

Понятие энтропии в курсе физики

С.И. Мольков

Карельский государственный педагогический университет
185680, Россия, Республика Карелия, г. Петрозаводск, ул. Пушкинская, 17
E-mail: molkov@kspu.karelia.ru

В качестве исходных положений статистической физики и термодинамики предлагается использовать формулу Больцмана, связывающую энтропию со статистическим весом состояния системы и его постулат о равновероятности микросостояний замкнутой равновесной системы. Понимание студентами физического смысла энтропии при таком подходе становится яснее, а вывод основных положений термодинамики и статистической физики существенно упрощается.

Понятие энтропии является одним из самых сложных для понимания студентами в курсах общей и теоретической физики. Традиционный подход к этому понятию основан на втором начале термодинамики в формулировках Клаузиуса или Томсона, из которых довольно сложным путем можно ввести понятие функции состояния системы – энтропии [1]. Изменение энтропии в равновесных и неравновесных процессах определяется формулой $dS \geq \delta Q/T$, где δQ – количество тепла, получаемое системой при температуре T .

Статистическое истолкование второго начала термодинамики Больцманом позволяет связать энтропию S со статистическим весом (термодинамической вероятностью) макросостояния системы Ω_α , который представляет собой число микросостояний системы, реализующих данное α -макросостояние:

$$S = k \ln \Omega_\alpha, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана.

По нашему мнению, формулу Больцмана (1) можно использовать, как исходное положение статистической физики, что существенно упрощает последующее изложение, позволяет обосновать принципы термодинамики и получить без труда важные следствия. Для квазинеzáвисимых подсистем статистический вес является мультипликативной величиной: $\Omega = \Omega_1 \Omega_2$, где Ω , Ω_1 , Ω_2 – статистические веса системы и двух ее подсистем, так как каждому микросостоянию подсистемы 1 соответствует Ω_2 микросостояний подсистемы 2. Тогда возможное число микросостояний всей системы 1+2 равно произведению $\Omega_1 \Omega_2$. Учитывая формулу (1), можно заключить, что энтропия системы является, подобно внутренней энергии, аддитивной величиной $S = S_1 + S_2$, то есть экстенсивным параметром.

Если считать все микросостояния системы равновероятными (постулат Больцмана), то вероятность нахождения системы в α -макросостоянии равна $W_\alpha = \Omega_\alpha / \Omega_0$, где Ω_0 – общее число микросостояний, достижимых системой. Очевидно, что замкнутая система стремится спонтанно перейти от макросостояния с меньшей вероятностью к макросостоянию с максимальной вероятностью. При этом энтропия системы возрастает и достигает максимума (закон возрастания энтропии), а система – статистического равновесия.

Это положение удобно прокомментировать классическим примером сосуда с газом из N молекул: Число микросостояний отдельной молекулы (под микросостоянием здесь подразумевается нахождение молекулы в одной из половин сосуда) равно 2. Общее число микросостояний для N молекул равно 2^N . Число микросостояний для случая, когда в одной половине сосуда находится n молекул, а в другой $N-n$ молекул, равно Ω_n , а вероятность этого состояния равна W_n :

$$\Omega_n = C_N^n = \frac{N!}{n! (N-n)!}, \quad W_n = \frac{N!}{n! (N-n)! 2^N}.$$

Максимум W_n приходится на $n=N/2$ и она заметно отлична от нуля в области $|n-N/2| \leq \sqrt{N}$. Так, при $N \sim 10^{24}$, относительная флуктуация n от $N/2$ составляет $1/\sqrt{N} \sim 10^{-12}$. Хотя вероятность того, что все молекулы соберутся в одной из половин сосуда ($n=N$), отлична от нуля, такому макросостоянию соответствует всего одно из 2^N микросостояний. Тогда, если производить 10^3 измерений в секунду, даже при относительно небольшом N ($N=70$), для наблюдения такого макросостояния необходимо время $2^{70}/(10^3 \cdot 3 \cdot 10^7) \sim 3 \cdot 10^{10}$ лет, что в два раза превышает возраст Вселенной ($1.5 \cdot 10^{10}$ лет). Таким образом, рост степени упорядоченности в замкнутой макросистеме (уменьшение энтропии) практически неосуществим. Всегда реализуется режим, при котором растет степень неупорядоченности (хаотизация), а, следовательно, и энтропия системы S .

Энтропия S для замкнутой равновесной системы величина сохраняющаяся и в силу ее аддитивности должна определяться только аддитивными интегралами движения, а для покоящейся системы ее внутренней энергией E .

$$S=S(E, a),$$

где a – совокупность обобщенных координат внешних полей. С помощью экстенсивных параметров S и E равновесной системы можно ввести понятие абсолютной температуры T :

$$\partial S / \partial E = 1/T \quad (2)$$

Причем, $Te \geq 0$, так как в противном случае рост S при переходе к равновесию