

УДК 536.75:165.412.3

ПРЕОДОЛЕНИЕ ПРОБЛЕМ ПАРАМЕТРА ЭНТРОПИЯ

Настоящая статья посвящена преодолению главных противоречий, приписываемых энтропии, для того, чтобы этот параметр смог занять достойное место в арсеналах современной науки без каких-либо сомнений.

Ключевые слова: энтропия, динамическая и статическая составляющие энтропии, парадокс Гиббса, парадокс теплоемкости, неравновесная устойчивость, биология и энтропия.

ВВЕДЕНИЕ

Энтропия является общепризнанным параметром современного естествознания, который оценивает характер и глубину преобразований материи и энергии, происходящих во всех материальных объектах и процессах. По-видимому, это, а также некоторые противоречивые аспекты физического смысла энтропии привели к тому, что в мировой научной литературе нет другого понятия, вокруг которого было бы столько споров, дискуссий и спекуляций. Этот параметр сформулирован более 150 лет назад, но накал страстей вокруг него не утихает до сих пор. За эти годы энтропии посвящены тысячи научных статей и книг. В них предложено множество интерпретаций. Однако они не дали однозначного объяснения объективного физического смысла энтропии и не прекратили вплоть до наших дней потока публикаций по преодолению противоречий и парадоксов, приписываемых этому параметру. Такая ситуация, сложившаяся в научной литературе, породила негативное отношение к использованию этого параметра. Ведь понятно, что теория, допускающая внутренние парадоксы и противоречия, содержит некоторый изъян, а определения, допускающие множественные толкования, неполны. Поэтому в некоторых публикациях обосновывается предложение вообще отказаться от понятия энтропии. В анализе природных явлений и технологических процессов доходят даже до того, что объявляют энтропию «раковой опухолью термодинамики», разрушающей в конечном итоге стройность и логичность научного мировоззрения.

В то же время понятие энтропии перешагнуло границы не только термодинамики, но и физики и проникло во многие области современного естествознания. Поэтому возникла необходимость объективного анализа этого параметра, чтобы разобраться с выявленными противоречиями и парадоксами. Это исключительно важно, поскольку энтропию нужно, кроме всего прочего, рассматривать как обобщающий инвариант в современном естествознании.

Неожиданный резонанс в науке получила функция, введенная в середине XIX века Клаузиусом и названная им энтропией. Она появилась при осмыслении законов теплопередачи и превращения тепла в другие виды энергии и имела довольно простой вид:

$$S = \frac{\Delta Q}{T}, \quad (1)$$

где S — энтропия; ΔQ — расход тепла; T — абсолютная температура, при которой осуществляется этот расход.

Рассматривая приращение энтропии dS за короткий интервал времени dt , Клаузиус разбил ее на две части:

$$dS = d_e S + d_i S. \quad (2)$$

Величина $d_e S$ имеет внешнюю причину, которая проявляется как массо- и теплообмен с внешней средой. Эта часть энтропии обратима в том смысле, что может быть и положительной, и отрицательной. В реальных машинах кроме обратимого теплообмена происходят и необратимые процессы: теплотери и трение. Они приводят к возрастанию энтропии. Эта часть энтропии $d_i S$ (внутренняя относительно системы) никогда не меняет знак и отражает необратимые изменения эволюции системы.

Это относится к процессам, протекающим внутри системы, под влиянием которых она переходит в состояние равновесия с макси-



Евгений Барский

E-mail: barskym@bgu.ac.il

мальной энтропией. По одним определениям считается, что энтропия — это теряемая энергия в системе, по другим — вся отработанная энергия. Эта точка зрения сохраняется до настоящего времени и находит отражение практически во всех учебниках по термодинамике. Энтропия не поддается непосредственному восприятию, она определяется лишь математическим выражением и выглядит довольно странной, искусственной величиной. Кроме того, она ведет себя довольно странным образом, изменяясь всегда только в одну сторону. Утверждение этого параметра в науке происходило сложно. Многих не устраивала приписываемая энтропии некоторая таинственность, связанная с глобальными процессами во Вселенной. Это противодействие во многом усилилось после обоснования энтропии, выполненного Больцманом на основании интерпретации термодинамических законов в рамках «атомистической гипотезы» с помощью статистической механики. Он ввел в науку понятия дискретности и вероятности и установил соотношения между механической энергией молекул и всеми термодинамическими параметрами, и в частности с энтропией.

Больцман доказал существование связи между энтропией некоторого состояния и вероятностью этого состояния. Было установлено соотношение для энтропии S :

$$S = k \cdot \log \varphi, \quad (3)$$

где k — универсальная постоянная, определяющая среднюю кинетическую энергию молекул при абсолютной температуре; φ — число комплексов, характеризующих конкретную систему.

В середине XX века соотношение Больцмана привело Шеннона к нахождению связи между энтропией и информацией. Это было неожиданное открытие, хотя уже в понятии термодинамической энтропии заложены аспекты информационного подхода: чем больше энтропия, тем больше беспорядок в системе и тем меньше наши знания о ней. Шеннон дал формулировку информационной энтропии в виде

$$S = -k \cdot \ln P, \quad (4)$$

где k — коэффициент пропорциональности; P — вероятность события.

Вначале все воспринимали зависимости (3) и (4) как совершенно разные. Однако после работ Бриллюэна многие последовали за ним в отождествлении термодинамической и информационной энтропии. Есть несколько причин для столкновения мнений в развитии понятий энтропии, но наиболее остро они проявились в разрешении задачи, вошедшей в физику под названием «парадокс Гиббса». Поэтому вначале рассмотрим эту проблему.

ПРЕОДОЛЕНИЕ ПАРАДОКСА ГИББСА

Вслед за статистической интерпретацией термодинамических законов, выполненной Больцманом, появились публикации Гиббса, в которых он предугадал свойства энтропии смеси. Он показал, что при смешивании двух разных газов величина энтропии смеси превышает сумму исходных энтропий компонентов на величину, которую называли скачком энтропии. Гиббс не смог дать объяснения физической основы появления этого скачка. Дело в том, что этот скачок ведет себя довольно странным образом. Его величина не зависит от природы газов. Если они различаются между собой, скачок энтропии имеет место. Однако при смеси любых порций одинакового газа величина скачка превращается в ноль. Суть этого явления заключается в следующем. Представим себе объем, разделенный перегородкой на две равные части (рис. 1), в который помещены две порции разных газов с одинаковыми характеристиками: $T_1 = T_2$; $p_1 = p_2$. В каждой части этого объема находятся одинаковые между собой молекулы газа. Вслед за Лоренцем можно признать, что в каждой части их энтропия равна нулю, так как для них $\varphi = 1$, N_1 и N_2 — соответствующее количество частиц.

После удаления перегородки происходит смешивание газов за счет их хаотичного движения. Число комплексов такой системы согласно классической статистике составляет

$$\varphi = \frac{(N_1 + N_2)!}{N_1! N_2!}. \quad (5)$$

Скачок энтропии для смеси составит

$$\Delta S = k \cdot \log \varphi = k [\log(N_1 + N_2)! - \log N_1! - \log N_2!].$$

С использованием формулы Стирлинга отсюда можно получить

$$\Delta S = k [N_1 \cdot \log(N_1 + N_2) - \log N_1 + N_2 \cdot \log(N_1 + N_2) - \log N_2]. \quad (6)$$

Если количество частиц газа в каждой ячейке одинаково, т. е. $N_1 = N_2$, то

$$\Delta S = 2kN \cdot \log 2. \quad (7)$$

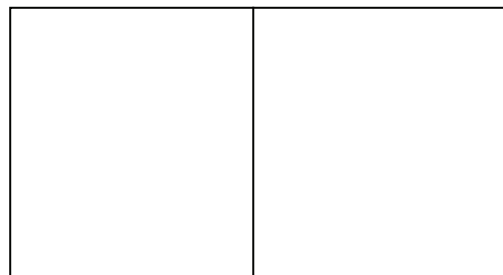


Рис. 1. Схема объема, разделенного перегородкой

В этом скачке энтропии состоит парадокс Гиббса. Так как энтропия рассматривается в виде некоторой энергии, то, естественно, и ее скачок также считается энергией. Обычно ее прирост обосновывается за счет взаимной диффузии молекул газа. Считается, что величина скачка энтропии, с одной стороны, равна работе диффузии, а с другой — это та минимальная работа, которая требуется для разделения этих газов на первоначальные объемы. Что касается одинаковых газов, то Гиббс считал, что их разделить на первоначальные порции не представляется возможным.

Разрешение этого парадокса должно дать ответ по крайней мере на три вопроса:

1. В чем принципиальная разница смеси разных идеальных газов в отличие от смеси одинаковых?

2. Как обеспечить предельный переход от смешения разных газов к смешению одинаковых?

3. Почему энтропия смешивания газов не зависит от их природы и степени их идентичности?

Вначале парадокс Гиббса ничем не выделялся на фоне других неоднозначных идей, вызывающих споры. Однако другие проблемные вопросы постепенно решались, возникали новые и тоже решались, а для парадокса Гиббса не находилось решения. Решение это пытались найти сначала в рамках статистической механики, затем в рамках квантовой механики, затем методами операционного подхода и в рамках теории информации. Несмотря на то что решением этой проблемы занимаются уже более 150 лет, общепризнанного результата пока не получено.

Решение парадокса Гиббса можно получить довольно простым способом, если проанализировать его с несколько иных позиций. Рассмотрим единую физическую систему, состоящую из тех же двух различных газов (см. рис. 1). Количество молекул в каждом объеме может быть разным. Различие заключается лишь в том, что рассматриваемая система имеет глухую перегородку. Такой подход вполне корректен, так как в физике часто рассматриваются ячеистые модели распределений, когда число ячеек имеет порядок числа Авогадро.

В соответствии с классической статистикой число комплексов системы из двух газов составит величину, аналогичную указанной в выражении (5):

$$\varphi = \frac{(N_1 + N_2)!}{N_1!N_2!}.$$

Скачок энтропии соответствует выражению (6). С позиций существующих представлений получается довольно странный результат. В системе отсутствует смешивание газов, нет ника-

кой работы диффузии, а скачок энтропии имеет место. Значит, этот скачок характеризует нечто иное, не связанное с работой смешивания. Проясним причину этого.

Из выражения (6) можно получить

$$\Delta S = -kN \left(\frac{N_1}{N} \cdot \log \frac{N_1}{N} + \frac{N_2}{N} \cdot \log \frac{N_2}{N} \right). \quad (8)$$

Соотношения $\frac{N_1}{N}$ и $\frac{N_2}{N}$ есть не что иное, как вероятность содержания этих частиц в объединенной системе. Обозначим $\frac{N_1}{N} = P_1$, $\frac{N_2}{N} = P_2$ при условии, что $N_1 + N_2 = N$, тогда выражение (8) можно записать так:

$$\Delta S = -kN(P_1 \cdot \log P_1 + P_2 \cdot \log P_2). \quad (9)$$

Отсюда следует вывод о том, что скачок энтропии смеси газов является своеобразной, но однозначной характеристикой состава смеси. Если компонентов в смеси больше двух, то общее выражение для скачка энтропии составит

$$\Delta S = -kN \sum_i^n P_i \cdot \log P_i. \quad (10)$$

Отсюда следует, что скачок энтропии возникает только за счет увеличения сложности состава при смешивании газов. Это соответствует смыслу энтропии, так как она растет с ростом сложности и неопределенности. С тех пор как было сформулировано статистическое определение энтропии, ее считают не только параметром необратимости системы, но и неопределенностью, однозначно связанной с вероятностью состояния системы. Этот подход дает ответ на все три вопроса, сформулированных выше. Когда компоненты одинаковые, то сложность смеси не возрастает. Отсюда ясно, почему скачок энтропии не зависит от химического состава компонентов, на его величину влияет только относительный количественный состав компонентов, имеющих хотя бы минимальные различия. Зависимостью (10) можно оценить неопределенность состава любых материальных систем: смеси шаров разных цветов, полифракционной смеси измельченных материалов, смеси жидкостей и т. д. вплоть до неопределенности состава населения, различающегося по национальности, по расе, по росту и т. д. Здесь энтропия состава даст объективный и однозначный ответ на субъективно определенный признак. Естественно, она будет разной для разных параметров.

Считается, что энтропия является характеристикой только динамических систем. Здесь мы видим, что и статичные системы можно также характеризовать параметром энтропии, отражающей неопределенность состава. Следует отметить, что статическая энтропия учитывается в неявном виде в термодинамических соотношении-

ях. Это можно показать, например, на зависимости Гиббса – Дюгема для гетерогенных систем.

Для смеси газов, содержащей количество атомов и молекул, равное числу Авогадро, обычно записывают так:

$$S = \frac{U}{T} + \frac{pV}{T} - \sum_i \frac{\mu_i N_i}{T}, \quad (11)$$

где U — внутренняя энергия системы; p — давление; V — объем; μ_i — химический потенциал i -го компонента; N_i — количество молекул i -го компонента в смеси; $i = 1, 2, \dots, n$.

Известно, что химический потенциал μ_i определяется как

$$\mu_i = \mu_{0i} + kT \ln c_i, \quad (12)$$

где μ_{0i} — химический потенциал i -го компонента при нормальных значениях T и p ; c_i — относительная концентрация i -го компонента в смеси,

$c_i = \frac{N_i}{N}$. Это значит, что $c_i = P_i$. С учетом выражения (12) можно записать: $\mu_i = \mu_{0i} + kT \ln P_i$. Отсюда выражение (11) можно записать так:

$$S = \frac{U}{T} + \frac{pV}{T} - \sum_i \frac{\mu_{0i} N_i}{T} - k \sum_i N_i P_i. \quad (13)$$

Последнее слагаемое в выражении (13) не связано с температурой. Оно делает вклад в энтропию не связанной с динамикой системы, т. е. является ее статической частью. Следует отметить, что статическая энтропия никогда не рассматривалась отдельно, что приводило к путанице и парадоксам в тех случаях, когда изменялась только она.

Здесь остается открытым один вопрос: если статическая часть энтропии не связана с энергией, то как она сочетается в одном выражении с ее динамической частью, которая считается до настоящего времени параметром энергии. Попробуем разобраться с этим.

ПАРАДОКС УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ И РАЗМЕРНОСТЬ ЭНТРОПИИ

Парадокс теплоемкости известен давно, но он практически не обсуждается в специальной литературе. Суть его заключается в следующем. Под теплоемкостью понимается соотношение, имеющее размерность энтропии:

$$\frac{dQ}{dT} = c. \quad (14)$$

В начале XIX века Дилонт и Пти вывели эмпирическую закономерность, согласно которой удельная мольная теплоемкость для атомарных газов при температуре 100–200 К не зависит от температуры системы и приобретает постоянное значение. В качестве примеров таких атомарных газов можно упомянуть водород H с атомным весом, принятым за единицу, азот N с атомным весом 14 единиц, аргон Ar 40 единиц, йод I 126

единиц, актиний As 227 единиц и некоторые другие. Их теплоемкость, т. е. количество теплоты, потребляемой для повышения температуры на 1 градус, составляет

$$c_p \approx 21 \text{ Дж/(моль·К)}, \quad (15)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Согласно уравнению (15) удельная теплоемкость на 1 единицу массы выразится зависимостью

$$c_p = \frac{21}{m}, \quad (16)$$

где m — масса 1 моля соответствующего газа.

Здесь возникает парадокс: получается, что для повышения температуры на 1 градус для легких газов требуется больше удельных затрат тепла, чем для тяжелых.

Можно предположить, что удельная теплоемкость является не количеством энергии, а каким-то свойством конкретного вещества, определяющим его особенность. Чтобы понять это свойство, вернемся к выражению энтропии, представленному Клаузиусом. Из соотношений (1) и (14) можно записать:

$$dQ = TdS, \quad dQ = c_p dT.$$

Отсюда следует $TdS = c_p dT$.

Разделим переменные и возьмем интервал

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = \frac{1}{c} \int_{S_1}^{S_2} dS.$$

Отсюда получим

$$\Delta S = c_p \cdot \log \frac{T_2}{T_1},$$

где ΔS — приращение энтропии при изменении температуры от T_1 до T_2 .

Соотношение температуры ничего не добавляет к размерности энтропии, т. е. размерность энтропии и удельной теплоемкости одинакова. Считается, что по зависимости Клаузиуса (1) энтропия является параметром, имеющим размерность энергии. В этом случае температура становится безразмерным параметром. Но это не так. Достаточно вспомнить закон Гей-Люссака о том, что энергия идеального газа зависит только от температуры и не зависит от давления и объема. Или вспомним явления, возникающие при расширении твердых тел: они определяются только температурой и развивают колоссальные силы.

При теплопередаче температура входит в баланс тепла в виде соотношения

$$\Delta Q = C m \Delta T. \quad (18)$$

Отсюда следует, что температура имеет размерность энергии. Об этом можно много рассуждать, но вывод напрашивается однозначный.

Удельная теплоемкость с этих позиций является безразмерной величиной относительно энергии и характеризует меру подвижности ма-

териальной системы. Это снимает кажущуюся парадоксальность, возникающую из выражения (15): легкие газы имеют большую подвижность, чем тяжелые.

В отношении энтропии недоразумения возникли в связи с тем, что коэффициенту Больцмана (k) была присвоена размерность эрг-на-температуру (эрг/ T) которая воспринимается, как энергия. На самом деле этот коэффициент безразмерный, так как и эрг, и градус — это энергия. Сочетание kT , действительно, выражает энергию, но в формуле энтропии Больцмана оно является безразмерным: $S = k \ln \Phi$. Из приведенного анализа следует, что и S и k — безразмерные величины.

В подтверждение этого можно привести еще один убедительный пример. Разделение газов имеет не только теоретический интерес. Оно реализуется в промышленной практике. Согласно существующим общим представлениям разделение газовой смеси не должно быть зависимым от природы компонентов. Оказалось в реальности, что необходимое для их разделения количество энергии тем больше, чем меньше различия между газами. Считается, что энергия на разделение равновероятных составов компонентов в смеси должна быть максимальной, однако на практике значительно сложнее отделить компонент малого содержания от большого.

При центрифугировании разделение смеси газов имеет коэффициент полезного действия, равный $\eta = 10^{-9}$, при разделении изотопов методами газовой диффузии $\eta = 10^{-6}$, при масс-диффузии $\eta = 10^{-7}$, при термодиффузии $\eta = 10^{-8}$. Эти данные получены из устоявшегося представления о том, что скачок энтропии при смешивании газов есть та минимальная энергия, которая необходима для их разделения. Абсурдность полученных результатов по сравнению с существующей теорией дала возможность Шамбодалу [1] утверждать, что теория потерпела полный провал. Нам представляется, что дело здесь не в изъянах теории, а в неправильной трактовке энтропии и, естественно, ее скачка. Если признать энтропию безразмерной, какой она является на самом деле, то многие проблемные вопросы отпадают.

БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ЭНТРОПИЯ

Известно, что почти с самого начала зарождения термодинамики предпринимались попытки анализировать биологические явления с позиций ее законов. Но здесь сразу же возникли противоречия, которые непреодолимы до сих пор [7].

Общий результат, который можно считать окончательно установленным для самопроизвольно происходящих процессов в неживой природе (физической системе), — это существо-

вание связи энтропии некоторого состояния системы и вероятности этого состояния. Кроме того, особенностью такого рода процессов является обязательное снижение свободной энергии с ростом энтропии. Это составляет основу единственного в физике закона, характеризующего направление изменений в природе — второго закона термодинамики. Он предопределяет эволюцию физических систем в сторону равновесия, т. е. к максимально возможной устойчивости. Считается, что физическая система может быть устойчивой только в состоянии равновесия. Это утверждение справедливо в физике только для закрытых систем.

Все это вступает в кажущееся противоречие с поведением биологических систем и вообще с жизнью. Борьба за существование живых существ связана со стремлением всемерного снижения энтропии. Поэтому однозначно утверждается, во-первых, что биологические процессы противоречат второму закону термодинамики. Во-вторых, по аналогии с физическими системами состояние биологических систем, всемерно стремящихся к уменьшению энтропии, является маловероятным. Однако здесь есть принципиальные отличия от физических систем. Во-первых, биологические системы являются открытыми. Во-вторых, зеленые растения имеют возможность за счет хлорофилла поглощать и накапливать энергию, а живые существа получают эту энергию непосредственно или за счет растительной и животной пищи.

Как известно, если любая система поглощает энергию, то ее энтропия снижается. Это соответствует второму закону термодинамики. Здесь вступают в противоборство две тенденции. Поступление энергии и материи снижает энтропию открытой системы, а ее жизнедеятельность повышает внутреннюю энтропию. Если при этом противоборстве общая энтропия снижается, то организм продолжает функционировать. В противоположной ситуации, когда общая энтропия организма возрастает без ограничений, это ведет к его смерти.

Значит, биологическая система сохраняет функциональность только при минимализации энтропии. Этому факту дают следующую трактовку. Утверждается, что биологическая система может находиться в устойчивом положении, удаленном от термодинамического равновесия, но ее состояние чрезвычайно маловероятно [7]. Все это позволило сформулировать для этих систем принцип «устойчивой неравновесности».

Первое утверждение из этих двух верно, так как устойчивость при малой энтропии поддерживается поступлением внешней энергии и материи в систему. Второе утверждение абсолютно неверно, хотя и общепринято. Живая природа существует на Земле уже около 400 млрд лет за счет энергии Солнца. Низкий уровень энтро-

пии, достигаемый в биологических системах при конкретных условиях поглощения энергии и материи, является высоковероятным, иначе быть не может. Устойчивая неравномерность наблюдается не только в биологических процессах, ее можно наблюдать и в физических системах при поступлении к ним внешней энергии. Это можно довольно наглядно проиллюстрировать движением двухфазного потока в процессах сепарации сыпучих материалов по крупности частиц. При разделении в такого рода потоках исходного материала на два продукта (мелкий и крупный) энтропия состава исходной смеси уменьшается. Это постоянно подтверждаемый эмпирический факт: суммарная энтропия продуктов разделения всегда меньше исходной энтропии разделяемого исходного материала. Ясно, что при идеальном разделении суммарная энтропия полученных продуктов составит ноль. Этот процесс, исследованный досконально по

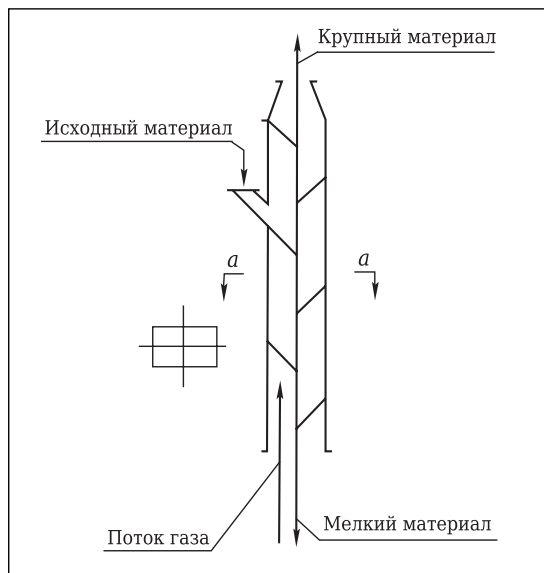


Рис. 2. Принципиальная схема сепарационного процесса

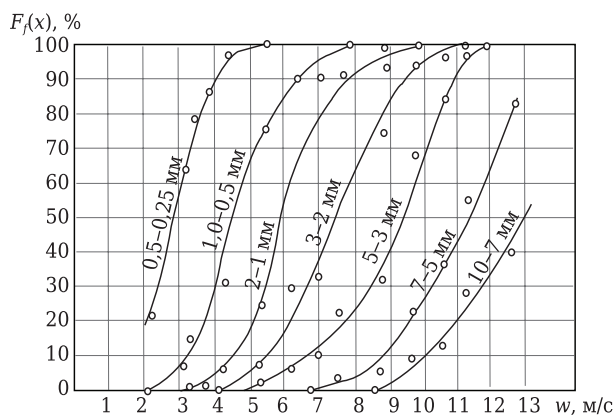


Рис. 3. Зависимость извлечения разных узких классов крупности в мелкий продукт от скорости потока воздуха

анalogии, может что-то прояснить в поведении биологических систем. Поэтому рассмотрим его подробнее. Принцип сепарации показан на рис. 2. Исходная полифракционная смесь подается в аппарат сбоку. Снизу вверх движется поток воздуха, который увлекает с собой легкие и мелкие частицы, а крупные и тяжелые падают против потока. Картина извлечения узких классов крупности в зависимости от скорости потока воздуха для измельченного кварцита ($\rho = 2875 \text{ кг/м}^3$) показана на рис. 3. Под извлечением здесь понимается соотношение

$$F_f(x) = \frac{r_f}{r_s} \cdot 100 \%, \quad (19)$$

где r_f и r_s — весовое количество частиц узкого класса в мелком и исходном продуктах.

При нулевой скорости потока все частицы падают вниз. При увеличении скорости начинают извлекаться вверх сначала самые мелкие частицы, а затем более крупные. При этом каждый класс приобретает свою величину разделения. Как оказалось, кривые, полученные на одном аппарате, являются аффинными, т. е. при изменении оси абсцисс они преобразуются в одну универсальную кривую [5]. На рис. 4 показана такая универсальная кривая, полученная для следующих сыпучих материалов: гранулированного полихлорвинила ($\rho = 1070 \text{ кг/м}^3$), калийной соли ($\rho = 1980 \text{ кг/м}^3$), гипсового щебня ($\rho = 2270 \text{ кг/м}^3$), цементного клинкера ($\rho = 3170 \text{ кг/м}^3$), магнитного железняка ($\rho = 4350 \text{ кг/м}^3$), гранулированного чугуна ($\rho = 7810 \text{ кг/м}^3$), сплава А ($\rho = 6210 \text{ кг/м}^3$), сплава В ($\rho = 8650 \text{ кг/м}^3$). Предварительно на одном и том же аппарате была проведена их сепарация и для каждого из них получены кривые, аналогичные кривым рис. 3.

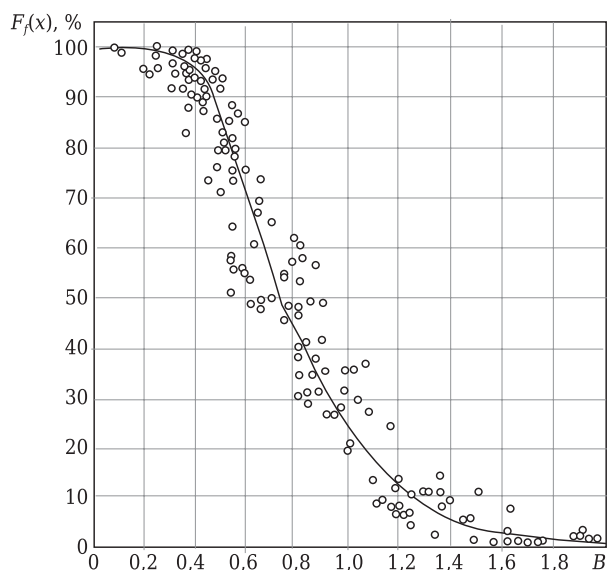


Рис. 4. Универсальная кривая разделения при сепарации разных сыпучих материалов на одном аппарате

На оси абсцисс (см. рис. 3) указан комплекс

$$B = \frac{gx(\rho - \rho_0)}{w^2 \rho_0}, \quad (20)$$

где g — ускорение свободного падения, м/с²; x — средний размер частиц узкого класса, м; w — скорость потока воздуха, м/с; ρ и ρ_0 — плотность сыпучего материала и несущей среды, кг/м³.

Разброс опытных точек относительно этой кривой объясняется различной формой частиц разных материалов, колебаниями плотности частиц внутри каждого материала и точностью эксперимента. На этой кривой имеется одна точка, где $F(x) = 50\%$. Эта точка обозначает равное распределение любого класса крупности в оба продукта сепарации. При подборе параметров процесса, обеспечивающих $B_{50} = \text{const}$, частицы крупностью x_{50} равномерно заполняют пространство потока таким образом, что в течение времени протекания процесса они извлекаются в верхний и нижний продукты одинаково. Это значит, что они распределяются в состоянии устойчивого равновесия относительно потока и аппарата.

Однако все другие точки этой кривой (например, B_{11} , B_{35} , B_{67} , B_{92} и т. д.), т. е. все $B_{i(i \neq 50)}$, определяют стационарное распределение узких классов в продукты сепарации. Даже из рис. 4 следует, что эти распределения являются практически достоверными. Предположим, например, что при определенном наборе параметров мы получаем $F_f(x) = 30\%$. И эта величина будет стабильна для частиц разной крупности, разной плотности, при соответствующих значениях скоростей потока. Это распределение неравновесное, но вполне устойчивое с вероятностью реализации, близкой к 100 %. И это характерно для всей универсальной кривой. Значит, не только в биологии возможно устойчивое неравновесное состояние системы в процессе изменения. Ока-

залось возможным получение неравновесных процессов с высокой вероятностью и в других системах при уменьшении в них энтропии за счет внешней энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведенный анализ позволил преодолеть все основные противоречия и парадоксы, приписываемые параметру энтропии.

2. Показаны объективность и универсальность параметра статической энтропии, позволяющего преодолеть парадокс Гиббса.

3. Энтропия является многоликим параметром: статической и динамической, внешней и внутренней, субъективной и объективной.

4. Энтропия является безразмерным параметром, оценивающим изменения, происходящие в природных и технологических процессах. Поэтому все типы энтропии, указанные в п. 3, могут сочетаться и сопоставляться между собой.

5. При анализе явлений с помощью энтропии необходимо четко понимать, какая ее составляющая работает в каждом конкретном случае. Это исключает возможность возникновения проблем и парадоксов, что происходит до настоящего времени.

6. С учетом того что энтропия является безразмерным параметром, эволюция биологических систем не противоречит второму закону термодинамики. Устойчивая неравномерность этих систем, вопреки существующим понятиям, является высоко вероятностной. Без внешней энергии и материи невозможно получить «порядок из хаоса», и, наоборот, при произвольном течении процесса из порядка возникает хаос.

7. Параметр энтропии является мощным орудием в познании окружающего мира и технологических процессов, и его необходимо по возможности повсеместно использовать.

Библиографический список

1. **Chambodall, P. P.** Evolution et applications du concept d'entropie / P. P. Chambodall. — Paris : Dunod, 1963.
2. **Landau, L. D.** Statistical physics / L. D. Landau, E. M. Lifshitz. — Moscow : Nauka, 1964.
3. **Kats, M.** Probability and related topics in physical sciences / M. Kats // Interscience Publishers. — 1958. — № 4.
4. **Reulle, D.** Hazard et chaos / D. Reulle. — Princeton «University Press», 1991.
5. **Barsky, E.** Critical regimes of two-phase flows with a polydisperse solid phase / E. Barsky. — Springer, 2010.
6. **Barsky, E.** Entropic invariants of two-phase flows / E. Barsky. — Elsevier, 2014.
7. **Prigogine, I.** Modern thermodynamics / I. Prigogine, D. Kondepudi. — Moscow : Mir, 2002. ■

Получено 01.08.21
© Евгений Барский, 2021 г.