

Н. И. КОБОЗЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ
В ОБЛАСТИ ТЕРМОДИНАМИКИ
ПРОЦЕССОВ ИНФОРМАЦИИ
И МЫШЛЕНИЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

1971

В монографии на основе термодинамики рассматривается вопрос об уровне тех психических функций, которые способны осуществлять молекулярные механизмы мозга или его искусственные модели. В десяти главах работы излагается теория векторно-броуновских процессов и ее связь с теорией информационно-мыслительных процессов. Сообщаются данные о влиянии энтропии информации на энтропию поведения. Дается векторная интерпретация термодинамических функций. Разбирается термодинамика информационно-мыслительных процессов. Анализируется особый вид не шенноновской стохастической информации. Рассматривается термодинамика символа. Дается истолкование отрицательной энтропии. Рассматривается термодинамическая возможность низко-энтропийной психической деятельности мозга на основе сильно вырожденного газа сверхлегких элементарных частиц, связанных с веществом мозга и его нейронной сетью. Книга может представить интерес для научных сотрудников, аспирантов, студентов старших курсов, работающих в области биофизико-химии, биологии, биокибернетики, бионики и смежных областях.

Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Московского университета

ВВЕДЕНИЕ

После формирования теории информации и кибернетики, т. е. около 20 лет тому назад, появилось много работ и книг, посвященных этой проблеме. В них был высказан ряд важных суждений, касающихся основного вопроса — о передаче автомату интеллектуальных функций человека. Амплитуда этих суждений весьма велика по характеру и мотивировке.

При этом нужно отчетливо разделять два русла. С одной стороны — математическая и техническая сторона теории информации и кибернетики, которая является высшей формой инженерной науки о построении автоматов. Эта область чужда крайним мнениям и держится в рамках существующих рациональных возможностей.

Наряду с этим возникла большая литература научного и научно-популярного характера, включая различные молодежные журналы, где проводятся далекие экстраполяции возможностей кибернетического синтеза «интеллектуальных машин». Ряд талантливых писателей посвятил этому свои научно-фантастические рассказы.

Можно понять психологическое сопротивление самой возможности передать машине высшие функции нашего интеллекта. Но развитие кибернетики пройдет мимо таких мотивов. Вопрос стоит иначе — какие принципы и в чем ограничивают моделирование человеческого разума и психики в целом?

Задача о таком *естественном* ограничении со стороны фундаментальных законов природы, в первую очередь законов термодинамики, еще ждет своей постановки и разработки. Новые области науки обычно, и это понятно, не склонны себя ограничивать.

Вспомним, однако, что многие из основных законов природы носят именно *ограничительный* характер, и без них наука не имела бы необходимых ориентиров. Таковы оба закона термодинамики о невозможности построения перпетуум-мобиле 1-го и 2-го рода; все законы сохранения (энергии, материи, импульса, количества движения и т. п.); принцип неопределенности (невозможности одновременной фиксации импульса и координат частицы), принцип относительности (невозможность достижения материальным телом ско-

рости света); принцип недостижимости абсолютного нуля (теорема Нернста — Планка); теоремы Геделя о неполноте (невозможность полной формализации содержательных математических систем) и т. п. Все эти ограничивающие законы не есть законы отрицательные, они просто предупреждают о том, чего заведомо не стоит добиваться, и этим оказывают огромное экономизирующее и вместе с тем направляющее влияние на нашу деятельность.

Этого пока не имеется в области моделирования функций человеческой психики. Видимо, в первую очередь этим и объясняется разнообразие мнений по вопросам такого моделирования¹. Некоторые авторы считают, что существуют лишь частные ограничения, другие — что нет никаких ограничений, третьи — что эти ограничения принципиальны и непреодолимы.

С появлением и развитием теории информации и кибернетики возможности моделирования биопсихических функций чрезвычайно расширились. Несомненно, здесь можно сделать многое. Но знать, в чем заключаются принципиальные ограничения, значит лучше понять путь к тому, что действительно возможно.

Центральной задачей этой работы является определение общего термодинамического условия для осуществления информационной и мыслительной деятельности мозга с помощью молекулярных и системных физико-химических механизмов.

Проведенный анализ показывает, что это условие не тривиально и ведет к необходимости ввести новый термодинамический параметр для возможного организованного мышления.

На фоне огромных успехов молекулярной биологии понятно стремление некоторых авторов (Полинга, Эшби и др.) искать объяснения процесса мышления целиком на основе молекулярных механизмов. Вопрос, где кончаются возможности такого молекулярного моделирования и возникает необходимость введения нового параметра, представляется важным во всех отношениях и заслуживает всестороннего анализа.

В основе научного анализа достаточно широкого плана всегда лежат те или иные фундаментальные законы природы. В основу этой монографии положены два таких закона.

1. Закон энтропии для всех физико-химических систем, т. е. молекулярных множеств любого уровня: $S > 0$ (при $T > 0$).

2. Закон тождества для мышления: $A = A$.

Информация лежит между этими двумя законами: как физический «сигнал», она примыкает к закону Энтропии, т. е. к исчислению вероятностей; как точно кодируемое «сообщение», она подчиняется закону тождества.

¹ Довольно полно эти различные взгляды отражены в сборнике статей «Кибернетика ожидаемая и кибернетика неожиданная» (М., «Наука», 1968), где освещена также точка зрения автора монографии на процесс мышления (статья А. Мицкевича «Термодинамика информации, мышление»). Подробней эта точка зрения изложена в книге А. А. Братко «Моделирование психики» (М., «Наука», 1969). О предмете и методе кибернетики см. статью А. А. Ляпунова и С. В. Яблонского в сб. «Кибернетика, мышление, жизнь». М., «Мысль», 1964.

Закон энтропии утверждает, что всякому молекулярному множеству присуща положительная энтропия, т. е. некоторая неопределенность состояния (так как условие $T=0$ недостижимо), и хотя существуют множества с очень малой энтропией (например, вырожденный электронный газ), но безэнтропийные множества неизвестны и не допускаются статистикой. А так как статистика распространяется на весь мир вещей, то второе начало термодинамики в обобщенной статистической форме является здесь высшим арбитром.

За свою столетнюю жизнь понятие энтропии существенно изменилось и, главное, обобщилось. Если в исходной форме, данной Клаузиусом, энтропия имела «тепловой» (точнее теплоемкостный) характер и выражалась интегралом $\int \frac{dQ}{T}$, то в трудах Больцмана она уже получила вероятностное истолкование, причем H -функция Больцмана, имеющая обратный знак с энтропией, вообще не имеет размерности. Это примечательно в том отношении, что, следовательно, понятие энтропии не обязательно связано именно с *тепловым* хаосом и может быть естественно обобщено на любую неупорядоченность элементов. Привычный для нас вид энтропии $S = k \ln W$ придал ей Планк, введя константу Больцмана k , которая сообщила энтропии размерность *кал/°К*. Сам Больцман никогда не писал этого уравнения, хотя оно и начертано на его надгробной плите.

Введение Гиббсом понятия о многомерном фазовом пространстве дало энтропии новую форму и соответственно новый смысл, совместимый, но не вполне совпадающий с прежними двумя.

Сейчас энтропия — это обязательный элемент соответствующих учебных курсов, и научная мысль лишь ищет пути ее вычисления и обобщения. Но для тех, кто читал научные мемуары М. Планка, должно быть ясно, как нелегко понятие энтропии внедрялось в науку, которая еще в конце прошлого века имела своим идеалом чисто механическое понимание природы. Сейчас сложилось четвертое, еще более общее представление об энтропии как о мере неупорядоченности и неопределенности состояния *любой* системы, которое тоже встречает свои трудности. При этом энтропия уже окончательно утратила свою размерность. Было бы трудно отыскать автора такого определения. В качестве одного из источников этого представления нужно указать на классические работы Шеннона (1948 г.) по теории информации, где используется обобщенная энтропия.

Одновременно и независимо (1948 г.) мною была развита теория векторно-броуновских процессов и применена к кинематике живых организмов, где также использовалась безразмерная обобщенная энтропия, составляющая неустранимую компоненту их поведения.

Таким образом, сейчас можно говорить по меньшей мере о четырех формах энтропии. Во-первых, об энтропии *молекулярного множества*; во-вторых, об энтропии или неопределенности *состоя-*

чия любой не вполне упорядоченной системы вплоть до макроскопических множеств; в-третьих, об энтропии или неопределенности информации, т. е. сведений о некоторой системе; в-четвертых, об энтропии или неопределенности поведения системы, включая сюда живые организмы и их функции.

Фактор энтропии обнаруживает такую всеобщность, что, если, например, конструктор оперирует с макроэлементами своей модели, биолог с живыми организмами, нейрофизиолог с пейронными сетями, им неизбежно приходится считаться с наличием энтропии в виде хаотических, шумовых и неупорядоченных факторов в самих элементах, в их взаимодействии и поведении. Ни одна молекулярная система не изъята из ведения второго начала термодинамики, взятого в его обобщенной форме. Какое бы дискретное множество мы ни брали, в нем всегда существуют черты порядка и хаоса, определенности и неопределенности, а следовательно, и энтропии.

Греческая философия уже около 2,5 тыс. лет тому назад ввела в свою систему понятие хаоса и порядка (Гезиод, Анаксимен, Фалес, ионийская школа), но с течением времени и с доминированием логики Аристотеля в средних веках эти понятия в форме естественного симбиоза практически ушли из мышления. Им не нашлось места и в науке вплоть до середины XIX в. Высшей формой научного метода долгое время считалась ньютоновская механика, а для нее понятие порядка уже предполагалось заранее как основа самой возможности научного анализа: беспорядок являлся побочным, неинтересным осложнением или артефактом. Само понятие вероятности появилось в науке только в XVII в. в трудах Паскаля, Ферма, Гюйгенса и долго заслонялось господствующей ролью механики с ее ньютоновским детерминизмом.

Но такие явления, как броуновское движение и флуктуации, которые принципиально неустранимы даже для макрообъектов и макронаблюдений, как, например, броуновское колебание нитей в гальванометрах или флуктуация слабых электрических токов в сетях, связанные с корпускулярной природой вещества и электричества — эти явления, открытые во второй половине XIX в. и в начале XX в., показали, что мы живем в мире не только молекулярной неупорядоченности, но и в мире макронеупорядоченности и должны принять обобщенную энтропию в качестве универсального параметра.

В связи с этим первые две главы монографии посвящены проблеме хаоса и порядка, теории векторно-броуновских процессов и обобщению понятия энтропии и свободной энергии.

Второй фундаментальный закон — закон тождества — является основным законом логики и необходимым условием упорядоченного мышления. Он был сформулирован Аристотелем примерно за 350 лет до нашей эры. Не следует, однако, думать, что закон этот, кажущийся теперь самоочевидным, дался человеку легко. Сейчас дети 7—8 лет идут в школу с уже готовым законом тождества в

голове, так как их мышление воспитывается на этом законе. Но даже для современных первобытных людей он совсем не имеет обязательной силы, так как само понятие тождества чуждо первобытному мышлению. Многочисленные примеры этого собраны в антропологической литературе в виде отождествления предмета и его изображения, человека и его тени и проч.

Со времени Аристотеля закон тождества дополнился диалектическим содержанием, но в формально-логическом смысле он остался неизменным и в таком виде перешел в математику и во все математизированные области знания. В такой форме он используется и в этой работе.

Главной проблемой в термодинамике мышления является несовместимость закона энтропии для молекулярных множеств, в том числе для молекулярного аппарата мозга, и закона тождества для мышления. Вывод: молекулярное множество не способно к функции мышления. Эта антиномия, на которую до сих пор не обращали внимания, практически снимается операционной логической деятельностью сознания и, следовательно, требует фактора, способного компенсировать энтропию молекулярного аппарата мозга.

Это направляет мысль в сторону идеи Шредингера об отрицательной энтропии, использованной здесь, как увидим, в видоизменной форме, принципиально отличной от негэнтропии Бриллюэна. Этому вопросу уделено значительное место в монографии.

Наряду с общей теорией информации в основу монографии положены теоретические работы автора за последнее десятилетие, посвященные вопросам, лежащим на границе термодинамики, биофизики, физико-химического моделирования процессов информации и мышления. Сюда относятся работы по проблеме обратимости в термодинамике, по упорядоченности и неупорядоченности энергии, по роли энтропии в кинетике размножения, по векторно-броуновским процессам, цикл статей по термодинамике процесса информации и мышления.

Мозг как таковой, как нейрофизиологическая система, в монографии почти не затрагивается, частично только в последней главе и в некоторых примечаниях. Однако термодинамический анализ информационно-мыслительного процесса настойчиво наводит на мысль, что рассматривать мозг только как биохимическую, клеточную и нейрофизиологическую систему недостаточно для объяснения фундаментальных свойств сознания — способности ставить задачи, однозначно их решать, создавать символику этих решений, кодировать информацию — словом, мыслить и обеспечивать информационно-мыслительный обмен между людьми. Для всех этих функций необходима столь низкая энтропия, а иногда даже полная безэнтропийность механизмов мозга, которую не может обеспечить биохимический материал мозга и нейронная сеть, построенная из этого материала. Для этого нужны особые частицы с очень малой массой и источник отрицательной энтропии для полного упорядочива-

ния некоторых видов мыслительной продукции — логических выводов, однозначной символической записи и т. п.

Постановка этого вопроса и поиски путей его решения составляют одну из задач этой работы. Не приходится говорить, что труд по этой теме сталкивает исследователя с рядом неустоявшихся дискуссионных вопросов и требует абстрагирования от многих частных особенностей информационно-мыслительской деятельности сознания.

Но «от живого созерцания к абстрактному мышлению и от него — к практике...»¹ — таков естественный путь исследования.

Автор выражает благодарность своим товарищам по кафедре физической химии МГУ и другим ученым, проявившим интерес к этим работам и поддержавшим в авторе намерение написать эту монографию, а также сотруднице лаборатории катализа и газовой электрохимии З. А. Терентьевой за активную помощь в подготовке работы к печати.

¹ В. И. Ленин. Полн. собр. соч., т. 29, стр. 152—153.

ТЕОРИЯ ВЕКТОРНО-БРОУНОВСКИХ ПРОЦЕССОВ И ЕЕ СВЯЗЬ
С ТЕРМОДИНАМИКОЙ ИНФОРМАЦИИ И МЫШЛЕНИЯ

Упорядоченность и неупорядоченность, определенность и неопределенность, хаос и порядок есть наиболее общие свойства действительности, обнимающиеся понятием обобщенной энтропии.

Наибольшее значение для настоящей работы имеют смешанные формы явлений, совмещающие в себе элементы порядка и хаоса [1, 2]. Это смешение всегда встречается в информации, в некоторых формах мышления и в психике в целом. Введение обобщенной энтропии, обобщенной свободной и полной энергии требует простой и достаточно общей модели.

Всякое явление двойственно, оно содержит в себе некоторую векторную, направленную и некоторую броуновскую, хаотическую компоненту¹.

Броуновская компонента представляет неустранимый элемент всякого реального процесса, *подчиняющегося законам статистики и термодинамики*. Иными словами, в природе существует универсальное свойство, которое можно назвать неустранимым броуновским рассеянием, как увидим далее, имеющее, по-видимому, единственное исключение. Универсальность указанных компонент позволяет избрать векторно-броуновское движение как общую модель для введения обобщенной энтропии. При этом существенно, что эта теория может быть перенесена от неживых объектов (например, частичек эмульсий) на объекты живые различных биологических и психологических рангов. Как мы подробнее увидим далее, проблема порядка и хаоса тесно связана с теорией информации и мышления. Эта аналогия разбирается ниже.

Первый вопрос, который возникает в теории векторно-броуновских процессов, — как отличить три типа процессов: броуновское движение, векторное и смешанное векторно-броуновское. Проверка и демонстрация теории дается на движении живых объектов, у которых ясно выражены обе компоненты, легко доступные как наблюдению, так и вариации с помощью тропизмов и травм. Кроме

¹ Содержательное обсуждение общей проблемы хаоса и порядка дается в книге Ст. Бира [3] в дополнении «Мифология систем — под сводом сумерек».

того, живые объекты по существу ближе к области, рассматриваемой в этой работе.

Равновесие векторно-броуновских элементов явления

Всякое реальное движение, происходящее в обычном геометрическом или абстрактном пространстве, представляет сочетание отдельных пробегов и импульсов, слагаемых по некоторому закону. Если закон сочетания этих импульсов и отвечающих им пробегов есть закон случая, то движение имеет чисто броуновский характер, представляя обычную диффузию. Если, наоборот, каждый импульс или пробег λ векторизован, т. е. точно направлен по некоторой оси или к какой-либо целевой точке, то такое движение будет иметь полностью векторизованный характер. Средний наиболее общий случай смешанного векторно-броуновского движения будет иметь место тогда, когда из Z пробегов длиной λ и длительностью τ только некоторая η -я часть векторизована и приближает движущийся объект к целевой области, а остальная $(1-\eta)$ часть броунизирована и обуславливает броуновское рассеяние объекта и его область неопределенности. Таким образом, при вполне векторизованном движении $\eta=1$, при вполне броуновском $\eta=0$, при смешанном векторно-броуновском движении $1 > \eta > 0$. Всеобщий опыт показывает, что на упорядочение всякого явления всегда требуется затрата обобщенной работы векторизации, причем величине приложенного векторизационного потенциала отвечает определенная степень векторизации.

Таким образом, между векторной и броуновской компонентой явления существует равновесие, определяемое величиной приложенного векторизирующего Ψ -поля.

$$\begin{array}{ccc} \text{Броуновский элемент} & \rightleftharpoons & \text{векторный элемент} \\ (\text{пробег, импульс}) & & (\text{пробег, импульс}) \end{array} \quad (I.1)$$

Здесь ε — энергетический эффект векторизации броуновского элемента явления, т. е. его пробега, работа ориентации пробега по векторной оси. Соответственно $-\varepsilon$ — энергетический эффект броунизации векторизованного элемента явления (пробега), являющийся эквивалентом «броуновских сил», характеризующих явление; Ψ — потенциал приложенного векторизирующего поля, компенсирующего броуновские силы явления. Если рассматривать этот процесс в векторной диаграмме, то ε будет отвечать энергии поворота элементарного пробега от орта \vec{k} , отвечающего броуновскому состоянию процесса и энтропии, до орта \vec{j} , отвечающего векторному состоянию системы и соответственно, его свободной энергии (см. гл. II). По общему закону статистического равновесия между векторным и броуновским состояниями явлений (или отдельного импульса) можно написать константу векторизации, которая выразится уравнением

$$K_{\text{вект}} = \frac{\eta}{1-\eta} = e^{\frac{\Psi - \epsilon}{\epsilon_0}}, \quad (1.2)$$

$$K_{\text{броун}} = \frac{1-\eta}{\eta} = e^{\frac{\epsilon - \Psi}{\epsilon_0}}$$

(ϵ_0 — модуль, аналогичный kT в уравнении Больцмана). Величины Ψ и ϵ можно представить в долях этого модуля в безразмерной форме

$$\Psi^0 = \frac{\Psi}{\epsilon_0}, \quad \epsilon^0 = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}. \quad (1.3)$$

Опыт показывает, что в природе не существует систем, обладающих устойчивой упорядоченностью, т. е. векторной формой, и не поддерживаемых каким-либо векторизационным потенциалом. Это дает возможность высказать некоторое обобщение: в отсутствие векторизационных потенциалов устойчивы только броуновские, хаотические или стохастические формы явлений; всякое векторизованное (упорядоченное) явление всегда компенсировано соответствующим векторизационным потенциалом, т. е. оно способно возникнуть и устойчиво существовать только при наличии такого потенциала.

Таким образом, живому организму и его органам вплоть до мозга, до тех пор, пока они способны к выполнению векторизованных действий, начиная от упорядоченного движения до упорядоченного мышления, должен быть приписан определенный векторизующий Ψ -потенциал. В табл. I приведены основные характеристики векторно-броуновского процесса и их обозначения.

Таблица I

| Основные характеристики векторно-броуновского процесса | Обозначения |
|---|-------------|
| Общее число пробегов или импульсов | Z |
| Величина (длина) одного пробега | λ |
| Скорость движения объекта | u |
| Степень векторизации пробегов | η |
| Длительность одного импульса | τ |
| Число векторных пробегов | $Z\eta$ |
| Число броуновских пробегов | $Z(1-\eta)$ |
| Коэффициент диффузии | D |
| Полное смещение объекта (путь) | L |
| Векторное смещение объекта | L_V |
| Частота импульсов | ν |
| Векторизующий потенциал | Ψ |
| Работа поворота пробега λ от броуновской к векторной оси | ϵ |

Обращаясь к простейшему действию живого существа — к его движению, можно сказать, что для беспорядочного движения медленных объектов, для которых длительность наблюдения соизмерима с длительностью свободного пробега (это не имеет места для взвешенных частиц, но относится именно к живым организмам), уравнение броуновского движения Эйнштейна — Смолуховского [4]

$$\bar{L}_B^2 = u\lambda t = Z\lambda^2 = 4Dt \quad (1.4)$$

уже недостаточно и должно быть заменено уравнением Орнштейна [4, 5]

$$\bar{L}_B^2 = 4Dt \left[1 - \frac{B}{t} (1 - e^{-\frac{t}{B}}) \right]. \quad (1.5)$$

Здесь \bar{L}_B^2 — средний квадрат смещения броунизирующего объекта за время t ; D и B связаны следующим соотношением с длиной пробега λ и скоростью движения u :

$$2D = \frac{\lambda u}{2}, \quad B = \frac{\lambda}{2u} = \frac{\tau}{2}, \quad u = \sqrt{\frac{2D}{B}}. \quad (1.6)$$

Число свободных пробегов или импульсов процесса Z связано с длиной пути L , λ , τ и t соотношением¹

$$Z = \frac{L}{\lambda} = \frac{ut}{\lambda} = \frac{t}{\tau}; \quad \frac{\lambda}{u} = \tau. \quad (1.7)$$

Это дает возможность представить уравнение Орнштейна в эквивалентных формах

$$\bar{L}_B^2 = \begin{cases} u\lambda t \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\tau}{t} (1 - e^{-\frac{2t}{\tau}}) \right] \\ Z\lambda^2 \left[1 - \frac{1}{2Z} (1 - e^{-2Z}) \right] \\ L\lambda \left[1 - \frac{\lambda}{2L} (1 - e^{-\frac{2L}{\lambda}}) \right] \end{cases} \quad (1.8)$$

При достаточной длительности наблюдения t и соответственно большом числе пробегов Z эти уравнения переходят в обычное уравнение броуновского движения Эйнштейна — Смолуховского (4), а для малых t дают равномерное движение со скоростью u

$$\bar{L}_B^2 = L^2 = (ut)^2. \quad (1.9)$$

¹ В этом и последующих уравнениях длина свободного пробега и скорость движения считаются постоянными на протяжении опыта.

Здесь нужно отметить существенный факт: когда мы наблюдаем какой-либо объект на отрезке времени, меньшем длительности его свободного пробега, то его движение всегда представляется векторизованным, и только достаточно длительное наблюдение может обнаружить существование броуновской компоненты. Это же относится и к информационно-мыслительным явлениям. Наложение на процесс некоторого векторизационного потенциала вызывает появление в нем степени векторизации η , что соответствует уменьшению числа броуновских пробегов до величины $(1-\eta)Z$ и одновременно появление векторизованной компоненты, равной $Z\eta$.

Прежде чем развивать эти математические представления, нужно сказать, что для того, чтобы задача имела общее решение, следует отказаться от обычных физических образов таких частично упорядоченных явлений, как, например, парамагнитный газ Ланжевена в магнитном поле или аналогичная ориентация дебаевских диполей в электрическом поле. Оба эти образа, как и всякая другая физическая модель, перемещаются в обычном евклидовом пространстве и подчинены законам ньютоновской механики, что накладывает на них частные ограничения в виде сложения сил, сохранения энергии и количества движения и т. д. Как бы ни были универсальны подобные законы, их область — обычное геометрическое пространство и обычная механика. Поэтому искомый закон сложения импульсов или пробегов нужно освободить от каких-либо геометрических и механических ограничений. Для этого следует воспользоваться *принципом числа*, а не пространства и разделить все импульсы на две части: векторизованные $Z\eta$ и броунизированные $(1-\eta)Z$. Арифметическая сумма $Z\eta\lambda$ векторизованных импульсов дает величину смещения L_B изображающей точки вдоль некоторой векторной оси, для которой можно допустить любую форму. Сложение же площадей $Z\lambda(1-\eta)$ броуновских импульсов дает область неопределенности положения точки после Z импульсов, т. е. объем ее состояния в некотором абстрактном или геометрическом пространстве.

При таком способе исчисления импульсов безразлично, в какой последовательности будут возникать векторизованные и броунизированные импульсы, что, как правило, и недоступно прямому наблюдению. При этом не предполагается пристраивание одного векторизованного импульса к другому: эти импульсы возникают статистически, переслаиваясь броуновскими импульсами, и в результате дают определенную степень η векторизации пробегов.

Таким образом, при разделении импульсов используется тот принцип «да — нет» или «0—1», т. е. двоичное исчисление, которое сейчас применяется в теории информации и кибернетике. Такой числовой или кибернетический принцип определения импульсов является наиболее общим и меньше всего связывает теорию с конкретной природой процесса.

Если взять средний квадрат полного смещения $\overline{L^2}$ за время t , то

он представится в виде суммы средних квадратов векторных и броуновских компонент

$$\bar{L}^2 = \bar{L}_B^2 + \bar{L}_B^2 = u^2 \eta^2 t^2 + \lambda u (1 - \eta) t \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\lambda}{u(1-\eta)t} (1 - e^{-\frac{2u(1-\eta)t}{\lambda}}) \right]. \quad (I.10)$$

Для целей численного расчета удобно разделить эти выражения на t и пользоваться выражением

$$\frac{\bar{L}^2}{t} = u^2 \eta^2 t + \lambda u (1 - \eta) \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\lambda}{u(1-\eta)t} (1 - e^{-\frac{2u(1-\eta)t}{\lambda}}) \right]. \quad (I.11)$$

Уничтожение векторности, т. е. $\eta=0$, обращает уравнение (10)

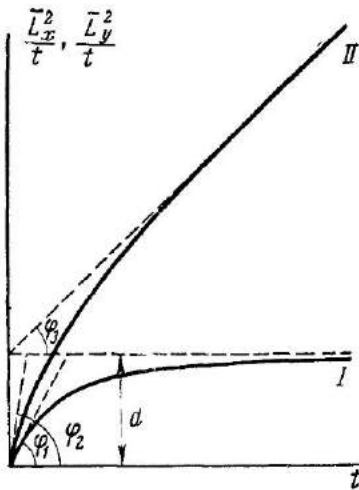


Рис. 1. Теоретические кривые векторно-броуновского ($\eta \neq 0$) движения. Кривая I соответствует броунов-

ской компоненте $\frac{\bar{L}_x^2}{t}$, причем

$$d = 2D(1 - \eta) = \frac{\lambda u (1 - \eta)}{2};$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = u^2 (1 - \eta)^2;$$

кривая II соответствует векторно-броуновской компоненте $\frac{\bar{L}_y^2}{t}$,

$$\frac{\eta}{1 - \eta} = K_{\text{вект}} = \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \varphi_2}{\operatorname{tg} \varphi_1}}; \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = u^2 \eta^2; \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = u^2 \eta^2 + u^2 (1 - \eta)^2.$$

Для случая чисто броуновского движения ($\eta = 0$)

$$d = 2D = \frac{\lambda u}{2}; \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = u^2,$$

$$\frac{\bar{L}_y^2}{t} = \frac{\bar{L}_x^2}{t}$$

в исходное уравнение (8). Если речь идет о движении в пространстве, то удобно пользоваться не самим смещением частицы, а ее проекциями на оси x и y , т. е. величинами $\frac{\bar{L}_x^2}{t}$ и $\frac{\bar{L}_y^2}{t}$, для которых легко найти аналогичное выражение. Если векторная ось совпадает с осью y (простейший случай), тогда

$$\frac{\bar{L}_x^2}{t} = \frac{1}{2} \lambda u (1 - \eta) \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\lambda}{u(1-\eta)t} (1 - e^{-\frac{2u(1-\eta)t}{\lambda}}) \right],$$

$$\frac{\bar{L}_y^2}{t} = u^2 \eta^2 t + \frac{\bar{L}_x^2}{t}. \quad (I.12)$$

Если направление векторной оси неизвестно (общий случай), то расчет несколько усложняется, но остается возможным.

На рис. 1 представлена теоретическая зависимость $\bar{L}_{x,y}/t$ от t , отвечающая этим уравнениям. Там же показан способ определения векторно-броуновских характеристик объекта по этим кривым, а именно: скорости движения u , свободного пробега λ , степени векторности η . Общие признаки отсутствия или наличия векторной компоненты в движении следующие: 1) при чисто броуновском движении

$\frac{\bar{L}_x^2}{t} = \frac{\bar{L}_y^2}{t}$; 2) при векторно-броуновском движении:

а) $\frac{\bar{L}_y^2}{t} > \frac{\bar{L}_x^2}{t}$ (если ось y является векторной осью); б) величина \bar{L}_x^2/t стремится со временем к пределу $\frac{\lambda u}{2} (1-\eta)$; в) разность

$$\frac{\bar{L}_y^2 - \bar{L}_x^2}{t} = u^2 \eta^2 t$$

представляет собой прямую, проходящую через начало координат с положительным угловым коэффициентом. При чисто броуновском движении эта разность равна нулю.

Объем состояния и обобщенная энтропия явления

Когда время пробегов и соответствующее число пробегов объекта достаточно велики и когда он успеет испытать значительное векторное смещение $Z\eta\lambda$, выражение для полного смещения упрощается¹

$$L = Z\eta\lambda \sqrt{1 + \frac{1}{Z\eta} \cdot \frac{1-\eta}{\eta}} \cong \underbrace{Z\eta\lambda}_{\text{вект. смещение}} \pm \frac{1}{2} \underbrace{\frac{1-\eta}{\eta} \lambda}_{\text{«ширина состояния»}} \quad (\text{I.13})$$

Величина ρ — «ширина состояния», т. е. ширина той области, в которой оказывается объект после Z векторно-броуновских пробегов, и численно равна константе броунизации, помноженной на пробег. Эта величина выражает размытость состояния объекта по векторной оси из-за неполной векторизованности пробегов. По той же причине движение объекта будет совершаться с «качанием» по броуновской оси (по оси x), причем амплитуда этого качания

¹ Поскольку выбор направления векторной оси произволен по знаку, то в дальнейшем будем оставлять знак +.

Все уравнения, в которые входят величины L , l , ρ , даваемые уравнениями (13) и (14), получены разложением в ряд и, следовательно, имеют приближенный характер. Поэтому значения всех характеристик для векторно-броуновских процессов, в том числе энтропии, справедливы только при условии достаточно большого Z и не слишком малого η , когда обрыв ряда на втором члене является допустимым. Продолжение ряда приводит к слишком громоздким, практически неприменимым уравнениям.

выразит размытость состояния по этой оси, которая определится из уравнения

$$l = \lambda \sqrt{2Z(1-\eta)}. \quad (I.14)$$

Таким образом, в результате Z пробегов с векторностью η и с величиной пробега λ изображающая точка или сам объект окажется в некоторой области с «шириной» ρ и с «амплитудой» l . Эту область определим как «объем состояния» V . В результате более или менее упорядоченного сложения пробегов изображающая точка покроет с некоторой средней плотностью область, которая выразит «объем процесса» Ω . Для броуновского процесса объем состояния и объем процесса совпадают

$$V_B = \Omega_B = Z\pi\lambda^2. \quad (I.15)$$

Для векторно-броуновского процесса

$$V_{B-B} = \frac{\pi}{4} l \rho = \frac{\pi \sqrt{2}}{4} \lambda^2 \sqrt{Z(1-\eta)} \frac{1-\eta}{\eta}, \quad (I.16)$$

$$\Omega_{B-B} = \frac{4}{3} L \sqrt{\rho L} = \frac{4}{3} Z\lambda^2 \sqrt{Z(1-\eta)}, \quad (I.17)$$

$$\rho = \lambda \frac{1-\eta}{\eta}. \quad (I.18)$$

Если отнести величины V и Ω к площади одного пробега $\pi\lambda^2$, то получим обобщенные безразмерные величины для объема состояния и процесса, которые пригодны для описания любого векторно-броуновского явления

$$V_B^0 = \Omega_B^0 = Z, \quad (I.19)$$

$$V_{B-B}^0 = \frac{1}{2} \sqrt{Z(1-\eta)} \frac{1-\eta}{\eta}, \quad (I.20a)$$

$$\Omega_{B-B}^0 = \frac{4}{3\pi} Z\eta \sqrt{1-\eta}. \quad (I.20б)$$

Объем наличного состояния V^0 , естественно, составляет часть объема всего процесса Ω^0

$$\frac{V^0}{\Omega^0} = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{\sqrt{Z}} \frac{1-\eta}{\eta^2}. \quad (I.20в)$$

По мере развертывания процесса доля объема состояния в общем объеме процесса уменьшается. Она также, естественно, быстро уменьшается с увеличением степени векторизации.

Как видно из этих уравнений, объем состояния V меняется главным образом за счет «ширины состояния» ρ и резко уменьшается с ростом векторизации, «амплитуда» же l изменяется при этом зна-

чительно медленнее. Поэтому, введя некоторые упрощения, можно найти для объема состояния с достаточной точностью выражение

$$V_{B-B} \approx \frac{4}{3} \pi \sqrt{Z} \lambda^2 \frac{(1-\eta)^{3/2}}{\eta} \left(\frac{4}{3} \pi \lambda^2 \sqrt{Z} \right) e^{\frac{\epsilon - \Psi}{\epsilon_0}} \quad (1.21)$$

Как видно, уменьшение векторизационного потенциала расширяет объем состояния, который в пределе при $\Psi=0$ и $\eta=0$ будет стремиться к объему чисто броуновского явления V_B .

Наоборот, усиление векторизационного потенциала сжимает явление, доведя его в пределе при $\Psi=\infty$ и $\eta=1$ до точечного состояния. Одновременно с этим траектория процесса сжимается в линию ($l=0$) и векторное смещение получает максимальное значение $L_B=L$.

Результат действия Ψ -поля проявляется и в изменении самой формы явления: шаровая симметрия, свойственная всякому броуновскому явлению в изотропном пространстве, теряется в этом поле, и явление начинает трансформироваться во все более суживающийся конус или треугольник (рис. 2). Этот «треугольник» или «конус» наблюдается во всех векторно-броуновских процессах.

Так как энтропия состояния определяется объемом той области V , в которой может находиться в конце своего пути данный объект или изображающая его точка, то векторизация явления должна резко снижать его энтропию. Выведенное уравнение позволяет установить связь между объемом состояния, эквивалентным фазовому объему, и этим потенциалом, т. е. между обобщенной энтропией и Ψ -потенциалом. Получаем выражения для безразмерных значений энтропии S^0 , выраженной через Ψ^0 , ϵ^0 , V^0 ,

$$\Psi^0 \sim \epsilon^0 - \ln V_{B-B}^0, \quad (1.22a)$$

$$S_{B-B}^0 = \ln V_{B-B}^0 = \epsilon^0 - \Psi^0, \quad (1.22б)$$

$$S_B^0 = \ln V_B^0 = \ln Z, \quad (1.22в)$$

$$\Delta S^0 = S_B^0 - S_{B-B}^0 = \Psi^0. \quad (1.22г)$$

Объемы состояний V_B^0 , V_{B-B}^0 выражены в числе элементарных ячеек.

Одному пробегу отвечает размерная обобщенная энтропия $V_B = \pi \lambda^2$, $\pi \lambda^2$ играет роль элементарной ячейки в квантовой статистике. Как видно, выражение Ψ -потенциала в зависимости от объема состояния V совершенно аналогично зависимости свободной энергии идеального газа или раствора от их молярного объема. Отсюда получается наглядное толкование величины векторизационного потенциала: *это есть работа сжатия объема состояния (явления)*.

Из этого же уравнения видно, что только бесконечно большому Ψ -потенциалу может отвечать бесконечно малый точечный объем

состояния и отсутствие энтропии. А так как в природе нет бесконечно больших потенциалов, то отсюда следует общий вывод, что в природе нет точечных состояний, что всякое реальное явление

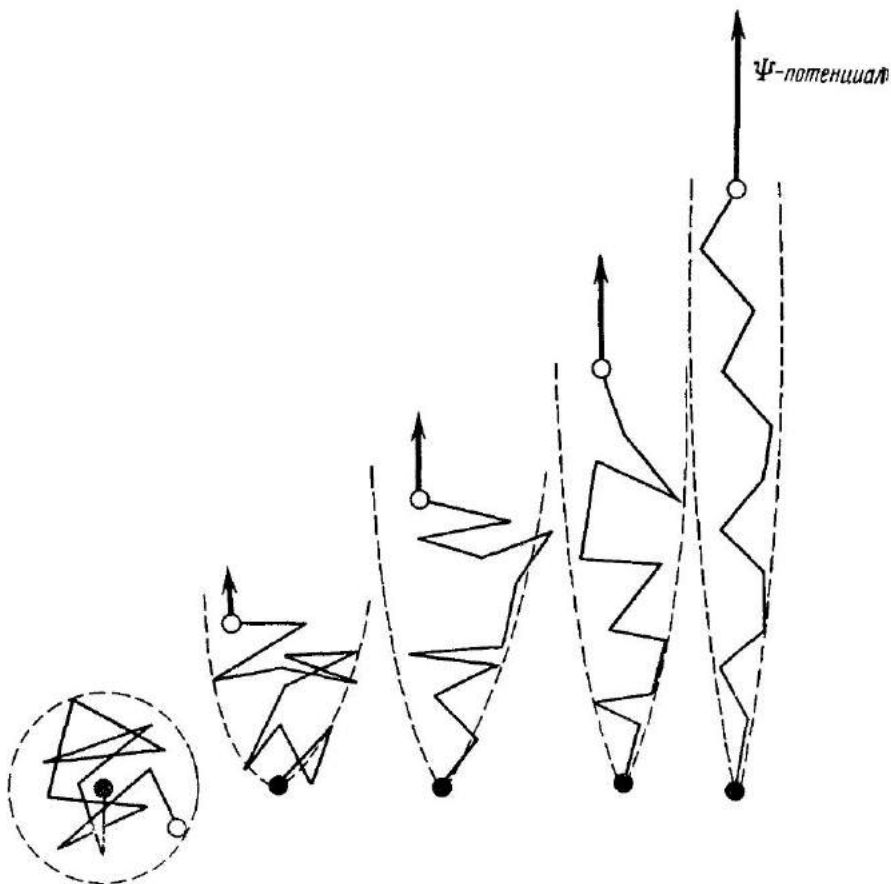


Рис. 2. Растягивание «броуновского клубка» явления в векторизующем Ψ -поле

имеет некоторый конечный объем, т. е. обладает областью неопределенности или броуновским рассеянием и, следовательно, обобщенной энтропией. Поэтому особенно разителен тот факт, что в области логического мышления оказывается возможным создавать такие конструкции (силлогизмы, теоремы, цепи доказательств), которые не обладают никакой долей неопределенности и, следовательно, безэнтропийны. Этот «парадокс мышления» будет подробно обсужден в главах IV—VI.

Из соотношения (21) следует, что сжатие состояния никогда не происходит самопроизвольно. Всякое уменьшение неопределенности состояния объекта, выражающееся в сжатии явления и уточнении его свойств, требует затраты обобщенной работы.

Эта работа может быть чисто физической, механической, электрической, магнитной, но она может и не иметь прямого физического эквивалента, выражаясь в работе психики, нервной корреляции, внимания, памяти, логики. Понятие психической работы в этом толковании является вполне правомерным: эта работа аналогична свободной энергии термодинамических процессов и измеряется сжатием объема психического явления. Если проанализировать такие основные психические функции, как логика, память, внимание и т. п., то можно увидеть, что их функция заключается именно в сжатии объема соответствующих явлений, сокращении области неопределенности состояния, в уточнении его свойств, вообще, в подавлении броуновской компоненты психического явления. Это становится особенно отчетливым, если противопоставить векторизационным формам психики соответствующие броуновские формы, например: логичность и беспорядочность мышления; волю и нерешительность (колебание между многими возможностями действия, неопределенность поведения); память и забывчивость (расплывчатость, неопределенность редуцирования явлений в сознании); внимание и рассеянность (неточность и неопределенность восприятия явлений), аккуратность и беспорядочность (неупорядоченность действий) и проч.

Проделанный анализ позволил, как мы видели, ввести понятие обобщенной энтропии явления, которая определяется его обобщенным объемом V совершенно так же, как энтропия идеального газа определяется объемом, занимаемым его частицами (см. уравнения (22)). Эти уравнения показывают, что наложение векторизационного поля, векторизуя и сжимая явление, снижает его обобщенную энтропию, причем это снижение точно компенсируется приложенным безразмерным Ψ -потенциалом. Поэтому в результате этой компенсации векторизация явления не изменяет его обобщенной полной энергии.

Изоэнергетичность процесса векторизации в Ψ -поле

$$E = \Psi + S \quad (I.23a)$$

(аналог уравнения Гиббса---Гельмгольца).

Для броуновского процесса $\Psi^0 = 0$

$$E_B^0 = S_B^0 \quad (I.23б)$$

Для векторно-броуновского процесса

$$E_{B-B}^0 = \Psi^0 + S_{B-B}^0 \quad (I.23в)$$

так как $\Psi^0 = S_B^0 - S_{B-B}^0$ (см. уравнение 22г), то

$$E_B^0 = E_{B-B}^0, \quad (I.23г)$$

т. е. ориентация пробегов в Ψ -поле не меняет полной обобщенной энергии системы ($E^0 = Z\lambda = L$).

Аналогично: при процессе информации распределение «частиц-шансов» между информационными ячейками (вариантами) не меняет полной энергии информационной системы (см. гл. III).

Таким образом, процесс векторизации способен изменять распределение энергии (вообще элементов явления) между векторной и броуновской (энтропийной) формой, не изменяя общего числа этих элементов, являющихся мерой обобщенной полной энергии явления. Можно видеть, что такие категории, как упорядоченность и неупорядоченность являются столь же фундаментальными для теории векторно-броуновского движения, как и для теории информации и мышления. Отчетливая связь между теорией броуновского движения и термодинамикой информации¹ обнаруживается также, если сравнить энтропию чисто броуновского движения изображающей точки и энтропию вполне вырожденной информации.

В первом случае изображающая точка с равной вероятностью может быть обнаружена в Z ячейках объема V_B^0 (размером $\pi\lambda^2$), что дает для безразмерной энтропии такого броуновского движения выражение

$$S_B^0 = \ln Z. \quad (I.24)$$

Во втором случае вполне вырожденная информация отвечает числу равновероятных исходов или состояний информационной системы. Для такого случая шенноновская энтропия выразится тем же уравнением

$$H_{\text{инф}} = \ln Z. \quad (I.25)$$

Энтропия информации и энтропия поведения

В связи с этим приобретает большой интерес определение энтропии поведения живого объекта и сопоставление ее с энтропией специально даваемой ему информации. Естественно ожидать, что энтропийная информация будет дезорганизовывать, дезориентировать объект и повышать энтропию его поведения.

Прежде чем переходить к этому вопросу, нужно дать представление о самом методе обработки опытных данных. На рис. 3—6 представлены траектории движения живых объектов, из которых, а также из других аналогичных опытов, по теоретическим уравнениям (12) и рис. 1 могла быть вычислена степень векторизации η ,

¹ Не случайно, что один из основателей кибернетики Н. Винер также занимался теорией броуновского движения, но в ином аспекте, чем излагается здесь.

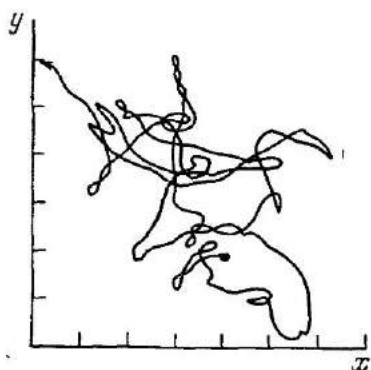


Рис. 3. Траектория движения *Parataesius* (по Прижбраву [6])
Масштаб 1 см = 0,27 мм; время наблюдения — 192 сек

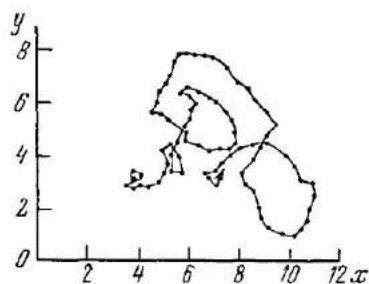


Рис. 4. *Aphidodea* (тля) нормальная (маленький экземпляр). Траектория движения

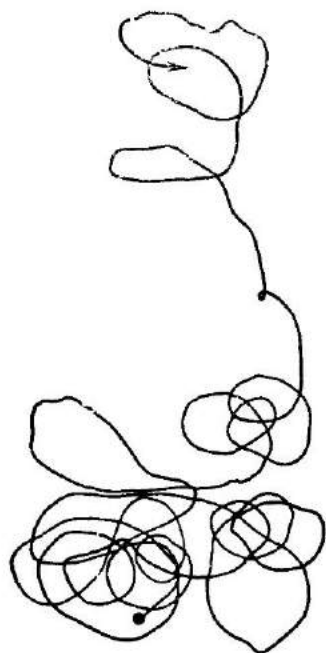


Рис. 5. Траектория движения травмированной *Coccinella septempunctata* (божьей коровки) № 3

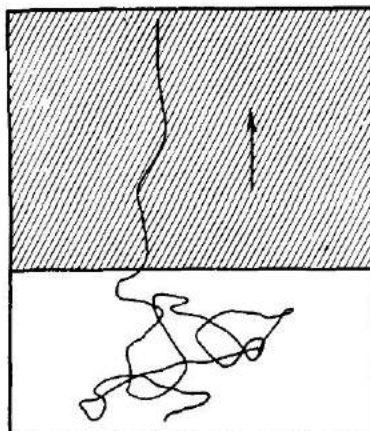


Рис. 6. Изменение траектории движения молочной планарии при переходе из освещенного пространства (броуновское движение) в затемненное (векторизованное движение) (по Эллиотту [2])

объем состояния и обобщенная энтропия S^0 . На рис. 7 для сравнения представлена диаграмма заведомо броуновской частицы по Перрену [7], кривые на рис. 8—10 иллюстрируют применение теории к опытным данным. Как видно, теоретические уравнения (12) и построенная по ним диаграмма $\bar{L}_{x,y}^2/t$ по t хорошо согласуются с опытом и позволяют определить основные параметры векторно-броуновских процессов. При этом видно, что маленький экземпляр *Aphidodea* (тли) (рис. 9) и сильно травмированный экземпляр *Coccinella septempunctata* (божьей коровки) (рис. 8) показывает такое же вполне броуновское движение, как и одноклеточная *Paramecium* (рис. 11).



Рис. 7. Диаграмма броуновского движения взвешенной частицы (по Перрену)

У всех у них $\eta=0$, хотя они, конечно, существенно отличаются по длине пробега, скорости движения и частоте импульсов. Рис. 10 дает диаграмму для частично броунизированного экземпляра *Coccinella* ($\eta=0,29$), весьма близкую к теоретической диаграмме.

В опытах по влиянию энтропии информации на энтропию движения наблюдение проводилось в двух условиях: в отсутствие специальной информации (раздражителя—света) и в условиях наложения раздражителя с определенной и различной энтропией информации ΔH , которая достигалась перемещением источника света разной мощности по периметру той плоской юветы, на которой изучалось движение живого организма (отметим, что планария характеризуется отрицательным фототропизмом). Конечно, эта информация обладает энтропией только для планарии, но не для экспериментатора, задающего программу.

Источник света, как правило, перемещался с временным интервалом, меньшим длительности свободного пробега. Поэтому свободные пробеги планарии должны были при этом изламываться, и траектория закручиваться в более узкий броуновский клубок. Это и наблюдается при сличении траектории движения этого объекта в отсутствие и при наличии добавочной энтропии информации (рис. 12—13 и табл. 2). Табл. 2а, б количественно иллюстрирует влияние добавочной энтропии информации ΔH на увеличение обобщенной энтропии движения планарии ΔS^0 при прохождении объектом одного и того же пути — $\sim 15 \text{ см}^1$. Видно, что добавочная

терму

¹ Исходные данные обрабатывались на ЭВМ «Сетунь» для получения средних квадратов смещения объектов.

энтропийная информация способна полностью броунизировать поведение объекта, сведя величину η к нулю. При этом свободные пробеги и их длительность, как правило, уменьшаются, и значительно возрастает энтропия поведения. Источником информационной энтропии являлась в одном случае сорокаваттная лампочка

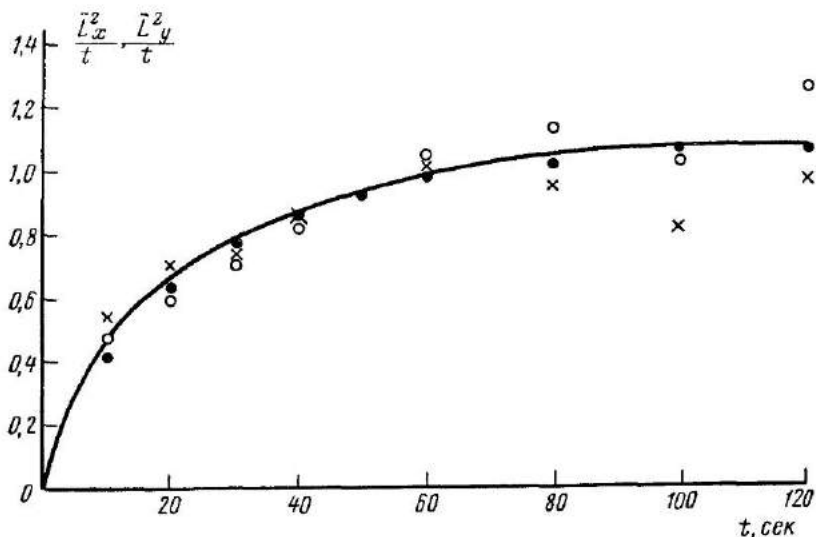


Рис. 8 *Coccinella septempunctata* (травмированная) — полностью броунизированная

(дававшая эффективную мощность около 10 вт), которая перемещалась по периметру прямоугольной кюветы с остановкой в центре каждой стороны и со световой экспозицией 30 или 60 сек, в другом — сильно диафрагмированная лампа-вспышка, которая перемещалась таким же образом, но давала очень короткие (0,5 мсек) и мощные импульсы (~400 вт).

Соотношение между изменением энтропии поведения и энтропией информации на одном и том же пути процесса может быть выражено уравнением

$$\Delta S^0 = \kappa \Delta H,$$

где κ имеет смысл коэффициента усвоения энтропии информации движущимся объектом. Эта величина приведена в предпоследнем столбце табл. 2 а, б. Степень усвоения броунизирующей информации оказалась довольно значительной и не слишком менялась в зависимости от интенсивности и длительности светового сигнала. Величина κ составляла в среднем для энтропии объема процесса 50%, для энтропии состояния — 25% (для лампы-вспышки соотно-

Таблица 2*

Влияние энтропии информации на энтропию поведения *Dugesia* (планарии), обладающей отрицательным фототропизмом.

а) Источник информации—лампа мощностью 40 *вт*, перемещаемая по периметру кюветы, как описано в тексте

| № объекта | № опыта | Характер опыта | η | λ , см | τ , сек | В битах | | | $\%_{\Omega}$, % | $\%_{V}$, % |
|-----------|---------|--|--------|-------------------|-----------------|-----------------------|----------------|------------|-------------------|--------------|
| | | | | | | ΔS_{Ω}^0 | ΔS_V^0 | ΔH | | |
| I | 69 | контроль** + перемещающийся источник света $\Delta t_{\text{свет}} = 30$ сек | 0,35 | 3,0 | 70 | | | | | |
| | 71 | | 0 | 1,6 | 29 | 4,3 | 2,1 | 8 | 54 | 48 |
| II | 72 | контроль условия опыта № 71 + перемещающийся источник света $\Delta t_{\text{свет}} = 30$ сек $\Delta t_{\text{выкл}} = 30$ сек | 0,3 | 2,4 | 53 | | | | | |
| | 73 | | 0 | 1,0 | 22 | 4,5 | 1,8 | 8 | 56 | 23 |
| | 74 | | 0 | 2,0 | 43 | 4,6 | 2,0 | 10 | 46 | 20 |
| | 76 | | 0 | 2,1 | 57 | 5,2 | 2,5 | 10 | 52 | 25 |

* Вычислено по данным Терентьевой З. А., полученным в нашей лаборатории.

** Контрольные опыты проводились в условиях постоянного рассеянного света от источника, расположенного над кюветой.

б) Источник информации — диафрагмированная лампа-вспышка (энергия диафрагмированной лампы за время вспышки 0,2 *дж*, Δt вспышки $\sim \frac{1}{2000}$ сек, мощность ~ 400 *вт*) включалась 1 раз в 30 сек, перемещалась так же, как и лампа 40 *вт*

| № объекта | № опыта | Характер опыта | η | λ , см | τ , сек | В битах | | | $\%_{\Omega}$, % | $\%_{V}$, % |
|-----------|---------|---|--------|-------------------|-----------------|-----------------------|----------------|------------|-------------------|--------------|
| | | | | | | ΔS_{Ω}^0 | ΔS_V^0 | ΔH | | |
| III | 111 | контроль + перемещающаяся лампа-вспышка | 0,84 | 3,0 | 76 | | | | | |
| | 113 | | 0 | 4,5 | 119 | 2,2 | 4,3 | 10 | 22 | 43 |
| IV | 118 | контроль условия опыта № 113 | 0,8 | 2,6 | 55 | | | | | |
| | 119 | | 0 | 8,2 | 171 | 1,1 | 3,1 | 10 | 11 | 31 |
| V | 121 | контроль условия опыта № 113 | 0,53 | 9,4 | 137 | | | | | |
| | 124 | | 0,24 | 5,6 | 100 | -0,4 | 2,4 | 10 | | 24 |

в) Источник информации — неподвижный источник света (лампа — 40 вт)

| № объекта | № опыта | Характер опыта | η | λ , см | τ , сек | В Битгах за время опыта |
|-----------|---------|---|--------|----------------|--------------|-------------------------------|
| | | | | | | ΔS° |
| VI | 60 | контроль постоянное боковое освещение $\Delta t = 1800$ сек | 0 | 6,8 | 158 | —3,6 |
| | 62 | | 0,57 | 3,5 | 95 | |
| VII | 61 | контроль условия опыта № 62 | 0,5 | 5,5 | 98 | —2,7 |
| | 63 | | 0,81 | 4,9 | 104 | |

шение величин существенно иное — ΔS_V больше ΔS_D). Если разделить χ на количество энергии в джоулях, которое подается за все время движения планарии, получается параметр, показывающий степень усвоения энтропии информации, отнесенную к мощности источника информации. При этом выясняется существенное и очень большое различие между постоянно действующим источником света и короткой вспышкой, аналогично перемещающимися по периметру кюветы. В первом случае χ , отнесенная к джоулю, составляет $\sim 3,5 \times 10^{-4}$, во втором случае $\sim 2000 \times 10^{-4}$, т. е. в ~ 600 раз больше.

Перемещение лампочки накаливания осуществляло переменный по направлению фототропизм и этим броунизировало движение

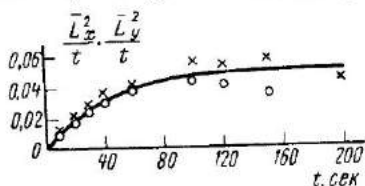


Рис. 9. *Aphidodea* (маленький экземпляр) — чисто броуновское движение

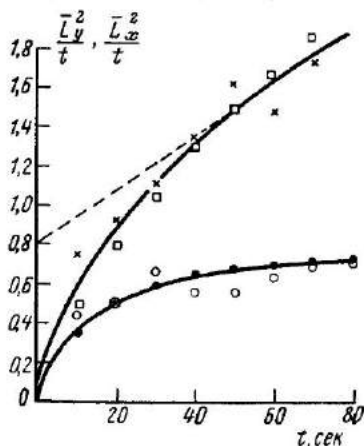


Рис. 10. Уравнение движения травмированной *Coccinella septempunctata* (божья коровка)

$$\frac{\bar{L}_x^2}{t} = 0,8 \left(1 - 8 \frac{1 - 10^{-0,0524t}}{t} \right);$$

$$\frac{\bar{L}_y^2}{t} = (0,126)^2 t +$$

$$+ 0,8 \left(1 - 8 \frac{1 - 10^{-0,0524t}}{t} \right)$$

планарии. Броунизирующее действие лампы-вспышки носило, очевидно, другой характер, так как общая длительность воздействия

световых импульсов за все время движения планарии (35—45 мин) составило всего 0,04 сек или 0,002% от всего времени. Для осуществления тропизма этого слишком мало. Поэтому здесь следует говорить о «шоковом» действии коротких мощных вспышек на экземпляры планарий, которые были способны приводить к полной броунизации их траекторий (табл. 2б). В отличие от лампочки накаливания лампа-вспышка не сокращает, а удлиняет длительность свободных пробегов и их величину.

В табл. 2в приведены опыты по действию постоянно направленного источника света (лампа мощностью 40 вт) на движение планарии в течение прохождения всех 100 см пути (30 мин).

Естественно, что такой направленный раздражитель является уже источником не броунизирующего, а векторизационного потенциала, упорядочивающего движение объекта. Этот потенциал может быть измерен в единицах условной «отрицательной энтропии». Как показывает последний столбец табл. 2в, за 30 мин этот источник векторизационного потенциала выдал в среднем 3,15 бит отрицательной энтропии, или 0,05 бит/мин. Подчеркнем, что эта отрицательная энтропия не имеет смысла работы (как неэнтропия

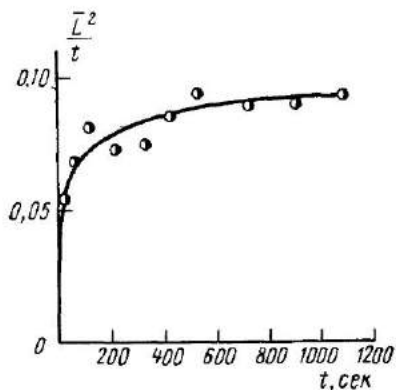


Рис. 11. *Paramecium* в воде с добавкой раствора трангана (построено по опытам Фюрта [8])

Бриллюэна) и не связана с работой, произведенной объектом, которая была практически постоянна, поскольку путь во всех случаях был одинаков. Это — именно источник векторизационного потенциала, эквивалентного подводу «отрицательной энтропии», который способен упорядочить как траекторию незначительной по массе планарии, так (конечно, при надлежащем воспринимающем устройстве) и многотонного грузовика, самолета или ракеты. Однако это векторизирующее поле не способно полностью уничтожить энтропию поведения, в данном случае движения (см. выше) и в этом смысле оно принципиально отличается от той существенно отрицательной энтропии, подвод которой ведет к вполне упорядоченному мышлению (см. гл. IV).

Хотя теория информации применяется и к живым и к неживым объектам, но наиболее содержательным ее применением, конечно, является мир биологии и психики. Поэтому большое значение для живых организмов имеет вывод относительно изодинамичности векторно-броуновских процессов. Эта изодинамичность или изоэнергетичность характеризует также процессы информационные (см. гл. III).

Наряду с изодинамичностью живой организм может резко отличаться своими векторными характеристиками. Динамическая энер-

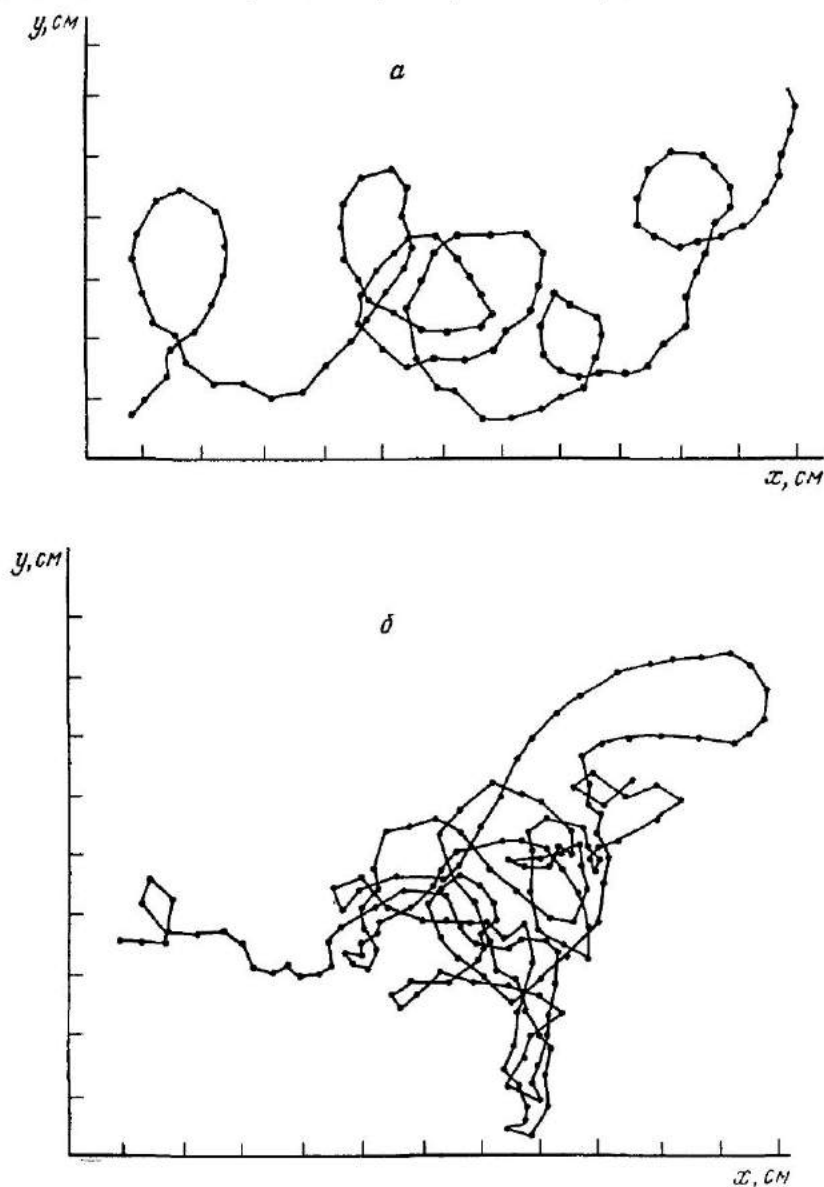


Рис. 12. Броунизирующее действие дополнительной энтропии информации на траекторию движения *Dugesia* (планария):
а — (опыт 69) без дополнительной энтропии информации;
б — (опыт 71) с дополнительной энтропией информации в виде перемещающегося источника света (по данным Э. А. Терентьевой)

гия движения для живого организма определяется только длиной траектории и не зависит от того, в какие петли она завита. Отсюда вытекает вывод принципиального значения, что растяжение броуновской траектории живого существа в Ψ -поле не требует затраты обычной (калорической) энергии, и векторный и броуновский пути данного экземпляра представляют вполне изодинамические процессы.

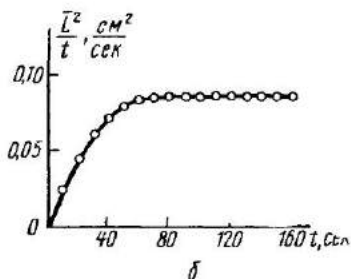
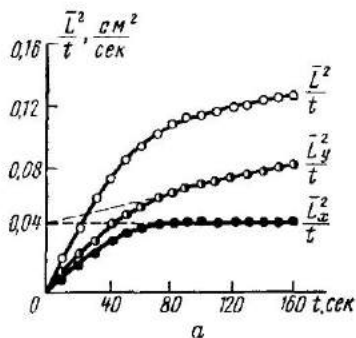


Рис. 13. Преобразование векторно-броуновской диаграммы (а, опыт 69) в чисто броуновскую (б, опыт 71) при введении дополнительной энтропии информации в виде перемещающегося источника света (по данным З. А. Терентьевой)

Подобная особенность траекторий живых организмов, взятых не только в геометрическом, но и в абстрактном пространствах, принципиально отличает их от молекулярных объектов, так как траектория этих последних не может быть распрямлена без затраты работы, но только путем приложения какого-либо поля, совершающего работу над объектом.

Различные виды мыслительной деятельности, не имеющей, как известно, калорического эквивалента, также изодинамичны. Различие этих структур лежит именно в обобщенной векторизационной энергии («энергии порядка»), которую они содержат. Поэтому для полной характеристики явления и особенно явлений биопсихологических, безусловно, недостаточно одной динамической энергии, но необходимо взять сумму динамической и векторизационной энергий, выраженных в сопоставляемых безразмерных

единицах (например, в числе единиц средней газокинетической kT и модуля ϵ_0).

Динамическая энергия $E = Z\lambda$ — энергия действия в соответствующем пространстве, векторизационная энергия Ψ — энергия порядка.

Динамическая энергия проявляется в двух формах: в векторной $E_B = E\eta$, дающей объекту направленное смещение в его пространстве действия, и в броуновской $E_B = E(1-\eta)$, расширяющей объем состояния и процесса. Отсюда $U_{\text{полн}} = (E_B + E_B) + \Psi$. Физическая работа совершается только за счет изменения динамической энергии ΔE , изменение же упорядоченности может происходить без затраты такой работы, за счет изменения векторизационной энергии $\Delta\Psi$. Поэтому энергия — это не только способность совершать ра-

боту, но также способность создавать и изменять любые виды порядка в природе.

Появление или изменение всякого порядка, частным случаем которого является беспорядок, всегда сопряжено с затратой, выделением или видоизменением *полной* энергии системы, включая сюда Ψ -энергию.

Нужно указать, что было бы неправильно видеть в броуновской компоненте только неупорядоченность и неточность действия — факторы вредные и ненужные для живого организма. Броуновская компонента, так же, как и векторная, имеет свою определенную функцию. Функция векторной компоненты — *перекрытие интервала между состояниями*, т. е. упорядоченное целевое смещение объекта. Функция броуновской компоненты — *заполнение области состояния объекта*, т. е. покрытие ее с определенной плотностью, ведущее к расширению объема явления и к внесению в состояние объекта некоторого разнообразия. Это то же разнообразие, которое характеризует и шенноновскую энтропию информации.

Броуновская компонента играет двойную роль в жизнедеятельности на всех ее этапах. Она не только компонента неупорядоченности, но и *компонента поиска*. Броуновское рассеяние, отклоняя организм от намеченной векторной траектории (намеченной, может быть, даже и ошибочно), сталкивает его с новыми элементами действительности, могущими быть ему полезными, т. е. сообщает ему разнообразную информацию. Наибольшая обобщенная энтропия информации и энтропия поведения отвечает броуновскому процессу $H_{\text{инф}} = S_B^0 = \ln Z$, но при этом утрачивается векторное направленное смещение.

Роль векторной и броуновской компонент явления

Нужно, однако, обратить внимание на существенно различное изменение объема явления V и объема процесса Ω при наложении векторизационного потенциала и увеличении η : объем явления непрерывно сжимается по мере векторизации, объем же процесса, т. е. область, которую с некоторой плотностью покрывает объект при своем движении, *проходит через максимум* при определенной степени векторизации $\eta_{\text{макс}} = 2/3$. Этот результат получится путем решения на максимум $\Omega_{B-B} = f(\eta)$, выражаемой уравнением (206). При $\eta = 2/3$ объект покрывает при своем движении наибольшую площадь

$$\Omega_{\text{макс}} = 0,51 Z \lambda^2 \quad (I.26)$$

с максимальной скоростью заполнения

$$\left(\frac{d\Omega}{dZ} \right)_{\text{макс}} = 0,75 \sqrt{Z} \lambda^3. \quad (I.27)$$

Скорость заполнения при чисто броуновском процессе

$$\left(\frac{d\Omega}{dZ}\right)_B = \pi\lambda^2. \quad (I.28)$$

Как видно, уже при небольшом числе пробегов ($Z > 15$) направленный конус векторно-броуновского движения при $\eta = 2/3$ по скорости обгоняет сферическое заполнение области и тем сильнее, чем больше Z . Рис. 2 иллюстрирует эти отношения.

Существование максимальной степени векторизации, отвечающей наиболее эффективному поиску, не позволяет придерживаться представления о полезности 100%-ной монотонной направленности мысли, воли или психики. Эти свойства характерны для деятельности маньяка, но не нормального, разумного существа. Некоторая умеренная доля броуновского разброса и за счет этого получение дополнительной информации также необходима, как большая степень направленности¹.

Вывод, к которому приводит теория векторно-броуновских процессов, тот, что функция энтропии поведения и энтропии информации по существу тождественны и сводятся к тому, чтобы привести объект в соприкосновение с достаточным разнообразием элементов действительности, совмещая это с направленностью его действия.

В табл. 3 сведены векторно-броуновские характеристики некоторых биологических объектов. Они показывают, что живое существо путем травмы, т. е. нарушения его нервной регуляции, может быть полностью лишено векторизирующего потенциала и превращено в огромную броуновскую частицу. Такие же эффекты возникают и в психике, в том числе в информационно-мыслительной деятельности, при ряде заболеваний, травмах, действии наркотиков и проч. Уже одна походка пьяного человека, анализом которой занимался еще Рэлеи, ясно обнаруживает броунизирующее действие алкоголя; аналогично оно сказывается на общем поведении и мыслении.

В последней строке табл. 3 приводится объем состояния на 1 г биологической массы объекта в $см^2/г$. Видно, что, например, нормальная *Coccinella septempunctata* (божья коровка) при движении занимает объем состояния $V = 25 см^2$ на 1 г биологической массы. При травмировании, дающем неполную броунизацию, этот объем поднимается до 66 $см^2/г$, полная же броунизация поднимает его до 9000 $см^2/г$.

Чем меньше объект, тем больше область, приходящаяся на 1 г биологической массы. Поэтому нормальная *Aphidodea* (маленькая

¹ Этому мы можем найти многочисленные подтверждения в чисто биологической области. Например, форма хромосом имеет вид изломанных траекторий с величиной элементарного «пробега» λ , отвечающей размеру хромомеры, и со степенью векторизации, близкой к $2/3$. При этом соблюдается правило Хенсена, что число хромосом может значительно варьировать, но суммарная длина хромосом, отвечающая общему пути L , является физической константой, независимой от числа хромосом.

тля), которая показывает почти броуновское движение, обладает объемом состояния уже в $500\,000\text{ см}^2/\text{г}$, а у *Paramaecium* он достигает $500\,000\,000\text{ см}^2/\text{г}$, т. е. в 20 млн. раз больше, чем у *Coccinella*. Для молекул газа в нормальных условиях этот объем составляет около $10^{13}\text{ см}^2/\text{г}$, т. е. примерно в 100 000 раз больше, чем у простейших.

Таблица 3

Векторно-броуновские характеристики некоторых биологических объектов

| Объект | <i>Coccinella septempunctata</i> нормальная | <i>Coccinella septempunctata</i> травмированная | <i>Coccinella septempunctata</i> травмированная | <i>Aphidodea</i> нормальная | <i>Paramaecium</i> нормальная | |
|--|--|--|--|--------------------------------|----------------------------------|-----------------------|
| | | | | | в чистой воде | в растворе трангана** |
| Скорость движения и см/сек | 0,27 | 0,44* | 0,32* | 0,054 | 0,0200 | 0,0134 |
| Длина свободного пробега λ , см . . . | 1,6 | 2,3 | 2,4 | 1,9 | 0,04 | 0,026 |
| Длительность пробега τ , сек | 6,7 | 5,0 | 7,6 | 34 | 2,0 | 2,0 |
| Частота импульсов ν , 1/мин | 9 | 12 | 8 | 1,9 | 30 | 30 |
| Степень векторизации η | 0,90 | 0,29 | 0 | 0,22 | 0 | 0 |
| Объем состояния (после 100 пробегов) V , см^2 | 5 | 138 | 1800 | 192 | 0,50 | 0,21 |
| Обобщенная энтропия движения (после 100 пробегов) S | 0,7 | 2,14 | 3,25 | — | 8,0* | 7,6* |
| Объем состояния на 1 г биологической массы, $\text{см}^2/\text{г}$ | 25 | 660 | 9000 | 500 000 | $5 \cdot 10^8$ | — |

* Энтропия здесь приведена к числу *Paramaecium* по весу, эквивалентному одному экземпляру *Coccinella* путем приведения объема состояний к весу *Coccinella*.
 ** В среде с большей вязкостью.

Изоморфизм векторно-броуновских процессов

Совмещение в процессах векторной и броуновской компоненты и их широкая вариация, как это видно из табл. 2 и 3 для живых объектов, делают возможным существование изоморфных векторно-броуновских процессов. Такие процессы обладают одинаковыми параметрами, определяющими их форму в пространстве действия, а именно: векторным смещением L_B , шириной состояния ρ , его амплитудой l — и отсюда одинаковыми V и Ω и обобщенной энтропией. Эти изоморфные процессы дают одинаковые *макроскопические* эффекты, но отличаются по своим внутренним параметрам —

по числу пробегов Z , их длине λ и степени векторизации η , что приводит к различному соотношению у них динамической и векторизационной энергий.

При этом динамическая энергия процесса $E_{\text{дин}}$ (в простейших случаях это — физическая работа) может компенсироваться его векторизационной энергией Ψ с сохранением изоморфизма, т. е. макроскопических свойств процесса.

Чем больше Ψ -потенциал процесса и отсюда степень векторизации, тем больше длина пробега и меньше их число. В результате меньше общий путь $L=Z\lambda$ и меньше динамическая энергия процесса E . Наоборот, снижение Ψ -потенциала дает обратную картину. Табл. 4 иллюстрирует эти соотношения.

При том нужно подчеркнуть важное обстоятельство, что для изоморфизма чисто броуновских процессов ($\eta=0$) достаточно единственного условия

$$V_B = \Omega_B = Z\lambda^2\pi = \text{const}, \quad (1.29)$$

или $Z = \frac{\text{const}}{\lambda^2}$, чему может отвечать сколь угодно большое множество броуновских процессов. Это значит, что все броуновские процессы с одинаковым объемом состояния *изоморфны*, и в хаотических процессах величины Z и λ в отдельности макроскопически неопределимы (некоторый аналог принципа неопределенности).

Только внесение векторности позволяет по макропараметрам определить микроструктуру процесса. Поэтому в табл. 4 чисто броуновский процесс не помещен.

Таблица 4

Изоморфные векторно-броуновские процессы

а) заданные наблюдаемые параметры изоморфных векторно-броуновских процессов:

$$L_B = 49 \text{ см}, V_{B-B} = 40 \text{ см}^2, \Omega = 120 \text{ см}^2, l = 17 \text{ см}, \rho = 3 \text{ см};$$

б*) внутренние параметры изоморфных векторно-броуновских процессов, отвечающие постоянным параметрам (а) при степени векторизации η

| η | Z | $\lambda, \text{ см}$ | $Z\lambda = E_{\text{дин}}, \text{ см}$ | Ψ_B^0 (усл) |
|--------|-----|-----------------------|---|------------------|
| 0,3 | 128 | 1,3 | 166 | 0 |
| 0,5 | 33 | 3 | 99 | 1,7 |
| 0,8 | 5 | 12 | 60 | 4,5 |
| 0,9 | 2 | 27 | 54 | 6,2 |

* Динамическая энергия дана в единицах полного пути $Z\lambda$. Векторизационная энергия $\Psi^0 = \varepsilon^0 - \ln V_{B-B}^0$ может быть дана только в условных единицах, так как величина $\varepsilon^0 = \varepsilon/\varepsilon_0$ неизвестна. Она определяется из условия, что при $\eta = 0,3$, $\Psi_{\text{усл}}^0 = 0$, тогда $\Psi^0 = 3,2 - \ln V_{B-B}^0$.

Таким образом, динамическая E и векторизационная Ψ энергия явлений *взаимно компенсируемы*: «изоморфным» явлениям (с одинаковым смещением, шириной и амплитудой состояния, объемами V и Ω) может отвечать самое различное распределение полной энергии явления U между динамическим и векторизационным видами. При оттоке из явления векторизационной Ψ -энергии необходимо компенсирующий приток динамической энергии, для чего требуется увеличение числа пробегов Z с уменьшением самой величины пробега λ . Это ведет к броунизации явления и к сокращению его масштаба. Введение в явление Ψ -энергии, наоборот, позволяет уменьшить затрату динамической энергии и одновременно увеличить величину пробегов, уменьшив их число¹. Это ведет к повышению уровня организации явления.

Полученные соотношения естественны и относятся ко всякой целесообразной упорядоченной деятельности, новое в них — это открывающаяся возможность оценить Ψ -потенциал в единицах динамической энергии; в данной главе заниматься этим не будем. Особенно важна взаимная компенсация E и Ψ -энергий *для мышления*, так как человеческий мозг круглосуточно производит свою продукцию (взгляд на сон, как на разлитое торможение уже оставлен): в бодрствующем состоянии эта продукция целесообразно упорядочена, во сне она не находится под контролем и возникает как бы самопроизвольно. Но независимо от этого количество мыслей, образов, ассоциаций, впечатлений и т. п., продуцируемых мозгом, настолько огромно, что даже при очень малой затрате динамической (химической, электрической и т. п.) энергии на производство каждой единицы такой продукции почти вся физико-химическая энергия организма уходила бы на мыслительную работу. Человек работал бы на свой мозг. В действительности же скорее наоборот, мозг работает на сому, стараясь, чтобы ее жизнедеятельность была возможно экономней.

Прямые калориметрические определения выделения тепла человеком в калориметре с учетом механической работы и энергии всех экскретов, впервые даны у нас В. В. Машутиным, позже в США Этуотером. Они получены на большом материале (32 опыта на 4 чел. в течение 107 дней) и дали почти точное совпадение прямого тепловыделения (3745 ккал/сутки) с энергией превращения пищевых продуктов вне организма (3748 ккал/сутки) (разница около 0,1%).

Следовательно, энергетическая ценность пищи в живом организме такая же, как и в калориметрической бомбе. Это совпадение показывает, что мышление не имеет ощутимого энергетического эквивалента. Наш мозг мыслит как-бы «бесплатно». Вместе с тем

¹ Существует простое условие подобия векторно-броуновских процессов: все процессы подобны, если они отличаются только длиной пробега λ . В этом случае их безразмерные параметры (L^0 , L_B , η , Ψ^0 , V_{B-E}^0 , Ω_{B-E}^0 , S_{B-E}^0) будут одинаковы и процессы будут отличаться только своим масштабом.

за свое поддержание как системы он требует очень много кислорода и, следовательно, энергии! — 50 см^3 в 1 мин, т. е. $\sim 20\%$ от его потребления всем телом (при $\sim 2\%$ веса), причем во время бодрствования и сна интенсивность обмена в мозге остается одной и той же в то время как, например, у работающего сердца обмен в 100 раз больше, чем у остановленного.

Это позволяет заключить, что работа организации мысли — почти или даже целиком векторизационная Ψ -работа. Но этим не устраняется динамическая энергия, так как каждая минута самой жизни мозга, мыслит ли он направлено или охвачен патологическими «вихрями идей», бредом, сновидениями, «стоит» $\sim 0,3 \text{ ккал}$, в то время как для всего тела в состоянии покоя этот минутный расход составляет $\sim 1,5\text{--}2 \text{ ккал}$.

В этом смысле мозг — очень дорогой физиологический механизм, а так как время мышления пропорционально числу Z элементарных операций с длительностью τ минут каждая, то затрата динамической энергии мозга при мышлении $E = 0,3Z\tau \text{ ккал}$.

При степени векторизации $\eta = 1$ все Z импульсов используются полезно — это идеализированный случай. Но в общем случае ($\eta < 1$) для того же эффекта придется затратить больше импульсов Z/η и, следовательно, больше энергии $E_{\text{дин}} = 0,3 Z\tau/\eta \text{ ккал}$.

В этом смысле мозг может быть уподоблен автомобилю, у которого расход горючего на переезд от пункта А до Б зависит от того, сидит ли у руля шофер, знающий дорогу и точно прокладывающий трассу ($\eta \sim 1$), или руль находится в руках неопытного человека, или пьяного шофера, кружащего и пегляющего в почках пути.

Для мозга вся мыслительная продукция вырождена энергетически и, следовательно, она вырождена логически и семантически. Поэтому нельзя считать, что он, как физиологический аппарат, является ее действительным производителем. В дальнейших главах это будет уточнено путем термодинамического анализа.

При малой векторизации (неупорядоченности) мышления расход динамической энергии на обслуживание мозга может стать столь большим, что производительное мышление станет энергетически уже непосильно организму. Поэтому повышение Ψ -потенциала и приближение η к единице — это столь важная экономия времени и энергии, что сейчас она становится одним из важнейших факторов жизненного и социального соревнования. Электронно-счетные аналоговые и другие решающие машины должны сыграть большую роль в этой временной и энергетической экономии мышления.

В I главе было рассмотрено равновесие между векторизованными и броунизированными элементами или пробегами изображающей точки в геометрическом или абстрактном пространстве. Отсюда были получены уравнения, которые привели к формулировке понятий обобщенной энтропии и свободной энергии (Ψ -потен

циала), необходимых для обобщения принципов термодинамики 3 гл. II.

По смыслу полученных соотношений под обобщенной энтропией следует понимать всякую неупорядоченность элементов *любого* явления, отвечающую условию $\eta < 1$. Как было показано, это условие создает «область неопределенности» или «объем состояния» V , которому отвечает определенная обобщенная энтропия (уравнения (22б), (22г)). Приложение Ψ -потенциала сжимает объем состояния и понижает его обобщенную энтропию. В соответствии с этим под обобщенной свободной энергией или обобщенной работой следует понимать способность *любоых* операций понижать обобщенную энтропию (неопределенность или объем состояния) *любой* системы, над которой произведены эти операции, т. е. к которой приложен векторизационный, упорядочивающий потенциал (уравнение (22г)). При этом обобщенная свободная энергия системы возрастает на величину, равную обратимо затраченной обобщенной работе. Это определение обобщенной энтропии, свободной энергии и работы позволяет правомерно применять эти понятия ко всему кругу процессов, к которому применимо понятие обобщенной энтропии (неупорядоченности состояния). Под это же определение подпадает обычная термодинамическая энтропия, свободная энергия и работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кобозев Н. И. «Бюлл. МОИП», сер. биол., 53 (1), 2, 1948.
2. Зотина Р. Р. и Зотин А. И. «Успехи современной биологии», 44, вып. 3 (6), 285, 1957.
3. Бир Ст. Кибернетика и управление производством. М., «Наука», 1965.
4. Эйнштейн А., Смолуховский М. Сб. «Броуновское движение» М., ОНТИ, 1936.
5. Ornstein L. S. «Proc. Amst.» 21, 96, 1918.
6. Prigibram K. «Pflügers Archiv f. Physiol.», 153, 401, 1913.
7. Перрен Ж. Атомы. М., Госиздат, 1924.
8. Furth R. «Z. f. Physik», 2, 244, 1920.

ОБОБЩЕНИЕ ПРИНЦИПОВ ТЕРМОДИНАМИКИ

Представляет существенным установить, что соотношения, полученные из теории векторно-броуновских процессов, могут быть получены из самой термодинамики в ее классической форме и, следовательно, не находятся в противоречии с ней. Кроме того, при рассмотрении информации и мышления мы всегда имеем дело не с чисто самопроизвольными процессами, но с процессами, которые осуществляются с участием определенного механизма — мозга. Поэтому важно сравнить характеристики этих двух типов процессов и выяснить, что вносит механизм в их термодинамику. С этим же, как будет видно, связан фундаментальный вопрос об эргодности и неэргодности процессов.

Об обратимости термодинамических процессов

Обычный способ рассмотрения процессов в термодинамике заключается в выделении из всей природы данной системы изучаемых тел и определении термодинамических изменений, происходящих в этой системе. Вся остальная природа определяется как внешняя среда, изменения которой не рассматриваются при анализе.

Рассмотрим термодинамику процесса $I \rightarrow II$ в его необратимой и обратимой форме.

Так как бесконечность природы совмещается с бесконечностью протекающих в ней процессов, причем эти бесконечности одного порядка, то на систему, где протекает данный процесс $I \rightarrow II$, приходится не бесконечный, но чрезвычайно большой участок природы. Будем называть его просто «природой» и считать практически изолированным от других столь же больших участков.

Пусть изотермически протекает процесс $I \rightarrow II$, причем свободная энергия участвующих в ней тел уменьшается на ΔF , полная энергия на ΔU и энтропия на ΔS^1 . Пусть при естественном ходе процесса $I \rightarrow II$, т. е. протекающем без участия какого-либо механизма, получается внешняя работа A . При необратимом процессе эта работа

¹ Все термодинамические величины без индекса относятся к химическому превращению тел I в тела II или наоборот.

представляет неопределенный и «случайный» результат. Так, например, подрыв какого-либо заряда может не только беспорядочно раскидать породу, но и случайно забросить какой-либо ее кусок на значительную высоту и этим запастись в породе некоторую свободную энергию.

Такая «случайная» работа необратимого процесса может быть и положительной и отрицательной. Иначе говоря, запас свободной энергии в природе (т. е. системы + внешней среды) при протекании необратимого процесса $I \rightarrow II$ может уменьшиться на величину, меньшую и большую ΔF

$$\Delta F_{\text{прир}} = -\Delta F \pm A. \quad (\text{II.1})$$

Этот второй случай реализуется, если тела II помимо убыли свободной энергии при реакции $I \rightarrow II$ понижают свою энергию еще за счет «случайного» перехода на более низкий внешний энергетический уровень (например, гравитационный). Так как «случайные» дополнительные уровни статистически компенсируют друг друга, то в результате $\Sigma A = 0$.

Чтобы рассматривать проблему обратимости химических процессов, надо, естественно, установить критерий этой обратимости. Так как при изотермическом и обратимом процессе совершаемая работа равна убыли свободной энергии, то за степень обратимости процесса естественно принять отношение

$$\eta = \frac{A}{\Delta F}. \quad (\text{II.2})$$

где A — реально полученная работа.

Результатом необратимого естественного процесса кроме получения «случайной» работы A явится изменение энтропии, свободной и полной энергии внешней среды и системы. Это изменение энтропии природы составит

$$\Delta S_{\text{среды}} = + \frac{\Delta U - A}{T}. \quad (\text{II.3})$$

$$\Delta S_{\text{системы}} = -\Delta S \quad (\text{II.4})$$

в сумме

$$\Delta S_{\text{прир}} = + \frac{\Delta U - T\Delta S - A}{T} = (1 - \eta) \frac{\Delta F}{T} \quad (\text{II.5})$$

При полной необратимости процесса: $\eta = 0$ и $\Delta S_{\text{прир}} = \frac{\Delta F}{T}$.

При полной обратимости: $\eta = 1$ и $\Delta S_{\text{прир}} = 0$. Изменение свободной энергии природы выразится

$$\Delta F_{\text{прир}} = -\Delta F + \eta \Delta F = -(1 - \eta) \Delta F = -T\Delta S_{\text{прир}}. \quad (\text{II.6})$$

При $\eta = 0$ эта величина составит $-\Delta F$, при $\eta = 1$ она обращается в нуль. Изменение полной энергии замкнутого участка при-

роды при любых процессах по первому началу равно нулю. Следовательно, при обратимых процессах для природы в целом при $T = \text{const}$ кроме закона сохранения полной энергии выполняется также закон сохранения свободной энергии и энтропии. Таким образом, при вполне необратимом процессе прирост энтропии природы, как это и естественно, наибольший и равен уменьшению свободной энергии тел, деленному на абсолютную температуру данного участка природы. При полностью обратимом течении процесса этот прирост равен нулю¹.

Таким образом, требуемые предельные условия выполняются, чем обосновывается принятие за меру термодинамической обратимости соотношения (2). Следовательно, область между вполне обратимыми и вполне необратимыми процессами можно, пользуясь значениями величины η , заполнить группой частично обратимых процессов со значениями $0 < \eta < 1$. При этом вполне необратимыми процессами нужно считать те, многократное (N -кратное) повторение которых дает средние значения внешней работы и коэффициента обратимости, стремящиеся к нулю

$$\lim \frac{\Sigma A}{N} = 0; \quad \lim \frac{\Sigma \eta}{N} = 0. \quad (\text{II.7})$$

Вполне обратимыми процессами будут те, для которых $\eta = 1$; частично обратимыми процессами явятся те, для которых η при повторении будет стремиться к определенному значению: $1 > \eta > 0$.

Если резюмировать те изменения, которые произойдут в природе в целом, включая реагирующую систему, при протекании процесса $I \rightarrow II$, то это выразится:

а) в переходе тел I в тела II с падением полной, свободной энергии и энтропии на ΔU , ΔF и ΔS при температуре T ;

б) в рассеянии тепла ($\Delta U - A$) во внешнюю среду с увеличением энтропии природы (т. е. среды + тел) на $\Delta S_{\text{прир}} = (1 - \eta) \frac{\Delta F}{T}$;

в) в уменьшении свободной энергии природы на $(\Delta F - A)$;

г) в создании в природе добавочного запаса свободной энергии в виде полезной работы A .

Эта схема одинаково пригодна и для необратимых и для обратимых процессов, отличаясь лишь значением η .

Для обращения процесса $I \rightarrow II$ нужно, чтобы из внешней среды в систему, содержащую тело II , было бы подведено ΔF свободной энергии и $T\Delta S$ связанной, т. е. всего ΔU полной энергии. Если степень обратимости при переводе свободной энергии в работу (для проведения процесса $II \rightarrow I$) будет по-прежнему η , то убыль свободной энергии во внешней среде при этом составит

¹ Все эти выводы справедливы лишь при условии, что величина системы очень мала сравнительно с «внешней средой», как это было оговорено выше. Только в этом случае можно считать, что тепло реакции практически целиком выделяется во внешнюю среду, энтропия которой возрастает на величину, указанную в формуле (3) без изменения температуры среды и системы.

$$\Delta F_{\text{среды}} = \frac{\Delta F}{\eta} \quad (\text{II.8})$$

Кроме того, из внешней среды будет взято количество тепла ($-T\Delta S$), которое перейдет в связанную энергию тел II ($+T\Delta S$). Следовательно, полное увеличение связанной энергии в природе $\Delta Q_{\text{прир(связ)}}$ определится бесполезной растратой свободной энергии природы при проведении процесса $\text{II} \rightarrow \text{I}$, которая, с учетом прироста свободной энергии тел II, составит

$$\Delta Q_{\text{прир(связ)}} = \Delta F_{\text{прир}} = \Delta F_{\text{среды}} - \Delta F = \Delta F_{\text{прир(своб)}} \cdot \frac{1-\eta}{\eta}. \quad (\text{II.9})$$

Это можно написать в более общем виде

$$F_{\text{своб}} = Q_{\text{связ}} \frac{\eta}{1-\eta}, \quad (\text{II.10})$$

где η — степень превращения полной энергии в свободную. Формула (10) важна тем, что по своему типу она выражает как бы равновесие, существующее между свободной и связанной энергией в природе, и точно совпадает с уравнением (1.2) для равновесия векторных и броуновских импульсов, причем степень обратимости η совпадает со степенью векторизации $\bar{\eta}$. Свободная энергия отвечает векторной форме, а связанная энтропийная $T\Delta S$ — броуновской

$$\begin{aligned} F_{\text{своб}} &\rightleftharpoons Q_{\text{связ}}; \\ U_{\text{полн}} &= F_{\text{своб}} + Q_{\text{связ}}; \\ F_{\text{своб}} &= U_{\text{полн}} \cdot \eta; \quad Q_{\text{связ}} = (1-\eta) U_{\text{полн}}. \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

При $\eta = 1$ энергия природы полностью расходуется на полезную работу, идущую на обращение процесса $\text{I} \rightarrow \text{II}$, при этом $\Delta Q_{\text{прир(связ)}} = 0$. При полной необратимости ($\eta = 0$) увеличение $\Delta Q_{\text{прир(связ)}} = \infty$ и соответственно] уменьшение свободной энергии природы $\Delta F_{\text{прир(связ)}} = -\infty$.

Чтобы составить полный баланс изменения свободной энергии природы при круговом процессе $\text{I} \rightleftharpoons \text{II}$ со степенью обратимости η , нужно еще учесть полезную работу $A = \eta \Delta F$, полученную при процессе $\text{I} \rightarrow \text{II}$. Тогда общее изменение свободной энергии в природе в результате частично обратимого цикла $\text{I} \rightleftharpoons \text{II}$ составит

$$\Delta F_{\text{прир}} = - \left[\Delta F - \eta \Delta F + \frac{\Delta F}{\eta} - \Delta F \right] = - \Delta F \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right) \quad (\text{II.12})$$

При вполне необратимом процессе ($\eta = 0$) величина $\Delta F_{\text{прир}} = -\infty$ и, следовательно, если природа взята в виде весьма большого, но все же ограниченного участка среды, то обращение необратимо протекающего процесса $\text{I} \rightarrow \text{II}$ окажется невозможным из-за недостатка свободной энергии в природе.

Из уравнения (12) сразу определится общее увеличение энтропии природы при проведении того же частично обратимого цикла: так как изменение полной энергии в замкнутом участке природы, согласно первому началу, равно 0, то

$$-\Delta F_{\text{прир}} = +T\Delta S_{\text{прир}}. \quad (\text{II.13})$$

Откуда увеличение энтропии природы при круговом процессе со степенью обратимости η выразится так:

$$\Delta S_{\text{прир}} = \frac{\Delta F}{T} \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right). \quad (\text{II.14})$$

Как видно, только при $\eta=1$ имеет место соотношение $\Delta F_{\text{прир}}=0$, $\Delta S_{\text{прир}}=0$, наряду с $\Delta U_{\text{прир}}=0$, таким образом, только *самостоятельно* протекающий круговой обратимый процесс (процесс, очевидно, невозможный, так как все обратимые процессы требуют принудительного проведения при помощи механизмов) *не оставляет никаких следов в природе, т. е. является действительно круговым и обратимым*. При вполне необратимом процессе ($\eta=0$) обе эти величины обращаются в бесконечность: $\Delta F_{\text{прир}}=-\infty$; $\Delta S_{\text{прир}}=+\infty$.

Следовательно, с чисто термодинамической точки зрения в ограниченной среде невозможно самообращение естественного процесса с коэффициентом обратимости $\eta \rightarrow 0$, т. е. невозможно создание необратимого цикла. Между тем согласно эргодной гипотезе и теореме Пуанкаре — Цермело — Каратеодори изображающая точка в системе с постоянной энергией при достаточно большой длительности движения в фазовом пространстве способна пройти сколь угодно близко около своего исходного положения. Это означает принципиальную обратимость любых процессов. Однако здесь нет противоречия по существу.

Действительно, если от предельного понятия *полностью* необратимого процесса ($\eta=0$) перейти к понятию *практически необратимого* процесса ($\eta \ll 1$) (а именно такие процессы и рассматриваются в статистике Больцмана, допускающего явления флуктуации, т. е. отклонение от средних значений), то затрата свободной энергии $\Delta F_{\text{прир}}$ будет большой, но не бесконечной величиной. Если же добавить, что участок природы, вмещающий процесс $I \rightarrow II$, по условию очень велик, то термодинамический и статистический анализы приведут к близкому результату: каждый естественный необратимый процесс, протекающий в большом участке природы с постоянной энергией, принципиально способен к самообращению, т. е. к повторению своего цикла: $I \rightleftharpoons II$.

Обратившись теперь к несамонпроизвольным обратимым процессам, найдем, что здесь дело обстоит совершенно иначе. Для определенности рассмотрим вполне обратимые процессы ($\eta=1$), но полученные выводы будут в принципе справедливы и для частично обратимых процессов ($1 > \eta > 0$).

Обратимый процесс в противоположность естественному всегда

нуждается для своего проведения в соответствующем механизме. Однако в то время, как физика уже давно объединила объект и прибор в общую систему, термодинамика все еще искусственно отделяет процесс от механизма. В частности, химическая термодинамика рассматривает изменения в самих телах отдельно от остальной природы. При таком рассмотрении рабочий механизм берется как заранее данный и включается в число начальных условий процесса. При *полном* термодинамическом анализе, при котором рассматривается целиком *вся* природа, т. е. (изменяющиеся тела I и II + внешняя среда), механизм не может быть выключен из рассматриваемой совокупности и не может считаться самопроизвольно возникшим. Поэтому *первой стадией* всякого обратимого процесса является образование в природе механизма для проведения этого процесса, сопряженного с затратой некоторой энергии Σ ; *второй стадией* является обратимое проведение процесса I \rightarrow II в этом механизме с получением свободной энергии ΔF в виде полезной работы $A_0 = \Delta F$ и с выделением обратимого тепла $T\Delta S$; *третьей стадией* явится обратимое проведение процесса II \rightarrow I в том же механизме с затратой ранее полученной работы A_0 и обратимого тепла $T\Delta S$ и с получением тел I при начальных условиях; *четвертой стадией* должно быть обратимое уничтожение механизма¹ с выигранным энергией Σ .

Но какой бы ни был способ проведения обратимого процесса, в любом случае из него не может быть исключена первая стадия.

В термодинамике замкнутых систем стадия первая и четвертая не рассматриваются, так как, во-первых, предполагается, что механизм дается в готовом виде, во-вторых, считается, что, поскольку идеальный цикл может быть повторен сколько угодно раз, то расход энергии, связанный с самим механизмом, может быть сделан сколь угодно малым. Из этого следовало бы, что изображающая точка, символизирующая обратимый процесс I \rightarrow II и все его последствия в природе, по мере своего регулярного колебания в фазовом пространстве (в соответствии с циклом механизма) сможет подойти на сколь угодно близкое расстояние к начальному положению, предшествующему первой стадии. Однако это рассуждение не учитывает то важное обстоятельство, что первая стадия не может быть вполне обратимой, так как нельзя представить обратимого термодинамического пути для уничтожения самого цикла, т. е. самой *идеи* термодинамической или иной машины (например, цикла Карно и др.), обуславливающей особую форму протекания обратимого процесса в фазовом пространстве, на $T-S$ диаграмме или в каком-либо другом пространстве действия. Эта форма для процесса принудительна, и, следовательно, ее нельзя считать не свя-

¹ Если нужно рассмотреть цикл механизма, дающий внешнюю полезную работу A_0 за счет уменьшения свободной энергии химических тел на ΔF при процессе I \rightarrow II, то достаточно принять, что процесс проводится в механизме изотермически и обратимо, но *незамкнуто*, т. е., выключить третью стадию из рассмотренного цикла.

ванной с затратой какой-либо энергии. Можно сказать более общо, что внесение в природу рабочего механизма, осуществляющего полностью или частично обратимый процесс, создает *новое фазовое пространство* вместо того, в котором движется изображающая точка естественно протекающего процесса. Это особое фазовое пространство P отстоит от обычного фазового пространства P^0 на некотором «расстоянии» λ , где $\lambda = f(\eta)$ принимает нулевое значение при $\eta = 0$.

Обратимый процесс начинается в том же фазовом пространстве P^0 и в той же точке, что и необратимый, но первый же акт — возникновение механизма — переносит его по пути λ в новое фазовое пространство P и вернуть изображающую точку обратно по тому же пути в исходную точку пространства P^0 не имеется термодинамической возможности. Поэтому, в то время как все естественные термодинамически необратимые процессы совершаются в общем фазовом пространстве, процессы обратимые протекают в особом фазовом пространстве, лежащем на некотором расстоянии $\lambda = f(\eta)$ от пространства необратимых процессов. Таким образом, приходим к выводу, что так называемые термодинамически обратимые процессы не являются истинно обратимыми — *они всегда не вполне замкнуты и их изображающая точка не может быть возвращена в исходное положение.* Следовательно, обратимые процессы — процессы принципиально неэргодные, так как не дают картины постоянных возвратов и среднее значение их параметров по числу циклов не совпадает со средним значением по времени. Последнее следует из того, что при каждом новом независимом воспроизведении цикла, (а это необходимо для получения статистического среднего), каждый раз возникает новая необратимая первая стадия, в то время как при многократном длительном повторении данного термодинамического цикла она проходит только один раз.

Проделанный анализ установил принципиально важную эквивалентность обратимости и векторизованности процессов, показав что степень векторизации энергии η , в то же время — степень обратимости процесса, что процессы этого типа, характерные для мышления, происходят в особом виде фазового пространства (в дальнейшем оно будет обозначаться как Ψ -пространство) и имеют неэргодный характер

Обратимость процесса — это полная его векторизованность, т. е. полная определенность начального и конечного состояния и пути перехода между ними — сжатие объема состояния V в точку, а процесса перехода Ω в линию, т. е. $V = \Omega = 0, \eta = 1$.

Необратимость процесса — это неполная его векторизованность, неопределенность начального и конечного состояний и пути перехода между ними, отсюда размытость состояний и процесса в объемах V и Ω . Причина необратимости — существование неупорядоченности. Признаки необратимости: $V > 0; \Omega > 0; \eta < 1$

Только полностью векторизованный процесс может быть замкнут в такой цикл, чтобы в природе не произошло никаких изменений, и только для него возможно выполнение соотношения $\oint \frac{dQ}{T} = 0$

Обычное определение обратимого процесса, как идущего бесконечно медленно через цепь бесконечно близких равновесных состояний, правильно, но вводит избыточные и не вполне определенные параметры, особенно если учесть, что степень обратимости (к. п. д.) современных машин (аккумуляторов, трансформаторов, альтернаторов) часто близка к единице при весьма больших мощностях, т. е. большом темпе переработки энергии.

Однозначное условие обратимости процесса — это наложение на него векторизационного поля бесконечно большого потенциала (согласно уравнению (1.2)) $\Psi \rightarrow \infty$, при котором $\eta \rightarrow 1$.

Машина есть способ векторизации процесса; всякий механизм является носителем векторизационного потенциала, принуждающего процесс идти по определенному пути, по которому он самопроизвольно не идет. Чем совершенней механизм, тем выше его векторизационный потенциал и тем обратимей совершаются в нем процессы.

Как было показано, механизм создает особый вид фазового пространства, в котором только и могут совершаться частично обратимые процессы. Полученные результаты дают возможность обратиться к преобразованию основных термодинамических функций в обобщенную векторно-броуновскую форму.

Векторное преобразование термодинамических функций

Развитие термодинамики привело к необходимости наряду с частными видами энергии — тепловой, световой, электрической и проч. — различать две ее общие формы — *свободную и связанную* (по терминологии Гельмгольца). Уравнение Гиббса — Гельмгольца устанавливает соотношение между изменением полной, свободной и связанной энергиями процесса¹.

$$\Delta U_V = \Delta F_V + T\Delta S_V \quad \text{или} \quad \Delta U_P = \Delta F_P + T\Delta S_P. \quad (\text{II.15})$$

В дальнейшем будут рассматриваться только термодинамически разрешенные процессы перехода исходных тел A при стандартных концентрациях или давлениях (1 моль/л , 1 атм) в тела B при тех

¹ Величины с индексом V обозначают изохорные, с индексом P — изобарные изменения функций. Таким образом, $\Delta U_P = \Delta H$. Изменение всех величин берется в термодинамической системе знаков: ΔU , ΔS , ΔF и представляет изменения соответствующих функций при данной температуре либо при постоянном объеме и стандартных концентрациях $C=1 \text{ моль/л}$ (для ΔF_V), либо при стандартных парциальных давлениях $P=1 \text{ атм}$ (для $\Delta F_P = \Delta Z$). При нашем анализе будем пользоваться величиной изменения изохорного потенциала, т. е. изменения свободной энергии ΔF , наиболее просто связанной с максимальной работой процесса: $A_{\text{макс}} = -\Delta F$. Без существенных изменений эти рассуждения могут быть распространены и на ΔZ .

же стандартных условиях при температуре T . Таким образом, для рассматриваемых процессов по условию

$$\Delta F_V < 0; \quad \Delta F_P < 0. \quad (\text{II.16})$$

Источником свободной энергии, т. е. максимальной работы процесса, может являться либо внутренняя энергия молекул, либо энергия среды, либо то и другое вместе. Соответственно с этим возможны три термодинамических класса процессов.

I класс: $\Delta U < 0; \Delta S < 0; \Delta F < 0$ (по условию);

$$\Delta F = \Delta U - T\Delta S. \quad (\text{II.17})$$

Здесь источником свободной энергии процесса является уменьшение внутренней энергии системы ΔU , η -я часть которой способна



Рис. 14

при обратном изотермическом проведении процесса выделиться в виде свободной энергии ΔF или работы $A_{\text{макс}}$, а $(1-\eta)$ -я часть — в виде обратимого тепла $T\Delta S$ (рис. 14, а).

II класс: $\Delta U > 0; \Delta S > 0; \Delta F < 0$ (по условию);

$$\Delta F = T\Delta S - \Delta U. \quad (\text{II.18})$$

Здесь источником свободной энергии является энергия среды, получаемая системой в виде обратимого тепла $T\Delta S$, η -я часть которого выделяется в виде свободной энергии ΔF или работы $A_{\text{макс}}$, а $(1-\eta)$ -я часть преобразуется во внутреннюю энергию продукта реакции ΔU (рис. 14, б).

III класс: $\Delta U < 0; \Delta S > 0; \Delta F < 0$ (по условию);

$$\Delta F = \Delta U + T\Delta S. \quad (\text{II.19})$$

Здесь в свободную энергию переходит и внутренняя энергия превращающейся системы ΔU и поглощаемое из внешней среды обратимое тепло $T\Delta S$ (рис. 14, в).

Источником свободной энергии, т. е. работы процесса, могут быть только положительные слагаемые в правой части выражения для ΔF , как это отобразено в уравнениях (3) — (5).

Если держаться формального гиббсовского определения ΔU , ΔF , ΔS как характеристических функций — потенциалов с определенными свойствами, то можно избежать вопроса о физическом разграничении между «свободной» и «связанной» энергией. Но поскольку самопроизвольный процесс, протекающий обратимо и изотермически, всегда может служить источником реальной работы $A = -\Delta F$, то метод функций не снимает и не лишает плодотворности гельмгольцевскую идею о разделении энергии на свободную и связанную. Однако это разделение не является достаточно отчетливым. Обычное определение свободной энергии как энергии, способной превращаться в «полезную» работу в результате обратимого и изотермического проведения процесса, представляется недостаточным, так как при этом происходит замена одного понятия («свободы» энергии) другим («полезностью» работы), которое также требует определения. Дать такое определение в общем виде едва ли возможно, так как «полезность» работы неразрывно связана с условиями эксперимента, при котором она используется, в первую очередь — с соотношением между масштабом того мира, в котором действует экспериментатор, и величиной получаемой работы. Многие, даже макроскопические виды работ, вроде механического труда насекомых, лежат настолько ниже пространственно-энергетического масштаба нашего мира и настолько мало меняют его энергетическое состояние, что для себя мы их не можем отнести к категории «полезной» работы. Поэтому для определения «свободной энергии» и «полезной работы» требуются более строгие критерии.

Векторное изображение термодинамических функций [1]

Как известно, энергия является скалярной величиной, т. е. она складывается по законам скалярной алгебры, и сам закон сохранения энергии выражает скалярное сложение отдельных видов и количеств энергии.

Однако в соответствующем пространстве функциям полной, свободной и связанной энергий могут быть сопоставлены определенные векторы, т. е. функции, которые будут складываться по закону сложения векторов, геометрически — при одновременном скалярном сложении соответствующих им энергий.

Задача ставится так, чтобы найти такие функции, которые бы в избранном пространстве являлись градиентами потенциальных функций φ_U , φ_F и φ_{TS} , имеющих размерность энергии и связанных с полной, свободной и связанной энергиями процесса.

Такой постановкой мы ограничиваем свое исследование случаем потенциального безвихревого поля, для которого

$$\operatorname{rot} \operatorname{grad} \varphi = 0. \quad (\text{II.20})$$

Известно, что скалярной потенциальной функции φ всегда можно сопоставить вектор $\operatorname{grad} \varphi$, который определяется из соотношения

$$d\varphi = \text{grad } \varphi \cdot \vec{dr} = \left(\vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{l} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) (\vec{k} dx + \vec{j} dy + \vec{l} dz), \quad (\text{II.21})$$

где $\vec{k}, \vec{l}, \vec{j}$ — единичные векторы (орты), указывающие направление осей, \vec{dr} — вектор элементарного смещения, который характеризуется второй скобкой в приведенном уравнении и, следовательно, равен

$$\vec{dr} = \vec{k} dx + \vec{j} dy + \vec{l} dz, \quad (\text{II.22})$$

отсюда получим

$$\text{grad } \varphi = \nabla \varphi = \left(\vec{k} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{l} \frac{\partial}{\partial z} \right) \varphi, \quad (\text{II.23})$$

где символ ∇ , выраженный скобкой перед скалярной величиной φ , является не множителем, а оператором, выражающим указанное действие над скаляром φ . Нужно отметить, что любой функции, дифференциал которой по соответствующим переменным является полным дифференциалом, формально может быть сопоставлен вектор $\text{grad } \varphi$ в системе тех же переменных, выражаемых уравнением (23). Поскольку термодинамические функции ΔU , ΔF и ΔS — характеристические функции и их дифференциалы есть полные дифференциалы, то им могут соответствовать определенные функции, которые будут градиентами этих потенциальных функций, т. е. векторами в избранном пространстве.

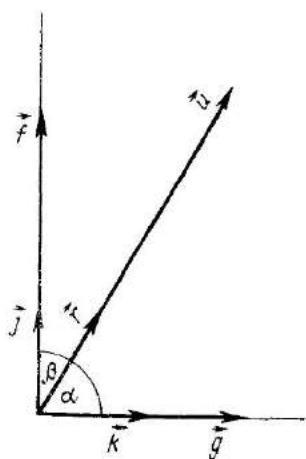


Рис. 15

Приведенные основные определения делают возможным отыскание таких условных векторных величин (условных в том смысле, что они не будут относиться к обычному пространству), которые помогли бы с новой стороны уяснить внутреннюю связь между изменениями термодинамических функций при процессе превращения. Эта задача аналогична сопоставлению потенциальным функциям, обра-

зующим систему эквипотенциальных поверхностей, поля соответствующих им градиентов, удовлетворяющих условию потенциального поля (20). Рассмотрение выражения кинетической энергии массы m , движущейся со скоростью v , дает пример такой операции, которая позволяет перевести скаляр кинетической энергии в вектор скорости \vec{v} или импульса \vec{p} , помноженные на соответствующие скаляры

$$\sqrt{\frac{mv^2}{2}} = \left(\frac{m}{2}\right)^{1/2} v = \frac{1}{(2m)^{1/2}} p. \quad (\text{II.24})$$

Правомерность применения аналогичной операции к термодинамическим функциям ΔU , ΔF и $T\Delta S$ для получения соответствующих векторов должна быть подтверждена согласованностью этой операции с первым и вторым началом термодинамики.

Представим величины термодинамических функций как скалярные произведения соответствующих им векторов, которые определим из соотношения¹

$$\Delta U = (\overrightarrow{\Delta U}^{1/2} \cdot \overrightarrow{\Delta U}^{1/2}); \Delta F = (\overrightarrow{\Delta F}^{1/2} \cdot \overrightarrow{\Delta F}^{1/2}); T\Delta S = \{(\overrightarrow{T\Delta S})^{1/2} \cdot (\overrightarrow{T\Delta S})^{1/2}\}.$$

Для краткости обозначим вектор полной энергии $\overrightarrow{\Delta U}^{1/2}$ через \vec{u} -вектор, вектор свободной энергии $\overrightarrow{\Delta F}^{1/2}$ — через \vec{f} -вектор, вектор связанной энергии $(\overrightarrow{T\Delta S})^{1/2}$ — через \vec{g} -вектор. Тогда

$$\Delta U = (\vec{u}\vec{u}); \Delta F = (\vec{f}\vec{f}); T\Delta S = (\vec{g}\vec{g}). \quad (\text{II.25})$$

Будем откладывать (рис. 15) отрезки вектора \vec{f} по оси y , направление которой характеризуется единичным вектором \vec{j} , а отрезки вектора \vec{g} — по оси x , направление которой характеризуется единичным вектором \vec{k} , т. е. положим

$$\vec{f} = \vec{j}\Delta F^{1/2}; \vec{g} = \vec{k}(T\Delta S)^{1/2}. \quad (\text{II.26})$$

Так как у всех самопроизвольно идущих процессов $\Delta F < 0$, т. е. внешняя среда увеличивает, а реагирующая система уменьшает запас свободной энергии, то вектор \vec{f} будет иметь мнимое значение. Векторы полной энергии \vec{u} и связанной \vec{g} будут иметь мнимое или действительное значение в зависимости от знака ΔU и ΔS : для I класса реакций они будут иметь мнимое значение, для II класса — действительное, для III класса \vec{u} — мнимое и \vec{g} — действительное².

Векторное сложение векторов \vec{f} и \vec{g} приводит к замыкающему вектору \vec{P} , который будем откладывать в направлении, характеризующемся единичным вектором \vec{r}

¹ Рациональность именно такого выбора векторов, сопоставляемых термодинамическим функциям, определяется тем, что при соблюдении условия ортогональности (декартовы координаты) квадрат каждого вектора равен соответствующей энергии, а сумма этих квадратов (т. е. энергий) удовлетворяет уравнению Гиббса — Гельмгольца (подробней см. ниже).

² Мнимость векторов \vec{f} , \vec{g} , \vec{u} обуславливается принятой системой знаков и не имеет значения для дальнейшего рассуждения.

$$\vec{P} = \vec{r}p = \vec{f} + \vec{g} = \vec{j}\Delta F^{1/2} + \vec{k}(T\Delta S)^{1/2},$$

откуда

$$r^2 p^2 = \vec{P}^2 = \vec{j}^2 \Delta F + 2\vec{j}\vec{k}\Delta F^{1/2}(T\Delta S)^{1/2} + \vec{k}^2 (T\Delta S). \quad (\text{II.27})$$

Считая, что выбранные единичные векторы образуют ортогональную систему, т. е.

$$\vec{r}^2 = \vec{j}^2 = \vec{k}^2 = 1, \quad (\vec{j}\vec{k}) = 0,$$

получим

$$P^2 = \Delta F + T\Delta S = \Delta U. \quad (\text{II.28})$$

Следовательно, вектор \vec{P} можно отождествлять с вектором полной энергии¹

$$\vec{P} = \Delta \vec{U}^{1/2} = \vec{r}\Delta U^{1/2} = \vec{u}, \quad (\text{II.29})$$

где \vec{r} (единичный вектор вектора \vec{u}) связан следующим соотношением с ортами \vec{j} и \vec{k} :

$$\vec{r} = \vec{k} \cos \alpha + \vec{j} \cos \beta, \quad (\text{II.30})$$

откуда, учитывая условие ортогональности,

$$\vec{r}^2 = \vec{k}^2 \cos^2 \alpha + 2\vec{j}\vec{k} \cos \alpha \cdot \cos \beta + \vec{j}^2 \cos^2 \beta = 1$$

(здесь α и β — углы между единичным вектором и ортами).

Таким образом, векторная сумма векторов \vec{f} и \vec{g} дает вектор полной энергии \vec{u} , а скалярная сумма их квадратов приводит к уравнению Гиббса — Гельмгольца. Можно видеть, что независимо от действительного или мнимого значения векторов \vec{u} и \vec{g} (при всегда мнимом значении вектора \vec{f}) система этих векторов будет удов-

¹ Для проводимых рассуждений конкретный вид потенциальных функций φ_U , φ_F и φ_S несуществен. Но они, во всяком случае, должны иметь размерность энергии и, следовательно, быть линейно связанными с ΔU , ΔF и $T\Delta S$. В принятом пространстве (рис. 15) $\frac{d\varphi}{dx}$ изображает производную соответствующей потенциальной функции по длине соответствующего вектора \vec{u} , \vec{f} или \vec{g} . Следовательно,

например:

$$dr = d(\Delta U^{1/2}) = \frac{1}{2} \frac{d\Delta U}{\Delta U^{1/2}}$$

(и аналогично для ΔF и $T\Delta S$). Отсюда $d\varphi_U = dr\Delta U^{1/2}$; тогда $d\varphi_U = 1/2 d\Delta U$, откуда $\varphi_U = 1/2 \Delta U + C$ (аналогично для φ_F и φ_S). Таким образом, изменение потенциальной функции, градиент которой дается уравнением (II.23), является линейным относительно изменения полной, свободной или связанной энергий при химическом процессе.

летворять этому уравнению. Этим доказывається, что векторы, сопоставляемые термодинамическим функциям ΔU , ΔF и $T\Delta S$, удовлетворяют обоим началам термодинамики.

Векторный характер функций $\Delta U^{1/2}$, $\Delta F^{1/2}$ и $(T\Delta S)^{1/2}$ наглядно виден из того, что только их геометрическое, но не скалярное сложение удовлетворяет уравнению Гиббса — Гельмгольца.

По правилам векторного сложения вектор \vec{u} будет представлять замыкающую любой траектории изображающей точки в избранном пространстве, т. е. не будет зависеть от пути процесса. Таким образом, это пространство имеет свойство консервативного силового поля. Потенциальный характер этого термодинамического поля следует также из того, что

$$\text{rot grad } \varphi_U = \vec{r} \left[\left(\frac{\partial \Delta U}{\partial \Delta F} \right)_{T\Delta S} + \left(\frac{\partial \Delta U}{\partial (T\Delta S)} \right)_{\Delta F} \right] = 0. \quad (\text{II.31})$$

Рассмотрим некоторые основные свойства системы термодинамических векторов \vec{u} , \vec{f} и \vec{g} .

Прежде всего отметим, что вектор \vec{u} не обращается в нуль, если скалярная величина $\Delta U = 0$. Это связано с тем, что величина ΔU выражается скалярной суммой $(-\Delta F)$ и $(\pm T\Delta S)$, а вектор \vec{u} представляет векторную сумму векторов \vec{f} и \vec{g} и выражается комплексной величиной

$$\vec{u} = \vec{k}(T\Delta S)^{1/2} + i\vec{j}\Delta F^{1/2} \quad (\text{при } \Delta S > 0)$$

или

$$\vec{u} = i[\vec{k}(T\Delta S)^{1/2} + \vec{j}\Delta F^{1/2}] \quad (\text{при } \Delta S < 0).$$

(II.32)

Поэтому вектор \vec{u} обращается в нуль только при $\Delta F^{1/2} = (T\Delta S)^{1/2} = 0$, в то время как скаляр ΔU обращается в нуль при $T\Delta S = -\Delta F$ и при $T\Delta S = \Delta F = 0$. К тому же результату можно прийти, изобразив комплексные величины через круговые координаты. Соотношение же между скалярными произведениями соответствующих векторов $(\vec{u}\vec{u})$, $(\vec{f}\vec{f})$ и $(\vec{g}\vec{g})$ всегда будет удовлетворять уравнению Гиббса — Гельмгольца.

Если взять скалярное произведение векторов \vec{u} , \vec{f} и \vec{g} , то получим: для I класса процессов

$$(\vec{u}\vec{u}) = i^2 u^2 = -\Delta U, \quad (\text{II.33a})$$

$$(f\vec{u}) = f u \cos \beta = -\Delta F, \quad (\text{II.33b})$$

так как $\cos \beta = f/u$ и $f^2 = i^2 \Delta F$,

$$(\vec{g} \vec{u}) = g u \cos \alpha = -T \Delta S = -Q_{\text{обр}}, \quad (\text{II.33в})$$

так как $\cos \alpha = g/u$ и $g^2 = i^2 T \Delta S$;
для II класса процессов

$$(\vec{u} \vec{u}) = u^2 = \Delta U, \quad (\text{II.34а})$$

$$(\vec{f} \vec{u}) = f u \cos \beta = -\Delta F, \quad (\text{II.34б})$$

так как $\cos \beta = |f|/|u|$ и $f^2 = i^2 \Delta F$,

$$(\vec{g} \vec{u}) = g u \cos \alpha = T \Delta S = Q_{\text{обр}}, \quad (\text{II.34в})$$

так как $\cos \alpha = g/u$ и $g^2 = T \Delta S$.

Можно видеть, что термодинамическая работа имеет здесь то же выражение, что и механическая работа, представляющая скалярное произведение вектора силы на вектор пути. Это позволяет рассматривать один род векторов, например векторы \vec{f} и \vec{g} , как условные «термодинамические пути» превращающейся системы, а вектор \vec{u} как условную «термодинамическую силу», действующую на этих путях. Скалярное произведение \vec{u} на \vec{f} , так же как скалярное произведение обычной силы на путь, дает работу системы превращения $A_{\text{маре}} = -\Delta F$ (уравнения (33б), (34б)), эквивалентную в механике уменьшению потенциальной энергии при самопроизвольно протекающем процессе.

Поскольку «сила» \vec{u} на «пути» \vec{f} способна произвести работу, т. е. направленное векторное перемещение макроскопического тела против действующего на него поля (например, поля тяготения), то вектор «пути» \vec{f} должен быть вполне упорядоченным, т. е. точно ориентированным. Это — *векторный* путь термодинамической системы. Так как термодинамические системы относятся к тем, у которых связи не зависят от времени, то гамильтонова функция H_T для них совпадает с полной энергией

$$\Delta H_T = \Delta \Pi + \Delta K \quad (\text{II.35})$$

(ΔK — изменение кинетической, а $\Delta \Pi$ — потенциальной энергий), чему в термодинамике соответствует уравнение Гиббса — Гельмгольца

$$\Delta U = \Delta F + \Delta G,$$

где $\Delta G = T \Delta S = Q_{\text{обр}}$.

Следовательно, скалярное произведение «силы» \vec{u} на «путь» \vec{g} в механическом смысле эквивалентно изменению «кинетической энергии» при процессе и выражается в виде получаемого или отдаваемого системой обратимого тепла

$$(\vec{u} \vec{g}) = \Delta K = \Delta G = \pm Q_{\text{обр}}. \quad (\text{II.36})$$

Это соотношение показывает, что «путь» \vec{g} в противоположность «пути» \vec{f} является неупорядоченным, т. е. не имеет постоянной направленности в избранном пространстве. Это — броуновский путь термодинамической системы. Поэтому действие «силы» \vec{u} на этом «пути» дает не макроскопическую работу, а сумму живых сил большого числа частиц, дезориентированных в пространстве, т. е. тепло или броуновский вид обобщенной энергии. Таким образом, «термодинамические пути» \vec{f} и \vec{g} образуют систему из вполне ориентированного (упорядоченного) и дезориентированного (неупорядоченного) векторов.

Для изображения системы таких векторов существенно, что требование первого закона термодинамики не определяет направления вектора полной энергии \vec{u} и ограничивается лишь тем, чтобы скалярная величина квадрата этого вектора u^2 выражала изменение полной энергии при химическом процессе ΔU и оставалась для данного процесса постоянной. Следовательно, первый закон будет оправдываться для всех составляющих конуса с основанием окружности с радиусом-вектором \vec{g} . Направление же вектора \vec{u} (угол α на рис. 15) определится вторым началом термодинамики, т. е. соотношением между ΔF и $T\Delta S$. Это направление определяется относительно векторов \vec{f} и \vec{g} ; поэтому все соотношения, в том числе скалярное выражение первого и второго начал термодинамики в виде уравнения (1), останутся в силе при повороте системы векторов на рис. 15 вокруг ориентированного \vec{f} -вектора. При этом вектор \vec{g} , оставаясь перпендикулярным к вектору свободной энергии, будет вращаться, заполняя площадь радиусом \vec{g} , равную

$$\pi g^2 = \pi T \Delta S, \quad (\text{II.37})$$

пропорциональную изменению энтропии ΔS при данном процессе. Вектор свободной энергии будет оставаться перпендикулярным к плоскости этого круга и постоянно направленным, а любая составляющая конуса, имеющего своей вершиной точку соединения \vec{f} - и \vec{g} -векторов и основанием энтропийную площадь $\pi T \Delta S$, выразит вектор полной энергии \vec{u} (рис. 16). Вектор \vec{g} изобразится любым радиусом энтропийной площади $\pi T \Delta S$, вращающимся в любом направлении в пределах угла 2π . Это значит, что вектор «пути» \vec{g} , образующий тепловую, кинетическую составляющую процесса, будет вполне дезориентирован на энтропийной площади: конец этого вектора будет совершать броуновское движение в виде большого числа Z элементарных векторных пробегов $\delta \vec{g}$ в пределах этой пло-

щади, а замыкающий вектор этих отдельных пробегов в конечном состоянии системы будет равен \vec{g} . По уравнению броуновского движения

$$g^2 = T \Delta S = Z \delta g^2 = Z \delta(TS), \quad (\text{II.38})$$

т. е. полное изменение связанной энергии от конечного к начальному состоянию системы равно алгебраической сумме¹ элементарных энергий.

Таким образом, если предоставить осуществиться процессу, на-

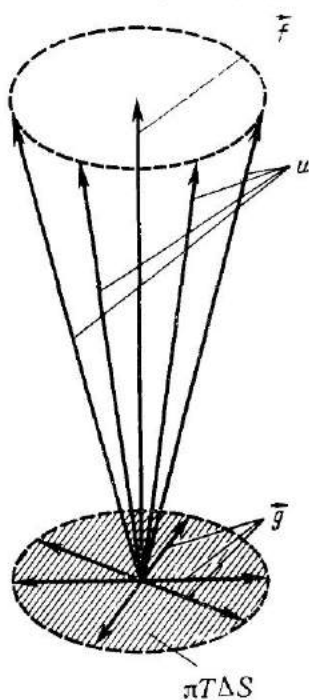


Рис. 16

пример, с уменьшением полной энергии на ΔU , с возрастанием энтропии на ΔS и с уменьшением свободной энергии на ΔF , то, какие бы промежуточные стадии ни проходила система, концы векторов, замыкающих все элементарные δu -, δf - и δg -векторы, окажутся в конечном состоянии системы соответственно на расстоянии u , f и g от исходной точки, причем вектор u выразится образующей конуса энергии (рис. 16), \vec{g} — радиусом его основания и \vec{f} — его высотой. Соотношение же между ними будет удовлетворять уравнению Гиббса — Гельмгольца. При уменьшении изменения энтропии ΔS и соответственно «пути» g , т. е. при сужении основания конуса, вектор полной энергии u будет стремиться к вектору свободной энергии \vec{f} и изменение полной энергии ΔU — к изменению свободной энергии ΔF , как это и следует из уравнений Гиббса — Гельмгольца, совершенно так же, как векторное смещение u стремится к полному L при стремлении степени векторизации η к единице.

При таком изображении ясно выступает особенность свободной энергии по сравнению с полной и связанной, а именно: *только вектор свободной энергии сохраняет постоянное направление в избранном пространстве*, в чем и выражается направленность всякого самопроизвольного процесса.

Векторы же полной энергии и энтропии не имеют постоянного направления и перемещаются: \vec{g} — по площади энтропийного круга, а \vec{u} — по поверхности конуса энергии.

¹ Алгебраической потому, что элементарный вектор δg может иметь действительное и мнимое значения.

Приведенная формула имеет преимущество перед определением ΔF как полезной работы, так как не зависит от выбранного масштаба действительности: любая энергия E , выражаемая постоянно направленным вектором $\text{grad} \varphi_E$, — свободная энергия, т. е. возможная работа.

Векторное изображение термодинамических функций способно разъяснить важный вопрос, поставленный Бриджменом об общем признаке, отличающем работу от теплоты. *Работа* — это вид энергии, характеризующийся в термодинамическом пространстве *постоянно направленным* вектором \vec{f} , который, следовательно, можно сколь угодно удлинять за счет дальнейшего проведения процесса вместе с векторами \vec{u} и \vec{g} . Основное свойство работы — это способность сообщать объекту строго направленное перемещение против действующего на него поля. Постоянная, т. е. неограниченная во времени направленность вектора \vec{f} , есть его основное свойство, так как направленность в течение небольшого отрезка времени всегда может возникнуть случайно и быть компенсирована следующим за этим обратным направлением вектора. *Теплота* в том же термодинамическом пространстве характеризуется *беспорядочно вращающимся* вектором \vec{g} . Если мы не находим в процессе ничего, кроме вполне броунизированного вектора \vec{g} , то такой процесс не дает работы и, следовательно, не способен сообщать объекту направленного перемещения против действующих на него сил.

Работа как способ смещения изображающей точки (тела) в поле и как способность к совершению организованных операций (например, мышления) исчезает при тех же условиях, при которых исчезает вектор \vec{f} , т. е. когда этот вектор дезориентируется каким-либо видом броуновского движения либо вследствие малости системы (например, беспорядочное поднимание и опускание броуновских частиц в поле тяжести), либо вследствие неорганизованного (необратимого) проведения процесса (см. об этом выше).

Рассмотренный вид пространства, изображенный на рис. 16, обладает свойством потенциального поля, т. е. для него справедливо соотношение (20). Однако в этом пространстве изображающая точка движется не по координатной плоскости $\vec{f}-\vec{g}$ (или $\vec{j}-\vec{k}$), а по поверхности «конуса энергии», которая, собственно, и обладает указанным свойством потенциального поля: какой бы путь ни описала изображающая точка по этой поверхности между началом и любой точкой энтропийной окружности (окружности основания конуса), замыкающий вектор полной энергии изобразится вектором $\Delta U^{1/2}$, представляющим составляющую конуса. Пути изображающей точки, лежащие вне этой поверхности, термодинамически запрещены для данной реакции как не удовлетворяющие уравнению Гиббса — Гельмгольца и лежащие вне потенциального поля¹. С уменьшением энтропийного вектора \vec{g} поверхность конуса будет уменьшаться и область возможного движения изображающей точ-

¹ Этот запрет относится к макроскопическим стадиям процесса, но не к молекулярным актам, не ограниченным вторым началом. Поэтому детальная траектория движения вектора \vec{u} будет проходить не точно по поверхности конуса энергии, а заходить в макроскопически запрещенную область в пределах, соизмеримых с δu . Эта задача подобна той, которая решается в теории флуктуации, и здесь ее можно не касаться.

ки будет сокращаться. В пределе при $\Delta S=0$ эта область превратится в нуль, т. е. движение этой точки приобретает строго направленное движение вдоль вектора \vec{f} .

Как видно, *соотношение между изменением свободной и связанной энергиями есть частный случай проблемы упорядоченности и неупорядоченности, которая с созданием кибернетики приобрела общее значение в науке.*

Поэтому закономерно распространить эти категории на энергию и отсюда на термодинамику. На основе нашего анализа можно сказать, что свободная энергия — это *принципиально векторизуемая часть энергии процесса, способная сообщить изображающей точке, т. е. какому-нибудь макроскопическому объекту, строго направленное перемещение против действия какого-либо поля; связанная энергия не сообщает этой точке никакого направленного смещения (поскольку она остается на плоскости, для которой $\Delta F=0$); полная энергия сообщает этой точке частично направленное смещение, ограниченное определенной областью пространства действия.*

Таким образом, разделение энергии на свободную и связанную соответствует ее разделению на векторную (упорядоченную) и броуновскую (неупорядоченную) формы. Это определение имеет важное значение, так как оно объединяет энергию с другими свойствами природы, вплоть до физиологической деятельности и мышления

Формы векторизации энергии

Имеются два этапа векторизации энергии. *Первый* — это частичный перевод внутренней энергии процесса и поглощенного обратимого тепла $T\Delta S$ при помощи молекулярных механизмов в свободную энергию (микровекторизация) и *второй* — перевод выделившейся свободной энергии процесса во внешнюю работу при помощи различных двигателей и преобразователей (макроевекторизация). Мозг обладает обеими этими функциями: как молекулярная система он в принципе способен производить молекулярную микровекторизацию, как система клеточной нейронной сети с определенной структурой он обладает способностью к макровекторизации, результатом чего являются упорядоченные действия организма

Химическая термодинамика имеет дело с микровекторизацией, техническая — с макровекторизацией.

Источником свободной энергии, т. е. максимальной работы молекулярного процесса (см. выше), может являться либо внутренняя энергия молекул, либо энергия среды, либо то и другое вместе.

Начнем анализ с I класса процессов — с векторизации внутренней энергии превращающихся тел.

Выделяющаяся при макроскопическом процессе внутренняя энергия ΔU складывается из весьма большого числа отдельных

элементов. При этом каждому процессу свойственна определенная вероятность η того, что выделившийся элемент внутренней энергии перейдет в упорядоченную форму — в свободную энергию, увеличив вектор \vec{f} и соответственно вероятность $(1-\eta)$ того, что он перейдет в неупорядоченную форму — в связанную энергию или обратимое тепло, с увеличением энтропийной поверхности $\pi T \Delta S$.

Направление замыкающего вектора полной энергии \vec{u} определится соотношением

$$\cos \alpha = (1 - \eta)^{1/2}; \quad \cos \beta = \eta^{1/2} \quad (\text{II.39})$$

(см. рис. 15).

Отношение скалярных величин g и f выразится так

$$\frac{g}{f} = \left(\frac{1 - \eta}{\eta} \right)^{1/2}. \quad (\text{II.40})$$

Соответственно сказанному можно написать:

$$\text{убыль свободной энергии системы } \Delta F = \eta \Delta U, \quad (\text{II.41})$$

$$\text{убыль связанной энергии системы } T \Delta S = (1 - \eta) \Delta U.$$

Следовательно,

$$\frac{T \Delta S}{\Delta F} = \frac{1 - \eta}{\eta}. \quad (\text{II.42})$$

Ранее на основе рассмотрения кругового процесса со степенью обратимости η было получено аналогичное выражение

$$\frac{Q_{\text{связ}}}{F_{\text{своб}}} = \frac{1 - \eta}{\eta}, \quad (\text{II.43})$$

здесь η — степень обратимости процесса при переводе свободной энергии реакции ΔF в работу A , равная

$$\eta = \frac{A}{\Delta F}. \quad (\text{II.44})$$

Из сопоставления (42) и (43) следует, как было показано, что степень векторизации энергии является в то же время степенью обратимости процесса. Для макропроцессов, протекающих в макро-механизмах, совпадение этих понятий очевидно, так как процесс, проведенный вполне упорядоченно, тем самым проведен обратно — с полным превращением свободной энергии в работу. Но то же самое справедливо и для микропроцессов и квантовых микро-механизмов (молекул), если их рассматривать как преобразователи внутренней энергии молекул ΔU , или энергии среды $T \Delta S$, в свободную энергию процесса. Тогда степень обратимости микро-процесса будет совпадать со степенью векторизации энергии и выразится так

$$\eta = \frac{\Delta F}{\Delta U} \quad (\text{II.45})$$

или

$$\eta = \frac{\Delta F}{T \Delta S}. \quad (\text{II.46})$$

Отношения (42) и (43) выражают существование *равновесия* между упорядоченными (векторизованными $F, \Delta F$) и неупорядоченными (броуновскими $Q, T \Delta S$) формами энергии при химических процессах.

Это может быть уяснено из приведенных векторных диаграмм. Направление единичного вектора полной энергии \vec{r} (уравнение (30)) и самого вектора \vec{u} определяется углом α между этим вектором и ортом \vec{k} (см. рис. 16). Этот угол задается уравнением (38), т. е. степенью векторизации η выделяемой внутренней энергии, совместимой с уравнением (4), которое представляет лишь иное написание уравнения Гиббса — Гельмгольца. Если элементы выделяющейся внутренней энергии будут с равной вероятностью распределяться между свободной и связанной энергиями, то степень векторизации η будет равна 0,5, а углы вектора \vec{u} с ортами \vec{j} и \vec{k} составят 45° . Это симметричное положение \vec{u} -вектора относительно векторов \vec{j} и \vec{g} , при $\eta=0,5$, будет наиболее вероятно отвечать его *равновесно-устойчивому* состоянию. Для другой степени векторизации (например, $\eta=0,75$) равновесно-устойчивым будет положение вектора \vec{u} , отвечающее углу $\alpha=60^\circ$, и т. д. Равновесная устойчивость вектора \vec{u} имеет статистический характер, так как для него точно задана только скалярная величина (первым началом); ориентация же вектора \vec{r} , а вместе с ним и \vec{u} относительно \vec{j} и \vec{k} определяется вторым началом только в виде *статистически наиболее вероятного* распределения элементов внутренней энергии между ΔF и $T \Delta S$.

Равновероятное распределение элементарных векторов \vec{d}_i между \vec{j} и \vec{g} (чему отвечает $\alpha=\beta=45^\circ$ и $\eta=0,5$) означает, что работа поворота элементарного вектора от орта к орту на 90° равна нулю (так же как равна нулю работа поворота бросаемой монеты «орлом» или «решеткой» вверх)¹.

Однако опыт показывает [2], что в общем случае $\eta \neq 0,5$ и колеблется от сотых долей почти до единицы, соответственно чему $\angle \alpha \neq \angle \beta$. Следовательно, должен существовать потенциал, откло-

¹ Но сдвиг *макроскопического* вектора \vec{u} из его равновесного положения в любых случаях требует затраты работы, т. е. это эквивалентно смещению равновесия рассматриваемого химического процесса.

няющий вектор \vec{i} от равновероятного симметричного положения относительно \vec{j} и \vec{k} (и от $\eta=0,5$).

Это означает, что работа поворота элементарного вектора \vec{di} от одного орта к другому в общем случае не равна нулю. Тогда статистическое распределение множества элементов выделяющейся внутренней энергии между свободной (упорядоченной) и связанной (неупорядоченной) формой можно написать в виде равновесия

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{упорядоченная (векторная)} \\ \text{форма энергии } \Delta F \end{array} \right\} \overset{\rightarrow}{\leftarrow} \left\{ \begin{array}{l} \text{неупорядоченная (броуновская)} \\ \text{форма энергии } T \Delta S \pm \varepsilon \end{array} \right\} \pm \varepsilon. \quad (\text{II.47})$$

Здесь $\pm \varepsilon$ — работа перехода одного элемента энергии (в формулах и расчетах мы будем брать авогадрово число таких элементов) из упорядоченной формы (вектор \vec{f}) в неупорядоченную (вектор \vec{g}). Знак плюс перед ε отвечает затрате работы на поворот элементарного вектора \vec{di} от орта \vec{k} к орту \vec{j} , т. е. на векторизацию энергии; знак минус — затрате работы на обратный поворот, т. е. на броунизацию энергии. Применение к рассматриваемому случаю изотермы равновесия, которая представит здесь особый случай закона распределения Больцмана — Гиббса, дает

$$\frac{T \Delta S}{\Delta F} = \frac{1 - \eta}{\eta} = \frac{p_S}{p_F} e^{\pm \varepsilon / RT} = \gamma e^{\pm \varepsilon / RT}, \quad (\text{II.48})$$

где p_S и p_F — априорные вероятности броуновского и векторного состояний выделившегося элемента энергии, γ — отношение этих вероятностей.

Величина ε не выражает какую-либо дополнительную затрату или выигрыш энергии при установлении данного распределения выделившейся внутренней энергии между упорядоченной ΔF и неупорядоченной $T \Delta S$ формой: равновесие (47) устанавливается самопроизвольно, с падением свободной энергии, и поэтому не нуждается в затрате работы. ε — это только регулирующий потенциал, который не входит в конечный энергетический итог процесса. Его можно уподобить потенциалу сетки в триоде, регулиющему ток в лампе практически без затраты на это мощности. Такой управляющий потенциал, его можно было бы назвать *кибернетическим*, заложен в самой физико-химической системе, поэтому на его создание не требуется затраты специальной работы. Но, затратив работу, можно, конечно, изменить величину этого потенциала. Классический опыт с бросанием монеты или игральной кости характеризуется $\varepsilon=0$ и $\eta=1/2$, так как в случае идеально сделанной мо-

неты или кости работа поворота их с одной стороны на другую равна нулю (поскольку здесь потенциальная энергия этих предметов в поле тяжести остается без изменения). Всякое реальное тело вследствие асимметрии и неоднородности не обладает этим свойством и для него $\varepsilon \neq 0$ и $\eta \neq 1/2$. Ясно, например, что монета, имеющая форму не тонкого цилиндра, а усеченного конуса, будет чаще падать на землю своим широким основанием. Величина ε не стоит ни в какой связи с абсолютным количеством «орлов» или «решеток», так как число преобладаний «орлов» над «решетками», которое можно получить сколь угодно большим, бросая достаточное число раз данную монету, определяется только вероятностью η , сохраняющей свой смысл, если даже не было произведено ни одной пробы. Точно так же обстоит дело с распределением элементарного вектора $\vec{\delta u}$ между ортами \vec{j} и \vec{k} .

Поэтому, когда в дальнейшем будет говориться о затрате энергии на векторизацию или броунизацию энергии, то под этим будет пониматься работа, требующаяся для поворота элементарного вектора $\vec{\delta u}$ от орта к орту, но отнюдь не добавка извне энергии к самому процессу.

Определим знак величины ε^1 , характеризующей равновесие векторных и броуновских форм энергии при процессах I класса. Из комбинации уравнения (48) и уравнения Гиббса — Гельмгольца получим

$$\Delta F = \frac{\Delta U}{1 + \gamma e^{\pm \varepsilon/RT}}. \quad (\text{II.49})$$

При абсолютном нуле $\Delta F_0 = \Delta U_0$, что возможно только при условии, если в равновесии (47) $\varepsilon < 0$

Следовательно,

$$\frac{T \Delta S}{\Delta F} = \gamma e^{-\varepsilon/RT} = \frac{1 - \eta}{\eta}, \quad \eta = \frac{1}{1 + \gamma e^{-\varepsilon/RT}}, \quad (\text{II.50})$$

$$\Delta F = \frac{\Delta U}{1 + \gamma e^{-\varepsilon/RT}} \quad (\text{II.51})$$

Соотношение $\varepsilon < 0$ соответствует тому, что в процессах I класса, когда свободная энергия черпается из внутренней энергии молекул, броунизация элемента энергии требует затраты энергии

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{векторная форма} \\ \text{энергии } \Delta F \end{array} \right\} \rightleftharpoons \left\{ \begin{array}{l} \text{броуновская форма} \\ \text{энергии } T \Delta S \end{array} \right\} - \varepsilon. \quad (\text{II.52})$$

Это означает, что внутренняя энергия молекул сама по себе имеет упорядоченную форму и только тепловое движение частично разрушает ее и переводит в неупорядоченное состояние. Такой вы-

¹ Энергия векторизации-броунизации будет даваться в термодинамической системе значком, т. е. $+\varepsilon$ будет отвечать выигрышу, а $-\varepsilon$ — затрате энергии

вод вполне соответствует тому общему результату, что внутренняя энергия атомно-молекулярных систем подчиняется определенным квантовым условиям, т. е. в отсутствие теплового возмущения имеет строго упорядоченный характер¹. Величина ε в уравнении (52) выражает затрату энергии (в указанном выше смысле) на расстройство или хаотизацию этих уровней в той степени, которая соответствует выделению $(1-\eta)$ -й части внутренней энергии ΔU в неупорядоченной форме $T\Delta S$. Это позволяет определить величину ε как энергетический барьер, защищающий квантовые уровни атомно-молекулярных систем от теплового возмущения, и переход к чисто термическому распределению. Но величина ε не зависит от способа проведения процесса (например, от катализатора) и в этом смысле является характеристической термодинамической константой процесса наряду с величиной η . Численное значение этой величины зависит от стандартных условий, при которых берутся ΔF и ΔS (собственно, от давления, поскольку температура является здесь переменной величиной).

С тем же основанием можно говорить о броунизации не выделяющейся энергии ΔU , а ее абсолютных запасов, т. е. уровней в исходных и конечных состояниях — молекулах A и B . Если внутренние энергии этих молекул U_A и U_B , то

$$F_A = \frac{U_A}{1 + \gamma_A e^{-\varepsilon_A/RT}} = U_A \eta_A \quad (\text{аналогично для } F_B), \quad (\text{II.53a})$$

$$S_A = \frac{F_A \gamma_A}{T} e^{-\varepsilon_A/RT} = \frac{1}{T} \frac{\gamma_A U_A}{\gamma_A + e^{\varepsilon_A/RT}} \quad (\text{аналогично для } S_B). \quad (\text{II.53б})$$

Отсюда можно найти изменения F и S при реакции, например:

$$\Delta F = \frac{U_B}{1 + \gamma_B e^{-\varepsilon_B/RT}} - \frac{U_A}{1 + \gamma_A e^{-\varepsilon_A/RT}} = U_B \eta_B - U_A \eta_A. \quad (\text{II.54})$$

При $\varepsilon_A = \varepsilon_B$ и $\gamma_A = \gamma_B$ это уравнение переходит в уравнение (51). Следуя прежнему рассуждению, можно доказать, что и для отдельных уровней F и S величина энергии ε отрицательна. По уравнению Гиббса — Гельмгольца при $T=0$ $\Delta U_0 = \Delta F_0$.

Вместе с тем

$$[\Delta F_0 = \frac{U_{0B}}{1 + \gamma_A e^{\pm\varepsilon/0}} - \frac{U_{0A}}{1 + \gamma_B e^{\pm\varepsilon/0}}]. \quad (\text{II.55})$$

¹ С этим можно сопоставить мысль Ст. Бира (см. [3] гл. I), «...я теперь утверждаю: порядок более естествен, чем хаос. Это, мне кажется, весьма неожиданное утверждение... (В связи с проведенным анализом оно уж не столь неожиданно. — Н. К.). Это утверждение играет для меня действительно важную роль, так как придя к нему, я порвал с описательными постулатами Гезнода, даввшими на мое сознание грузом почти трехтысячелетней давности».

Как видно, только в случае $\epsilon_{A,B} < 0$ при абсолютном нуле соблюдается требуемое равенство полной и свободной энергии процесса. При $\epsilon_{A,B} > 0$ раскрытие неопределенности дает

$$\Delta F_0 = \frac{U_{0B}}{\infty} - \frac{U_{0A}}{\infty} = 0.$$

Из полученных соотношений естественно вытекает теорема Нернста — Планка о стремлении изменения энтропии ΔS и самой энтропии S к нулю при стремлении температуры к абсолютному нулю (при $\epsilon < 0$)

$$\Delta S = \left[\frac{\Delta U}{T} - \frac{\gamma}{\gamma + e^{\epsilon/RT}} \right]_{T \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad (\text{II.56})$$

т. е. при абсолютном нуле химические процессы в конденсированных фазах¹ идут без изменения энтропии (Нернст).

Путем дифференцирования ΔU в уравнении (51) по T получим

$$\frac{d \Delta U}{dT} = \frac{d \Delta F}{dT} (1 + \gamma e^{-\epsilon/RT}) + \Delta F \gamma \frac{\epsilon}{RT^2} e^{-\epsilon/RT}, \quad (\text{II.57})$$

при стремлении T к абсолютному нулю имеем

$$\lim \left(\frac{d \Delta U}{dT} \right)_{T \rightarrow 0} = \lim \left(\frac{d \Delta F}{dT} \right)_{T \rightarrow 0}. \quad (\text{II.58})$$

Раскрытие неопределенности уравнения

$$\frac{d \Delta F}{dT} = \frac{\Delta F - \Delta U}{T} \quad (\text{II.59})$$

при T , стремящемся к нулю, учитывая уравнение (51), дает

$$\lim \left(\frac{d \Delta U}{dT} \right)_{T \rightarrow 0} = \lim \left(\frac{d \Delta F}{dT} \right)_{T \rightarrow 0} = 0. \quad (\text{II.60})$$

Отсюда получается вторая формулировка теоремы Нернста: кривые ΔU и ΔF не пересекаются при абсолютном нуле, а касаются вблизи абсолютного нуля, причем эта касательная параллельна оси температур. Порядок касания этих функций вблизи нуля достаточно высок.

Применяя аналогичные рассуждения к абсолютной величине энтропии, получим

$$S = \left(\frac{U}{T} - \frac{\gamma}{1 + \gamma e^{\epsilon/RT}} \right)_{T \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad (\text{II.61})$$

т. е. при абсолютном нуле энтропия системы равна нулю (Планк).

¹ Это условие отражается в уравнении (56) величиной γ : большая априорная вероятность неупорядоченной формы энергии γ и, следовательно, неупорядоченность A - и B -состояний (не нернстовский характер этих тел) будет сильно тормозить стремление ΔS к нулю при $T \rightarrow 0$, т. е. сокращать температурную область применимости теоремы Нернста.

Принцип недостижимости абсолютного нуля также вытекает из уравнений (42), (51), (56), так как достижение $T=0$ эквивалентно $\eta=1$, т. е. полному смещению равновесия в сторону упорядоченного состояния, что принципиально невозможно ни для каких систем и что между тем *происходит при логической деятельности мозга* (см. гл. IV).

Анализ, проведенный в этой главе, показывает, что все три вида энергии — полная, свободная и связанная — могут рассматриваться как некоторые множества элементов с определенной степенью упорядоченности или векторизации и в этом смысле не отличаются от всякого другого множества элементов, характеризующихся тем же параметром. Сама размерность энергии не вносит ничего в основное уравнение равновесия векторных и броуновских (упорядоченных и неупорядоченных) форм явления (уравнения (I.1, 2); (II.41, 43)). Поэтому если уравнение Гиббса — Гельмгольца

$$\Delta U = \Delta F + T \Delta S \quad (\text{II.62})$$

выразить в безразмерной форме путем деления обеих частей на RT

$$\frac{\Delta U}{RT} = \frac{\Delta F}{RT} + \frac{\Delta S}{R}, \quad (\text{II.63})$$

то новые безразмерные параметры позволяют написать уравнение Гиббса — Гельмгольца в ином, обобщенном и безразмерном виде

$$\Delta \varepsilon = \Delta \varphi + \Delta H, \quad (\text{II.64})$$

в котором сохранится основное свойство первичного уравнения — деление на векторную, упорядоченную компоненту ($\Delta \varphi$) и на броуновскую неупорядоченную (ΔH). В этой обобщенной форме (уравнение (64)) уравнение Гиббса — Гельмгольца представляет не что иное, как частный случай разбиения упорядоченно-неупорядоченной совокупности безразмерных операций на сумму упорядоченной, чему отвечает свободная энергия, и неупорядоченной совокупности, которой отвечает энтропийная, неупорядоченная или связанная энергия.

В общем виде уравнение (64) может быть представлено

$$N = N_{\text{вект}} + N_{\text{броун}}, \quad (\text{II.65})$$

где N — полное число операций.

Следовательно, гельмгольцевское разбиение полной энергии на свободную и связанную является частным случаем более общего разбиения элементов или действий любой системы на упорядоченную и неупорядоченную совокупности.

В такой обобщенной форме термодинамика может быть приложена к информационно-мыслительным процессам.

Разбиение, выражаемое уравнением (65), будет подчиняться первому, второму началам термодинамики и теореме Нериста — Планка. Первое начало выразится в постоянстве суммы $N_{\text{вект}}$ и

$N_{\text{броун}}$ при данном общем числе N действий или элементов, а второе начало и теорема Нернста — Планка — в условии $\eta < 1$ при $T > 0$ (уравнение (62)).

Возможность указанного распределения элементов счетного множества между векторными и броуновскими группами распространяется на всю область дискретных действий — на элементы энергии, на физико-химические операции, пространственные пробеги, на информационные и мыслительные акты.

На этой обобщенной системе термодинамики может быть построен анализ процессов информации и мышления, который дается в следующих главах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кобозев Н. И. ЖФХ, 35, 2736, 1961; 35, 2745, 1961
2. Кобозев Н. И. ЖФХ, 36, 266, 1962.

Термодинамика процесса информации

В качестве предмета теории информации здесь будет рассматриваться полная и конечная система событий, т. е. такая, в которой указаны вероятности осуществления всех возможных Z исходов, причём их реализация всегда ведёт к осуществлению только одного из этих исходов.

Получение единственного исхода из Z альтернатив назовём *решением информационной задачи*, а само решение — *информацией*, в своей достоверности формально не гарантированной ничем, кроме того, что математическая вероятность этого решения (выбранного варианта) достигает единицы за счёт любых операций, способных снижать неопределённость исхода данной системы событий, включая произвольный или интуитивный выбор варианта.

По определению [1], «Теория информации исходит из представления о том, что данные («сообщения»), предназначенные для сохранения в определенном запоминающем устройстве или для передачи по каналу связи, неизвестны заранее с полной определенностью. Заранее известно лишь множество, из которого могут быть выбраны эти сообщения, и, в лучшем случае, вероятности выбора того или иного из этих сообщений».

Таким образом, с самого начала теория информации связала свои идеи и даже терминологию с термодинамикой и статистикой. Основная функция теории информации — функция Шеннона [2]

$$H_{\text{Шенн}} = - \sum p_i \log p_i \quad (\text{III.1})$$

определяется¹ как «энтропия информации», т. е. как ее неопределённость и действительно имеет такие свойства. Мы покажем, что термодинамическая модель приводит к такой же функции для энтропии информации. Эта функция имеет максимум при равновероятном осуществлении всех исходов, когда $p_1 = p_2 = \dots = p_z$, и обращается в нуль при значении вероятности какого-либо исхода, например, i -го, равного единице, а остальных, равных нулю.

Нужно уточнить, что безэнтропийность информации — это только *математическая* безэнтропийность, когда вероятность данного исхода достигает единицы или, что то же, все шансы на этот исход сосредоточиваются в одной ячейке. При этом различные микросостояния шансов внутри ячейки не вносят вклада в энтропию информации. Этим условно принимается неделимость информационной ячей-

¹ Символ \log обозначает логарифм при любом основании, включая 2

ки. Введем условно неделимой ячейки теория информации сознательно отказывается от полной детализации события. Только при таком условии энтропия информации об объекте может быть доведена до нуля, что неосуществимо для термодинамической энтропии.

Считая за нулевое состояние информационной системы указанное выше безэнтропийное состояние ($H_0 = 0$) и отсчитывая энтропию данного состояния от этого нуля, как это делает Шеннон, получим, что всякое состояние, отличное от нулевого, будет обладать избытком энтропии, равным энтропии Шеннона

$$\Delta H = H - H_0 = H_{\text{Шенн}}. \quad (\text{III.2})$$

Если все исходы равновероятны, т. е. система Z -кратно «вырождена», то энтропия информации такой системы будет

$$H_{\text{макс}} = \log Z. \quad (\text{III.3})$$

Можно считать, что наше незнание или отсутствие информации о состоянии Z -кратно вырожденной статистической системы состоит в том, что мы считаем все возможные исходы равновероятными и, следовательно, энтропию информации максимальной: $H = H_{\text{макс}}$. Поскольку величина Z в уравнении (3) выражает число равновероятных способов определения исхода этой статистической системы, то она имеет тот же смысл, что и термодинамическая вероятность W в уравнении Больцмана — Планка ($S = k \ln W$). Всякие дополнительные сведения или предположения о системе будут менять соотношения вероятностей этих Z исходов, уменьшая одни и увеличивая другие, и таким образом уменьшать энтропию информации этой системы. Если энтропия информации доведена до нуля, т. е. вероятность одного из исходов доведена до единицы, а остальных до нуля, то это не означает, что мы имеем полное знание о состоянии системы: известно лишь, что в этой системе совершилось (или мы допустили, что совершилось) какое-то одно событие из Z возможных, но какое именно, это не определяется тем, что энтропия информации равна нулю. Таким образом, энтропия информации безразлична к самому содержанию информации. Эта инвариантность принятого исчисления информации относительно ее истинности уже достаточно разъяснена в литературе [4—6].

Таким образом, информация не есть установление какого-либо определенного факта, но лишь *возможности* его существования или возникновения. Следовательно, в общем случае информация говорит не о том, что есть, а о том, что возможно. Именно в этом ее огромное значение для живых организмов¹.

¹ В обобщенной статье [3] авторы проводят мысль, что информация не есть специальное свойство живой материи и что, следовательно, некоторые типы взаимодействий в небологической области имеют специфический информационный характер.

включая человека, так как всякое живое существо определяется не только наличием фактов, но и их возможностью, не только тем, что есть, но и тем, что может быть. Таким образом, никакая информация, поскольку она всегда содержит в себе возможную недостоверность (вероятность), не может считаться полным эквивалентом факта, она всегда шире единичного факта, но зато и менее достоверна, что и выражается в энтропии информации Шеннона.

Для того, чтобы превратить информацию о некоторых возможных фактах (исходах) в утверждение данного единичного факта (исхода), необходима затрата работы для уничтожения этой энтропии (при этом уничтожается энтропия, но, конечно, не самого предмета информации, факта). Это и есть количество информации I , равное энтропии Шеннона $H_{\text{Шенн}}$ с обратным знаком

$$I = -H_{\text{Шенн}} \quad (\text{III.4})$$

(см. Эшби [7]). Однако нельзя считать, что эти понятия термодинамически вполне эквивалентны. Энтропия информации H — функция состояния информационной системы, количество же информации I ничем не задано, кроме желания на некоторую величину ΔH уменьшить энтропию информации, и только в случае сведения энтропии информации к нулю, I точно определяется и возникает равенство (4).

Таким образом, противоположность знаков энтропии информации Шеннона и количества информации является их фундаментальным смысловым различием, который составит предмет дальнейшего анализа.

Количество информации, не связанное с заданным понижением энтропии информации, будет обозначаться буквой I без индексов; количество информации, снижающее до нуля данную энтропию информации H , будет обозначаться через $I^0 = I_{\text{Вин}}$; количество информации, снижающее до нуля максимальную энтропию информации $H_{\text{макс}} = \log Z$, будет обозначаться буквой I с двумя индексами I_0^0 . Термодинамическая работа, связанная с информационно-логическим процессом, будет обозначаться буквой A без индексов. Как будет видно из дальнейшего, эта работа в частных случаях может совпадать с I , I^0 , I_0^0 , ($I_0^0 - I^0$) или быть с ними связана линейной зависимостью.

Как увидим далее, по своему смыслу количество информации и энтропия точно аналогичны свободной и связанной энергии в термодинамике идеального газа. Поэтому если функция Шеннона есть энтропия информации, то величиной, компенсирующей эту неопределенность, может быть только работа информации, и, следовательно, функция Винера в термодинамическом аспекте должна рассматриваться именно как такая работа.

Справедливость этого вывода для теории информации доказывается приводимым ниже анализом. При этом анализе будут использованы понятия обобщенной энтропии, работы, свободной и полной энергии, которые были даны в главах I и II.

В дальнейшем, говоря о работе и свободной энергии, будем понимать их в указанном обобщенном смысле, не всегда это специально оговаривая.

Отметим, что первая попытка ввести теорию информации в общие термодинамические рамки принадлежит, вероятно, Бриллюэну [5], который, умножая безразмерную информацию Шеннона на константу Больцмана, выражает ее в обычных энтропийных единицах ($\text{кал}/^\circ\text{C}$) и считает возможным суммировать ее с изменением обычной термодинамической или молекулярной энтропии при происходящих процессах. Величине, компенсирующей энтропию информации, т. е. по смыслу — количеству информации Винера, Бриллюэн дает особое наименование «негэнтропии». В результате суммирование положительной энтропии информации Шеннона с информацией Винера приводит к нулевой энтропии информации, т. е. к выбору какого-то одного исхода. Можно указать еще на работы Ракова [8] по связи термодинамики и теории информации в более специальной форме.

Общая термодинамика информации

В термодинамическом анализе процесса информации¹ мы пойдем путем, отличным от Бриллюэна, и вместо того, чтобы приписывать энтропии информации размерность обычной энтропии, произведем обратную операцию и выразим основное соотношение химической термодинамики², уравнение Гиббса — Гельмгольца, в безразмерных функциях, как это было сделано в главе II и привело к уравнению

$$\Delta\varepsilon = \Delta\varphi + \Delta H. \quad (\text{III.5})$$

В таком виде это аналог уравнения Гамильтона для систем, у которых связи не зависят от времени

$$\Delta U_r = \Delta\Pi + \Delta K, \quad (\text{III.6})$$

где ΔU_r — изменение полной энергии системы — аналог $\Delta\varepsilon$, $\Delta\Pi$ — изменение потенциальной энергии — аналог $\Delta\varphi$; ΔK — изменение кинетической энергии — аналог ΔH .

¹ Собственно математическая теория информации и кибернетики будет оставлена за границами этого анализа как лежащая вне нашей области и задача настоящей работы. Разработка этой теории и ее отдельных аспектов представлена в трудах советской математической и кибернетической школы (А. Н. Колмогоров, А. И. Берг, А. А. Ляпунов, В. М. Глушков, С. В. Яблонский и др.) и зарубежных математиков — К. Шеннона, Н. Винера, А. Тьюринга, Дж. фон Неймана и др. Применение математических методов в биологии многим обязано работам школы И. И. Шмальгаузена в СССР и школы Н. Раппапорта в США, которые существенно подготовили почву для применения теории информации и кибернетики к живым системам.

² Изменение всех термодинамических величин будет отсчитываться от начального состояния (как в термохимии), иначе это привело бы к необходимости изменить знак в основном уравнении Шеннона (1). Следовательно, отрицательные значения величин $\Delta\varphi$, $\Delta\varepsilon$, ΔH будут отвечать возрастанию обобщенной свободной энергии, полной энергии и энтропии при протекании процесса, а положительные — их убыванию.

В случае изотермического сжатия или расширения данного количества идеального газа $\Delta\varepsilon = 0$, т. е. все его изотермические состояния изоэнергетичны. Соответственно этому

$$\Delta H = -\Delta\varphi \quad \text{или} \quad \Delta\varphi + \Delta H = 0, \quad (\text{III.7})$$

или $\Delta H - A = 0$, где A — работа, совершенная над системой.

Таким образом, например, уменьшение безразмерной энтропии идеального газа (ΔH) при его сжатии будет точно компенсироваться изменением, в данном случае увеличением, его свободной энергии ($-\Delta\varphi$), т. е. совершенной над ним внешней работой.

Написанное условие изоэнергетичности ($\Delta\varepsilon = 0$) должно выполняться и при всяком информационном процессе, понимаемом в шенноновском смысле, так как *любому* исходу заданной статистической системы отвечает одинаковое уменьшение энтропии информации H и одинаковая затрата работы информации I^0 . Отсюда вытекает, что все допускаемые исходы изоэнергетичны между собой и, следовательно, получение какого-либо одного из них (например, i -го при $p_i = 1$) изоэнергетично относительно первоначального набора из Z таких возможных исходов с вероятностями p_1, p_2, \dots, p_Z . Если каждому возможному исходу приписать внутреннюю энергию $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и т. д., то внутренняя энергия набора с указанными вероятностями (или статистическими весами) составит

$$\varepsilon = p_1\varepsilon_1 + p_2\varepsilon_2 + \dots + p_Z\varepsilon_Z = \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \dots = \varepsilon_Z \quad (\text{III.8})$$

и будет равна энергии отдельных состояний, как написано выше. Это следует также из того, что перестановка индексов p_1, p_2 и т. д. с переменной весов различных исходов не меняет ни энтропию, ни работу информации. Таким образом, внутренняя энергия каждого возможного исхода или состояния в теории информации принимается тождественной и, следовательно, при процессе информации выполняется то же условие, что и при изотермическом изменении состояния идеального газа

$$\Delta\varepsilon_{\text{инф}} = 0. \quad (\text{III.9})$$

Благодаря этому условию для информационного процесса выполняется уравнение (7), из которого следует, что понижение энтропии информации равно повышению ее свободной энергии или работе, совершенной над этой информацией, и, обратно, что получение более определенной информации всегда связано с затратой работы. Нужно подчеркнуть, что условие (9) не связано с какой-либо моделью информации и определяется соотношением (8), выражающим изоэнергетичность всех возможных исходов информационной системы. Если теперь применить уравнение (7) к случаю Шеннона, когда за счет затраченной работы I^0 (где I^0 отрицательно) энтропия информации снижается

от H до нуля и информационная задача получает единичное решение, то получим соотношение типа Эшби

$$\Delta H = H - |0| = -I^0 = -\Delta\varphi \quad (\text{III.10})$$

и соответственно $H_{\text{макс}} = -I_0^0$.

Если исходить из максимально неопределенной информации $H_{\text{макс}}$, то снижение ее энтропии до H за счет затраты работы A , где A также отрицательно, даст соотношение

$$H = H_{\text{макс}} + A = -I^0 \quad (\text{III.11})$$

или

$$H = H_{\text{макс}} - |A| = |I^0| \quad (A = I_0^0 - I^0),$$

где $|A|$ и $|I^0|$ — абсолютные величины затраченных работ на уточнение информации (A — от $H_{\text{макс}}$ до H , а I^0 — от H до нуля). Уравнение (4) справедливо для всех процессов, для которых $\Delta\varepsilon = 0$.

Чем меньше число способов Z_α , которыми осуществляется событие α , сравнительно с Z_β для события β , тем, согласно уравнению (3), меньше энтропии α -события и, следовательно, тем больше, согласно уравнению (4), было затрачено обобщенной работы на осуществление этого α -события, сравнительно с β -событием и тем больший избыток свободной энергии несет α -событие (отсчитывая эти величины от некоторого общего начального состояния с одинаково большим Z) $\Delta\varphi_{\alpha/\beta} = |A_\alpha - A_\beta| = \log \frac{Z_\beta}{Z_\alpha}$.

Поэтому малая термодинамическая вероятность (редкость) события — признак большого запаса в нем свободной энергии и отсюда — его значительности во всех отношениях, в том числе как источника информации (см. ниже).

Так как при снижении энтропии величина A всегда отрицательна (работа затрачивается) и так как A и H обе безразмерны, то, приписав величине H смысл энтропии, можно, следуя Бриллюэну, приписать отрицательному слагаемому A название «неэнтропии» и обозначить ее буквой N . Алгебраически это вполне допустимая операция, но нужно ясно представлять, что введение понятия «неэнтропия» не устраняет того, что энтропия системы, т. е. всякая неопределенность или хаотичность, может быть уменьшена (но не до нуля!) *затратой работы* в обобщенном понимании, т. е. набором некоторых векторизованных операций. Однако может возникнуть необходимость пойти дальше терминологического предложения Бриллюэна и допустить существование отрицательной энтропии (ближе к пониманию Шредингера), как «энтропийного вакуума», способного полностью изотермически поглощать энтропию *без затрат работы*. Область такого вакуума — это область «антиэнтропии», где процессы идут самопроизвольно в обратную сторону сравнительно с обычными энтропийными процессами, т. е. в сторону упорядочения. Попадание системы в такую область будет приводить к ее самопроизвольному упорядочению и снижению ее энтропии, т. е. к нару-

шению второго начала термодинамики в его обобщенном виде («антислучай» Эдингтона). В этом случае энтропия не только информационной, но и физической системы может быть доведена до нуля при $T > 0$. В мертвой природе такие макроскопические процессы неизвестны, но нельзя поручиться, что мы не встретимся с ними в явлениях жизни. Результат анализа, проведенного в этой работе, заставляет считаться с такой возможностью.

Следовательно, «антиэнтропия» как фактор преодоления второго начала не совпадает с «негэнтропией», которая есть лишь иное название некоторого вида работы. Для безразмерной антиэнтропии примем обозначение \tilde{S} . Тогда для случая нормального термодинамического процесса уравнение (4) для снижения энтропии будет иметь вид

$$H = H_{\text{макс}} + A = H_{\text{макс}} + N \quad (0 > N = A < 0). \quad (\text{III.12})$$

Для случая же антиэнтропийного процесса то же снижение энтропии выразится

$$\tilde{H} = H_{\text{макс}} + \tilde{S} = H_{\text{макс}} - |\tilde{S}|, \quad (\text{III.13})$$

где энтропия $\tilde{S} < 0$, но затраченная работа $A = 0$.

Оставаясь в рамках обычной термодинамики, нужно отождествить количество информации Винера I^0 с работой информации A , которая в свою очередь может быть отождествлена с негэнтропией N . Как увидим, информационный процесс лежит в границах обычной термодинамики, и поэтому для него обязательно соотношение $(I_0^0 - I^0) = A < 0$.

Отождествление функции I с работой информации наряду с условием (9) совмещает это понятие в одной логической плоскости с энтропией информации Шеннона и образует полную систему энергетических параметров процесса: изменение полной энергии ($\Delta\varepsilon = 0$); изменение свободной энергии $\Delta\varphi$ и изменение энтропии ΔH . Понятие же количества информации не находится в общей логической плоскости с понятием энтропии. То, что снижение энтропии информации и, следовательно, получение более точной информации должно быть сопряжено с затратой обобщенной работы (уравнение (11)), ясно уже из того, что информация никогда не уточняется и не накапливается самопроизвольно, но всегда нуждается для этого в выполнении организованных (векторных) операций. Иначе говоря, уточнять информацию можно только в меру затраченных на это усилий.

Следовательно, количество полученной информации не может превышать количества затраченной на это работы (при их выражении в одинаковых безразмерных единицах). И если еще можно дискутировать, имеет ли величина I^0 смысл количества информации и нет ли для нее более рациональной меры, то термодинамически бесспорно, что величина I^0 имеет смысл обобщен-

ной работы информации, которую она сохранит независимо от того, какую меру когда-либо изберут для количества информации.

Поэтому отождествление количества информации с безразмерной работой не должно, по нашему мнению, вызывать каких-либо недоумений. Для нашего мышления уже давно привычно понимать под работой не только скалярное произведение векторов силы и пути \vec{F}, \vec{L} , но совокупность любых направленных целесообразных действий — в том числе умственных, психических, волевых.

Всякое векторное усилие, сообщаемое объекту или изображающей точке системы, направленное смещение в данном пространстве действия, значительно превышающее их случайный броуновский пробег и тем самым преодолевающее броуновские силы системы и понижающее ее энтропию, согласно приведенному определению, должно рассматриваться как обобщенная работа. Частным физическим выражением обобщенной работы является, например, сжатие газа поршнем, создание направленного электронного пучка в электроннолучевых трубках, концентрация светового пучка в лазерах и т. п.

Наш анализ не представляет только термодинамическую интерпретацию уравнения Шеннона. Он приводит к выводу, что представления кибернетики не могут быть вполне отвлечены от структуры мышления, но заранее предполагают ее некоторые общие свойства. Это станет ясно, если ближе проанализировать содержание работы информации. Для этого разберем четыре термодинамических модели, две из которых отвечают акту получения информации, третья выражает особый не шенноновский вид информации, а четвертая относится к переходу от информации к мышлению в его простейшей и вместе с тем важнейшей логической (дискурсивной) форме. Как будет показано, этот переход требует использования термодинамики с переменным сортом частиц, т. е. собственно химической термодинамики.

Первая термодинамическая модель информации

Будем считать, что восприятие статистической информации в виде заданных вероятностей p_1, p_2, \dots, p_Z для Z возможных исходов происходит в некотором «сознании» с такой организацией, которая делает возможным выражение этих исходов в числе некоторых дискретных элементов и совершения над ними такой работы, которая уничтожает энтропию информации и выделяет один из исходов как единственный и вполне достоверный для этого «сознания» (математическая схема на рис. 17, а).

Такое сознание может совпадать с сознанием в обычном смысле или являться в форме какого-либо кибернетического механизма, способного к указанным действиям. В дальнейшем отбросим кавычки и будем говорить о сознании в этом понимании. Термодинамическая модель сознания, удовлетворяющая ука-

занным требованиям для накопления и переработки информации, может быть задана в виде некоторого «объема сознания» V , разделенного на Z одинаковых по объему ячеек, содержащих общее количество одинаковых «шансов» в виде тождественных частиц идеального газа (или раствора). Физико-химическая модель дана

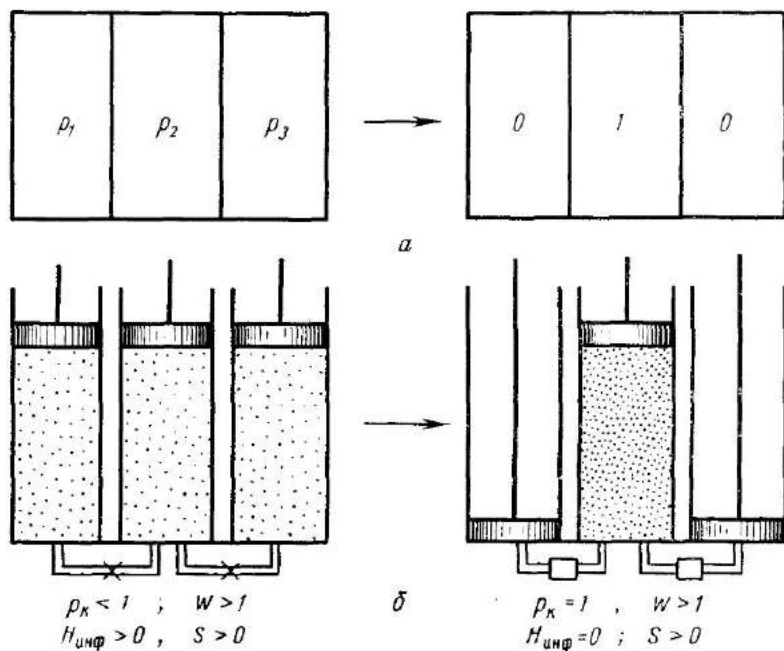


Рис. 17. Молекулярная модель процесса получения информации

на рис. 17, б. Z ячеек отвечает в этой модели возможным исходам статистической задачи, т. е. решению альтернативы, что предмет информации окажется либо 1-го, либо 2-го, ..., либо Z -го сорта или что в анализируемой системе происходит либо 1-е, либо 2-е, ..., либо Z -е событие. Содержание «частиц-шансов» в данной ячейке n_i , отнесенное к их общему числу N , выражает вероятность p_i данного исхода, численно равную термодинамической концентрации частиц в данной ячейке

$$p_1 = \frac{n_1}{N}; \quad p_2 = \frac{n_2}{N} \quad \text{и т. д.}, \quad N = \sum_1^Z n_i. \quad (\text{III.14})$$

В этой модели наибольшей неопределенности и, следовательно, наибольшей энтропии отвечает случай, когда ячейки сообщаются друг с другом и поэтому содержат одинаковое число шансов N/Z , т. е. характеризуются одинаковой вероятностью любого исхода, равной $p = 1/Z$. Это случай Z -кратного «вырождения»

системы. В этом случае энтропия информации будет максимальной и равняться, согласно сказанному выше, $H_{\max} = \log Z$. Снижение энтропии информации до нуля, т. е. реализация одного из возможных исходов, будет отвечать сосредоточению всех N шансов путем сжатия такого «шанс-газа» в одной из ячеек, например i -того сорта; тогда p_i приобретает значение единицы, а всех остальных — нуля. Для сжатия частиц взятого газа придется затратить безразмерную работу (A), равную¹

$$(I_0^0) = (A) = (\Delta\phi) = N \log \frac{N/Z}{N} = -N \log Z \quad (\text{III.15})$$

и после отнесения к N

$$I_0^0 = A = \log Z. \quad (\text{III.16})$$

При этом энтропия системы (т. е. 1 *г-моля* взятого «шанс-газа») за счет произведенной работы понизится от $H_{\max} = \log Z$ до нуля и будет достигнуто состояние некоторого определенного исхода статистической системы. Таким образом, изменение (уменьшение) энтропии при этом процессе составит: $\Delta H = \log Z$, а изменение свободной энергии, равное затраченной работе, будет $\Delta\phi = -\log Z$, что будет отвечать ее увеличению над исходным состоянием. В сумме, как при изотермическом сжатии идеального газа или раствора, $\Delta H + \Delta\phi = 0$. Подчеркнем, что *не существует другого способа понижения энтропии идеального «шанс-газа» при изотермических условиях, кроме совершения над ним работы*. Поэтому количество информации, компенсирующее энтропию этой информации, не может иметь иного смысла, кроме работы сжатия информационных единиц от полного объема всех ячеек сознания, в которых они первоначально распределены, до единичной ячейки, характеризующей допущение одного исхода из Z возможных.

Таковы термодинамические корни, которые, естественно, обнаруживаются в теории информации

Обращаясь к смыслу работы информации I_0^0 , нужно отметить, что поскольку она аналог обратимой термодинамической работы сжатия газа, то это — *минимальная затрата* некоторой безразмерной работы сознания или анализирующего механизма, необходимая для сжатия идеального «шанс-газа» до объема одной ячейки и получения некоторого *одного* исхода статистической задачи.

¹ Эта работа не нормирована, так как относится к неопределенному числу «частиц-шансов», и поэтому отмечена скобкой, как будут отмечаться и дальше все ненормированные величины. Отнеся ее (также энтропию и все последующие величины) к N , получим работу информации, отнесенную к некоторой единице этих шансов, например, к 1 *г-молю*.

Казалось бы не обязательно представлять шансы на тот или другой исход в виде частиц газа (или раствора), которые подвергаются сжатию до определенного объема. Но по существу мы не можем уйти от такого представления. Это связано с тем, что единственно модель газа (раствора), наряду с условием изоэнергетичности состояний, удовлетворяет двум требованиям вероятностного статистического рассмотрения явления: закону больших чисел (N велико) и броуновскому, т. е. случайному механизму перераспределения шансов между различными Z вариантами (ячейками). Конечно, шансы можно укрупнить до размеров макроскопических шариков или фишек, но им все равно придется приписать либо собственное броуновское движение, либо эквивалентный этому какой-то механизм беспорядочного перемешивания их в «объеме сознания» V между Z ячейками. Без этих двух свойств — *корпускулярности* (дискретности) шансов и их *броуновского движения* — нельзя модельно обосновать соотношения Шеннона. Если будем подсчитывать возможное распределение шансов между различными ячейками, как делает Бриллюэн, то все равно нужно представить некоторую машину, которая хаотически перемешивает шансы. Это показывает, что теория информации неявно включает в себя определенную модель мышления. Броуновскому движению «частиц-шансов», очевидно, отвечает броуновское движение каких-то физических элементов или связей в нашем сознании, в мозге, и *работа информации как психический акт — прежде всего ограничение броуновского движения этих элементов.*

Самопроизвольное сосредоточение всех N шансов Z в некоторой из ячеек, например i -той, вообще говоря, является статистически допустимым событием, но столь же мало вероятным, как самопроизвольное сжатие газа в каком-то объеме без затраты на это работы.

Закон распределения Пуассона

$$W_n = \frac{v^n e^{-v}}{n!} \quad (\text{III. 17})$$

(v — среднее число экземпляров в ячейке, n — заданное их число, а W_n — вероятность получения этого числа) позволяет оценить вероятность самопроизвольного решения Z -вариантной задачи без затраты работы информации. Учитывая, что решение системы отвечает условию $v = N/Z$ и $n = N$, получим вероятность самопроизвольного сгущения всех N шансов в одной ячейке

$$W_N = \frac{\left(\frac{N}{Z}\right)^N e^{-\frac{N}{Z}}}{N!} \approx \frac{e^{-\frac{N}{Z}}}{\left(\frac{Z}{e}\right)^N} \quad (\text{III. 18})$$

Так как по условию N велико, то эта вероятность будет ничтожна для числа ячеек, превышающих единицу, т. е. для любого случая статистической задачи, здесь разбираемой. В случае единственной ячейки ($Z = 1$) вероятность сгущения W_n , естественно, равна единице, но задача вместе с тем перестанет быть статистической. Но уже при двух-трех ячейках вероятность самопроизвольного сгущения всех N шансов в одной ячейке без затраты работы весьма мала.

Таким образом, приведение системы к какому-нибудь одному исходу, т. е. уничтожение энтропии информации, требует затраты работы информации на сжатие объема явления, представленного в виде множества N невзаимодействующих, находящихся в состоянии броуновского движения информационных «частиц-шансов» от общего воспринимающего объема V до объема одной ячейки V/Z . Этот процесс всегда нуждается в затрате обобщенной работы: работы поршня для сжатия газа, работы памяти и внимания для сжатия отдельных впечатлений в цельный образ, психической работы для сосредоточивания шансов на некотором одном решении и т. п. Все эти виды работы или свободной энергии имеют указанное выше общее свойство — способность понижать энтропию, т. е. неопределенность состояния системы, над которой произведена эта работа. Количество информации в предельном случае, выражающееся уравнением $I_0^0 = -\log Z$, как уже говорилось, есть не что иное, как выражение этой обобщенной работы, которая аналитически тождественна со сжатием любых броунирующих, беспорядочно двигающихся в данном виде пространства, экземпляров от объема Z ячеек до одной.

Разобранная выше первая термодинамическая модель информации относится к случаю, когда исходная информация о событиях максимально неопределенна, отвечая равномерному распределению N шансов между Z возможными исходами или ячейками

Вторая термодинамическая модель информации

В общем случае исходная информация может быть более определенной, выражаясь неравными вероятностями p_1, p_2, \dots, p_Z для 1-го, 2-го, ..., Z -того исхода. Это будет отвечать второй термодинамической модели информации, которая преобразуется таким образом, что объем сознания V считается уже заранее организованным путем разделения на Z *изолированных* ячеек, содержащих «шанс-газ» с определенным числом частиц в отдельных ячейках: n_1, n_2, \dots, n_Z . Всего же таких частиц по-прежнему будет $N = \sum_1^Z n_i$, и соответственно вероятности различных исходов по-прежнему выразятся величинами

$$p_1 = \frac{n_1}{N}; \quad p_2 = \frac{n_2}{N} \quad \text{и т. д.} \quad (\text{III.19})$$

Подобное состояние сознания с различно оцененными возможными исходами может, по Эшби, считаться результатом «предынформации», т. е. уже ранее затраченной работы над первоначальной, вполне вырожденной информацией.

Определим, насколько энтропия такой системы будет меньше, а свободная энергия больше, чем у вырожденной системы с равномерно заполненными ячейками (содержащими одинаковое количество тождественных частиц в каждой ячейке при том же общем количестве частиц N , которое мы впоследствии положим равным одному молю). Это будет отвечать случаю, если бы мы разрушили перегородки между ячейками и предоставили газу смешаться, приняв некоторую среднюю объемную концентрацию, равную N/V , т. е. разрушили бы имеющуюся в организованном сознании дифференциацию ячеек, отвечающих различным исходам событий. Свободная энергия идеального газа, отвечающая этой концентрации и этому числу частиц, при некоторых стандартных условиях будет равняться¹

$$(\Phi_I) = N \log \frac{N}{V} + N(\varepsilon - H^0), \quad (\text{III.20})$$

где ε — полная энергия 1 моля «шанс-газа», выраженная в единицах RT ; H^0 — взятая при некоторых стандартных условиях энтропия 1 моля газа, выраженная в единицах R .

Свободная же энергия газа, распределенного по всем Z ячейкам, при указанных выше количествах частиц (n_1, n_2, \dots, n_Z) при тех же стандартных условиях выразится

$$(\Phi_{II}) = \sum_i^Z n_i \log \frac{n_i}{V/Z} + \sum_i^Z n_i (\varepsilon_i - H_i^0). \quad (\text{III.21})$$

Отсюда изменение (увеличение) свободной энергии при переходе от 1-го (20) ко 2-му (21) состоянию выразится разностью

$$(\Phi_{II}) - (\Phi_I) = (\Delta\Phi),$$

равной работе (A), затраченной на этот переход, где $(A) < 0$;

$$\begin{aligned} (A) = -(\Delta\Phi) = - \left[\sum_i^Z n_i \log n_i + \sum_i^Z n_i \log Z - \right. \\ \left. - \sum_i^Z n_i \log V - N \log N + N \log V \right]. \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

Последние члены при вычитании уравнения (20) из (21) сокращаются, так как частицы «шанс-газа» во всех ячейках тождественны и, следовательно,

$$N(\varepsilon - H^0) = \sum_i^Z n_i (\varepsilon_i - H_i^0). \quad (\text{III.23})$$

¹ В круглых скобках будут помещаться термодинамические величины, не отнесенные к 1 молю «частиц-шансов».

Уравнение (22) можно преобразовать таким образом:

$$(A) = -(\Delta\Phi) = -\left[\sum_1^Z n_i \log n_i - \sum_1^Z n_i \log N + N \log Z\right] \quad (\text{III.24})$$

или

$$(A) = -(\Delta\Phi) = -N \left[\sum_1^Z \frac{n_i}{N} \log \frac{n_i}{N} + \log Z \right]. \quad (\text{III.25})$$

Нормируя величину $(\Delta\Phi)$, как раньше, получим затраченную работу, отнесенную к некоторой единице «частиц-шансов» (к 1 *z*-молеку);

$$\begin{aligned} A = -\Delta\Phi &= -\frac{(\Delta\Phi)}{N} = -\left[\sum_1^Z p_i \log p_i + \log Z \right] = \\ &= -\left[\sum_1^Z p_i \log p_i - I_0^0 \right], \end{aligned} \quad (\text{III.26})$$

так как величина $\log Z$, как было показано, — работа информации I_0^0 , затрачиваемая на преобразование вполне неопределенной системы во вполне определенную, сопряженная с повышением свободной энергии системы на величину I_0^0 .

Отсюда работа информации, которую *нужно затратить* на такое преобразование частично неопределенной системы, у которой $p_1 < 1$, $p_2 < 1$, ... и т. д., во вполне определенную, у которой $p_i = 1$, а остальные $p_1 = p_2 = \dots = p_Z = 0$, выразится разностью затрачиваемых работ I_0^0 и A

$$\begin{aligned} I^0 &= I_0^0 - A = -\log Z + (\sum_1^Z p_i \log p_i + \log Z) = \\ &= \sum_1^Z p_i \log p_i = I_{\text{Вин}}. \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

Так как обратимая изотермическая работа, производимая над идеальным газом или раствором, в безразмерных единицах равна понижению энтропии этого газа, то

$$\Delta H = -\sum_1^Z p_i \log p_i = H_{\text{Шенн}}. \quad (\text{III.28})$$

и мы термодинамически получаем формулу Шеннона — Винера для энтропии и количества (работы) информации для случая частично-неопределенной системы, схема на стр. 77 наглядно изображает ход этого расчета.

Типы информационных систем

а. Система с Z-кратно вырожденной информацией

Ячейки сообщаются между собой, они слиты в одну общую ячейку объемом V и содержат одинаковое число «частиц-шансов», отвечающее одинаковой вероятности каждого из Z исходов

$$n_1 = n_2 = \dots = n_Z = \frac{N}{Z},$$

$$p_1 = p_2 = \dots = p_Z = \frac{1}{Z},$$

$$H_{\text{инф}} = H_{\text{макс}} = \log Z.$$

Работа решения такой вырожденной информационной задачи будет отвечать сжатию всех N шансов в какую-либо одну ячейку с затратой работы

$$I_0^0 = -\log Z,$$

$$H_{\text{макс}} - \log Z = 0.$$

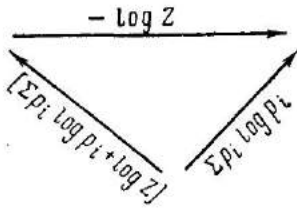
б. Система с предынформацией

$$p_1 = \frac{n_1}{N}; p_2 = \frac{n_2}{N} \text{ и т. д.}$$

Работа решения такой информационной задачи найдется из следующей схемы:

Система с Z -кратно вырожденной информацией

$$p_i = \frac{1}{Z}$$



Система с однозначным исходом

$$\lim p_k = 1$$

Система с предынформацией

$$p_1 = \frac{n_1}{N}; p_2 = \frac{n_2}{N} \text{ и т. д.}$$

$$p_i \neq p_k$$

$$I_{\text{инф}} = \Sigma p_i \log p_i$$

$$H_{\text{инф(нач)}} = -\Sigma p_i \log p_i$$

Наряду с методом функций полезно указать тот термодинамический процесс, путем которого может быть осуществлено сосредоточивание всех шансов в некоторой i -той ячейке. Представим для этого, что к каждой ячейке присоединена цилиндрическая емкость с поршнем, перемещением которого можно разряжать или компримировать газ «частиц-шансов», создавая нужную их концентрацию. Доведем этим путем концентрацию «частиц-шансов» во всех ячейках до некоторой одинаковой величины, например, до единицы. Начальная концентрация частиц в каждой ячейке по-прежнему выразится $c_i = \frac{n_i}{V/Z}$. Тогда процесс доведе-

ния концентрации до единицы в каждой ячейке будет отвечать безразмерной работе

$$(a_I) = \sum_1^Z n_i \log \frac{c_i}{1} = \sum_1^Z n_i \log \frac{n_i}{V/Z}. \quad (\text{III.29})$$

После того как концентрация частиц во всех ячейках будет доведена до единицы (с изменением общего объема от V до V'), снимем все перегородки между ячейками, что, как известно, не будет сопряжено с изменением свободной энергии и энтропии однородного газа. Так как общее число частиц при этом не изменится, то полученный объем газа определится из уравнения: $V' \cdot 1 = N$. После этого сожмем весь газ (т. е. все N частиц) от объема V' до объема одной ячейки V/Z , на что затратится работа

$$(a_{II}) = -N \log \frac{V}{ZN}. \quad (\text{III.30})$$

Суммируя работу (a_I) и (a_{II}) и деля полученную работу на число частиц N , получим затрату работы на концентрирование всех шансов в некоторой i -той ячейке, рассчитанную на единицу (1 моль) шансов

$$\begin{aligned} I^0 &= \frac{1}{N} \left[\sum_1^Z n_i \log n_i + N \log \frac{Z}{V} - N \log \frac{Z}{V} - N \log N \right] = \\ &= \sum_1^Z p_i \log p_i = I_{\text{вин}}, \end{aligned} \quad (\text{III.31})$$

т. е. получим то же уравнение Шеннона — Винера.

Из обоих способов рассуждения — с помощью термодинамических функций и термодинамических процессов — наглядно видно, что *работа информации не зависит от того, в какую ячейку будет скомпримированы все шансы, т. е. к какому именно исходу придет статистическая система*. В этом выражается то существенное обстоятельство, что даже безэнтропийная информация ($H_{\text{Шенн}} = 0$) эквивалентна не действительному, но только *возможному факту*.

Затрачивая работу информации на сжатие газа «частиц-шансов», повышаем свободную энергию нашей информации о состоянии системы на величину той же работы и настолько же понижаем энтропию этой информации, т. е. ее неопределенность. Следовательно, работа информации — способ понижения «вырожденности» системы, т. е. уменьшения числа возможных ячеек (решений), отвечающих исходному условию статистической системы.

Изложенное разъясняет тот результат, что *без затраты работы информации* мы не можем получить более однозначную информацию, чем исходная, а тем более вполне однозначную, когда

$p_i = 1$, а остальные вероятности равны нулю. Это также невозможно, или лучше сказать невероятно, как самопроизвольное собирание всех «частиц-шансов» в какую-либо одну ячейку (см. об этом выше). Следовательно, *получение информации — процесс, не идущий самопроизвольно*, но всегда требующий затраты обобщенной работы. Поэтому полученная информация обладает повышенной свободной энергией и соответственно пониженной энтропией сравнительно с вполне неопределенной информацией и, следовательно, является *неустойчивым состоянием*, вроде газа, сжатого в баллоне. Информация, полученная в виде газа «частиц-шансов», сжатых в одной ячейке, не обладает свойством термодинамического самосохранения, и внешние воздействия должны в конце концов ее рассеять.

Термодинамика не шенноновской информации и парадокс Гиббса

Парадокс Гиббса возник в термодинамике обычных газов, для которых объединение Z ячеек с объемом v , содержащих однородный газ, в общий объем $V = Zv$ при том же давлении и температуре не меняет термодинамических свойств системы (U, F, S), объединение же в общем объеме разных газов ведет к изменению этих свойств благодаря увеличению энтропии каждого сорта при их смешении независимо от степени различия их молекул.

Хотя этот парадокс неоднократно разъяснялся, но формально рассуждение Гиббса неустранимо из термодинамики обычных газов.

Этот вопрос стоит иначе для введенного нами выше анализа термодинамики процесса информации «шанс-газа», каждая частица которого несет некоторую долю вероятности осуществления того или иного исхода (варианта) информационной задачи в зависимости от сосредоточивания его частиц в различной ячейке того или другого номера (v_1, v_2, \dots, v_Z), каждой из которых отвечает определенный исход информационной задачи.

Ячейки этого «сознания» (естественного или машинного) могут сообщаться или отъединяться друг от друга и обладают важным свойством, без которого нельзя физико-химически моделировать шенноновскую информацию и вывести из этой модели нужное выражение для энтропии информации (1).

Это условие — определенный и ограниченный объем ячеек. Оно делает возможным, чтобы процесс компрессии частиц «шанс-газа» из всех ячеек в некоторую данную (отвечающую данному исходу информационной системы) являлся не только процессом *изотермического* сжатия этого газа от объема Zv до объема v данной ячейки, но был для *данной* ячейки также процессом *изохорическим*, т. е. происходящим без растяжения объема ячейки, (см. рис. 17). Полученная при этом информация может быть

названа *шенноновской*, так как, во-первых, уменьшение ее энтропии происходит в меру затраченной обобщенной работы и выражается шенноновской функцией (1), и, во-вторых, она является *устойчивой в пределах заключающей ее ячейки*¹. Поэтому она обладает достаточно большой (фактически даже очень большой) продолжительностью жизни, равной продолжительности жизни заключающей ее ячейки.

Но возможен случай, насколько известно, до сих пор не разобранный. Представим, что ячейки, в которых заключен «шанс-

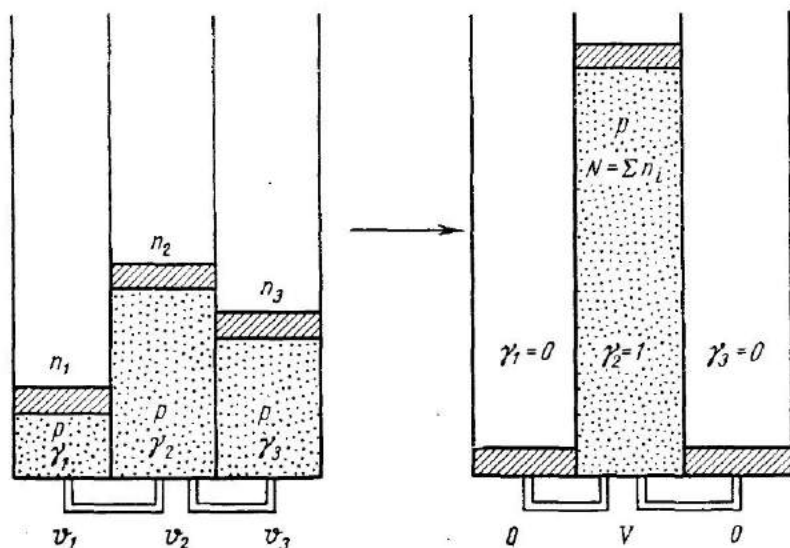


Рис. 18. Случай вполне неустойчивой не шенноновской информации (изобарный, изотермический процесс)

газ», не ограничены в своем объеме, точнее каждая ячейка может расширяться до суммы объемов всех ячеек, и, следовательно, перемещение «шанс-газа» в данную ячейку из всех остальных может совершаться путем *изотермически-изобарического* процесса (рис. 18). Считая, что вес самого газа пренебрежимо мал сравнительно с давлением, оказываемым на него весом поршней в каждой из ячеек, найдем, что газ в этих ячейках будет находиться в состоянии безразличного равновесия. Таким образом, перемещение газа из ячейки в ячейку будет происходить уже при весьма малых случайных дополнительных нагрузках на тот или иной поршень.

Приложив такое весьма малое (в идеальном случае — сколь угодно малое) дополнительное давление на поршни в $(Z-1)$

¹ Выше в этой главе было разъяснено, что по отношению к окружающей среде всякая информация является термодинамически неустойчивой.

ячеек, можно практически без затраты работы собрать весь газ в одну из ячеек путем изобарически-изотермического расширения ее объема в Z раз. Это справедливо для каждой ячейки, и поэтому такая система в условиях некоторых небольших случайных воздействий на нее (на поршни ячеек) превратится в систему вполне неупорядоченную, находящуюся в состоянии макрофлюктуации: газ будет собираться то в одной ячейке, то в другой, то как-то распределяться между ними. В термодинамике обычного газа это ничего не будет менять, так как при этом все параметры системы U, F, S, P, V, T будут оставаться постоянными. Но если емкости v_1, v_2, \dots, v_Z будут рассматриваться как информационные ячейки, то каждая макрофлюктуация будет менять информационную энтропию. Определим энтропию информации левой системы, изображенной на рис. 18. Так как в случае информации вероятность состояния равна термодинамической концентрации частиц $\gamma_i = (n_i/N) = p_i$ и частицы физически тождественны (различаются лишь емкости I, II, III и т. д.), то энтропия информации левой системы будет

$$H_I = n_1 \ln v_1 + n_2 \ln v_2 + \dots + n_Z \ln v_Z + Ng_0, \quad (\text{III.32})$$

где g_0 — постоянная, свойственная одной частице, независимая от концентрации. Так как в общем объеме системы $V = \sum_i v_i$ давление p и число частиц N постоянны, то

$$pv_i = n_i RT, \quad (\text{III.33a})$$

$$n_i = \frac{pv_i}{RT} = N\gamma_i, \quad (\text{III.33б})$$

$$v_i = V\gamma_i. \quad (\text{III.33в})$$

Отсюда

$$H_I = N \sum_i \gamma_i \ln p_i V = N \sum_i \gamma_i \ln p_i + N \ln V + Ng_0. \quad (\text{III.34})$$

Энтропия газа, собранного в одну, например, среднюю ячейку, (правая система) в тех же обозначениях выразится

$$H_{II} = N \ln V + Ng_0. \quad (\text{III.35})$$

Это будет отвечать, как и раньше, однозначному решению информационной задачи, чему соответствует нулевая энтропия информации¹.

Тогда превышение энтропии информации левой системы над правой, отнесенное к одному молю «частиц-шансов», выразится

$$H = - \sum_i \gamma_i \log p_i. \quad (\text{III.36})$$

¹ Для «частиц-шансов» g_0 можно положить равным нулю, а общий объем V принять за единицу. Тогда парциальные объемы выразятся в долях от V , и H_{II} станет равной нулю.

Следовательно, энтропия информации мгновенного состояния такой стохастической, колеблющейся системы будет выражаться тем же шенноновским уравнением. Но каждая флюктуация будет менять даваемую информацию и делать длительно получаемую информацию неопределенной.

Только достаточно длительное наблюдение за разбираемой макрофлюктуационной системой позволит установить, что мы имеем дело с «сознанием», неспособным давать однозначную шенноновскую информацию, что этот «механизм» или «мозг» находится в «патологическом» состоянии (хорошо известном психиатрам при ряде заболеваний: асинтаксической атаксии, Корсаковском психозе, патологической лживости и т. п.). Мгновенное же состояние такой системы не позволит отличить ее броуновскую стохастическую информацию от шенноновской.

Таким образом, шенноновская информация, связанная с затратой вполне определенной обобщенной работы $I = \sum_1^Z p_i \log p_i$ и с изменением термодинамических характеристик «шанс-газа», — не единственный вид информации, но она является некоторой *нормой*. Информация может возникать и без затраты этой работы и даже, как было показано, вообще без затраты работы — за счет небольших макрофлюктуаций. Но зато она не имеет устойчивости во времени и не только не обладает заведомой достоверностью (как и всякая информация), но на достаточном интервале наблюдения теряет всякую определенность. Все виды информации можно расположить между нормальной шенноновской информацией и броуновской, стохастической. Если шенноновская информация может служить для моделирования нормального «сознания», то описанный здесь вид информации способен моделировать различные виды нарушенного «сознания» и соответственно поведения, в том числе неупорядоченный эвристический поиск.

Молярная энтропия газа в объеме V при данных P и T , взятая в единицах R , выразится соотношением $S_0 = C + \ln V$ (где C — аддитивная постоянная), при распределении же этого газа между Z ячейками с тем же общим объемом V она фиктивно уменьшится до значения (при условии различимости этих ячеек)

$$S'_0 = [C + \ln V] + \sum_1^Z p_i \log p_i = S_0 - H_{\text{инф}} \quad (\text{III. 37})$$

Парадокс Гиббса создается величиной $\sum_1^Z p_i \log p_i$, совпадающей с энтропией информации. Эта величина возникает благодаря заранее принятой различимости ячеек и содержанию в них газа. Таким образом, газ, распределенный по ячейкам, неявно рассматривается в рассуждении Гиббса как *система информационная*. Это и уравнение (2) применимы к термодинамике «шанс-газа» (см. выше). Но в обычной термодинамике газ и заключающие его емкости не рассматриваются как источник информации, и поэтому член $-H_{\text{инф}}$ выпадает из уравнения (37).

Резюмируя, можно сказать, что процесс информации может быть термодинамически моделирован на основе образа идеального газа, состоящего из одинаковых и неизменяемых «частиц-шансов», не претерпевающих никаких других процессов, кроме перекачивания из первоначально заполняемых ими Z ячеек в какую-то одну с затратой работы информации. Это дает термодинамический вывод уравнения Шеннона, которое было им предложено, как он говорит, главным образом исходя из удобства логарифмической меры информации и ее интуитивной достоверности.

Соотношение между энтропией информации и количеством информации термодинамически подобно соотношению между понижением энтропии идеального газа и совершенной над ним работой: количество информации Винера и выражает эту работу. Затрата работы ведет к повышению свободной энергии полученной информации и делает ее термодинамически неустойчивой.

Таким образом, процесс информации лежит в границах общей термодинамики с постоянным числом и неизменным сортом частиц, распределенных между Z изолированными (в случае прединформации) или общающимися между собой ячейками (в случае предельно вырожденной информации). Следовательно, какова бы ни была природа «частиц-шансов», осуществление процесса получения информации на молекулярном уровне *термодинамически допустимо* и не требует условий, физически невыполнимых для молекулярных систем, включая сюда живое вещество.

Переход к химической термодинамике связан с изменением числа и сорта первоначально взятых «частиц-шансов» и представляет существенное расширение термодинамической модели информации на более общий случай.

В отличие от обычного случая для «шанс-газа», распределенного по различаемым информационным ячейкам, рассуждение Гиббса перестает быть парадоксом и добавочный энтропийный член в уравнении (37) $\sum_i p_i \log p_i$ выражает действительное изменение энтропии информации ($-H_{\text{инф}}$) при изобарическом перераспределении «шанс-газа» между ячейками. В термодинамике обычного газа этот член выпадает, поскольку система (газ + ячейки) не рассматривается как информационная.

Процесс изохорически-изотермической компрессии «шанс-газа», для данной ячейки, рассмотренный в первой части этой главы, отвечает *нормальной* шенноновской информации, требующей определенной затраты обобщенной работы, но благодаря этому обладающей относительной устойчивостью. Переход к изобарически-изотермическому процессу перераспределения «шанс-газа» между ячейками без затраты работы дает не шенноновскую, а броуновскую или стохастическую информацию, находящуюся в состоянии макрофлюктуаций, которая типично передает характер нарушенного «сознания» и соответственно поведения.

ЛИТЕРАТУРА

1. БСЭ, том. 51, стр. 128.
2. Shannon K. S., Weaver W. The Mathematical Theory of Communication, The Univer. Illin. Press. Urbana, 1949; Шеннон К. Сб. «Теория передачи электрических сигналов при наличии помех». М., ИЛ, 1953.
3. Соболев С. Л., Китов А. И., Ляпунов А. А. «Вопросы философии», 1955, вып. 4, 136.
4. Shannon K. Bell. System. Techn. Journ. Jul., 27, 379, 623, 1948.
5. Бриллюэн Л. Наука и теория информации. М., Физматгиз, 1960; Бриллюэн Л. УФН, 77, 337, 1962.
6. Сб. «Теория информации и ее приложение». М., Физматгиз, 1959.
7. Эшби У. Р. Введение в кибернетику. М., ИЛ, 1959.
8. Rasow B. «Kybernetik», 2, 236, 244, 1965.