§ 23. Броуновское движение

Рассмотрим подробнее известное уже нам явление броуновского движения. Из описанных работ Перрена следовало, что шарики эмульсии с достаточно хорошим приближением подчиняются законам идеального газа. *Средняя кинетическая энергия молекул газа* $\bar{\varepsilon}_{\text{пост}} = {}^1/_2\, m\overline{c^2}$ *не зависит от массы молекулы* и определяется только температурой газа:

$$\bar{\varepsilon}_{\text{пост}} = \frac{1}{2} m\overline{c^2} = \frac{3}{2} kT.$$

Следовательно, такой же средней кинетической энергией будут обладать и сверхгигантские «молекулы» — броуновские частицы. При равных энергиях скорости броуновских частиц, конечно, много меньше молекулярных. Для средней квадратичной скорости имеем

$$\sqrt{\overline{c^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

При массе частиц эмульсии, в 10^{14} раз большей массы молекулы, их скорости будут в $\sqrt{10^{14}} = 10^7$ раз меньше скорости молекул и равны примерно $5 \cdot 10^{-3}$ см/с. Однако непосредственное перемещение броуновской частицы с этой скоростью не может наблюдаться. Дело в том, что перемещение частицы не прямолинейно, но меняется весьма часто по величине и направлению. Если отмечать через равные промежутки времени координаты x и y какой-либо одной броуновской частицы (игнорируя ее перемещения в вертикальном направлении) и полученные таким образом точки соединить прямыми линиями, мы получим картину, весьма напоминающую траекторию молекулы газа. На рис. 2.25 приведены полученные Перреном «траектории» трех броуновских частиц.

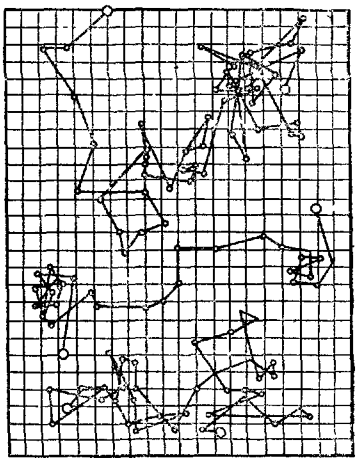

Рис. 2.25.

16 клеток рисунка отвечают длине 50 мкм. Положения броуновских частиц отмечались через 30 с. Расстояние между начальной и конечной точками много меньше всей длины ломаной. Однако и полученные таким образом ломаные не равны истинной длине траектории.

Если бы применялся микроскоп с бо́льшим увеличением, а интервал наблюдения составлял 1 с, каждый отрезок ломаной в свою очередь оказался бы ломаной, состоящей из 30 отрезков, причем по своему характеру эта ломаная отличалась бы от большой только своим масштабом, но не формой. Таким образом знание средней квадратичной скорости еще не позволяет сделать заключение о пути, проходимом броуновской частицей за определенное время.

Решение задачи о движении броуновской частицы дали Эйнштейн и Смолуховский в 1905—1906 гг. Они нашли, что за время t проекция смещения броуновской частицы на какое-либо направление, например на ось x, пропорциональна не времени (как это было бы при прямолинейном движении), но корню квадратному из времени:

$$x \sim \sqrt{t}. \tag{23.1}$$

Математический расчет приводит к следующему результату:

$$x^2 = \frac{kT}{3\pi r\eta} t, \tag{23.2}$$

где через r обозначен радиус броуновской частицы, η — вязкость жидкости. Так как $kT = RT/N_0$, то, подставляя это выражение в (23.2), получаем:

$$N_0 = \frac{RT}{3\pi r\eta} \frac{t}{x^2}. \tag{23.3}$$

Справа в (23.3) все величины определяются непосредственно опытным путем. Таким образом, анализ броуновского движения дает еще один способ определения числа Авогадро.

Согласие теории с опытом оказалось столь же хорошим, как и в опытах, описанных в предыдущем параграфе.

Изготовив зерна эмульсии, на которых были заметны пятнышки, Перрен сумел провести ряд наблюдений и над вращательным движением броуновских частиц, теория которого также была дана Эйнштейном. Эти наблюдения, более трудные и, конечно, менее точные, также показали в пределах погрешности хорошее соответствие теории с опытом.

Итак, мы видим, что хаотическое тепловое движение присуще не только микроскопическим молекулам, но и макроскопическим телам. При одинаковой температуре средняя энергия поступательного движения

$$\frac{m\overline{c^2}}{2} = \frac{3}{2} kT \tag{23.4}$$

одинакова для любой микроскопической частицы и макроскопического тела. Различие в массах тел приводит лишь к резкому количественному различию скоростей этого хаотического движения. Если молекулы газа движутся со скоростью пули, то камень с массой $m = 1$ кг в целом должен иметь среднюю квадратичную скорость поступательного движения

$$\sqrt{\overline{c^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1}} \approx 10^{-10} \text{ м/с}.$$

Такие огромные количественные различия в скоростях теплового движения молекул, броуновских частиц и «камней» обусловливают и огромную качественную разницу в их свойствах. Молекулы газа непрерывно перемещаются на расстояния, много бо̀льшие их размеров, и эти перемещения определяют поведение газа в замкнутом сосуде и свободной атмосфере. Напротив, для макроскопических тел, таких как камни, хаотические перемещения ничтожно малы по сравнению с их размерами и практически никак не сказываются на поведении последних.

В измерительной технике, однако, представляют значительный интерес и промежуточные случаи. Легкие рамочки и нити прецизионных высокочувствительных приборов начинают совершать хотя и слабые, но уже заметные флуктуационные колебания. Слабые токи в электронных лампах начинают испытывать заметные искажения вследствие флуктуаций, возникающих в различных частях электрической схемы и т. д.

Эти флуктуационные явления в ряде случаев ставят пределы возможной точности измерений и требуют специального внимательного анализа.

В настоящей главе мы разобрали ряд основных выводов молекулярно-кинетической теории применительно к предельному случаю идеального газа и сопоставили полученные результаты с опытом.

Блестящее подтверждение всех этих выводов на опыте убедительно доказывает правильность основных положений кинетической теории и методов статистической физики.

Особой простотой и наглядностью отличаются опыты Перрена, описанные в последних двух параграфах. Как отмечал сам Перрен, в результате его опытов стало уже невозможным отрицать объективную реальность молекул.

Становится видимым и движение молекул — броуновское движение есть его воспроизведение. Точнее, оно и есть собственно молекулярное движение, ибо броуновская частица есть не что иное, как огромная «молекула» (конечно, только в отношении движения, но не химическом).