



В. БОРИСОВ



**ОСНОВЫ
ТЕРМО-
ДИНАМИКИ
и
СТАТИСТИ-
ЧЕСКОЙ
ФИЗИКИ**

К а н д. ф и з. - м а т. н а у к

В. БОРИСОВ

ОСНОВЫ
термодинамики
И
статистической
физики

Издательство «З н а н и е»
Москва 1965

О ЧЕМ РАССКАЗЫВАЕТСЯ В ЭТОЙ КНИГЕ

Введение	3
Как ведут себя газы	4
Начала термодинамики	11
Можно ли с помощью модели получить физический закон	14
Сколько энергии в одном градусе?	21
Формула для барометра. Быстрые и медленные молекулы	26
Формула барометра в атоме и лазере	33
Нас толкают со всех сторон	36
Вещество звезд, которых никто не видел	44
П р и л о ж е н и е «Интересно, полезно знать»	45
Как «выморозить» шумы и как «вылезти» из шумов	45
Знаете ли вы...	47

Владимир Борисович Борисов

Редактор *И. Б. Шустова*
Худож. редактор *Т. И. Добровольнова*
Техн. редактор *Л. А. Дороднова*
Корректор *В. Н. Никитича*
Художник *С. А. Бычков*

Сдано в набор 6.VIII 1965 г. Подписано к печати 6.IX 1965 г. Изд. № 243.
Формат бум. 60×90¹/₁₆. Бум. л. 1,5. Печ. л. 3,0. Уч.-изд. л. 2,7.
А 01395. Тираж 10 500 экз. Цена 9 коп. Заказ 2667.

Опубликовано тем. план 1965 г. № 278.
Издательство «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.

Типография изд-ва «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.

Введение

Эта книжка представляет собой краткий обзор современных физических представлений о процессах, связанных с передачей энергии (в частности, теплоты) с микро- и макроскопической точки зрения. Эти представления объединены в два больших раздела современной физики — термодинамику и статистическую физику. Термодинамика изучает (в соответствии с названием — динамика теплоты) закономерности в этой группе физических явлений с макроскопической точки зрения, т. е. закономерности, связывающие макроскопические параметры (такие, как количество тепла, температура, давление и т. п.). Статистическая физика изучает в основном законы коллективного поведения микрообъектов (атомов, молекул, мелких частичек). Оба этих раздела физики, естественно, тесно связаны. Можно сказать только, что «круг интересов» статистической физики несколько шире, чем у термодинамики. Термодинамика и статистическая физика относительно немолоды, они имеют историю в несколько десятков лет, что для раздела современной физики очень много. Однако отсюда не следует делать вывод, что они закончили свое развитие и обрели вполне законченную форму. Физики продолжают работу в этих двух разделах; за последнее время особенно много интересных работ появилось по статистической физике плазмы и статистическим явлениям при низких температурах.

Читатель не должен ждать от этой книжки исчерпывающего ответа на вопрос, чем интересуется термодинамика и статистическая физика. Дать полный ответ на этот вопрос было бы трудно и в книге существенно большего объема. Наша цель — ввести читателя в круг основных представлений этой части физики и рассказать о некоторых фундаментальных понятиях

термодинамики и статистической физики. При этом на протяжении по существу всей книжки математический аппарат не будет использован, и большая часть сделанных заключений не будет иметь под собой жесткой логической основы.

Как ведут себя газы

Представление о теплоте как о беспорядочном, хаотическом движении атомов и молекул весьма прочно вошло в физическую картину окружающего нас мира даже для людей, далеких от физики. Однако в историческом плане это представление «вживалось» в умы физиков отнюдь не так легко и естественно, как это происходит у современных школьников. Первоначально в учении о теплоте, о динамике теплоты появились найденные чисто опытным путем законы поведения газов. Остановимся на основных законах, описывающих поведение газов при изменении их параметров.

Какие основные параметры характеризуют нагретый газ, заключенный в некоторый сосуд? Это, во-первых, объем сосуда V или, что то же самое, объем газа, давление газа P (давление в сосуде), масса газа и температура. Первые три макроскопических параметра не нуждаются в особых пояснениях — масса измеряется в граммах, объем в литрах или кубических сантиметрах, давление в единицах силы, отнесенных к единице площади (например, в килограммах силы, деленных на квадратный сантиметр, — эта единица давления называется атмосферой). Определение последнего параметра — температуры длительное время носило весьма расплывчатый характер: температура — это степень нагретости тела, измеряемая...

В таком определении, которое базируется на способе измерения, нет по существу четкости. Это, в частности, отразилось и на большом количестве единиц для измерения единицы температуры — градуса. Известны градусы Цельсия, Фаренгейта, Реомюра. Самый «простой» — градус Цельсия. Это одна сотая от интервала температур замерзающей и закипающей воды. Обычно измерения температуры производятся по изменению длины столбика ртути, разделенному на доли в соответствии с только что приведенным рецептом. Несмотря на отсутствие физической картины в определении температуры его было вполне достаточно для постановки опытов, в которых производились бы численные измерения и устанавливались эмпирические (т. е. полученные чисто опытным путем) закономерности. Такие опыты были поставлены, и законы поведения газов были весьма тщательно изучены.

Если мы будем рассматривать поведение одной и той же массы газа, изолированной в сосуде, то в нашем распоряжении будут три величины: давление P , объем V и температура t° , изменение которых мы сможем наблюдать. Так как величин три, то удобнее одну величину оставлять неизменной и изучать поведение второй при изменении третьей. Так и было сделано, и в физику газов вошли три основных эмпирических закона, носящих название законов Бойля — Мариотта, Шарля и Гей-Люссака.

Представим себе, что в сосуд с газом вмонтирован цилиндр с поршнем так, что имеется возможность изменять давление и объем газа (за давлением и мы должны следить с помощью манометра). Кроме того, представим себе, что мы имеем возможность сообщать газу или отнимать некоторое количество тепла так, что температура его не будет изменяться ($t^\circ = \text{const}$). Тогда для большинства газов при обычных условиях окажется, что

$$PV = \text{const, если } t^\circ = \text{const.}$$

Постоянство произведения давления на объем при постоянной температуре газа носит название закона Бойля — Мариотта — по именам двух физиков, английского и французского, независимо открывших этот закон. Отметим еще раз, что этот закон чисто опытный, т. е. он был получен на основании результатов большого числа измерений, а не как следствие теоретических предположений. Кроме того, важно, что этот закон приближенный, для разных газов наблюдаются небольшие отступления от постоянства произведения PV при постоянной температуре. Эти отступления тем значительнее, чем больше плотность и ниже температура газа. Когда газ близок к состоянию пара (тумана), закон совсем перестает действовать.

Теперь предположим, что мы закрепили поршень намертво и следим за изменением давления в сосуде с газом при изменении температуры. Тогда, если измерять температуру по шкале Цельсия, можно будет заметить, что давление начнет изменяться по такому закону:

$$P_t = P_0 \left(1 + \frac{1}{273} \cdot t^\circ \right), \quad \text{если } V = \text{const.}$$

В этом выражении P_0 — давление при $t = 0^\circ$ по шкале Цельсия, а P_t — давление при температуре $t^\circ \text{C}$ (т. е. по той же шкале). Этот закон, также опытный и также приближенный, носит название закона Шарля. Как видно из этого закона, в замкнутом сосуде, объем которого постоянен, при изменении температуры на 1° давление изменяется на $1/273$.

Теперь, если, изменяя температуру, сохранять постоянным P , то окажется, что

$$V_t = V_0 \left(1 + \frac{1}{273} \cdot t^\circ\right), \quad \text{если } P = \text{const.}$$

Это закон Гей-Люссака.

Предположим, что мы остудили наш сосуд с газом до -273° по Цельсию. Тогда, по закону Шарля, если бы мы подерживали объем постоянным, то получили бы $P_{-273} = 0$, а по закону Гей-Люссака при $P = \text{const}$ получили бы $V_{-273} = 0$. Иными словами, на основании опытных законов, полученных для обычного состояния газов, можно предсказать, что при некоторой конечной (по шкале Цельсия) температуре всякое хаотическое движение прекратится, и все молекулы и атомы газа «тихо улягутся» на дне сосуда.

В физике величина -273°C играет очень большую роль. Эту температуру называют абсолютным нулем, точнее ее значение $-273,16^\circ$. При абсолютном нуле всякое тепловое движение прекращается. Конечно, избавиться от теплового контакта с другими соседними телами у «обреченного» на сильное охлаждение тела нельзя. Поэтому нельзя у макроскопического тела получить точно температуру абсолютного нуля. Однако современная экспериментальная техника позволяет приблизиться к нулю до нескольких тысячных долей градуса. Образно говоря, абсолютный нуль также недостижим, как и бесконечно большая температура. В этом отношении абсолютный нуль очень хорошо иллюстрирует известное положение о том, что нуль это не число, а бесконечный процесс последовательных приближений.

Вернемся к опытным законам Шарля и Гей-Люссака. Если в этих законах вместо шкалы градусов Цельсия ввести новую сдвинутую на 273° так, чтобы нуль соответствовал абсолютно нулю: $T = t^\circ\text{C} - 273^\circ$, то законам Шарля и Гей-Люссака можно придать такой вид

$$P_T = P_0 \frac{T}{T_0}, \quad \text{если } V = \text{const},$$

$$V_T = V_0 \frac{T}{T_0}, \quad \text{если } P = \text{const},$$

или, поделив оба равенства на T ,

$$\frac{P_T}{T} = \frac{P_0}{T_0} = \text{const}, \quad \text{если } V = \text{const},$$

$$\frac{V_T}{T} = \frac{V_0}{T_0} = \text{const}, \quad \text{если } P = \text{const}.$$

Как видно из этих выражений, если пользоваться новой шкалой температур (она носит название шкалы градусов Кельвина), форма законов Шарля и Гей-Люссака становится более

простой, а в словесной формулировке они теперь звучат так: отношение давления к абсолютной температуре и объема к абсолютной температуре — величины постоянные для данной массы газа, если при этом соответственно неизменны объем и давление.

Ну, а теперь, если изменяются все три величины P , V и T одновременно, каким законом связать эти величины. Оказывается, что формула его очень простая:

$$\frac{PV}{T} = \frac{P_0V_0}{T_0} = \text{const.}$$

Этот закон носит название закона (уравнения) Менделеева. Вывод его несложен, с ним можно познакомиться в школьных учебниках по физике. Существенно, что этот закон можно получить как математическое следствие из трех известных ранее законов поведения газов, полученных на опыте. Несколько позже этот закон (иногда говорят «уравнение для идеального газа» потому, что строго он описывает поведение некоего идеализированного газа) мы получим другим способом.

Таким образом, мы познакомились с простыми законами, описывающими поведение газов с помощью макроскопических величин — давления, температуры и объема. Такого рода макроскопическими величинами и оперирует термодинамика. Напомним, что количество тепла обычно принято измерять в калориях. Калория, если ее сообщить грамму воды, повысит его температуру на градус. Если у тела теплоемкость C и ему сообщено количество калорий ΔQ , то его температура поднимется на ΔT :

$$\Delta Q = C\Delta T.$$

Представим себе, что мы сообщаем какой-то массе газа, помещенной в цилиндре с поршнем, который может передвигаться, порцию тепловой энергии. На что может пойти эта энергия? Во-первых, на нагревание газа, т. е. на увеличение его внутренней энергии теплового движения E , которое выразится в повышении температуры T . Во-вторых, газ, расширяясь и толкая поршень, может совершить механическую работу ΔA . Таким образом,

$$\Delta Q = \Delta A + \Delta E.$$

Это простое и очевидное равенство представляет собой не что иное, как первое начало термодинамики или закон сохранения энергии. Огромное количество «изобретений» вечных двигателей «первого рода» было вызвано незнанием (или попыткой опровергнуть) этого закона. Заметим, что в этой формулировке мы негласно считали, что внутренняя энергия нагретого газа пропорциональна его температуре.

Остановимся более подробно на том, как газ производит

механическую работу. Молекулы (или атомы) газа ударяют о стенки сосуда, в котором он находится, и тем самым производят механическое давление. Если стенка неподвижна, то после удара молекула (или атом) сохраняет свой запас кинетической энергии. При этом изменяется только направление скорости. Но если стенка будет отодвигаться под воздействием ударов, то часть энергии хаотического движения молекул будет передана стенке, потому что после удара об удаляющуюся стенку у молекулы будет меньшая энергия. Нетрудно подсчитать, какую работу совершит газ при изменении объема на небольшую часть ΔV при примерно постоянном давлении. Как известно, механическая работа есть произведение пути l на силу F :

$$\Delta A = Fl.$$

Но сила F равна произведению давления P на площадь S , поэтому

$$\Delta A = PS l = P \Delta V.$$

Иными словами, необходимо знать изменение объема, и, помножив его на давление, мы получим произведенную газом механическую работу. Ну, а если газ сжимается и соответственно ΔV имеет отрицательный знак? В этом случае механическая работа газа тоже имеет отрицательный знак, и лучше (точнее) говорить, что работа произведена над газом.

Подставим полученное выражение для механической работы, производимой газом, в формулу закона сохранения энергии. Тогда приведенное выше выражение приобретет такой вид:

$$\Delta Q = P \Delta V + \Delta E.$$

Теперь представим себе, что мы самым тщательным образом теплоизолировали наш цилиндр с поршнем, под которым находится газ. При этом мы уверены, что ни извне газ не нагревается, ни сам не отдает часть своего тепла окружающим телам. В этом случае $\Delta Q = 0$ и $-P \Delta V = \Delta E$. Последнее означает, что если газ будет расширяться и производить механическую работу (т. е. $P \Delta V$ положительно), то ΔE будет иметь отрицательный знак. Иными словами, совершающий работу при расширении газ будет терять свою внутреннюю энергию, т. е. газ будет охлаждаться.

Если небольшую порцию газа выпустить в очень большой, предварительно откаченный до высокого вакуума, объем и заставить при этом работать, то мы практически полностью можем преобразовать его тепловую энергию в механическую работу. Однако это процесс однократный для данной порции газа. О том, каков будет коэффициент полезного действия

при многократных преобразованиях, мы расскажем немного позже.

Охлаждение теплоизолированного газа, совершающего механическую работу за счет внутренней энергии при расширении, используется в холодильных машинах — так называемых турбодетандерах (первый турбодетандер был создан советским физиком П. Л. Капицей). Существенно, что принцип, положенный в основу турбодетандера, позволит ему работать при любых температурах охлаждаемых газов.

Вернемся к проблеме преобразования тепловой энергии в механическую с помощью порции газа, заключенного в цилиндре с поршнем. Выражение для механической работы

$$\Delta A = P \Delta V$$

показывает, что при одном и том же «ходе» поршня, т. е. при одном и том же ΔV , мы получим тем большую порцию механической работы ΔA , чем выше P , т. е. чем сильнее нагрет газ.

Предположим теперь, что процедуру получения механической энергии за счет тепла от какого-то нагревателя с помощью газа в цилиндре с поршнем мы хотим повторить многократно. Тогда, естественно, «первый поступок» — нагреть газ возможно больше с помощью нагревателя и расширять его, сохраняя температуру и, если можно, то и давление P . Затем, если нужно вернуть газ в прежнее состояние, необходимо, зафиксировав положение поршня (т. е. при $\Delta V = 0$), охладить газ с помощью какого-то холодильника. Это «второй поступок». При этом мы, естественно, некоторую часть тепла, накопленного в газе, отдадим «просто так», т. е. без совершения механической работы, холодильнику.

Итак, после «второго поступка» внутренняя энергия газа уменьшилась, температура и давление упали. Теперь можно сжать газ до первоначального объема. При совершении этого «поступка» нам придется совершать над газом работу. И, наконец, «четвертый поступок» состоит в нагревании газа с помощью нагревателя при фиксированном положении поршня (при этом механическая работа, как и во «втором поступке», не производится).

Таким образом, мы вернули цилиндр с газом в его первоначальное состояние, и все четыре «поступка» можно совершать заново. Количество механической работы, полученной нами в результате такого замкнутого цикла, через который прошел газ, равно $(P_1 - P_2) \Delta V = \Delta A$. В этой формуле P_1 — давление, при котором газ расширялся, а P_2 — давление, при котором нам его приходилось сжимать.

Отметим, что для того, чтобы в результате такого цикла получить механическую работу, не очень важно поддерживать давление все время на одном уровне. Существенно, что при сжатии давление было бы в среднем меньше, чем при расши-

рении. Такой циклический процесс осуществляется в очень большом количестве двигателей, преобразующих тепловую энергию в механическую.

Как мы видели, существенными элементами такого преобразователя являются нагреватель, холодильник и рабочее тело (в данном случае наш газ). В результате каждого цикла некоторая порция тепла ΔQ преобразуется в механическую работу, но часть ее тратится «впустую» (в смысле получения механической работы) и идет на нагревание холодильника. Можно, воспользовавшись уравнением газового состояния, которое было приведено выше, рассчитать коэффициент полезного действия такой тепловой машины η . Вычисления, которые мы здесь не приводим, дают следующее выражение для

$$\eta = \frac{\Delta A}{\Delta Q} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

В этом выражении T_1 и T_2 — соответственно температура нагревателя и холодильника в градусах шкалы Кельвина. Это выражение показывает, что коэффициент полезного действия будет равен единице, только если $T_2 = 0$, т. е. если холодильник будет иметь температуру абсолютного нуля. Таких реальных холодильников нет, и поэтому, к сожалению, получить коэффициент полезного действия близким к единице трудно. Однако формула дает очень четкую рекомендацию: необходимо для увеличения η увеличивать T_1 и уменьшать T_2 .

Произведем простой расчет величины для «плохого» паровоза. Пусть T_1 соответствует температуре кипения воды, т. е. 100°C или $T_1 = 100^\circ + 273^\circ = 373^\circ\text{K}$, а T_2 соответствует комнатной температуре, т. е. $T = 300^\circ\text{K}$. Тогда

$\eta = \frac{73^\circ}{373^\circ} \simeq 20\%$. Таким образом, шуточное выражение «к. п. д., как у паровоза», имеет реальную физическую основу. Для того, чтобы повысить коэффициент полезного действия в современных паротурбинных установках, используется сильно перегретый пар, т. е. величину T_1 стремятся существенно увеличить.

К вопросу о коэффициентах полезного действия тепловых машин мы вернемся позже, сейчас коротко остановимся на теплоемкости газов.

Как мы видели, изменение температуры газа при «вложении» в него некоторого количества тепла будет существенно зависеть от того, что происходит с газом в процессе нагревания. Если одновременно с нагреванием газ совершает механическую работу, то при одном и том же количестве тепла, вложенного в данную порцию газа, его температура поднимется на меньшее число градусов, так как тепло идет не только на увеличение внутренней энергии газа, но и на совершение механической работы. Если же объем порции газа

неизменен, то все количество тепла пойдет на увеличение внутренней энергии, и при прочих одинаковых условиях температура газа поднимется больше. Это означает, что в последнем случае теплоемкость газа будет меньше. В термодинамике обычно различают теплоемкость при постоянном давлении C_p и теплоемкость при постоянном объеме C_v . Из сказанного ясно, что C_p больше, чем C_v . Отметим в заключение, что у данной порции газа теплоемкость может быть не только C_p или C_v ; величина теплоемкости зависит от характера процесса, происходящего в газе, и поэтому может существенно отличаться от C_p и C_v .

Все эти рассуждения о теплоемкостях, естественно, сохраняют свою силу и для твердых и жидких тел: у них также при изменении условий, в которых они нагреваются, должна изменяться теплоемкость.

Начала термодинамики

С первым началом термодинамики — законом сохранения энергии — мы уже познакомились в предыдущем разделе. Этот закон, являющийся обобщением огромного количества опытных данных, играет очень большую роль не только в термодинамике, но и во всех разделах физики.

Остановимся подробнее на втором начале (законе) термодинамики, с одним из следствий которого мы уже столкнулись. Можно показать, что если мы «взяли» какое-то количество тепла Q_1 от нагревателя и сообщили его любому телу при температуре T_1 , а затем от этого тела сообщили порцию тепла Q_2 холодильнику при температуре T_2 , то

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}.$$

Отношение $\frac{\Delta Q}{T}$ в термодинамике играет очень большую роль, эта величина называется энтропией или, точнее, изменением энтропии. Оказывается, что если взять произвольное тело (газ, жидкость, твердое тело) или совокупность тел и производить с ним любые изменения (например, для порции газа изменять P , V и T), то сумма величин $\frac{\Delta Q}{T}$ не будет зави-

сеть от того, как изменяется состояние тела, а будет зависеть только от начальных и конечных параметров тела. Поэтому часто говорят, что энтропия зависит только от состояния те-

ла — энтропия есть функция состояния тела (или системы тел). Второе начало термодинамики утверждает, что для замкнутой системы (т. е. системы, над которой не производится механическая работа и не подводится тепло извне) энтропия может только не убывать (т. е. возрастать или сохраняться неизменной). В качестве примера рассмотрим два твердых тела, имеющих разные температуры T_1 и T_2 . Из опыта известно, что с течением времени, если у этих тел есть тепловой контакт, их температуры сравниваются на некотором среднем уровне. Можно показать, что при этом суммарное изменение

$\frac{\Delta Q}{T}$ для первого и второго тела всегда будет положительным.

Таким образом, обычное выравнивание температуры есть следствие возрастания энтропии.

Энтропия возрастает и при взаимной диффузии газов (при их взаимном проникновении за счет теплового движения) и при расширении газов в вакууме. Можно строго доказать, что коэффициент полезного действия, который был получен для тепловой машины

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

является максимально возможным. На больший коэффициент и нельзя рассчитывать, пользуясь любым рабочим телом. Второе начало термодинамики требует, чтобы при создании тепловой машины, работающей по некоторому повторяющемуся циклу рабочего тела, обязательно присутствовали нагреватель и холодильник. Сделать тепловую машину, преобразующую тепло в механическую энергию, имея только нагреватель (т. е. только одно горячее тело), нельзя.

Разберем этот вопрос подробнее. Представим себе, что мы имеем цилиндр, наполненный газом. Мы привыкли к мысли, что газ заполнит цилиндр равномерно. Однако можно представить себе ситуацию, когда все молекулы, движущиеся по законам случая, соберутся в одной половине цилиндра. Если мы дождемся такого момента (они могут быть, это не запрещено в принципе), то тогда можно подвинуть поршень на половину цилиндра и не совершить механической работы. Затем, используя только нагреватель, можно всем молекулам газа предоставить возможность «поработать» — толкать поршень и совершать механическую работу, пока объем цилиндра не расширится до нормальных размеров. При этом, как мы уже знаем, за счет порции тепла от нагревателя будет совершаться механическая работа. После того как будет получена «порция» механической энергии, нужно опять ждать момента, когда все молекулы соберутся в одной части и операцию можно повторить.

Таким образом, как будто все в порядке: налицо источник энергии (нагреватель), есть рабочее тело и удалось обойтись без холодильника. При этом коэффициент полезного действия будет равен единице, и первое начало термодинамики никаких возражений выдвигать не станет — энергия сохраняется, преобразуясь из тепловой в механическую. Однако все дело в том, что такие события происходят необычайно редко (насколько редко это бывает, мы расскажем в следующем разделе). Время ожидания оказывается существенно большим временем жизни Вселенной, и поэтому такой циклический двигатель работать не будет. Довольно часто двигатели такого рода с коэффициентом полезного действия бóльшим, чем

$$(1 - \frac{T_2}{T_1}),$$

называют вечными двигателями второго рода (они пытаются нарушить второе начало термодинамики). Поэтому иногда второе начало термодинамики формулируют как невозможность создать вечный двигатель второго рода.

Качественно, несколько упрощая, можно иллюстрировать второе начало термодинамики как невозможность у изолированного тела, все части которого имеют одинаковую температуру, появления самопроизвольного макроскопического перепада температур.

Энтропию некоторой системы тел можно описывать не только с помощью суммы отношений приращения теплоты к температуре. Выравнивание температуры в неравномерно нагретом теле, выравнивание концентрации газа за счет теплового движения в сосуде с первоначальным неравномерным распределением — это процессы, связанные с возрастанием энтропии. С другой стороны, равномерное распределение молекул газа по объему — это состояние, наиболее вероятное для большого коллектива молекул. Возрастание энтропии поэтому соответствует стремлению системы к наиболее вероятному состоянию. Поэтому, кроме данного выше определения энтропии, существует и другое — вероятностное.

Приведем еще несколько примеров, иллюстрирующих второе начало термодинамики. Представим себе, что в фокусе отражающего параболоида находится источник электромагнитного излучения (например, дуговая лампа). Если пучок параллельных лучей из этого параболоида направить в другой такой же, то в его фокусе можно получить температуру не выше, чем температура источника. Если бы можно было получить бóльшую, то это означало бы, что можно создать вечный двигатель второго рода.

Как мы видим, термодинамика охватывает и область явлений, включающую в себя и электромагнитные взаимодействия. Наличие двух тел, имеющих разные температуры, поз-

воляет в принципе всегда создать тепловую машину, преобразующую тепловую энергию в механическую с к. п. д. не выше, чем $(1 - \frac{T_2}{T_1})$.

В природе можно найти относительно большое количество таких довольно энергоемких тел, которые бы позволили создать источники механической (или после соответствующего преобразования — электрической) энергии. Так, например, хорошо известно, что в тропических морях температура верхних слоев воды 20—25°C, а на глубине в несколько десятков метров — около 4°C; в арктических водах длительное время года температура воздуха (—20) ÷ (—30°)C, а подледная вода имеет температуру около 0°C. Уже существуют технически обоснованные проекты использования этого перепада температур. Однако, по-видимому, в связи с низким к. п. д. и при наличии других, более доступных источников энергии, эти проекты не реализуются.

Термодинамика интересуется не только поведением газов; выводы из первого и второго начала термодинамики носят весьма общий характер для весьма большого количества физических явлений.

Можно ли с помощью модели получить физический закон

После краткого знакомства с законами термодинамики забудем ненадолго, что мы должны интересоваться теплотой, беспорядочным движением атомов, молекул и электронов, и попытаемся получить законы поведения газов, пользуясь только лишь законами механики и некоторыми модельными представлениями.

В примере, с которым мы сейчас познакомимся, применяется один из обычных для теоретической физики приемов. Прием состоит в следующем. Необходимо получить закон, описывающий какое-то новое явление. Чисто умозрительно делаются предположения о модели этого явления, которая должна сохранять основные его характерные особенности. Затем, пользуясь уже известными физическими законами, анализируют поведение модели, с тем чтобы получить его математическую форму. После этого выясняют, совпадает ли то, что получается в эксперименте, с тем, что предсказывают уравнения, описывающие поведения модели. Если совпадение

удовлетворительное, то значит, модель в основном верно отражает физическую картину.

После такого введения обратимся к одной очень простой модели. Предположим, что в нашем распоряжении имеется кубической формы ящик с длиной ребра a . Стенки ящика будем считать идеально упругими. Предположим, что в этот ящик мы засыпали N штук одинаковых шариков; масса каждого из них m . Пусть шарики идеально упругие так, что при столкновениях со стенками они не теряют энергии, а только изменяют направление скорости полета. Это значит, что если перед «засыпкой» шарикам была сообщена некоторая энергия, то они эту энергию сохраняют, так как мы предположили, что и стенки, и шарики идеально упругие. Если при помещении шариков в наш ящик им были сообщены самые разнообразные скорости в разнообразных направлениях, то можно в среднем предположить, что одна треть от N движется вдоль оси x , одна треть вдоль оси y и еще одна треть (последняя) — вдоль оси z . Здесь мы делаем существенное предположение, которое характеризует законы статистической физики. Это законы о некоторых средних величинах, проявляющихся лишь при наблюдении коллективного поведения большого числа микрообъектов. Судьба отдельного шарика (отдельного микрообъекта) нас не интересует.

Пусть один из шариков ударяется перпендикулярно об одну из стенок и имеет перед ударом скорость $+v$. После удара, так как стенка и шарик абсолютно упругие, его скорость должна стать равной $-v$. Это значит, что у шарика изменилось количество движения: до удара было $+mv$, а после удара стало $-mv$. Напомним известный из школьной механики закон: *изменение количества движения должно равняться силе, приложенной к телу, помноженной на время действия силы*. Изменение количества движения равно $2mv$, следовательно:

$$2mv = F_{\text{уд}} t_{\text{уд}} .$$

В этой «чисто механической» формуле $F_{\text{уд}}$ — сила, с которой шарик давил на стенку во время удара, а $t_{\text{уд}}$ — время удара.

Через промежуток времени $\frac{2a}{v}$ такой удар повторится.

За это время шарик успеет долететь до противоположной стенки, отразиться от нее и прилететь к интересующей нас стенке (напомним, что расстояние между стенками равно a). Теперь предположим, что мы измеряем не отдельные удары каждого шарика, а некое среднее давление, которое оказывают шарики, барабанившие от стенки. Тогда нас будет интересовать не $F_{\text{уд}}$, а $F_{\text{средн}}$ — средняя сила за длительный промежуток времени. Общее количество движения при такой операции усреднения должно сохраниться, и поэтому

$$F_{\text{уд}} t_{\text{уд}} = F_{\text{средн}} t_{\text{средн}}.$$

Теперь нам придется сделать еще одно предположение. Пусть шарики в нашей модели имеют очень малые размеры. Настолько малые, что можно пренебречь соударениями между шариками и считать, что время удара о стенку много меньше времени между ударами. Тогда можно приближенно предположить, что

$$F_{\text{уд}} t_{\text{уд}} = F_{\text{средн}} \frac{2a}{v}.$$

Используя это последнее выражение и приведенную выше формулу для изменения количества движения шарика, получим

$$F_{\text{средн}} = \frac{mv^2}{a}.$$

Если считать, что у всех шариков, которые ударяются о стенки, есть некоторая средняя скорость, то полная сила давления на избранную стенку равна

$$F_{\text{полн}} = \frac{mv^2}{a} \cdot \frac{N}{3}.$$

Давление на стенку P есть сила, поделенная на площадь поверхности S :

$$P = \frac{F_{\text{полн}}}{S} = \frac{F_{\text{полн}}}{a^2} = \frac{mv^2}{a^3} \cdot \frac{N}{3}.$$

Но a^3 — это объем нашего ящика. Обозначим $a^3 = V$ и, умножая обе части последнего равенства на V , получим:

$$PV = mv^2 \frac{N}{3}.$$

А теперь выпишем формулу для закона Бойля — Мариотта, который, как мы уже говорили, получен на опыте:

$$PV = \text{const}, \quad \text{если } T = \text{const}.$$

Сравнивая эти две последние формулы, можно сделать несколько выводов. Во-первых, модель с упругими шариками плюс законы механики дают тот же закон поведения P и V , что и закон Бойля — Мариотта, если общее количество энергии шариков (оно равно $\frac{mv^2}{2} N$) не изменяется. Во-вторых, если мы имели бы атомы или молекулы, *подобные* идеально упругим шарикам, имеющим ничтожно малый объем, то они *точно* описывались бы уравнением

$$PV = \frac{mv^2}{3} N.$$

А следовательно, те отклонения от закона Бойля — Мариотта, которые наблюдаются на опыте, следует отнести к тому, что выбранная модель слишком идеализированная.

Естественно, что, по-видимому, мы «напрасно» пренебрегли объемом шариков-молекул при выводе формулы, а кроме того, «напрасно» не учли, что шарики-молекулы могут взаимодействовать друг с другом. Но, правда, тогда мы получили бы другой, несколько более сложный закон. Приблизительно он совпал бы с полученной формулой, если произвести операцию, которую математики называют предельным переходом. В данном случае это означает, что нужно пренебречь малой величиной — отношением объема шариков к объему ящика.

Вернемся к нашим двум последним формулам — закону Бойля — Мариотта и закону, полученному на основании модельных представлений. Опытные результаты утверждают, что произведение объема на давление есть для данной массы газа при неизменной температуре величина постоянная. Но чему равна эта постоянная — неизвестно. Размерность произведения PV , как легко подсчитать, совпадает с размерностью энергии. Аналогичная формула, полученная для модели, дает в правой части величину, пропорциональную суммарной кинетической энергии всех шариков.

Таким образом, модель дает более полный ответ. Если увеличить энергию движения (т. е. повысить температуру) или если при одной и той же энергии каждого шарика увеличить общее число «запущенных» в ящик шариков N , то произведение PV должно увеличиться. Это те выводы, которые можно сделать, «разглядывая» формулу. Но можно их и проверить на реальных газах. Оказалось, что все так и происходит, как предсказывает формула, полученная для модели: чем больше газа и чем он сильнее нагрет, тем больше произведение PV .

Теперь осталось сделать еще один шаг, чтобы получить полное уравнение газового состояния. Предположим, что кинетическая энергия каждого шарика-атома пропорциональна его абсолютной температуре T :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Можно было поставить вместо $\frac{3}{2} kT$ просто множитель пропорциональности k , однако, как показали более глубокие исследования, лучше (правильнее) ввести числовой множитель $\frac{3}{2}$.

После такого очень существенного предположения, заменив mv^2 на $3 kT$, мы получаем для нашей модели уравнение

$$\frac{PV}{T} = kN,$$

которое совпадает с уравнением газового состояния

$$\frac{PV}{T} = \text{const.}$$

Так же как и в случае с законом Бойля — Мариотта, модель дает больше информации: в правой части стоит величина, пропорциональная числу атомов-шариков. Этот новый вывод был проверен на опыте, который дал очень хорошее совпадение с полученной формулой закона, описывающего поведение модели.

Таким образом, предположение, что поведение газа можно описать как беспорядочное движение шариков, упруго отскакивающих от стенок сосуда, имеющих малый объем и среднюю кинетическую энергию, пропорциональную температуре, оказалось правильным. Это означает, что то, что раньше называлось «степенью нагретости тела», на самом деле есть средняя кинетическая энергия беспорядочного теплового движения атомов. Это новое и очень существенное положение в свое время имело революционизирующее значение для развития теории молекулярно-кинетического строения материи.

Вернемся на некоторое время к полученному закону. В правой части уравнения состояния газа стоят два числа: k — это коэффициент пропорциональности между кинетической энергией и температурой (он носит название постоянной Больцмана по имени ученого, который был одним из основоположников статистической физики) и N — общее число атомов. Обычно в правой части уравнения газового состояния пишут не k , а $\frac{M}{\mu} k N_A$, где под M подразумевается общая масса газа, μ — атомный вес в граммах, N_A — число Авогадро. Объясняется смысл этой замены очень просто. Представим себе, что массу каждого атома мы будем выражать в единицах атомного веса, приняв массу атома водорода за единицу массы. Если бы нам каким-то образом удалось подсчитать число атомов в 1 г водорода, то если брать граммов выбранного химического элемента во столько раз больше, во сколько атом этого элемента тяжелее атома водорода, в нем будет столько же атомов, сколько в 1 г водорода. Это число физикам хорошо известно, оно равно $6,023 \cdot 10^{23}$ «штук» атомов и носит название числа Авогадро. Поэтому число атомов в массе известного химического элемента N равно $\frac{M}{\mu} N_A$, где μ — масса одного атома этого элемента в водородных единицах, выраженная в граммах.

Используя эту замену, можно уравнению газового состояния придать такой вид:

$$\frac{PV}{T} = kN = \frac{M}{\mu} k N_A = \frac{M}{\mu} R.$$

Величину R называют универсальной газовой постоянной. Если P измерять в атмосферах V — в литрах, а T в градусах Кельвина, то $R = 0,082$. Заметим, что эта постоянная действительно универсальная, так как она не зависит от химического состава газов. С помощью этого закона нетрудно заранее рассчитывать параметры данной массы газа. Предположим, что в сосуде емкостью 3 л содержится 8 г гелия при температуре 27°C . Пользуясь выведенным законом и знанием универсальной газовой постоянной, можно вычислить величину давления P в этом сосуде. Для этого достаточно подставить в уравнение газового состояния значения $M = 8$ г, $V = 4$ л, $T = 273^\circ + 27^\circ = 300^\circ\text{K}$, $\mu = 4$ г (один атом гелия весит в 4 раза больше, чем атом водорода). Тогда:

$$P = R \frac{M}{\mu} \frac{T}{V} = 16,4 \text{ атм.}$$

Таким образом, начав обсуждать свойства идеализированной модели, мы в итоге получили известный из опыта закон, приближенно описывающий поведение газов, и научились на бумаге предсказывать неизвестные параметры состояния газа по известным. Однако, к сожалению, это только приближенный закон (ведь модель очень упрощена), и цифра, которая получилась при расчете, лишь приближенно совпадает с той, что получается в результате опыта. Правда, при достаточно высоких температурах, не слишком высоких давлениях и для достаточно легких газов расхождение между тем, что получается на опыте, и тем, что можно получить с помощью выведенной формулы, невелико: оно составляет лишь несколько процентов.

Естественно, что у физиков возникло оправданное желание: усложнив модель (т. е. учитывая то, чем вначале пренебрегли), получить более точный закон, который мог бы описывать не только состояние разреженного газа, но и пара и жидкости. Попыток в этом направлении было сделано очень много, однако, к сожалению, получить универсальный закон для любого вещества не удалось. Вместо одного универсального закона есть довольно много уравнений, каждое из которых в своей области более или менее удачно «подправляет» уравнение состояния для идеального газа.

Основная трудность в создании такого универсального закона состоит в том, что весьма сложными оказались законы, описывающие взаимное притяжение атомов и молекул.

Подведем итог изложенному в этом разделе. Мы рассмотрели модель по существу чисто механическую, и с ее помощью, используя уравнения механики и в самом простом виде операцию усреднения, получили зависимость давления в газе от температуры, массы молекул (атомов) газа и объема. При этом, что самое существенное, мы получили давле-

ние как результат воздействия большого числа ударов шариков атомов. Естественно, что для небольшого числа атомов решение такой задачи потеряло бы всякий смысл.

Здесь мы столкнулись с основной характерной задачей статистической физики: отыскание законов, свойственных большим ансамблям (коллективам) взаимодействующих, обменивающихся энергией объектов. Для статистической физики, как оказалось во многих случаях, не играет существенной роли, каким законам подчиняются объекты — квантовым или классической механики. Ряд чисто статистических законов (т. е. законов коллективного поведения) не зависит от законов, свойственных объектам.

Одна из основных задач статистической физики — отыскание функции распределения. Поясним, что это такое, на примере ящика, заполненного упругими шариками-атомами.

Если шарики-атомы хотя бы немного взаимодействуют друг с другом и со стенками, то происходит обмен энергией, подчиняющейся законам случая. При этом одному выбранному атому от столкновения до столкновения достается то больше энергии, то меньше, в соответствии с этим меняется и его скорость. Если же можно было бы сделать мгновенную фотографию хаотического движения атомов, то среди них мы нашли бы и очень быстрые, и не слишком быстрые, и совсем медленные. Так вот, математическая форма записи «очень быстрые, не слишком и совсем медленные» — это и есть функция распределения молекул по скоростям (или соответственно по энергиям).

Статистическая физика занимается не только проблемой получения функции распределения. Кроме средних значений параметров, во многих приборах проявляются случайные отклонения от средних значений. Например, давление, которое можно вычислить с помощью уравнения состояния идеального газа, есть среднее давление, которое покажет прибор с большей постоянной времени (т. е. усредняющей свои показания в течение длительного времени). Если бы мы воспользовались безынерционным прибором, то он показал бы, что среднее давление складывается из множества отдельных случайных толчков.

Очень важно, что случайные отклонения (их называют флуктуациями) играют тем большую роль, чем меньше микрообъектов (атомов, молекул и т. п.) участвует в соответствующем измерении. Это легко понять на том же примере с измерением давления, которое оказывают атомы и молекулы газа на стенку сосуда. Чем меньшую площадь для измерения давления мы выберем, тем меньше будет ей «доставаться» ударов, и, следовательно, давление будет хуже усредняться, а отдельные удары будут сильнее сказываться на общем фоне. Поэтому относительная роль флуктуаций возрастает при

уменьшении размеров статистического коллектива, который мы изучаем.

Чтобы представить себе, с какими «коллективами» имеет дело статистическая физика, укажем, что в одном кубическом сантиметре воздуха при нормальных условиях содержится $2,7 \cdot 10^{19}$ атомов, в кубическом сантиметре металла — около 10^{20} свободных электронов; даже в полупроводниках на кубический сантиметр приходится $10^{16} + 10^{17}$ электронов.

Можно привести численные оценки, которые характеризуют статистические явления. Предположим, что в комнате объемом 100 м^3 все атомы случайно соберутся в одной ее половине. Всего атомов воздуха примерно $3 \cdot 10^{27}$ (это нетрудно подсчитать с помощью приемов, о которых шла речь выше). Вероятность встретить один избранный атом в одной из половин составляет $1/2$. Вероятность встретить два избранных атома в одной и той же половине равна $1/2 \cdot 1/2$, так как эти события независимы, и поэтому вероятности перемножаются. Точно так же можно утверждать, что вероятность встретить все атомы в одной половине составляет $(0,5)^{3 \cdot 10^{27}}$. Это очень маленькая величина, ее удобнее выразить так:

$$(0,5)^{3 \cdot 10^{27}} \approx 10^{-27}.$$

Можно подсчитать, что такое событие осуществляется (это действительно так), но только очень редко: примерно один раз в 10^9 млрд. лет.

Таким образом, статистическую физику интересуют очень незначительные отклонения от средних значений, постольку поскольку в реальных условиях при разумных временах наблюдения такие сильные флуктуации, как только что рассмотренная, практически не происходят (т. е. вероятность того, что они произойдут, ничтожно мала).

К флуктуационным явлениям мы будем еще неоднократно возвращаться на протяжении всей книги, а теперь, после этого краткого «Введения во введение» в статистическую физику, вернемся к новому определению температуры.

Сколько энергии в одном градусе?

В предыдущем разделе, рассматривая модель идеального газа, мы ввели новое определение абсолютной температуры — величины, пропорциональной средней кинетической энергии атомов газа

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Как показал опыт, это предположение оказалось правильным, и численные значения давления и объема, получаемые

из уравнения газового состояния, хорошо совпали с теми, что наблюдаются на опыте. Таким образом, вместо нечеткого, расплывчатого понятия «степени нагретости тела» появилось четкое, однозначное определение: *средняя кинетическая энергия атомов и молекул*.

Однако в огромном количестве физических приборов, экспериментов, таблиц используют очень удобно определенную единицу — «градус». Физикам пришлось пожалеть эту единицу и ввести переводной множитель, с помощью которого можно перейти от градусов к эргам или джоулям. Как мы уже говорили, этот множитель обычно называют постоянной Больцмана. Он равен $1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{град}}$ или $1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{джоуль}}{\text{град}}$. Так как температура стала величиной, измеряемой в единицах энергии, то можно говорить, что у нас в комнате не столько-то градусов, а столько-то килограммометров или джоулей. Но, правда, это будут не килограммометры или джоули, а очень малые их доли.

Из самых маленьких величин измерения энергии ближе всего к градусам электрон-вольт. Один электрон-вольт, как известно, равен $1,6 \cdot 10^{-12}$ эрга. Это значит, что один электрон-вольт равен $11\,606^\circ$. Поэтому, когда на улице термометр показывает $+27^\circ$ по Цельсию, это соответствует 300° по Кельвину или примерно $0,027$ электрон-вольта. При такой температуре на улице довольно жарко, а при $0,020$ электрон-вольта — сильный мороз. Этой величине энергии соответствует примерно 222° по Кельвину или -51° по Цельсию. Из этого примера видно, что и в быту, и в технике пользоваться для измерения температуры электрон-вольтами не слишком удобно.

Вернемся еще раз к формуле, связывающей среднюю кинетическую энергию молекулы с температурой. В этой формуле стоит множитель $\frac{3}{2}$. Смысл введения этого множителя заключается в следующем: оказалось, что правильнее считать не просто среднюю кинетическую энергию пропорциональной T , а предполагать, что на каждую степень свободы приходится в среднем порции энергии, равная $\frac{1}{2} kT$.

У одиночного атома-шарика есть три степени свободы (три возможных несвязанных вида передвижения) в трехмерном пространстве. Но если мы имеем дело с двухатомной молекулой, которая напоминает миниатюрную гантель, то, чтобы характеризовать движение такой молекулы, нужно уже пять чисел. Три из них будут характеризовать поступательное движение, а два — возможные вращения такой гантели вокруг двух, взаимно перпендикулярных осей. Иными словами, у двухатомной молекулы пять степеней свободы. А это означает, что средняя кинетическая энергия такой двухатомной молекулы должна равняться $\frac{5}{2} kT$. Как проверить это предположение?

Это оказалось несложно. Вспомним, что такое теплоемкость некоторого тела. Если какому-то телу сообщено некоторое количество тепла ΔQ , то его температура увеличится на величину ΔT , пропорциональную ΔQ . Коэффициент пропорциональности C и есть теплоемкость тела:

$$\Delta Q = C \Delta T.$$

Предположим теперь, что мы сообщили одно и то же количество тепла ΔQ одному и тому же количеству одноатомных и двухатомных молекул. Тогда в соответствии с предположением о равномерном распределении энергии по степеням свободы для одноатомного газа $\Delta Q = \frac{3}{2} k N \Delta T_1$, а для двухатомного $\Delta Q = \frac{5}{2} k N \Delta T_2$. Это значит, что теплоемкость одноатомного газа $\frac{3}{2} k N$, а двухатомного $\frac{5}{2} k N$.

Соответствующие опыты были поставлены и дали очень хорошее совпадение экспериментальных результатов с этим предсказанием теории. Таким образом, предположение о равномерном распределении тепловой энергии по степеням свободы оправдалось. Совпадение было получено не только для простых двухатомных молекул, но и для более сложных, в которых необходимо учитывать как перемещение молекулы в пространстве, так и взаимные колебания отдельных частей молекул (колебательные степени свободы).

Теперь можно сделать следующий шаг в рассмотрении картины теплового движения. Если мы имеем смесь двух газов — одного, состоящего из очень легких молекул, а другого из очень тяжелых, — будет ли и в этом случае на каждую степень свободы в среднем приходится «доза» энергии в $\frac{1}{2} kT$? Или в предельном случае, если в нашем распоряжении имеется сосуд с газом, внутри которого помещено макроскопическое тело, например, кирпич, — будет ли на поступательную степень свободы этого кирпича приходится в среднем энергия в $\frac{1}{2} kT$ за счет хаотических толчков молекул газа? Оказалось, что и в этом случае опыт дает положительный ответ: для произвольных тел, находящихся в состоянии теплового равновесия, на каждую степень свободы в очень широком интервале температур приходится $\frac{1}{2} kT$.

Велика ли скорость беспорядочного движения кирпича при комнатной температуре? Расчет показывает¹, что она в среднем примерно равна $10^{-8} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$. На первый взгляд, это величина, не представляющая интереса. Однако это не так. Оказалось, что то, что энергия теплового движения равномерно распределена по всем степеням свободы, ставит предел измеримости малых физических величин. Так, например, рамки

¹ При этом мы, конечно, предполагаем, что опыты поставлены в условиях невесомости, и кирпич свободно парит, окруженный молекулами газа.

гальванометров совершают все время небольшие тепловые колебания, и силу тока в этой рамке можно измерить только в том случае, если ток больше некоторой величины. О том, как борются с этой неприятностью физики-экспериментаторы, мы подробнее расскажем дальше. А сейчас перейдем к случаям, когда распределение энергии по степеням свободы перестает быть равномерным.

Таких «случаев» оказалось довольно много. Прежде чем перейти к описанию центрального случая, для которого гипотеза о равномерном распределении не выполняется, напомним положение, о котором мы уже вскользь упоминали. Степени свободы могут быть поступательными, вращательными и колебательными. Колебательные степени свободы очень удобно изучать на струне. Каждой колебательной степени свободы соответствует своя стоячая волна. Иными словами, вдоль струны должно уложиться целое число полуволн. Это механические колебательные степени свободы. Аналогичные степени свободы можно «отыскать» и в полых металлических резонаторах, которые в настоящее время нашли широкое распространение в радиолокационной технике. Каждая стоячая электромагнитная волна в таком резонаторе — это колебательная степень свободы. Но таких стоячих волн можно представлять себе неограниченно много — для этого достаточно предположить, что мы должны брать все более и более малые волны, то есть все более и более высокочастотные колебания. А это в свою очередь означает, что теплоемкость такого резонатора будет бесконечной: ведь степеней свободы бесконечно много, а чтобы поднять температуру, нужно вложить $\frac{1}{2}k\Delta T$ в каждую степень свободы. Это явное противоречие послужило основой для создания теории квантов, которой мы сейчас кратко коснемся.

Если исходить из предположения о равномерном распределении энергии по степеням свободы в резонаторе для электрических колебаний, то можно рассчитать, какую мощность излучает нагретый резонатор, стенки которого покрыты черной краской, а излучение проникает наружу через небольшую дырочку в поверхности. Такой резонатор обычно называют черным телом. Если в расчете излучения такого резонатора проанализировать, сколько мощности электромагнитного излучения приходится на разные длины волн, то окажется, что чем короче волна, тем большая мощность на нее приходится. А так как, согласно гипотезе о равномерном распределении энергии тепловых колебаний по степеням свободы, нет никаких ограничений для возможных частот, то, следовательно, полная мощность излучения должна была бы быть бесконечной. Эта бесконечность того же происхождения, что и бесконечная теплоемкость резонатора, о которой шла выше речь.

Бесконечности в физике (в отличие от математики) озна-

чают, что исходные теоретические предпосылки неверны, или, точнее, не всегда верны. Такого рода «трудности теории» требуют от теоретиков ревизии основных положений. Такая ревизия и была проделана около 60 лет назад Максом Планком. Оказалось, что достаточно предположить, что величина энергии излучения может передаваться только вполне определенными порциями — квантами, как и бесконечной теплоты, и бесконечной мощности излучения не стало.

Читателю, по-видимому, хорошо известно, что величина минимальной порции энергии — кванта пропорциональна частоте излучения ν : $E=h\nu$. Коэффициент пропорциональности h носит название постоянной Планка. Теория квантов дала очень близкое к реальному описание того, как распределяется по различным частотам тепловое излучение черного тела (резонатора с дырочкой в поверхности). В области низких частот (то есть малых значений ν) с ростом частоты растет и мощность излучения, приходящаяся на определенную длину волны. В этой области все обстоит так, как это следует из гипотезы о равномерном распределении энергии по степеням свободы.

Однако, когда частота ν становится такой, что $h\nu \approx kT$, рост мощности излучения, приходящегося на определенную длину волны, сначала замедляется, а затем начинает спадать. Таким образом, классическое представление о равномерном распределении энергии по степеням свободы и об энергии, как о величине, которая может делиться на сколь угодно малые доли, перестает быть справедливым, когда $h\nu \approx kT$. Наибольшая плотность излучения, которая приходится на полосу частот, определяется температурой тела. Вспомните, как греет электрический утюг на расстоянии. Это излучение электромагнитных волн в основном инфракрасного диапазона. Глазом они не видны, но поверхность кожи их чувствует. Нагретый утюг, который излучает примерно так же, как черное тело, дает не только инфракрасное излучение (для этих длин волн у него максимум мощности излучения на полосу частот), но и более длинные волны — миллиметровые и сантиметровые, и более короткие. Дает он и видимый свет. Но свет этот очень слаб, и глазом отличить это излучение от нормально нагретого утюга нельзя.

Теперь представим себе, что мы нагрели тот же утюг каким-то способом до температуры 600° по Цельсию. Утюг, которым гладить, естественно, уже нельзя, засветится темно-вишневым цветом. Это означает, что максимум излучения по длинам волн передвинулся в область красной части (в видимом глазом спектре). Если тот же утюг нагреть до 800 — 1000° , то он станет желтого цвета — максимум излучения передвинется дальше в область более высоких частот (более коротких волн).

Эти «превращения» нагреваемого утюга очень хорошо описываются теорией Планка. Как мы уже отмечали, максимум плотности излучения, приходящейся на полосу частот, однозначно определяется температурой. Чем выше температура, тем на более высокую частоту (более короткую волну) приходится этот максимум. Однако не только местоположение максимума определяется температурой. Благодаря теории Планка, удалось вычислить и величину мощности излучения, приходящегося на полосу частот, которая, как оказалось, определяется частотой, температурой и поверхностью излучающего тела.

На этом мы закончим краткий обзор понятия «градус», в котором мы коротко коснулись представлений о равномерном распределении энергии по степеням свободы и о теории квантов. К понятию градус мы еще будем возвращаться неоднократно дальше, а сейчас перейдем к вопросу о быстрых и медленных тепловых движениях молекул.

Формула для барометра. Быстрые и медленные молекулы

Когда мы выводили уравнение газового состояния на основе механической модели, мы ввели понятие средней кинетической энергии молекулы (атома) для данного газа. Естественно, при этом подразумевалось, что под средней кинетической энергией $E_{\text{кин}} = \left(\frac{mv^2}{2} \right)$ (значок — означает усреднение) имеется в виду такая величина:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{N} \left(\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + \dots \right),$$

где v_1, v_2, \dots — мгновенные значения скорости каждой из молекул в данный момент, а N их общее число. Как потом выяснилось, средняя кинетическая энергия есть не что иное, как температура газа, помноженная на некоторый постоянный множитель. Поэтому, чтобы определить среднее значение кинетической энергии молекул данного газа, нет необходимости, подобно Фаусту, восклицать: «Остановись, мгновение, ты прекрасно!» — и с помощью некоего фантастического прибора быстро измерить мгновенные значения скорости всех молекул. Достаточно знать температуру и сорт газа.

Однако статистическая физика интересуется не только

средними значениями некоторых величин микрообъектов, но и отклонениями от этих средних значений. Так, например, одной из задач статистической физики является определение так называемых функций распределения, о которых мы уже немного говорили. Что это за функции и что они распределяют, мы сейчас выясним.

Представим себе, что происходит перепись населения в какой-то стране. При сборе данных оказалось, что жителей в возрасте до года — 2%, от года до двух лет 3%, от двух лет до трех — 2,8% и т. д. Если теперь построить график зависимости процентного состава жителей от возраста, то мы получим функцию распределения жителей данной страны по возрастам. Конечно, это будет не точно функция распределения, а ее ступенчатое приближение, так как мы задались интервалом в один год. Можно получить ступеньки более частые, разбив годы на части, и тогда полученная ступенчатая зависимость будет еще ближе к истинной функции распределения жителей данной страны по возрастам.

Теперь вернемся к функциям распределения в статистической физике. Обратимся к распределению молекул в атмосфере нашей планеты по высоте. Иными словами, попытаемся выяснить, как изменяется число молекул и давление с высотой над поверхностью Земли.

Естественно предположить, что если бы удалось сделать мгновенную фотографию всех молекул в некотором объеме, мы бы встретили самые разнообразные молекулы: и медленные, и быстрые, и очень быстрые. Естественно, что самые быстрые молекулы, если скорость их движения направлена вверх, могут улетать очень далеко от поверхности Земли. Они будут лететь кверху с замедлением до тех пор, пока их начальная кинетическая энергия $\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{нач}$ не превратится целиком в потенциальную энергию в поле тяжести Земли mgH (в этом выражении g — ускорение свободного падения, H — высота).

Когда $\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{нач}$ станет равной mgH , молекула остановится, а затем станет, ускоряясь, падать вниз. Таким образом, очень высоко «заберутся» лишь те молекулы, которые имели вблизи поверхности Земли относительно большую скорость. По-видимому, число молекул в единице объема (концентрация) должно падать с ростом высоты над поверхностью Земли. Попытаемся получить математический закон изменения концентрации молекул с высотой, используя уже выведенное уравнение состояния для идеального газа:

$$PV = NkT.$$

В этом уравнении P — давление, V — объем, N — общее число одинаковых молекул в объеме V , k — постоянная

Больцмана, T — температура по шкале Кельвина. Если в этом уравнении мы поделим обе части на V , то получим другую его запись:

$$P = \frac{N}{V} kT = nkT,$$

где n — концентрация (число молекул в единице объема).

Предположим, что вблизи поверхности Земли давление и концентрация молекул для идеального газа равны соответственно P_0 и n_0 , а на некоторой высоте H соответственно P и n . Предположим, что от высоты H мы забрались немного выше: до высоты $H + \Delta H$ (ΔH — малый прирост к H). Тогда мы сможем воспользоваться законом Архимеда для газов. Уменьшение давления при подъеме на высоту ΔH в газе (и в жидкости тоже) равно ΔP :

$$\Delta P = -D\Delta H,$$

где D — удельный вес газа (жидкости). Если масса молекулы равна m , а концентрация n , то

$$D = mng.$$

Подставим это выражение для D в формулу для ΔP и одновременно заменим n на $n = \frac{P}{kT}$ (здесь мы воспользовались уравнением газового состояния). Получим:

$$\Delta P = - \frac{mg}{kT} \cdot P\Delta H.$$

В этом выводе мы приближенно считали, что внутри интервала ΔH и P и n существенно не изменяются. Таким образом, можно приближенно подсчитать, как меняется давление при небольшом изменении высоты ΔH . Ну, а если мы захотели бы рассчитать давление при существенном изменении высоты, то эту операцию придется многократно повторить, разбив H на множество долей ΔH . Причем если для первой доли ΔH_1 нам в правую часть формулы можно было бы вставить P_0 — давление в «самом низу», то для подсчета ΔP_2 пришлось бы вставлять $P_0 - \Delta_1 P$, а для ΔP_3 соответственно

$$P_0 - \Delta P_1 - \Delta P_2.$$

Естественно, что при таком подсчете результат получится приближенным, но он будет тем точнее, чем на меньшие доли ΔH мы разобьем H . Если разбить H на бесконечно малые доли и, подсчитывая полное изменение P , складывать бесконечно большое число бесконечно малых значений изменения давления, то мы получим точный ответ. Эта операция называется интегрированием, а ее результат для нашего случая выглядит так:

$$P = P_0 e^{-\frac{mgH}{kT}}$$

и

$$n = n_0 e^{-\frac{mgH}{kT}}$$

В этих двух формулах P_0 — давление и n_0 — концентрация внизу, P и n — соответственно давление и концентрация на высоте H , а e — основание натуральных логарифмов ($e \simeq 2,72...$). Такое убывание давления и концентрации часто называют экспоненциальным. Формула для давления называется барометрической.

Отметим, что при выводе этой формулы предполагалось справедливым уравнение состояния для идеального газа; молекулы газа при этом рассматривались как невзаимодействующие и обладающие ничтожно малым объемом. Несмотря на такие «грубости» при выводе, барометрическая формула очень хорошо подтверждается на опыте для реальных газов.

Подсчитаем, на какой высоте давление упадет в e раз (т. е. примерно в 3 раза). В этом случае

$$\frac{mgH}{kT} = 1.$$

Отсюда

$$H = \frac{kT}{mg}.$$

Подставим в это выражение

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{град.}}$$

$$T = 300 \text{ град}, g = 980 \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}; m = 5,3 \cdot 10^{-23} \text{ г.}$$

(мы взяли вес одной молекулы кислорода, которая в 32 раза тяжелее атома водорода). После подстановки получим $H \simeq 8 \text{ км.}$ Таким образом, на высоте Эвереста давление и концентрация составляют всего лишь одну треть от нормальных.

С помощью этой же барометрической формулы можно подсчитать давление вокруг космических кораблей «Восток» и «Восход», которые достигали высоты 300 км. Подсчет показывает, что давление должно упасть в 10^{16} раз. На этой высоте в 1 см^3 останется только около тысячи молекул.

Оказывается, что барометрическая формула справедлива не только для идеального газа, состоящего из одинаковых

молекул. Она справедлива и для разнородных смешанных газов, и даже для очень небольших частичек, взвешенных в жидкости. Увлекаемые тепловым движением легкие частички, вполне поддающиеся измерению с помощью микроскопа, распределяются в сосуде по высоте точно по барометрической формуле для концентрации n . В этом случае в барометрической формуле m — масса такой частички. Если удельный вес вещества, из которого «сделаны» частички, известен, а их размеры можно измерить с помощью микроскопа, то можно заранее знать массу m . Зная массу m , температуру T и концентрации n на разных высотах, можно из опыта определить постоянную Больцмана k . Это так называемый опыт Перрена.

Отметим, что в этом опыте, который сейчас уже представляет собой рядовую задачу в практикуме для студентов, необходимо учитывать и подъемную силу (силу Архимеда), действующую на каждую частичку в жидкости, что немного изменяет вид барометрической формулы. Отметим также, что справедливость барометрической формулы для крупных частичек тесно связана с равномерным распределением энергии по степеням свободы, о котором мы говорили в предыдущем разделе.

После нашего краткого знакомства с законами изменения давления и концентрации в поле тяжести Земли нужно добавить «к чести» барометрической формулы, что ее применимость не ограничивается распределением P и n в гравитационном поле. Так, если бы не было гравитационного поля, но частичкам сообщили бы электрический заряд и поместили их в электрическое поле, то концентрация этих частичек при наличии теплового движения также изменялась бы по барометрической формуле. В этом случае нужно было бы mgH заменить на потенциальную энергию в электрическом поле qV (где q — потенциал электрического поля):

$$n = n_0 e^{-\frac{qV}{kT}}.$$

Этот закон иногда называют законом Больцмана. В дальнейшем мы остановимся еще на одном случае, когда барометрическая формула справедлива, а сейчас перейдем к рассмотрению распределения молекул в газе по скоростям.

Как мы уже говорили, при тепловом хаотическом движении только в среднем кинетическая энергия молекулы равна $\frac{3}{2}T$. Для каждой из молекул наступают «в жизни» мгновения, когда ей повезет и она получит сильный толчок от нескольких других молекул, а соответственно, и большую кинетическую энергию. В другие моменты при столкновениях она отдает почти все приобретенное и почти останавливается. Несколько более сложные выкладки, которых мы здесь не приводим,

дают следующее выражение для плотности распределения молекул по скоростям:

$$\frac{\Delta n}{n} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} V^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \Delta v.$$

В этой формуле, как и раньше, k — постоянная Больцмана, T — температура в градусах Кельвина, m — масса одной молекулы, V — скорость молекулы. Эта формула показывает, что в интервале скоростей от V до $V + \Delta V$ содержится Δn молекул от общего числа n . Впервые ее вывел в 1859 году Максвелл. Другой вывод этой формулы несколько позднее и исходя из других соображений дал Больцман. Поэтому ее обычно называют формулой Максвелла — Больцмана.

Что за вид у графика кривой, описывающего эту функцию? Это кривая, имеющая один максимум и обращающаяся в нуль при $V = 0$ и при $V = \infty$. Чем ниже температура, тем этот максимум ближе к $V = 0$ и тем он более острый. При повышении T функция распределения «растягивается», максимум становится не таким высоким, более расплывчатым и перемещается в область больших скоростей.

Этот максимум на кривой функции распределения молекул по скоростям соответствует самой вероятной скорости молекул. Так, для молекул азота при 500°C наивероятнейшая скорость — 750 см/сек , а при 20°C (т. е. при комнатной температуре) около 400 см/сек .

Интересно, что общая доля молекул, скорость которых лежит в пределах от 0,9 до 1,0, от наивероятнейшей составляет 8,25%, а доля молекул со скоростью больше, чем утроенная наивероятнейшая, составляет всего 0,03%.

Формула Максвелла — Больцмана показывает, что все же есть молекулы с очень большими скоростями. Если вспомнить, что нашу Землю покинет любое тело, имеющее вторую космическую скорость $11,2 \text{ км/сек}$, то можно вычислить, сколько таких молекул встретится в земной атмосфере и как силен будет их поток. Расчет показывает, что число молекул, покидающих Землю, невелико, и Земля еще не скоро в результате этого процесса могла бы лишиться атмосферы. С Луной дело обстоит иначе. Ее вторая космическая скорость меньше, и она вполне могла растерять свою атмосферу за счет максвелловского распределения.

Всегда ли справедлива формула Максвелла — Больцмана? Ну, конечно, нет: для слишком больших скоростей V должны сказываться эффекты специальной теории относительности, которые при выводе этой формулы не учитывались. Кроме того, при выводе предполагалось, что скорость молекул может лежать в пределах от нуля до бесконечности, в то время как скоростей, больших, чем скорость света, быть не

может. Кроме того, при достаточно низких температурах (т. е. при общем понижении скоростей молекул) при малых V молекулы могут слипаться — вступит в силу взаимное притяжение молекул, которое также при выводе не учитывалось. Иными словами, формула Максвелла — Больцмана приближенная, однако в очень широком интервале температур совпадение опытных результатов с тем, что предсказывает эта формула, хорошее.

Прежде чем перейти к другим проблемам, интересующим статистическую физику, остановимся еще на одной важной особенности функции распределения по скоростям.

Как мы уже говорили, функция распределения позволяет рассчитать, сколько молекул из общего числа имеют скорости в интервале от V до $V + \Delta V$. Если бы мы сделали мгновенное описание всех молекул за очень короткий промежуток времени, мы получили бы набор молекул по скоростям, очень близкий к функции распределения Максвелла — Больцмана. Повторяя такие мгновенные описания много раз и затем производя усреднения, можно получить еще более точное приближение к теоретической функции распределения. Иными словами, то, что предсказывается теорией, — результат, строго говоря, бесконечного числа измерений. Важно при этом, что чем больше молекул, тем меньше измерений придется проводить, чтобы получить хорошее совпадение теории с экспериментом.

Теперь остановимся ненадолго на одной очень существенной проблеме. Все молекулы, входящие в рассматриваемый ансамбль, равноправны. Это означает, что и их «биографии» в среднем одни и те же. Следовательно, если в данный момент у какой-то определенной молекулы, которую мы почтили своим вниманием, скорость близка к наивероятнейшей, а у другой в 3 раза больше, то через некоторое время в результате серии столкновений они могут поменяться ролями. Это означает, что каждая молекула, вообще говоря, должна за всю свою биографию «перебрать» все возможные скорости от нуля до очень больших. При этом естественно, что чаще всего ее скорость должна быть близка к наиболее вероятной. Нетрудно сообразить, что функция распределения молекул по скоростям позволяет не только сказать, сколько молекул из общего числа лежит в избранном интервале скоростей, но и какова вероятность для одной данной молекулы иметь скорость в том же интервале. Отношение $\frac{\Delta n}{n}$ в формуле Максвелла — Больцмана есть не только отношение числа молекул Δn в интервале скоростей от V до $V + \Delta V$ к общему числу молекул n ; это отношение одновременно есть и вероятность в данный момент для одной молекулы оказаться в этом же интервале скоростей.

Формула барометра в атоме и лазере

Как мы уже говорили, законы статистической физики часто не слишком сильно зависят от законов, управляющих поведением отдельных объектов, входящих в статистический коллектив. Барометрическая формула, которая была подробно проанализирована в предыдущем параграфе, как оказалось, имеет самое непосредственное отношение и к отдельным атомам и молекулам.

Напомним некоторые истины, ставшие почти прописными. В атоме есть тяжелое заряженное положительно ядро, состоящее из протонов и нейтронов, вокруг которого вращаются электроны. Число электронов у неионизированного атома равно числу протонов. Каждый электрон может вращаться только по определенной орбите. Орбиты отличаются друг от друга расстоянием от ядра. Так как электрон и ядро имеют разные электрические заряды, то на более удаленных от ядра орбитах электрон имеет больший запас энергии. В связи с тем, что орбиты — определенные, значения энергии тоже определенные. Разница между энергиями электрона (или правильное говорить — энергии атома в целом) на разных орбитах и равна кванту энергии, «характерному» для данного атома.

Атом может получать кванты энергии при столкновении с другими атомами в процессе теплового движения или при ударах предварительно ускоренных электронов, или при облучении электромагнитными волнами. Так же происходит отдача энергии возбужденным атомом (т. е. атомом, имеющим избыточное значение энергии над минимальным уровнем, при котором атом считается невозбужденным).

Сходная, но несколько более сложная картина наблюдается и у молекул. Кроме разных наборов энергий у электронов отдельных атомов, входящих в молекулу, возможны и другие свойственные ей формы движения, которым также соответствуют определенные (дискретные) порции энергии. Для простейшей молекулы, состоящей из двух жестко сцепленных атомов, это вращательное движение. Законы квантовой механики разрешают для такой молекулярной гантели только определенный набор скоростей вращения и соответственно определенный набор энергий для вращательного движения (так называемые ротационные уровни энергии).

Если атомы в такой двухатомной молекуле не жестко связаны друг с другом, а так, будто их связывает пружинка, то в такой молекуле возможно и колебательное движение атомов друг относительно друга. Этому движению также соответствует определенный набор амплитуд колебаний и соот-

ветственно определенный набор энергий (колебательные уровни).

Теперь попытаемся охватить взглядом всю картину в целом. Пусть в некотором объеме находится газ, состоящий из атомов или из молекул при некоторой температуре. В результате хаотического теплового движения атомы (молекулы), сталкиваясь, обмениваются порциями энергии. При этом у каждого отдельно взятого атома в «биографии» наступают также периоды, когда он после «удачного» столкновения пребывает в весьма возбужденном состоянии (один из его электронов при столкновении закинуло на очень отдаленную от ядра орбиту). В другие периоды жизни атома он менее возбужден, и его электроны пребывают на орбитах, близких к ядру.

Зададим теперь статистической физике два вопроса. Первый: какова вероятность данному атому оказаться в течение заданного времени на одном определенном уровне? Второй: сколько из всех имеющихся в нашем распоряжении атомов находится на определенном уровне?

Оказывается, ответ на эти вопросы содержится в барометрической формуле. Вероятность «встретить» атом в возбуж-

денном состоянии с энергией E убывает, как $e^{\frac{-E}{kT}}$. Иными словами, чем больше энергии в атоме после удачного столкновения, тем реже это бывает. Таков же ответ и на второй вопрос: число атомов, находящихся на уровне с энергией E , убывает с ростом E как $e^{\frac{-E}{kT}}$.

Таким образом, барометрическая формула описывает не только распределение концентрации атомов и давления в поле тяжести Земли, но и распределение вероятности пребывания атомов в определенных состояниях и распределение числа атомов по энергиям. Напомним, что этот закон справедлив только в состоянии теплового равновесия. Иначе говоря, если мы каким-то образом вложим или отнимем порцию энергии в наш коллектив атомов (молекул) и постараемся сделать это по возможности более резко, то в течение некоторого времени (его называют временем релаксации, т. е. временем успокоения) барометрическая формула не будет описывать распределение атомов по энергиям.

Вложить энергию можно, например, облучив атомы потоком разогнанных электронов или мощным световым импульсом. После такой процедуры, если ее выполнить как следует, атомы смогут оказаться в таком состоянии, когда большинство из них будет пребывать на одном определенном энергетическом уровне, а на следующем уровне (на уровне с меньшей энергией) будет меньше. Другими словами, ситуация бу-

дет прямо противоположна той, которую предписывает барометрическая формула для равновесного состояния. Через некоторое время атомы «свалятся» (в энергетическом смысле) вниз и тепловое равновесие установится.

Если отдача запасенной энергии будет происходить за счет излучения электромагнитных волн и если атомы будут помещены в электромагнитный резонатор, то в этом случае они смогут «помогать» друг другу — отдавать запасенную энергию в виде фотонов (квантов электромагнитного излучения). Эти фотоны будут излучаться строго в фазе, и мы получим новый тип генератора электромагнитных колебаний — мазер или лазер. Если энергетические уровни достаточно близки так, что излучение лежит в сантиметровом или миллиметровом диапазоне длин волн, то такой прибор называется мазером. Если расстояние между уровнями побольше, так что длина волны лежит в оптическом диапазоне, то этот генератор называют лазером (слово английского происхождения, составленное из начальных букв слов: световое усиление с помощью стимулированной эмиссии излучения)¹.

Отметим, что барометрическая формула может быть применена не только к газу, но и к жидкости, и к твердому телу. Соответственно и лазер, и мазер можно сделать и на жидкости, и на твердом теле. Состояние, в котором у данного вещества значительное количество атомов пребывает в возбужденном состоянии так, что на одном энергетическом уровне больше атомов, чем на более низких уровнях, довольно часто называют состоянием с отрицательной температурой. Дело в том, что если мы допустим, что барометрическая формула остается справедливой и в этом случае, то это может (чисто формально, конечно) иметь место, если температура отрицательна. Такой термин довольно прочно вошел в общеупотребительный для физиков язык, и в специальных физических журналах нередко можно встретить статьи, в название которых входят слова «состояние с отрицательной температурой» или просто «отрицательная температура».

После этого краткого знакомства с областями, в которых используется барометрическая формула, обратимся к случайным отклонениям в коллективе нагретых тел — к тепловым флуктуациям и флуктуациям в электронных потоках, которые играют очень большую роль в тонких физических экспериментах и в радиосвязи на больших расстояниях.

¹ Первые генераторы и усилители, использующие этот принцип, были созданы советскими физиками, лауреатами Ленинской и Нобелевской премий А. М. Прохоровым и Н. Г. Басовым.

Нас толкают со всех сторон

В опыте Перрена, как уже говорилось в главе, посвященной барометрической формуле, тепловое движение увлекает маленькие частички вещества, помещенные в жидкость, так, что по высоте в поле тяжести Земли они распределяются так же, как и атомы, и молекулы газа. Процесс увлечения маленьких частичек вызван, как это естественно предположить, толчками молекул и атомов нагретой жидкости. В каждый короткий отрезок времени по любому телу, соприкасающемуся с нагретым газом или жидкостью, со всех сторон барабанил находящиеся в хаотическом движении молекулы или атомы.

Если мы рассмотрим толчки молекул с двух противоположных сторон, то убедимся, что они уравновешивают друг друга только в среднем, т. е. за относительно большой промежуток времени. А вообще говоря, полного уравновешивания ударов «справа» и «слева» нет.

Теперь попытаемся «на пальцах», т. е. не прибегая к математическим выкладкам, сообразить, какая частичка под ударами, вызванными тепловыми толчками молекул, будет смещаться больше. Число ударов, по-видимому, прямо пропорционально площади поверхности частички. Если она имеет форму шара с радиусом a , то число ударов прямо пропорционально a^2 . Таким образом, уменьшив размеры частички в два раза, мы уменьшим число ударов, а следовательно, и сообщаемое частичке количество движения вчетверо. Однако при уменьшении радиуса вдвое масса уменьшится в восемь раз (так как масса пропорциональна a^3), и поэтому случайное смещение возрастет, потому что скорость, приобретаемая телом, обратно пропорциональна его массе при одном и том же количестве движения. Таким образом, чем меньше размеры частички, тем «резвее» она будет смещаться под воздействием случайных ударов, вызванных тепловым движением.

Этот вывод можно было бы сделать и исходя из равномерности распределения энергии по степеням свободы. Каждая частичка должна обладать в среднем энергией $\frac{1}{2} kT$ на каждую степень поступательного движения. Иными словами,

$\frac{1}{2} kT = \frac{m\bar{v}^2}{2}$, где \bar{v}^2 — средний квадрат скорости движения частички за длительное время (средняя скорость ее будет равна нулю, так как вероятности случайного движения «влево» и «вправо» равны). Из этого равенства видно, что при уменьшении m при одной и той же температуре T будет расти \bar{v}^2 .

Оценим величину \bar{v}^2 для одного конкретного случая. Пред-

положим, что мы наблюдаем с помощью какого-то оптического инструмента за частичкой, имеющей форму шара с радиусом 3 микрона. Если плотность вещества, из которого «сделана» частичка, равна 1 г/см^3 , то масса такой частички будет около $m \approx 10^{-10} \text{ г}$. Подставив это значение m в приведенное равенство и считая, что $T \approx 300^\circ \text{ К}$ (т. е. при комнатной температуре), получим $\sqrt{\overline{v^2}} = 2 \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$. По полученной цифре

для среднеквадратичной скорости¹ трудно сказать, разглядим мы в хороший микроскоп хаотическое смещение такой частички или нет. Удобнее было бы, если бы мы имели формулу для подсчета среднеквадратичного смещения за определенный промежуток времени. Такую формулу удалось получить около 60 лет назад одному из крупнейших физиков этого века Альберту Эйнштейну.

Прежде чем перейти к описанию теории Эйнштейна, сделаем небольшой экскурс в историю. В 1828 году ботаник Роберт Браун, исследуя под микроскопом поведение цветочной пыльцы различных растений, заметил, что она расщепляется на множество мельчайших частичек, которые находятся в непрерывном хаотическом движении. Сначала он решил, что имеет дело с «первичными молекулами» живой материи, но затем беспорядочный «танец» маленьких частичек был обнаружен и у неорганических веществ. Позднейшие исследования показали, что этот «танец» может продолжаться целые годы, что он становится более темпераментным в сильно нагретой жидкости или при уменьшении размеров частичек. Это движение получило название брауновского.

До Эйнштейна высказывались предположения, что причина брауновского движения частичек — случайные удары молекул. Однако не было теории, а было лишь предположение. Кроме того, до появления работ Эйнштейна справедливость положения, что все вещества состоят из атомов и молекул, а теплота — это их беспорядочное движение, многими физиками оспаривалась.

Появившиеся в 1905—1906 годах работы Эйнштейна позволили по чисто опытным данным, взятым из брауновского движения частичек, вычислять размеры молекул, найти число Авогадро. Теория Эйнштейна и следовавшие за ней опыты неопровержимо доказали справедливость молекулярно-кинетического представления о строении материи.

Остановимся кратко на выводах из теории Эйнштейна. Согласно этой теории, средний квадрат смещения брауновской частички за время t вдоль произвольно выбранной оси x равен:

$$\overline{x^2} = 2Dt.$$

¹ Эта скорость близка к наивероятнейшей для частички.

В этом очень простом уравнении D — коэффициент диффузии, характерный для данной жидкости, который зависит от температуры T , концентрации молекул n , радиуса частицы a и коэффициента трения жидкости K . Чтобы на опыте измерить величину $\overline{x^2}$, необходимо произвести несколько промеров положения частички через заданный промежуток времени. Затем все полученные значения x — смещения частички за время t — возвести в квадрат (они могут быть и положительными, и отрицательными, т. е. частичка может смещаться «вправо» и «влево» вдоль выбранной оси), полученные квадраты сложить и сумму разделить на общее число измерений. Подсчеты на основании этой формулы показывают, что за 1 минуту частица радиусом 1 микрон сместится в среднем на величину $\sqrt{\overline{x^2}} \simeq 6$ микрон. Это вполне измеримая с помощью микроскопа величина.

Теория Эйнштейна дала возможность по найденным из опыта величинам среднеквадратичного смещения брауновских частичек определить число Авогадро N_A и средние размеры молекул. Интересно, что одна из статей Эйнштейна, опубликованная в 1906 г. в «Анналах физики», так и называлась: «Новое определение размеров молекул». Опыты, поставленные после появления работ Эйнштейна, подтвердили правильность его анализа брауновского движения.

Кроме математического выражения, для среднего квадрата смещения брауновской частички Эйнштейном было выведено еще одно очень важное уравнение, о котором мы здесь скажем несколько слов. Это уравнение вошло в статистическую физику под названием уравнение Эйнштейна — Фоккера — Планка. Представим себе, что мы наблюдаем за поведением одной брауновской частички, зафиксировав в первый момент времени ее точное местоположение. В первые мгновения избранная нами частичка далеко не уйдет от первоначальной точки. Однако чем больше мы будем задавать отрезки времени, тем дальше от первоначальной точки может оказаться наша частичка.

Эйнштейну удалось вывести уравнение, которое описывает вероятность того, что мы обнаружим нашу частичку в любом районе, как угодно далеко отстоящем от первоначальной точки, если зададим интервал времени. Решение этого уравнения имеет вид колоколообразной кривой. Колокол тем шире, чем больший отрезок времени мы возьмем. Получается так, что при больших интервалах времени вероятность встретить нашу частичку «размазывается» по большому объему.

Брауновское движение наблюдается не только у маленьких частичек, но и у более крупных тел. Для физиков-экспериментаторов, занимающихся изучением весьма малых электрических или механических величин, это явление играет весьма

существенную, а иногда и определяющую роль. Мы уже говорили, что рамка гальванометра всегда будет немного колебаться из-за случайных тепловых толчков молекул. В таком же положении находится и коромысло весов. Например, весы с грузами по 1 кг будут при периоде собственных колебаний около 10 сек колебаться с среднеквадратичным размахом около 10^{-8} см. Несложно подсчитать, что в этом случае уже будет трудно «разглядеть» изменение веса одного из грузов в 10^{-8} г. Если же мы возьмем более легкие весы, то их амплитуда колебаний будет еще больше и будет труднее измерять относительно большие изменения веса.

Отметим еще одну весьма важную особенность брауновского движения. В формулу Эйнштейна для среднего квадрата смещения брауновской частички входит коэффициент диффузии, который существенно зависит от величины трения в жидкости. Чем больше трение, тем меньше $\overline{x^2}$. С другой стороны, мы знаем, что в состоянии теплового равновесия с окружающей средой средняя энергия на степень свободы будет равна $\frac{1}{2} kT$. Сюда трение не входит. Это происходит потому, что величина сил трения определяет, насколько быстро будет за один и тот же промежуток времени изменяться величина энергии частички. При этом за длительный промежуток времени среднее значение энергии останется тем же, т. е. $\frac{1}{2} kT$. Таким образом, силы трения играют очень большую роль в поведении брауновской частички. Естественно, что все эти рассуждения остаются справедливыми и для рамки гальванометра и для коромысла весов.

После этого краткого обзора механических флуктуаций (малые, случайные, беспорядочные отклонения от некоторого среднего значения называются флуктуациями) перейдем к аналогичным явлениям в электрических цепях. Начнем с напоминания. Хорошо известно, что в металлах имеется большое число свободных электронов. В разных металлах это количество изменяется примерно от 10^{19} до 16^{21} «штук» электронов на 1 см³. Электроны ведут себя в металле подобно электронному газу, заключенному в ящик. Покинуть этот ящик они не могут — даже самым быстрым из них это удастся сделать только при относительно высокой температуре металла. Беспорядочное движение электронов, подобное беспорядочному движению атомов газа, ведет к флуктуациям концентрации в разных частях металла (к случайным, беспорядочным изменениям числа электронов в единице объема). Но каждый электрон несет элементарный электрический заряд. Это значит, что флуктуации концентрации приводят к флуктуациям электрического напряжения. Иными словами, в целом нейтральном проводнике из-за теплового движения электронов в разных его точках то здесь, то там будут появляться всплески электрического напряжения разных знаков.

Какова форма этих случайных всплесков? Физики обычно характеризуют форму какого-либо сигнала (включая и электрические сигналы), представляя этот сигнал в виде набора синусоидальных и косинусоидальных кривых разных амплитуд и разных частот. Оказывается (математикам это давно известно), что любой формы сигнал можно представить в виде суммы синусоидальных и косинусоидальных кривых. Этот прием (называемый гармоническим анализом) можно осуществить на бумаге (если мы имеем дело с графиком сигнала или некоторым математическим выражением его формы). Можно его осуществлять и с помощью приборов, которые иногда называют гармоническими анализаторами (иногда спектр-анализаторами). Простейшим и весьма широко распространенным гармоническим анализатором является обычный радиоприемник. Меняя настройку приемника, мы передвигаем узкую полосу частоты (т. е. частот синусов и косинусов электрических сигналов), которые этим приемником усиливаются. Передвигая эту полосу по диапазону, можно получить полный набор (спектр) всех сигналов, попадающих в антенну приемника.

Вернемся к флуктуациям электрического напряжения в проводниках. Статистическая физика позволяет очень точно рассчитать величину этих флуктуаций (впервые это было сделано около 35 лет тому назад Найквистом). Первый вывод, который сделала теория в отношении этих электрических флуктуаций, состоит в том, что они содержат всевозможные частоты от самых низких вплоть до 10^{11} — 10^{12} герц. Более того, величина беспорядочных отклонений, если ее разложить на синусоидальные и косинусоидальные электрические сигналы, окажется равномерно размазанной по очень широкому интервалу частот. Если предположить, что мы имеем очень чувствительный приемник, который пропускает только полосу частот Δf (например, $\Delta f = 100$ гц, 1 гц — это одно колебание в секунду), и мы этот приемник подсоединим к сопротивлению величиной R , то величина среднеквадратичных флуктуаций напряжения на выходе приемника будет равна

$$\sqrt{\overline{U^2}} = L \sqrt{4kTR\Delta f}.$$

В этой формуле L — коэффициент усиления приемника, k — постоянная Больцмана, T — температура в градусах Кельвина, R — сопротивление в омах, Δf — полоса частот.

Приведем численный пример. Если $T = 300^\circ \text{K}$ (т. е. примерно комнатная температура), $R = 1000$ ом и $\Delta f = 100$ гц, то $\sqrt{\overline{U^2}} = 4 \cdot 10^{-8}$ в, если предположить, что $L = 1$. У приемника с коэффициентом усиления в один миллион (такие часто можно встретить в современной физической лаборатории) на выходе было бы 0,04 в. Если к такому приемнику подключить обычный микрофон, то мы услышим шум, если полоса приходится

на диапазон частот, воспринимаемый человеческим ухом. Термин «шум» (иногда электрический шум) прочно вошел в лексикон современной радиофизики, и мы вместо электрических флуктуаций тоже будем употреблять этот термин, помня его происхождение. При этом, конечно, его не следует путать с обычным уличным шумом.

Как видно из приведенной формулы, чем выше T , больше и шире полоса частот, тем больше $\sqrt{\overline{U^2}}$. Отметим, что величина сопротивления R аналогична трению в механике, которое, как уже говорилось, играет большую роль в флуктуационных процессах.

Теперь обратимся к обычному радиоприемнику. По-видимому, читателю известно, что в качестве составных элементов в приемник входят электронные лампы (или полупроводниковые транзисторы), емкости, индуктивности и сопротивления. О том, как шумят лампы и транзисторы, мы расскажем несколько позже, а сейчас остановимся на сопротивлениях. Особенно «нехорошими» являются сопротивления, входящие в первые каскады приемника — их электрические шумы усиливаются на равных началах с полезным сигналом, попавшим на вход приемника. Если величина полезного сигнала меньше, чем $\sqrt{\overline{U^2}}$, отличить такой сигнал от шума очень трудно. О том, к каким ухищрениям прибегают современные физики, мы расскажем в следующей главе, а сейчас сделаем несколько простых выводов.

Первый напрашивающийся вывод — по возможности уменьшить R и T . Второй вывод — уменьшить Δf . Уменьшать полосу частот в принципе можно до нуля. Но тогда до нуля и уменьшится поток информации, который может получить такой приемник. Для телеграфной радиосвязи нужна полоса частот всего в несколько сот герц, для телевизионной связи — несколько миллионов герц. Именно поэтому радиосвязь с помощью точек и тире самая дальняя, а телевизионная — самая близкая.

Важно понять, что в борьбе с электрическими шумами играет роль не коэффициент усиления приемника, а электрические флуктуации в первых каскадах усиления. Можно сделать усилитель с коэффициентом усиления и в миллиард и в сто миллиардов, но если на его входе сигнал был меньше уровня шумов, то даже бесконечно большой коэффициент усиления нам не поможет.

Таким образом, электрические шумы сопротивлений ставят первый и весьма принципиальный барьер для радиосвязи на большие расстояния. Но это не единственный барьер. Электронные лампы или транзисторы, входящие в состав радиоприемника, также вносят свою лепту в общий уровень шума. Основная причина (и надо отметить, причина принци-

пиально неустранимая) состоит в самих электронах. Точнее, в дискретности электрических зарядов.

Представим себе нагретый катод электронной лампы, из которого вылетают электроны. Электрический ток в самой лампе (в промежутке между катодом и анодом) будет состоять из отдельных летящих электронов. Когда электрон уже «вылез» из катода и еще не влетел в анод, он участвует в этом токе. А это означает, что ток в лампе (и в транзисторе тоже) будет изменяться с каждым новым включившимся или выбывшим «из игры» электроном на одну ступеньку. Иными словами, ток в лампе будет претерпевать случайные отклонения от среднего значения (флюктуировать).

Нужно сказать, что прохождение электрического тока в металле принципиально отличается от тока в лампе. В металлах сдвиг электронов, вызванных приложенным электрическим напряжением, волной распространяется по всему проводнику, и такой дискретной структуры тока, как в лампе, нет.

Флюктуации электронного тока в вакуумных лампах и транзисторах получили специальное название — дробовой эффект. Этот термин появился в связи с тем, что первые исследователи дробового эффекта в микрофон, подключенный к лампе (через хороший усилитель) слышали нечто похожее на стук дробы, барабанащей о твердую поверхность. Чтобы рассчитать величину среднеквадратичного отклонения тока в электронной лампе, можно воспользоваться следующей формулой:

$$\sqrt{\overline{\Delta I^2}} = \sqrt{2 e I \Delta f}.$$

В этой формуле I — средний ток в лампе, e — заряд электрона, Δf — полоса частот, на которую приходится величина флюктуаций тока $\overline{\Delta I^2}$. Важно также, что в эту формулу не входит температура. А это означает, что понижением температуры у электронной лампы ничего добиться нельзя — уровень дробового эффекта останется тем же.

Как видно из приведенной формулы, чем больше ток в лампе, чем шире полоса частот, тем больше флюктуации.

В формулу входит заряд электрона. Это означает, что, измерив величину $\overline{\Delta I^2}$ на опыте и зная I и Δf , можно вычислить e — величину заряда электрона. Такие измерения были проделаны и дали хорошее совпадение с величиной e , полученной в опытах Милликена с заряженными капельками.

Таким образом, для сверхдальней радиосвязи есть два врага — тепловые флюктуации электрического напряжения на сопротивлениях и дробовой эффект в ламповых и транзисторных усилителях, вызванный дискретной структурой электрических зарядов.

Борьба с этими двумя принципиальными противниками

привела к созданию множества разнообразных приемов и новых устройств. Об этом будет рассказано дальше. А сейчас, в заключение этого раздела, мы остановимся на том, как эти два принципиальных противника, объединившись, породили еще одного, с которым приходится иметь дело радиофизикам, борющимся с шумами.

В радиоприемнике обычно используется один, а иногда и несколько дополнительных маломощных генераторов (их называют гетеродинами). И естественно, что шумовые свойства этих гетеродинов не безразличны для создателей сверхчувствительных приемников.

Напомним, что представляет собой обычный ламповый генератор. Известно, что если как-то «толкнуть» электрический контур, состоящий из емкости и индуктивности, то в нем возникнут затухающие по амплитуде синусоидальные электрические колебания. Чем меньше сопротивление в этом контуре, тем дольше они будут затухать. Но рано или поздно они затухнут совсем. Контур похож в этом отношении на маятник часов. Уравнение, описывающее затухающие колебания маятника (не поддерживаемые пружиной часового механизма), в точности совпадает с уравнениями, описывающими поведение электрического контура.

Для того чтобы эти колебания сделать незатухающими, поступают следующим образом. Электрическое напряжение контура подключается между катодом и сеткой электронной лампы (или между эмиттером и базой транзистора). В результате электрические колебания тока в контуре управляют сильным (относительно) током в лампе. Если теперь ток, протекающий через лампу, пропустить через специальную катушку индуктивности и поднести последнюю к катушке контура так, чтобы колебания тока в лампе «подталкивали» колебания в контуре, то можно добиться незатухающих колебаний. Так схематично работает генератор незатухающих «синусоидальных» колебаний.

Слово «синусоидальный» было поставлено в кавычки не случайно. Дело в том, что в состав лампового генератора входят наши принципиальные противники — источники шумов — тепловых шумов сопротивлений и дробового шума в лампах. Оба этих источника, естественно, «портят» синусоидальный электрический сигнал. Они добавляются к электрическому напряжению в контуре, добавляются к току в лампе, и в результате наш генератор вырабатывает не синус, а некоторую полосу частот. Правда, эта полоска очень узкая. Чтобы ее «разглядеть», пришлось создать специальную и очень тонкую аппаратуру (это сделали советские физики И. Л. Берштейн и В. С. Троицкий).

Вещество звезд, которых никто не видел

Заканчивая это краткое введение в термодинамику и статистическую физику, остановимся на некоторых проблемах, которые интересуют физиков, работающих в этих областях.

Наибольшее количество работ в настоящее время в этом разделе физики посвящено исследованиям в области статистических явлений в плазме. На состоявшемся летом 1965 года в Москве Химическом конгрессе была выделена специальная секция плазмохимии, на которой было представлено большое количество докладов химиков и физиков по статистическим явлениям в плазме. Много работ за последние годы посвящено статистическим явлениям при низких температурах (вблизи абсолютного нуля).

Не следует думать, что статистическая физика интересуется только состоянием вещества газообразного или близкого к нему. Вывести уравнение состояния вещества твердого или жидкого, которое наиболее точно описывало бы его свойства и предсказывало бы поведение при изменении внешних условий, — одна из основных задач статистической физики.

В качестве примера решения такой задачи расскажем о данных, полученных пока чисто расчетным путем — о так называемых нейтронных звездах. Представим себе, что «в нашем распоряжении» имеется звезда, ядерное горючее которой в основном выгорело. Тогда под воздействием силы тяжести (гравитационного притяжения) звезда будет сжиматься. Расчеты показывают, что при подобном сжатии возможно возникновение так называемого «нейтронного» состояния вещества, когда все электроны захватываются протонами. Такое вещество можно рассматривать, как нейтронный газ. Это состояние, как показывают расчеты, будет устойчивым, если масса звезды лежит в пределах от 0,2 до 0,8 массы Солнца. Радиус такой звезды должен быть очень небольшим — всего около 10 км, при этом плотность звезды должна оказаться огромной: один кубический сантиметр вещества такой звезды должен весить около ста миллионов тонн (!).

Астрономы еще не видели нейтронных звезд, и пока это только предсказание статистической физики. Отличительным качеством такой звезды должно быть интенсивное рентгеновское излучение. Его и пытаются обнаружить астрономы.

Интересно, полезно знать

КАК «ВЫМОРОЗИТЬ» ШУМЫ И КАК «ВЫЛЕЗТИ» ИЗ ШУМОВ

Борьбу с электрическими флуктуациями в сверхчувствительных радиоустройствах можно вести по трем направлениям. Во-первых, это создание таких усилителей и генераторов, которые бы возможно меньше шумели; во-вторых, это использование таких электрических цепей, которые также шумели бы по возможности несильно. И, наконец, в-третьих это использование времени для того, чтобы избавиться от шумов.

Один из первых приемов, которые применили радиофизики для уменьшения шумов усилителей, состоял в создании специальных радиоламп. Радиофизики позаботились о том, чтобы на пути электронного луча в лампе расположить сетки наилучшим образом (это также добавляло немного шума), улучшили вакуум (свободные ионы, ударявшиеся о катод, вызывали дополнительные шумы). Одним словом, из электронной лампы выжали все, что можно, и тем не менее качественного скачка в улучшении шумовых свойств получено не было. Причина была ясна — оставался катод, анод и пучок электронов, а следовательно, оставался дробовый эффект. А можно ли избавиться совсем от радиоламп и транзисторов и все же иметь усиление? Ведь это важно сделать только один раз в первом каскаде усиления, где шумы играют особо важную роль, так как именно здесь происходит конкурентная борьба между электрическими флуктуациями и полезным сигналом.

Оказалось, что от радиоламп и транзисторов избавиться можно. Для того чтобы пояснить, как это делается в современных малощумящих усилителях, вспомним, как можно раскачать качели, не касаясь земли. Для этого необходимо в такт с колебаниями качелей приседать в определенном положении качелей. Это можно делать и через один и большее число тактов. Аналогичное явление можно получить и в электрическом контуре.

Представим себе, что мы имеем возможность в произвольно выбранные моменты времени сдвигать и раздвигать пластины конденсатора, входящего в состав контура. Если мы будем раздвигать пластины в момент наибольшего напряжения, а сдвигать в момент наименьшего, то нам придется все время производить работу против сил электростатического притяжения между пластинами. А это значит, что мы будем вкладывать энергию в колебания в контуре. На основе этого приема можно сделать и генератор и усилитель. Они получили название параметрических, так как самое существенное, что в таком генераторе или усилителе изменяется, это параметр — электрическая емкость. Естественно, что можно сделать такой генератор или усилитель, изменяя индуктивность.

Нужно отметить, что принцип работы таких устройств был ясен давно. Однако не было такой емкости (или индуктивности), которые можно было бы изменять с частотой в миллионы и в миллиарды раз в секунду.

Полупроводниковые диоды (детекторы) определенного типа оказались весьма подходящими для этой цели. В них есть два соприкасающихся слоя, один из которых обладает электронной проводимостью (т. е. в нем есть свободные электроны), а в другом — дырочной (т. е. роль носителей заряда играют дырки¹). Если к слою с электронной проводимостью подсоединить положительно заряженный электрод, а к слою с дырочной — отрицательно заряженный, то электроны и дырки раздвинутся, притягиваясь к электродам, и мы получим емкость между двумя слоями дырок и электронов. Чем больше приложенное напряжение, тем больше раздвигаются слои и тем меньше емкость.

Таким образом, прикладывая переменное электрическое напряжение, можно изменять величину емкости, а если эта емкость входит в состав контура, то можно вкладывать энергию в электрические колебания контура, а следовательно, сделать генераторы и усилители. Надо сразу же ответить на естественно возникающие возражения: ведь все же нужен, чтобы изменять емкость, генератор, который тоже будет «шуметь». Целым рядом «хитрых» приемов радиофизики обошли эту трудность. На этих приемах мы останавливаться не будем. Отметим только, что так же, как и в случае качелей, можно менять емкость на другой частоте, а если их использовать не одну, а несколько, то в этом случае можно скомпенсировать шумы генератора, который может быть сделан и на обычной электронной лампе.

С созданием параметрических усилителей был нанесен первый серьезный удар по одному из двух основных флюктуационных «противников» сверхчувствительных устройств: удалось избавиться от дробового эффекта. Естественно, что, кроме избавления от дробового эффекта, особое внимание было уделено тому, чтобы по возможности уменьшить сопротивление всех проводов, входящих в состав первых каскадов и, более того, поместить их в термостаты с низкой температурой. Таким образом, удалось существенно ослабить и второго противника — тепловые электрические шумы сопротивлений.

Следующий шаг был сделан, когда в качестве усилителей был использован мазер, о котором мы уже немного говорили. С его помощью удалось понизить уровень шумов еще в несколько раз по сравнению с параметрическими усилителями. Мы не будем останавливаться на шумовых свойствах мазера, отметим только, что мазер работает при гелиевых температурах ($+4^{\circ}$ по шкале Кельвина и -269° по Цельсию).

Краткий обзор пути, по которому прошла статистическая радиофизика в борьбе с электрическими флюктуациями, следует закончить несколькими цифрами. Наибольшее расстояние, на котором удалось осуществить радиосвязь, превышает 100 млн. км. Этот рекорд принадлежит советским радиофизикам, которые на таком расстоянии поддерживали радиосвязь с одной из автоматических станций, направленных в сторону Марса. При радиолокации Венеры советские радиофизики могли принимать отраженный сигнал, мощность которого не превышала 10^{-23} вт на квадратный метр площади антенны.

Теперь обратимся к третьему приему, применяемому в борьбе с флюктуациями, — использованию времени. Надо сказать, что этот прием применяется не только при сверхдальней радиосвязи, но и во всех физических экспериментах, когда необходимо обнаружить очень слабый сигнал на фоне случайно изменяющихся помех. В использовании времени для выделения слабых сигналов статистическая физика оказывается тесно связанной с ма-

¹ Напомним, что дырка — это отсутствие электрона в определенном месте полупроводника, т. е. по существу положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона.

тематической статистикой — наукой, исследующей математические законы, «управляющие» случайными числами и функциями.

Остановимся на двух примерах. Предположим, что нам предложено выяснить, симметрична ли монета. Этот вопрос можно выяснить, не производя тонких измерений, а подсчитав число выпадений «орла» и «решки» при большом числе подбрасываний. Если для одной монеты после тысячи подбрасываний получилось 499 «орлов» и 501 «решка», а для другой 300 «орлов» и 700 «решек», то приблизительно можно сказать, что, по-видимому, первая монета может считаться симметричной, а вторая — нет.

Правда, после такого опыта можно было бы возразить: а ведь выпадение «орла» и «решки» — дело случая и могло так случиться, что в первом случае монета была несимметричной, но ей «повезло» и «орлов» получилось примерно столько же, сколько «решек», а со второй монетой произошло обратное. Математическая статистика при заданном числе проведенных измерений дает всегда однозначный ответ на поставленный вопрос, однако этот ответ всегда оформлен в «вероятностную» форму. Например, для второй монеты вероятность того, что она симметрична (т. е. что в среднем «орлы» и «решки» выпадают одинаково часто), не превышает 0,5%. Это означает, что с достоверностью, большей, чем 99%, можно утверждать, что монета несимметрична.

Второй пример такой. Представим себе, что мы имеем две горсти зерна, взятые из двух мешков. Требуется, определив вес каждого зерна, произвести любые операции (математические, конечно), определить, с одного поля урожай в этих мешках или нет. Математическая статистика также дает однозначные ответы, на сколько может разойтись среднее значение веса одного зерна в одной горсти от среднего значения веса в другой, если выбраны вероятность и достоверность того, что зерна с одного поля.

В обоих примерах видно, что математическая статистика приходит на помощь в том случае, если проделано несколько измерений, т. е. использовано время.

Приемы выделения сигналов из шумов по существу основываются на решении задач, подобных приведенным выше. Эти задачи в настоящее время решают в наиболее сложных случаях на электронных машинах. Уже известны физические эксперименты, где время выделения сигнала из шума составляет много дней. Нужно при этом учитывать, что если мы повторим измерение 100 раз, то выигрыш в отношении «прироста» сигнала над шумом вырастет всего лишь в 10 раз. Поэтому, истратив около месяца на постановку опыта и выделение слабого сигнала из шума, физик-экспериментатор по существу исчерпает возможности использования времени для выделения сигнала, так как, увеличив время выделения до года, т. е. примерно в 12 раз, он выиграет лишь в 3,5 раза.

Таким образом, в настоящее время статистические методы выделения сигнала из шумов уже подвели физиков к опытам, в которых затраченное время оказывается сравнимым с человеческой жизнью.

ЗНАЕТЕ ЛИ ВЫ...

...что длина свободного пробега (т. е. от столкновения до столкновения) молекулы азота в обычных условиях (при комнатной температуре и нормальном давлении) составляет 10^{-5} см, а при высоком вакууме, достигаемом в современных радиолампах, достигает сотен метров, поэтому в лампах молекула значительно чаще наталкивается на стенки, чем на другие молекулы.

...что при низких температурах в жидком гелии появляется так называемый гелий-II, обладающий сверхтекучестью. Гелий-II без трения проходит через капиллярные трубки (узкие трубки диаметром до 10^{-5} см).

Теория этого эффекта на основе законов квантовой статистической физики была дана советским ученым Л. Д. Ландау.

...что жидкий кислород имеет удельный вес $1,15 \text{ г/см}^3$, т. е. больше удельного веса воды, а жидкий гелий $0,12 \text{ г/см}^3$.

...что термодинамика и кибернетика оказались тесно связанными науками.

...что сверхпроводимость (явление, заключающееся в исчезновении сопротивления у некоторых металлов при температурах, близких к абсолютному нулю) объясняется с помощью законов квантовой статистической физики и что это явление сходно с явлением сверхтекучести.

НАПОМИНАЕМ ПОДПИСЧИКАМ

В 1966 году издательство «Знание» продолжит выпуск подписных брошюр серии

«НАРОДНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

по 7 факультетам:

естественнонаучному,
технико-экономическому,
сельскохозяйственному,
литературы и искусства,
правовых знаний,
педагогическому,
здоровья.

Это единственные в нашей стране издания, специально предназначенные для слушателей народных университетов и построенные строго по их программам. Брошюры написаны интересно и доступно, поэтому они являются ценным пособием не только для слушателей народных университетов, но и для всех, кто стремится пополнить свои знания и занимается самообразованием.

Среди авторов брошюр ведущие советские ученые: члены-корреспонденты АН СССР С. В. Вонсовский, В. И. Сифоров, действительный член АМН Д. А. Жданов, член-корреспондент АМН А. А. Покровский, доктора и кандидаты наук И. А. Бородин, В. И. Гуляев, М. Х. Карапетянц, Ф. С. Карзинкин, А. И. Китайгородский, А. Ф. Плате, Э. И. Федин и другие, а также писатели, журналисты, педагоги, общественные и политические деятели.

В 1966 году наряду с обычными брошюрами в 3—5 п. л. будут выходить книги объемом 10—15 п. л. Это пособия, написанные по программе определенного факультета и рассчитанные на то, чтобы дать читателю законченный цикл знаний. Общий объем по каждому факультету 60 печатных листов в год.

Подписаться можно — на каждый факультет отдельно или на несколько вместе — без всяких ограничений в отделениях связи, почтамтах, а также у общественных распространителей печати.

Подписная цена на один факультет:

на 3 месяца	—	45 коп.
на 6 месяцев	—	90 коп.
на 12 месяцев	—	1 руб. 80 коп.