

ФИЗИЧЕСКИЙ ПАРАДОКС В КУРСЕ ФИЗИКИ

Антипин Е.Л., Дмитриева В.Ф., Самойленко П.И., Самсонов Г.А.

*Россия, Москва Московский государственный университет технологий
и управления*

Как известно, парадоксом называют какое-либо неожиданное явление или рассуждение, находящееся в противоречии со здравым смыслом. В частности, в физике этим обозначается противоречие рассматриваемого явления общепринятым законам физики (постулатам, теориям). За всю историю существования физики подобных парадоксов было немало, и вопрос решения некоторых из них до сих пор остается открытым.

Уже тот факт, что в парадоксе мы имеем «кажущееся» нарушение каких-либо законов порой приводит к тому, что для его разрешения требуется выйти за рамки того раздела физики, в котором фиксируется данное «нарушение». И в этом состоит своеобразное преимущество парадокса перед какой-либо текущей физической задачей (если так, конечно, можно выразиться)! Пытаясь его разрешить, исследователь вводит в свое рассмотрение новые понятия и, соответственно, новые идеи! Все это приводит к более глубокому пониманию физической сути процесса. Ведь не секрет, что, к сожалению, частенько понимание сути явления подменяется знанием соответствующего набора математических формул. Поэтому современная система образования должна содействовать развитию подобного исследовательского духа у учащихся. И одним из методов этого содействия должно стать обращение к решениям тех или иных физических парадоксов (по нашему мнению). Тем более, что они есть практически в любой области физического знания. К сожалению, в учебной литературе не часто встретишь подробное изложение (не говоря уже о подробном решении) какого-либо парадокса. А ведь рассмотрение даже уже решенного парадокса, но уже с позиции современного уровня знания, может вывести учащегося на качественно новый уровень восприятия окружающего мира. Покажем это на нескольких примерах.

В 1776 году французский ученый Лаплас придумал мысленный эксперимент, в котором вымышленное разумное существо (демон Лапласа) способно знать для любого момента времени положение и скорость каждой частицы Вселенной. Тем самым, оно способно знать ее эволюцию, как в будущем, так и в прошлом (детерминистическое

описание). Лаплас осознавал огромные трудности в реализации подобного описания, но полагал его принципиально достижимым. Разумеется, существуют доводы, которые ставят под сомнение существование подобного «разума» (некоторые выводы квантовой механики). А вот как решает эту проблему, например, третье начало термодинамики.

Знание, например, положения или скорости – это информация! Авторы работы [1] предложили следующую оценку количества информации в каком-либо сообщении. Измеряя информацию в битах (b), количество информации в сообщении равно

$$I_b = \log_2 \frac{p_1}{p} \quad (1)$$

Здесь p - априорная вероятность некоторого события (до получения сообщения), а p_1 - вероятность того же события, но уже после получения сообщения. Как известно, энтропия системы связана с числом W ее микросостояний. Априорные вероятности всех микросостояний системы одинаковы, а количество таких микросостояний для любой макроскопической системы огромно. Представим себе заведомо невыполнимую в реальности ситуацию: нам точно известно, в каком микросостоянии находится система. Тогда вероятность нахождения системы в этом состоянии до его определения равна $1/W$, а после – 1 (достоверная информация). Согласно (1) полученная информация равна

$$I_b = -\log_2 \frac{1}{W} = \log_2 W \quad (2)$$

Если сравнить (2) с формулой Больцмана ($S = k \ln W$), то можно отметить их совпадение (с точностью размерного множителя).

Знание микросостояния – это полное описание системы. Поэтому энтропия системы, по сути, есть та информация, которой не хватает для ее полного описания. Следовательно, получая информацию о системе, мы будем фиксировать уменьшение ее энтропии. Можно полагать, что количество микросостояний Вселенной бесконечно. Поэтому имеется только одна возможность получить макроскопическую систему в одном определенном микросостоянии: температура системы должна равняться абсолютному нулю. При абсолютном нуле система имеет только одно микросостояние. Однако его достижение запрещается третьим началом термодинамики (теорема Нернста). Поэтому всегда будет существовать нехватка информации для полного описания системы, т.е. детерминистическое описание уже изначально обречено на неудачу (в его абсолютном смысле).

Следующий демон (демон Максвелла) оказался более крепким орешком для многих поколений физиков. Как известно, Максвелл не соглашался с трактовкой Вильяма Томсона и Клаузиуса второго начала термодинамики, а именно: во всех тепловых процессах температурные уровни должны выравниваться и вся энергия переходит в самую низшую и неупорядоченную форму – тепловую (тепловая смерть Вселенной). Максвелл придумал своего демона – миниатюрное разумное существо, который способен следить за каждой молекулой. Вводится в рассмотрение некоторый сосуд, в котором молекулы распределяются равномерно при постоянной и везде одинаковой температуре, но имеющих неоднородное распределение по скоростям. Этот сосуд разделяется на две части перегородкой с небольшим отверстием, и демон Максвелла открывает и закрывает это отверстие так, чтобы дать возможность более быстрым молекулам перейти в одну часть, а более медленным – в другую. Таким образом, без затраты работы в одной части сосуда температура повышается, а в другой – понижается, что противоречит второму началу, т.к. без затраты работы создается порядок из беспорядка – энтропия системы уменьшается, вместо того, чтобы увеличиваться [2, 3].

Многие физики пытались разрешить данный парадокс. В 1912 году Смолуховский показал, что случайное движение молекул приведет к разогреву демона и дверцы – возникнут нарушения в работе демона, которые восстановят равенство температуры и давления во всем сосуде и, тем самым, второе начало термодинамики будет спасено [2] (к подобному выводу, в частности, пришел и Ричард Фейнман [4]). А в 1929 году Сциллард обратил внимание, что за получение информации о молекуле приходится платить...энтропией! Ведь чтобы измерить скорость молекулы, демон, как минимум, должен ее увидеть, т.е. осветить, что приводит к затрате энергии и увеличению энтропии. Детальный анализ показывает, что операции, связанные с получением информации, приводят к неизбежному повышению энтропии системы на величину, по крайней мере, равную понижению энтропии в результате действий демона [5]. Однако после 1992 года было доказано [2], что возможна замена термодинамических машин, которые могут работать без потерь только в ходе бесконечно медленных обратимых процессов, компьютерами, которые в принципе могут работать как машины с произвольно низким уровнем трения (следовательно, не все устройства включают необратимые потери!). Демон Максвелла теперь представляет собой компьютер, который в состоянии обратимо производить измерения и соответствующие расчеты. Спасти второе начало термодинамики от разрушения может лишь только тот факт, что

данный компьютер должен обладать бесконечно большой памятью (работа компьютера требует хранения информации, разрушение которой необратимо). Таким образом, и на сегодняшний день данный парадокс не получил своего окончательного разрешения! Более того, работу некоторых аналогов демона Максвелла можно видеть в природных явлениях живой природы (например, создание осмотического давления полупрозрачными мембранами).

С понятием энтропии связано еще несколько известных парадоксов. Более века назад был предложен «парадокс смешения» [6, 7]. Суть его в том, что если удалить перегородку из сосуда, в обеих частях которого частицы одинаковы, то ничего не изменится, и энтропия системы останется той же самой (состояние обеих частей до объединения одинаково). Однако если тоже самое проделать с системой, в которой частицы по обе стороны перегородки различны – энтропия изменится на величину $\Delta S = k N \ln 2$ (N - число частиц). Парадокс заключается в том, что различие между частицами может быть сколь угодно малым и иметь любые характеристики, но, тем не менее, изменение энтропии определяется одним и тем же вышеприведенным выражением. Пытаясь разрешить это противоречие, Гиббс полагал, что перестановка одинаковых частиц между ячейками фазового пространства не изменяет микросостояния системы, т.е. учитывал только различные частицы и различные микросостояния. Поэтому все подобные микросостояния можно считать одним состоянием. Формально это выражалось в делении функции распределения на $N!$ Однако по сути, подобное решение представляло собой простую подгонку решения под необходимый ответ (чтобы выполнялось условие аддитивности энтропии). Согласно квантовой механике нет способа постепенно уменьшать различие между частицами. Они либо различны, либо нет. Неразличимые частицы нельзя «пометить», поэтому их перестановки не изменяют состояния системы. В классической же механике одинаковые частицы считаются «меченными» (например, своими пространственными координатами), поэтому их перестановки изменяют состояние системы. Отсюда следует, что либо термодинамическая энтропия (первоначальное понятие энтропии, которое было введено при анализе работы классической тепловой машины, и которое не требует для своего обоснования привлечения квантовой механики) имеет квантовую природу, либо она не имеет никакого отношения к статистической энтропии (энтропия, определяемая как мера вероятности термодинамического состояния системы). Большинство физиков придерживается первого варианта (никакие макроскопические

параметры работы классической тепловой машины (энергия, теплота, температура и т.д.) не требуют для своего обоснования привлечения квантовой механики, кроме статистической энтропии). Таким образом, вопрос остается открытым.

Однако существует еще одно возражение против подобного решения самого Гиббса. Классическая термодинамическая энтропия не различает не только одинаковые частицы, образующие рабочее тело тепловой машины, но даже...разные частицы! Для ее работы безразлично, из каких частиц состоит ее тело! Главное, чтобы выполнялось условие идеальности газа. А вот статистическая энтропия четко различает разные и одинаковые частицы. Пусть, например, в объеме V содержится газ, состоящий из двух сортов частиц. Тогда статистическая энтропия газа (с учетом ее аддитивности) будет равна:

$$S = k \ln \frac{(V^{N_1+N_2})}{N_1! N_2!} \quad (3)$$

Пока сохраняется различие (сколь угодно малое), выражение (3) для энтропии не изменяется. Но как только различие исчезает – вместо выражения $N_1! N_2!$ следует записать $(N_1 + N_2)!$ и энтропия скачком изменяется. Таким образом, даже с учетом поправки на аддитивность, статистическая энтропия не тождественна классической термодинамической энтропии.

Существуют различные объяснения парадокса Гиббса. Весьма интересная попытка объяснения была предпринята в работе [8]. Она основывалась на использовании понятий конструкции и памяти [9]. Под конструкцией понимается полный набор степеней свободы статистической системы, не участвующих в тепловом движении в течение времени, интересующего наблюдателя. Это есть обобщенное понятие макросостояния, когда его определяют большое число параметров (их число зависит от масштаба времени). Физический смысл формулы $\Delta S = k N \ln 2$ заключается в том, что при определенных условиях система может произвести работу, равную $A = T \Delta S = \Delta S = k N \ln 2$. Авторы вводят в рассмотрение некоторое устройство (нечто вроде демона Максвелла), которое способно сортировать молекулы (тем самым оно совершает работу). Термодинамика утверждает, что работа не должна зависеть от деталей сортирующего устройства. Тем не менее, молчаливо предполагается, что это устройство должно удовлетворять определенным условиям, а именно: 1. Это устройство не должно ошибаться (каждая ошибка в различении частиц означает появление некоторой необратимости процесса, что препятствует получению максимальной

работы); 2. Это устройство должно быть стабильным (т.е. оно не должно измениться за время процесса). Это означает, что устройство должно быть элементом конструкции системы. Если следовать общему принципу, согласно которому только наблюдаемые величины могут входить в разумную физическую теорию, то можно сказать, что различие между частицами существует только до тех пор, пока сортирующее устройство способно их различать. Соответственно, не только различающее устройство не должно меняться, но и идентичность каждой частицы должна быть достаточно стабильной, чтобы не измениться за время наблюдения. Далее авторы показывают, что упомянутые выше условия для сортирующего устройства противоречат друг другу (при получении максимальной работы), и с уменьшением различия между частицами, получаемая работа будет постепенно стремиться к нулю (также постепенно уменьшаются и другие наблюдаемые величины) без всяких скачков.

Наконец, хотелось бы отметить еще один парадокс, имеющий отношение к энтропии. Речь идет об парадоксе Лошмидта (парадокс смешения), который был сформулирован в 1876 году и относится к одной из наиболее запутанных проблем физики: необратимость термодинамики при полной обратимости механических движений компонентов любой термодинамической системы. Этот парадокс был предложен, как опровержение утверждения Больцмана об обязательном возрастании энтропии в ходе любого спонтанного процесса в изолированных макроскопических системах. Законы механики симметричны относительно обращения времени: если существует движение тела по какой-то определенной траектории, то существует и обратное ему движение по той же самой траектории. Если в макросистеме мгновенно изменить знаки векторов скорости всех частиц на 180° («отражение»), то в соответствии с уравнениями классической механики система начнет эволюционировать в обратном направлении. Если перед «отражением» система совершала переход из некоторого неравновесного состояния, то после «отражения» она вернется в него вновь. Налицо спонтанное убывание энтропии, что противоречит второму началу термодинамики.

В ответ на выдвинутый парадокс Больцман предложил статистическую интерпретацию кинетической теории газов. Кинетическая теория газов опирается не только на механическую модель, но еще и на понятие молекулярного хаоса, охватываемого законами классической статистики, поэтому проблема необратимости процессов (возрастания энтропии) – это проблема только большей или меньшей

вероятности этих процессов. Т.е. движение молекул газа со спонтанным убыванием энтропии вполне возможно, но вероятность его настолько мала, что оно практически не наблюдается в природе, а вероятность движения с возрастанием энтропии настолько близка к единице, что его можно считать законом (второе начало термодинамики). Именно в такой интерпретации кинетическая теория газов не противоречит законам классической механики. На сегодняшний день такое решение парадокса Лошмидта считается общепризнанным. Источником молекулярного хаоса являются столкновения между молекулами и между молекулами и стенками сосуда. Огромное число этих соударений приводит к невозможности обращения движения молекул газа по тем же траекториям.

Однако существуют некоторые явления, которые можно рассматривать в качестве статистических отклонений от второго начала термодинамики. Например, в 1950 году Е.Л. Хан провел эксперименты с использованием техники ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [10]. Обнаруженное явление было названо «спиновым эхом». Суть его заключается в том, что если подействовать на систему ядерных моментов короткими электромагнитными импульсами (длительность и частота которых подобраны соответствующим образом) через определенный интервал времени, то моменты ядер возвращаются в исходное состояние, из которого они начинали релаксировать (как в случае с «отражением» молекул газа в парадоксе Лошмидта). Детальное рассмотрение показывает возможность спонтанного убывания энтропии вещества, но убывание это относительное, и, в целом, энтропия вещества все равно возрастает. Однако факт явного замедления процесса возрастания энтропии из-за того, что этот процесс можно периодически частично обращать, заслуживает самого пристального внимания. Мнения физиков здесь разнятся и полная ясность в этом вопросе пока отсутствует.

Таким образом, рассматривая в качестве примера парадоксы, связанные с понятием энтропия, мы обратились к самим основам этого понятия, его различным интерпретациям и их использованию в физике. Подобным образом можно более полно постигать суть и других физических величин, чтобы их понимание не носило формальный и поверхностный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shannon C.E., Weaver W. The Mathematical Theory of Communication. University of Illinois Press, 1949.
2. Baeyer H.C. von. Maxwell's Demon. N.Y.: Random House, 1998.

3. Maxwell J.C. Theory of Heat. London, 1971.
4. Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M. The Feynman Lectures on Physics. Vol.4. Addison – Wesley Publishing Company, Reading, 1963 (рус. пер.: Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир, 1967).
5. Brillouin L. Science and Information Theory. N.Y.: Academic, 1956 (рус. пер.: Бриллюэн Л. Наука и теория информации. М.: Физматгиз, 1960).
6. Gibbs J.W. Elementary Principles in Statistical Mechanics. N.Y., 1902. (рус. пер.: Гиббс Дж.В. Основные принципы статистической механики. М.; Л.; Гостехиздат, 1946; Гиббс Дж.В. Термодинамика. Статистическая механика. М.: Наука, 1982).
7. Gibbs J.W. The Scientific Papers. Vol.1. N.Y., 1902.
8. Блюменфельд Л.А., Гросберг А.Ю. // Биофизика. 1995. Т.40.С.653-660.
9. Лифшиц И.М. // ЖЭТФ. 1968. Т.55. С.2408.
10. Hahn E.L. // Phys. Rev. 1950. V.80. P.580.