

p и T по линии 3—2 на диаграмме состояния, или в твёрдое тело — по линии 2—1. При темп-рах выше T_k подобный переход невозможен. В т.п. тройной точке (точка 2) одновременно сосуществуют все 3 фазы. Тройную точку (часто несколько) имеют все вещества, кроме гелия (см. *Гелий жидкий*).

Значения параметров состояния разл. газообразных объектов изменяются в широких пределах. Ниже для примера приведены характерные значения для плотности ρ (в кг/м³) неск. объектов:

	ρ
в центре наиболее плотных звёзд	10^9
воздух у поверхности Земли	$1,2$
воздух на высоте 20 км	10^{-1}
межзвёздное вещество	10^{-20}
межгалактическое вещество	10^{-28}

Молекулярно-кинетическая теория. Наиб. полно изучены свойства достаточно разреженных Г., в к-рых расстояния между молекулами (при нормальных условиях ~ 10 нм) значительно больше радиуса действия сил межмолекулярного взаимодействия (менее 0,5—1 нм). Сближение молекул на расстояния меньше радиуса действия межмолекулярных сил принято трактовать как столкновение молекул, а общий объём, в к-ром эти силы сказываются, — как собственный объём молекул, к-рый в разреженных Г. пренебрежимо мал ($\sim 10^{-3}$ нм³). В этом случае молекулы можно рассматривать как не взаимодействующие материальные точки, а модель Г., состоящего из них, наз. идеальным Г.

Чем слабее взаимодействие между частицами, тем свойства их ансамбля ближе к свойствам идеального Г. Малость взаимодействия может означать либо малую частоту (редкость) столкновений, либо относительную слабость взаимодействия во время сближения частиц (напр., при сближении атомов благородных Г.). Если пренебречь возможностью слипания молекул и наличием дальнего действия сил взаимодействия (к-рое существует в плазме), то в нормальных условиях частицы пребывают в состоянии свободного движения в 10^4 — 10^8 раз дольше, чем участвуют в столкновениях.

Вследствие случайности в поведении частиц Г. и их большого числа, нет возможности и необходимости рассматривать движение каждой из них. Наиб. адекватно поведение Г. описывается законами статистич. физики, и в частности набором функций распределения (плотностей вероятности). Ф-ция распределения позволяет находить наиб. вероятные значения параметров Г. и их ср. значения.

Вероятность $W(m)$ обнаружить m частиц в элементе объёма при их ср. числе n в этом объёме задаётся биномиальным распределением, к-рое при малом m и большом n можно выразить распределением Пуассона:

$$W(m) = e^{-n} \cdot \frac{(n)^m}{m!}, \quad (2)$$

а при $m \approx n$ и $n \gg 1$ — Гаусса распределением.

Для распределения (2) характерно, что ср. число частиц n и квадрат флуктуации $\langle(m-n)^2\rangle$ равны друг другу. Т. о., среднеквадратичная флуктуация $\sqrt{\langle(m-n)^2\rangle} = \sqrt{n}$, а относит. флуктуация

$$\delta_n = \frac{\sqrt{\langle(m-n)^2\rangle}}{n} = n^{-1/2}. \quad (3)$$

Ср. расстояние между частицами в идеальном Г. можно получить, исходя из вероятности $W(r)$ нахождения ближайшей к избранной частицы на расстоянии от r до $r+dr$:

$$W(r) = \exp\left(-\frac{4\pi r^2 n}{3}\right) 4\pi r^2 \cdot n. \quad (4)$$

Отсюда ср. расстояние между частицами L равно:

$$L = \int_0^\infty rW(r) dr \approx 0,55396 \cdot n^{-1/3}. \quad (5)$$

Ф-ция распределения $f(v)$ по абс. значениям скоростей v , определяющая вероятность того, что значение модуля скорости молекулы Г. заключено в интервале $v, v+dv$, задаётся Максвелла распределением:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (6)$$

(здесь m — масса молекулы).

Распределение $f(v_x)$ по проекциям скоростей v_x молекул изотропного равновесного Г. на направление x имеет вид:

$$f(v_x) = n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right). \quad (7)$$

Для пучка молекул аналогичное распределение имеет вид:

$$f_{\text{пн}}(v_x) = A v_x^2 \cdot \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right), \quad (8)$$

где нормировочный коэф. A определяется интенсивностью пучка. Выражение (8) с точностью до нормиро-

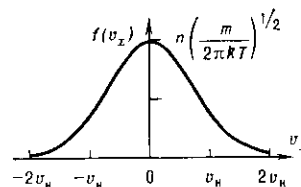


Рис. 2. Функция распределения молекул газа по проекциям скоростей на направление x .

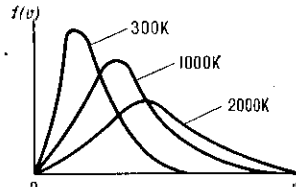


Рис. 3. Функция распределения молекул изотропного равновесного газа по модулям скорости. С точностью до нормировки является также функцией распределения частиц молекулярного пучка по проекциям скоростей на ось пучка.

вочного коэф. совпадает с (6). На рис. 2, 3 приведены графики ф-ций распределения по скоростям.

Исходя из ф-ций распределения, можно вычислить наиб. вероятную v_n , ср. арифметич. \bar{v} и среднеквадратичную $\sqrt{\overline{v^2}}$ скорости молекул. Проекция ср. скорости $v_x = 0$, т. к. в изотропном газе число молекул, движущихся в противоположные стороны с равными скоростями, одинаково ($f(v_x)$ — чётная ф-ция). Из (6) получим для ср. скорости частиц

$$\bar{v} = \int_0^\infty v f(v) dv = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2}. \quad (9)$$

Наиб. вероятная скорость: $v_n = (2kT/m)^{1/2}$ и среднеквадратичная: $\sqrt{\overline{v^2}} = 3kT/m$. Последнее выражение позволяет связать ср. кинетич. энергию Г. $E_k = \frac{mv^2}{2}$ с его темп-рой:

$$E_k = \frac{3}{2} kT. \quad (10)$$

Распределение частиц по кинетич. энергиям (рис. 4) имеет вид:

$$f(E_k) = \frac{2}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) \sqrt{E_k}. \quad (11)$$

Приведённые ф-ции распределения определяют состояние Г., не подверженного внеш. воздействиям. Для частиц Г., находящегося во внеш. потенциальном поле, справедливо распределение Больцмана:

$$n = n_0 \cdot \exp(-E_n/kT), \quad (12)$$

где n_0 и n — числа частиц Г. в точках, где потенциальная энергия соответственно равна 0 и E_n (рис. 5). В поле силы тяжести ф-ция распределения наз. барометрич. ф-лой:

$$n = n_0 \cdot \exp(-mgh/kT), \quad (13)$$