

# 物理学概論Ⅱ 解説

ほうじ茶

## 目次

1	熱力学	2
1.1	パラメータ . . . . .	2
1.2	ボイル・シャルルの法則 . . . . .	2
1.3	理想気体 . . . . .	2
1.4	気体分子運動論 . . . . .	3
1.5	熱力学第 1 法則 . . . . .	4

## 1 熱力学

熱や仕事のやり取りによる物質の状態変化を扱う。ただ、原子や分子のような粒子は知られてない中で完成された学問であるため、1つ1つの分子の運動を考える（量子力学）の考え方ではなく、巨視的視点から考える必要がある。

化学概論 I で失望した人が多いと思われるが、量子力学の元は熱力学であるので似た話が出てくるがあきらめないように！

### 1.1 パラメータ

- 圧力  $p$  [Pa]
- 体積  $V$  [m<sup>3</sup>]
- 温度  $T$  [K] ( $T$  [K] =  $273 + t$  [°C])

この3つのパラメータは2つ決まれば、残りの1つが一意に定まる。

### 1.2 ボイル・シャルルの法則

**ボイルの法則** 温度  $T$  を一定にすると、体積  $V$  と圧力  $p$  が反比例の関係になる。

$$pV = \text{const.} (T: \text{一定})$$

**シャルルの法則** 圧力  $p$  を一定にすると、体積  $V$  と温度  $T$  が比例の関係になる。

$$\frac{V}{T} = \text{const.} (p: \text{一定})$$

**ボイル・シャルルの法則** 上記2式を1つにまとめると、以下のようになる。

$$\frac{pV}{T} = \text{const.} (R: \text{一定})$$

ボイル・シャルルの法則を記述したが、次で扱う理想気体の状態方程式で包含されるため覚える必要はない。

### 1.3 理想気体

分子間力がなく、分子の体積が0の気体のこと。理想気体の状態方程式は、

$$pV = nRT$$

- 物質量  $n$  [mol]
- 気体定数  $R \doteq 8.31$  [J/(mol·K)]

## 1.4 気体分子運動論

上記で述べた理想気体の状態方程式は、化学的かつ経験則で求められた。しかしドルトンが原子というものを提唱し、ミクロな世界でも適応できる力学を考えるということで量子力学というものができた。この気体分子運動論は熱力学という「巨視的」に見てきたものを、原子の運動すなわち「微視的」に見ていくという化学と物理との関係性を表した式である。

### 設定

- 1つの原子が2つの壁に挟まれている。
- 原子は壁からもう一方の壁に衝突する（ベクトル）。
- 2つの壁の距離は  $\ell$ ，
- 原子の速度は  $u_x$  とする。

1秒間に向かいの壁に衝突する回数は、

$$\frac{u_x}{\ell} \text{ [Hz/s]}$$

粒子が衝突することで生じる運動変化量は、

$$mu_x \times \frac{u_x}{\ell} \text{ [Hz/s]} = \frac{mu_x^2}{\ell} \text{ [/s]}$$

- 質量  $m$

今までは  $u_x$  の1つのベクトルを代表して求めていたが、原子の運動は3次元ベクトルのため、

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$$
$$\overline{u^2} = \overline{u_x^2} + \overline{u_y^2} + \overline{u_z^2}$$

統計的に以下のように計算できる。

$$\overline{u_x^2} = \overline{u_y^2} = \overline{u_z^2}$$
$$\overline{u^2} = 3\overline{u_x^2}$$

1つの分子が1つの壁に及ぼす力は、

$$\frac{\text{力}}{\text{面積}} = \frac{\frac{mu_x^2}{\ell}}{\ell^2} = \frac{mu_x^2}{\ell^3}$$

上記のことを踏まえ 1 つの壁に衝突するときに生じる圧力は,

$$p = N_0 \frac{m\bar{u}_x^2}{V} = N_0 \frac{m\bar{u}^2}{3V}$$

- 分子の個数  $N_n$

ボイルの法則を表現できそうなので  $pV =$  を目指して式変形すると,

$$pV = \frac{1}{3}N_0m\bar{u}^2$$

右辺が運動エネルギーを表現できそうなので  $\frac{1}{2}u\bar{u}^2$  を目指して式変形すると,

$$\frac{1}{3}nN_A m\bar{u}^2 = \frac{2}{3}nN_A \frac{1}{2}m\bar{u}^2$$

- アボガドロ数  $N_A$

以上のことから以下のようにまとめられる.

$$\frac{1}{2}m\bar{u}^2 = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T = \frac{3}{2} kT$$

- ボルツマン定数  $k$

## 1.5 熱力学第 1 法則