

Министерство образования и науки РФ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Утверждаю
зав. кафедрой общей и
экспериментальной физики
_____ В. П. Дем-
кин
« ____ » _____ 2015 г.

**ИЗУЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
МОЛЕКУЛ ПО СКОРОСТЯМ В ПРОЦЕССЕ
РЕЛАКСАЦИИ**

Методические указания
для выполнения лабораторной работы

Томск – 2015

РАССМОТРЕНО И УТВЕРЖДЕНО методической комиссией физического факультета

Протокол № ____ от « ____ » _____ 2015 г.

Председатель комиссии



В. М. Вымятин

Компьютерная лабораторная работа посвящена изучению процесса установления равновесного максвелловского распределения молекул по скоростям, которое наблюдается в модельной системе твёрдых шаров или дисков в процессе их движения и упругого соударения друг с другом. Студенты должны построить график зависимости «скоростной» части энтропии от времени, гистограмму установившегося распределения частиц по скоростям, а также сравнить распределение частиц по скоростям, полученное в эксперименте, с теоретическим распределением Максвелла.

Методические указания рассчитаны на студентов физических специальностей.

Составитель: доц. А.М. Толстик

Томский государственный университет, 2015

ИЗУЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ ПО СКОРОСТЯМ В ПРОЦЕССЕ РЕЛАКСАЦИИ

Цель работы: изучение процесса установления равновесного распределения молекул по скоростям. Построение зависимости «скоростной» части энтропии от времени и гистограммы установившегося распределения по скоростям.

ПРОЦЕССЫ РЕЛАКСАЦИИ

Любая макроскопическая система может находиться в состоянии термодинамического равновесия, в котором среднее значение всех физических величин не изменяется со временем, а также отсутствуют потоки массы, энергии, заряда, импульса и т.д. В этом состоянии при неизменных внешних условиях система будет находиться неограниченно долго, и только изменение условий может заставить ее перейти в другое состояние. Часто говорят, что при термодинамическом равновесии одновременно выполняется 3 условия равновесия.

1. Условие термического (или теплового) равновесия, которое заключается в том, что между частями системы отсутствуют потоки энергии, т.е. нет теплопередачи. Это условие сводится к равенству температур любых макроскопических частей системы.

2. Условие механического равновесия, которое заключается в том, что одна часть системы не может совершить работы над другой частью системы. При отсутствии внешних полей это условие сводится к равенству давлений во всех частях системы.

3. Условие химического равновесия, которое заключается в том, что если в состоянии равновесия происходит обмен частицами между макроскопическими частями системы, то сколько частиц за одно и то же время перелетает из первой подсистемы во вторую, столько же будет перелетать из второй подсистемы в первую. При этом для многокомпонентной системы это условие выполняется для молекул каждого сорта.

Если система первоначально находилась в неравновесном состоянии, то в ней сами собой происходят такие процессы, которые при неизменных внешних условиях приведут систему в состояние равновесия. Такие процессы называют процессами релаксации. Время перехода системы к состоянию равновесия – время релаксации – зависит от конкретного вида системы, от сил взаимодействия между молекулами. Для процессов в газах это время обычно мало (ничтожные доли секунды), для некоторых процессов в твердых телах оно может быть большим (десятилетия и столетия).

Процессом релаксации является конвекция, то есть возникновение потоков массы при отсутствии равенства давлений в разных частях системы. Конвекцией является, например, восходящий поток воздуха над нагретой поверхностью. К числу процессов релаксации относятся теплопередача, т.е. переход тепла от горячего тела к более холодному, который приводит к выравниванию температур этих тел. Сюда же относится диффузия, т.е. выравнивание концентрации молекул в разных частях системы, внутреннее трение, которое приводит к выравниванию скоростей направленных потоков молекул, например, при протекании жидкостей или газов по трубам. Процессом релаксации является и электропроводность, стремящаяся выровнять электрические потенциалы в разных частях системы.

В молекулярной физике под необратимым процессом понимают такой процесс, который не может протекать в обратном направлении через те же промежуточные состояния, что и прямой процесс, например, теплопередача или диффузия. В принципе, организовать передачу энергии в форме теплоты от холодного тела к горячему можно, именно этим и занимается обычный холодильник, забирая энергию у морозильной камеры и отдавая ее комнате. Однако при этом процесс не проходит через те же промежуточные состояния, что и при теплопередаче, а для его осуществления необходимо подводить извне энергию, то есть осуществлять изменение в окружающих телах. Необратимыми являются процессы диффузии, расширения газа в пустоту, неупругого соударения макроскопических тел, движения при наличии сил трения и т. д.

Все процессы релаксации – это необратимые процессы.

Справедливо и обратное утверждение: все необратимые процессы в молекулярных системах являются процессами релаксации, то есть направление их протекания таково, что они стремятся приблизить систему к состоянию термодинамического равновесия.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ВЕС СОСТОЯНИЯ И ЭНТРОПИЯ

Задать состояние молекулярной системы можно двумя способами: макроскопическим и микроскопическим. Под микросостоянием понимают состояние, задаваемое как в механике: то есть говорят, что микросостояние системы известно, если заданы координаты и проекции скорости всех молекул. Однако для нас – существ макроскопических – это слишком детальное задание состояния. Мы можем непосредственно измерять и контролировать лишь усредненные, макроскопические величины: среднее давление, объем, среднюю энергию (или температуру), среднее число частиц, напряженности внешних полей, средний отклик системы на то или иное поле и т.д. Состояние, задаваемое при помощи этих усредненных, макроскопических величин, называют макросостоянием системы.

Ясно, что каждое макросостояние может быть осуществлено большим числом способов: при данных давлении, объеме и температуре может быть различным расположение молекул в пространстве, их распределение по скоростям и т.д. Число микросостояний, при помощи которых может быть реализовано данное макросостояние, называют статистическим весом макросостояния W . При абсолютном нуле температур в состоянии термодинамического равновесия $W = 1$. В этом случае все молекулы расположены упорядоченным образом на узлах кристаллической решетки и не участвуют в хаотическом тепловом движении, то есть такое состояние максимально упорядочено и может быть реализовано единственным способом. Статистический вес, соответствующий механическому движению макроскопического тела, также равен единице, так как все молекулы имеют одинаковую направленную скорость, равную скорости тела.

Чем более хаотичным является пространственное расположение и распределение молекул по скоростям, тем больше статистический вес такой системы. Газ, в котором отсутствуют направленные течения

типа ветра, имеет больший статистический вес, чем газ, в котором такие течения существуют. Равномерное распределение молекул в объеме можно реализовать большим числом способов, чем состояние, в котором большая часть молекул распределена в небольшой части всего объема. Таким образом, статистический вес системы W является мерой молекулярного хаоса.

Все термодинамические процессы сами собой протекают таким образом, что при неизменных внешних условиях система становится более упорядоченной. Газ, первоначально собранный в одной половине сосуда, распределяется через некоторое время и в другой; примесь равномерно распределяется по объему; температуры тел при контакте выравниваются, и тем самым ликвидируется некоторая степень упорядоченности, и т.д. Таким образом, можно утверждать, что статистический вес системы W при естественном протекании процессов всегда возрастает, а эти процессы и есть процессы релаксации.

Однако статистический вес является неудобной характеристикой системы, так как он является величиной мультипликативной, а не аддитивной. Действительно, если мысленно разделить систему на 2 части и попытаться определить W , то при отсутствии взаимодействия между частями системы при каждом микросостоянии одной подсистемы мы можем перебирать все микросостояния другой. Таким образом, статистический вес всей системы равен произведению аналогичных величин для ее частей:

$$W = W_1 W_2. \quad (1)$$

Отметим, что взаимодействием между макроскопическими частями системы в большинстве случаев можно пренебречь, так как в этом взаимодействии участвуют лишь молекулы, находящиеся вблизи границы раздела подсистем, а таких молекул при числе частиц порядка числа Авогадро ничтожное меньшинство (их доля порядка 10^{-7} – 10^{-8}). Таким образом, формула (1) с большой степенью точности справедлива для большинства систем со взаимодействием.

Введем величину, которая так же, как и статистический вес, была бы мерой молекулярного хаоса и характеризовала бы направления протекания процессов в молекулярных системах, но была бы аддитивной. Таким свойством обладает логарифм статистического веса, эту величину называют энтропией системы:

$$S = k\sigma = k \ln W. \quad (2)$$

Постоянная Больцмана k – это коэффициент пропорциональности, возникший по чисто историческим причинам. Безразмерная величина $\sigma = \ln W$ также может быть названа энтропией.

В случае полного молекулярного порядка, то есть при абсолютном нуле температур или для механического движения, энтропия равна нулю. В процессах релаксации, протекающих в неизменных внешних условиях, она всегда возрастает. Энтропия системы в случае более хаотического состояния больше, чем для более упорядоченного состояния: например, энтропия грамма водяного пара при той же температуре больше, чем у грамма жидкой воды, а та, в свою очередь, больше, чем у того же количества льда.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛ ГАЗА

Рассмотрим вопрос о пространственном распределении молекул газа на простейшем примере: будем считать, что положение молекулы определено, если известно, в какой половине сосуда молекула находится. Найдем число микросостояний, посредством которых может быть реализовано макросостояние с числом молекул в одной половине сосуда, равным n (из общего числа N молекул), а в другой – $(N - n)$. Будем считать, что в принципе мы можем отличить молекулы друг от друга, “пронумеровать” их. Это считается справедливым в классической (т. е. некантовой) физике, в кантовой теории микро-частицы принципиально неразличимы, и данный пример не годится.

Станем отбирать по одной молекуле и мысленно помещать их в одну (например, левую) половину сосуда. Первую молекулу можно выбрать N способами, вторую – $(N - 1)$ способом и т. д., последнюю, n -ю молекулу можно выбрать $(N - n + 1)$ способом. Остальные $(N - n)$ молекул поместим в правую половину сосуда. Число способов, при помощи которых можно выбрать случайно n молекул из N , равно

$$Z = N(N - 1)(N - 2) \dots (N - n + 1).$$

Домножив и разделив это число на $(N - n)!$, получим $Z = \frac{N!}{(N - n)!}$.

Однако в этой формуле число микросостояний завышено, так как некоторые из них отличаются друг от друга только тем, что один и тот же набор молекул попал в левую половину сосуда при разных выборках, например, в одном состоянии сначала была выбрана 5-я молекула, а затем 10-я, а в другом – наоборот. Поэтому это число нужно разделить на число неразличимых перестановок n молекул друг с другом в левой половине сосуда. Тогда статистический вес данного состояния равен:

$$W = \frac{N!}{n!(N - n)!}. \quad (3)$$

Эта величина достигает максимального значения при $n = N/2$, причем для больших значений N , характерных для макроскопических систем (N порядка числа Авогадро) максимум весьма острый. Даже при очень малом числе $N = 24$ статистический вес для $n = 12$ равен $W = 2\,704\,156$, а при $n = 6$ эта величина равна $W = 134\,596$, т. е. примерно в 20 раз меньше. Таким образом, равномерное пространственное распределение молекул в отсутствие внешних сил подавляюще вероятно, а вероятность нахождения всех молекул в одной половине сосуда ничтожно мала.

РАВНОВЕСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО СКОРОСТЯМ

Рассмотрим пространство скоростей, в котором молекула представляется точкой, координаты которой равны проекциям ее скорости. Число точек, изображающих систему равно числу частиц N . Если, например, все молекулы системы имеют почти одинаковые по величине и направлению скорости (молекулярный пучок), то изображающие их точки будут находиться близко друг к другу, занимая малую область в пространстве скоростей. В случае термодинамического равновесия скорости частиц будут самые разные: от очень малых до весьма больших, и область, занимаемая изображающими точками, будет достаточно велика.

Разобьем пространство скоростей на большое число одинаковых маленьких ячеек объемом ΔV каждая. Число способов, с помощью которых можно распределить молекулы по ячейкам при заданных числах частиц в каждой ячейке (т.е. статистический вес), равно

$$W = \frac{N!}{n_1!n_2!\dots n_i!}, \text{ а энтропия } \sigma = \ln W = \ln \frac{N!}{n_1!n_2!\dots n_i!} \quad (4)$$

где n_1, n_2, \dots – числа частиц, скорости которых попали в 1-ю, 2-ю и т. д. скоростную ячейки (числа заполнения ячеек). При этом мы считаем, что перестановка частиц внутри скоростной ячейки не приводит к новому микросостоянию.

Покажем, что если задана внутренняя энергия системы, то наиболее вероятным будет распределение Максвелла по скоростям, именно для этого распределения максимальны статистический вес и энтропия. Прологарифмируем выражение (4) и воспользуемся формулой Стирлинга $\ln N! \approx N(\ln N - 1)$, справедливой для больших N , числа заполнения ячеек также считаем достаточно большими. Получим выражение для части энтропии, связанной с распределением по скоростям:

$$\sigma = \ln W = N(\ln N - 1) - \sum n_i (\ln n_i - 1) = N \ln N - \sum n_i \ln n_i \quad (5)$$

При этом мы учли, что выполняется так называемое условие нормировки, т.е. полное число частиц в системе равно сумме чисел заполнения скоростных ячеек:

$$\sum n_i - N = 0 \quad (6)$$

Внутреннюю энергию (равную кинетической энергии молекул) системы можно выразить через числа заполнения, если считать, что ячейки достаточно малы, и скорости всех частиц в одной и той же ячейке примерно одинаковы. Тогда внутренняя энергия равна $U = \sum n_i \varepsilon_i$, где ε_i – энергия одной частицы в i -ой ячейке. Это можно записать как

$$\sum n_i \varepsilon_i - U = 0 \quad (7)$$

Исследуем на максимум энтропию (5) при условиях (6) и (7). Этот экстремум является условным, и мы воспользуемся обычно применяемым в таком случае методом неопределенных множителей Лагран-

жа. Домножим выражение (6) на множитель $-\alpha$, а (7) – на множитель $-\beta$ и, сложив их с (5), получим вспомогательную функцию

$$\Phi = N \ln N - \sum n_i \ln n_i - \alpha(\sum n_i - N) - \beta(\sum n_i \varepsilon_i - U) \quad (8)$$

Исследуем Φ на максимум. Условие максимума имеет вид $\frac{\partial \Phi}{\partial n_i} = 0$,

тогда получим: $\ln n_i + 1 + \alpha + \beta \varepsilon_i = 0$.

Отсюда следует, что $n_i = A e^{-\beta \varepsilon_i}$, где $A = e^{-1-\alpha}$ – некоторая константа, зависящая от размеров ячейки в пространстве скоростей.

Полное число частиц в системе $N = \sum n_i = A \sum e^{-\beta \varepsilon_i}$, а

кинетическая энергия молекул системы

$$U = \sum n_i \varepsilon_i = A \sum \varepsilon_i e^{-\beta \varepsilon_i}.$$

Отметим, что в реальной молекулярной системе частицы могут иметь любую скорость, т. е. распределение частиц по скоростям является непрерывным. Поэтому мы должны брать физически бесконечно малые ячейки в пространстве скоростей, а вместо суммирования по ячейкам у нас будет интегрирование. Таким образом, число частиц, имеющих вектор скорости в интервале от \vec{v} до $\vec{v} + d\vec{v}$, ($d\vec{v} = \{dv_x dv_y dv_z\}$) пропорционально элементарному объему в пространстве скоростей и равно

$$dN = A e^{-\frac{\beta m v^2}{2}} \cdot dv_x dv_y dv_z, \quad (9)$$

а их кинетическая энергия

$$dU = A \frac{m v^2}{2} e^{-\frac{\beta m v^2}{2}} \cdot dv_x dv_y dv_z. \quad (10)$$

Для одномерного случая формулы выглядят похоже, только вместо вектора скорости везде будет фигурировать его проекция на одну из осей, например на ось Ox :

$$dN = A e^{-\frac{\beta m v_x^2}{2}} dv_x, \quad (11)$$

$$dU = A \frac{m v_x^2}{2} e^{-\frac{\beta m v_x^2}{2}} dv_x. \quad (12)$$

Константы A и β проще всего найти из условия нормировки и из знания средней энергии частицы. Условие нормировки (6) теперь будет выглядеть в виде интеграла

$$A \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\beta m v_x^2}{2}\right) dv_x = N. \quad (13)$$

Этот интеграл не берется в элементарных функциях, однако в теории вероятности известен соответствующий несобственный интеграл - так называемый интеграл Пуассона:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-cx^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{c}}.$$

Используя это, получим, что $A = N \sqrt{\frac{\beta m}{2\pi}}$.

Чтобы найти постоянную β , вычислим по формуле (12) энергию одномерного идеального газа и приравняем ее к $\frac{NkT}{2}$, что следует из теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы.

$$\begin{aligned}
U &= N \sqrt{\frac{\beta m}{2\pi}} \frac{m}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\beta m v_x^2}{2}\right) v_x^2 dv_x = \\
&= -N \sqrt{\frac{\beta m^3}{8\pi}} \frac{d}{d\gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\gamma v_x^2) dv_x \quad (\text{где } \gamma = \beta m/2) = \\
&= -N \sqrt{\frac{\beta m^3}{8\pi}} \frac{d}{d\gamma} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} = N \sqrt{\frac{\beta m^3}{8\pi}} \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{\frac{3}{2}} = \\
&= N \sqrt{\frac{8\beta m^3 \pi}{32\pi\beta^3 m^3}} = \frac{N}{2\beta} = \frac{NkT}{2},
\end{aligned}$$

откуда следует, что $\beta = 1/kT$. Таким образом, распределение Максвелла по проекции скорости (11) выглядит следующим образом:

$$\varphi(v_x) dv_x = \frac{dN}{N} = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x. \quad (14)$$

Это распределение соответствует состоянию термодинамического равновесия, при котором энтропия принимает наибольшее возможное значение при данной температуре. Отметим, что распределение Максвелла справедливо для любых веществ, молекулы которых движутся по законам классической механики: жидкостей, газов, плазмы, иногда твердого тела.

ДВУМЕРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Ввиду изотропии пространства все направления в нём равноправны, т.е. функция распределения частиц по проекции скорости на ось y имеет такой же вид, что и для оси x .

Вероятность того, что частица имеет проекцию скорости на ось x в интервале от v_x до $v_x + dv_x$ и, одновременно, проекцию скорости

на ось y в интервале от v_y до $v_y + dv_y$, равна произведению вероятностей типа (14), т.е. $\varphi(v_x)\varphi(v_y)dv_xdv_y$.

Ввиду равноправия всех направлений при хаотическом тепловом движении в состоянии термодинамического равновесия плотность точек в пространстве скоростей $\varphi(v_x)\varphi(v_y)$ зависит только от модуля скорости. Поэтому для нахождения вероятности обнаружить частицу с модулем скорости в интервале от v до $v + dv$ нужно умножить это произведение не на площадь элементарного прямоугольника dv_xdv_y , а на площадь кольца, равную $2\pi v dv$. Полученная таким образом величина - доля молекул, скорости которых лежит в интервале от v до $v + dv$, или другими словами вероятность встретить соответствующую молекулу. Эта вероятность равна $\varphi(v_x)\varphi(v_y)2\pi vdv$. Таким образом, двумерная функция распределения молекул по величине скорости имеет вид:

$$F(v) = 2\pi \frac{m}{2\pi kT} v e^{-\frac{mv^2}{2kT}} = \frac{m}{kT} v e^{-\frac{mv^2}{2kT}}. \quad (15)$$

Наиболее вероятная скорость, соответствующая максимуму функции распределения, получается дифференцированием функции (15) по скорости и приравниванием полученной производной к нулю. Она

равна для двумерного случая $v_0 = \sqrt{\frac{kT}{m}}$. Можно вычислить число

молекул в произвольном интервале скоростей от какой-то скорости v_1 до какой-то другой скорости v_2 . Это число равно интегралу по скорости от функции распределения (15) в соответствующих пределах, умноженному на общее число молекул. Простой заменой переменных $u = v^2$ интеграл сводится к табличному, и искомое число молекул равно:

$$\Delta N = N \left(e^{-\frac{v_1^2}{2v_0^2}} - e^{-\frac{v_2^2}{2v_0^2}} \right). \quad (16)$$

ОПИСАНИЕ РАБОТЫ

В данной компьютерной лабораторной работе моделируется процесс установления равновесного распределения молекул по скоростям. Твёрдые диски, имитирующие молекулы газа, соударяются в процессе движения, в результате чего устанавливается максвелловское распределение дисков по скоростям, отвечающее заданному начальному значению кинетической энергии. В процессе установления термодинамического равновесия возрастает часть энтропии, связанная с распределением по скоростям. Кадр из работы изображен на рис. 1.

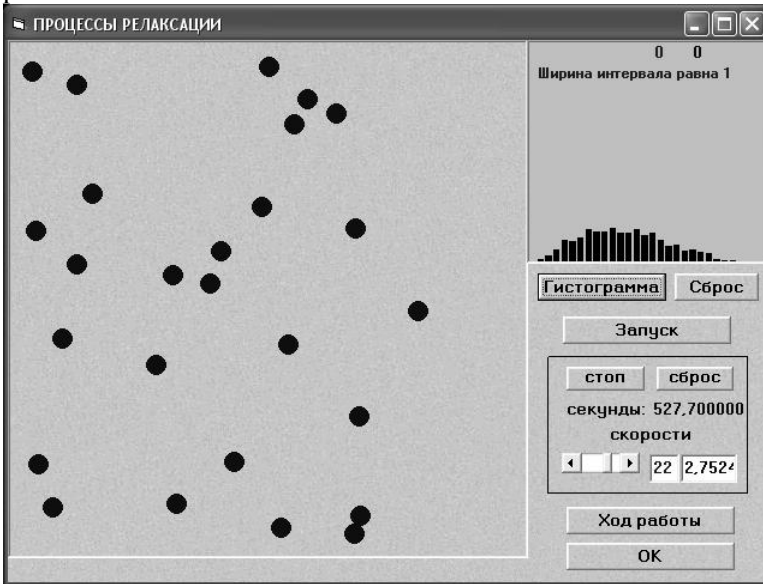


Рис. 1

Начальное распределение частиц по скоростям задается сильно неравновесным – скорости всех молекул одинаковы по величине и по направлению: они движутся вправо вверх. После соударений частиц со стенками они начинают сталкиваться друг с другом. С течением времени постепенно достигается состояние термодинамического равновесия, носящее динамический характер, и устанавливается равновесное распределение Максвелла по скоростям, которое в дальней-

шем сохраняется. В реальности это происходит вследствие взаимодействия молекул друг с другом и со стенками, в случае газа это взаимодействие носит характер столкновений. В ходе опыта в правом верхнем углу рабочего поля строится гистограмма распределения молекул по скоростям для установившегося состояния термодинамического равновесия. Для этого через определённый промежуток времени определяется номер скоростного интервала, в который попадает каждая частица, и высота столбика, соответствующая данному интервалу, увеличивается на величину, пропорциональную числу частиц, попавших в этот интервал.

РЕКОМЕНДУЕТСЯ СЛЕДУЮЩИЙ ХОД РАБОТЫ

1. Перед включением установки проверить начальное распределение частиц по скоростям.

Перемещая развёртку "скорости", определить скорости всех молекул (число молекул равно $N = 26$, их номера от 0 до 25) и их количество в каждом скоростном интервале (его величина равна 1 единице скорости).

Вычислить по этим результатам начальное значение скоростной части энтропии газа по формуле (4).

2. Включить установку кнопкой "пуск" секундомера.

При этом частицы начнут двигаться, одновременно запустится секундомер. Кнопкой «запуск» в данном случае лучше не пользоваться, т.к. при нажатии на неё секундомер автоматически не включается.

3. Через 5 секунд нажать "стоп" секундомера.

При этом движение частиц также прекратится и возобновится только после нажатия на кнопку «пуск».

4. Исследовать текущее распределение молекул по скоростям.

Исследуется таким же образом, как и начальное распределение по скоростям.

5. Вычислить текущее значение скоростной части энтропии газа.

Точно так же, как и для начального распределения.

6. Нажать "пуск" секундомера и снимать подобные результаты через каждые 5 с.

Каждый раз при этом вычислять «скоростную» часть энтропии.

7. После прихода газа в состояние равновесия продолжать эксперимент некоторое время.

В состоянии термодинамического равновесия молекулы станут более или менее равномерно распределены в пространстве, а их движение станет хаотическим (примерно через 25 - 30 секунд). После достижения равновесия следует определять скоростную часть энтропии ещё для 5 – 6 моментов времени

8. Построить график зависимости скоростной части энтропии от времени.

Выберите масштаб по осям координат такой, чтобы график занимал весь лист.

9. В состоянии равновесия построить гистограмму распределения частиц по скоростям.

После достижения равновесного состояния нажмите кнопку «гистограмма», после чего в окне в верхнем правом углу в динамике будет строиться гистограмма распределения частиц по скоростям. Эксперимент проводить до тех пор, пока гистограмма заполнит не менее половины окна.

10. Определить наивероятнейшую скорость и построить теоретическую кривую распределения частиц по скоростям.

Наивероятнейшая скорость – та скорость, которая соответствует середине наиболее высокого столбика гистограммы. Для построения теоретической кривой распределения частиц по скоростям необходимо определить полное число частиц, попавших во все столбики гистограммы, для чего необходимо узнать число частиц в каждом столбике. При перемещении мышки по окну гистограммы в верхней части окна появляется номер столбика гистограммы (от 0 до 29) и число частиц в этом столбце.

Теоретическую кривую постройте, применяя для расчётов формулу (16), на том же листе миллиметровки, что и гистограмму, и сравните их.

Сделайте вывод из выполненной работы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключаются условия термодинамического равновесия?

2. Что такое процесс релаксации?
3. Какие процессы называются обратимыми?
4. Какие процессы называются необратимыми?
5. Являются ли процессы релаксации квазистатическими?
6. Что такое микросостояние? Макросостояние?
7. Какое свойство системы характеризует статистический вес?
Энтропия?
8. Какое вещество имеет большую энтропию: 1 кг льда или 1 кг жидкой воды?
9. В каком случае энтропия 1 кг газа больше: если в нем имеется макроскопическое течение или в состоянии термодинамического равновесия?
10. Как выглядит равновесное распределение молекул по половинкам сосуда?
11. В чем заключается метод неопределенных множителей Лагранжа?
12. Получите распределение Максвелла из принципа максимума энтропии.
13. Границы применимости распределения Максвелла: применимо ли оно к плотным газам? жидкостям? твердому телу?
14. Применимо ли это распределение для неравновесных состояний?
15. Как получить распределение молекул по скоростям для двумерного случая? для трехмерного?
16. Опишите ход работы.
17. Как сравнить экспериментальное и теоретическое распределение молекул по скоростям?
18. Какой примерно вид должна иметь кривая зависимости энтропии от времени?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. I. Механика. Молекулярная физика. С-Пб., М, Краснодар: Лань. - 2006. - 432 с.
2. Толстик А.М. Методы компьютерного моделирования в физике. Томск: ТГУ. - 2010. - 256 с.

Издание подготовлено в авторской редакции

Отпечатано на участке цифровой печати
Издательского Дома Томского государственного университета

Заказ № 1311 от «30» сентября 2015 г. Тираж 100 экз.