, который может быть записан как в форме Мопертюи, так и в форме Гамильтона. Очевидна аналогия с принципом наименьшего действия в механике с тем отличием, что интеграл действия для неравновесной системы является диссипативным по своей природе и выведен из свойства инерционности самопроизвольных процессов в смысле Власова, то есть независимо от принципа наименьшего действия в механике.

8. Маслов В.Н.

О существовании термодинамических постоянных, характеризующих свойства веществ и материалов в самопроизвольном процессе, Известия вузов. Физика, № 5, с. 58-61, 1992. (Англ. перевод: Soviet Physics, No. 5, 1992)

Уравнения термодинамики неравновесного состояния показывают, что на траектории самопроизвольного процесса сохраняется постоянное значение одной из высших производных максимальной термодинамической работы по времени. Теоретическое обоснование подтверждено, в частности, экспериментальными данными по механическому движению с трением. Постоянная, характеризующая процесс трения названа коэффициентом термодинамических потерь на трение (КТП). В отличие от коэффициента трения в механике, КТП не зависит от скорости и ускорения трущейся пары на траектории самопроизвольного торможения. КТП может рассматриваться как неравновесный термодинамический параметр, характеризующий при данной температуре свойства материалов в процессах трения. Отмечена полезность и преимущества использования КТП в инженерных расчетах.