

物理学概論

——高校物理から大学物理への橋渡し——

[熱・波・電磁気・原子編]

近藤 康・新居 毅人 著

学術図書出版社

はしがき

姉妹書『物理学概論—高校物理から大学物理への橋渡し—[力学編]』では、ニュートン力学を題材にして

数学を用いて考える方法を学ぶ

ことを主な目的としました。本書では、[力学編]で養った数学的な思考力を様々な対象に応用することを目指します。その対象は、マクロな物理学の熱力学からミクロな物理学の原子物理学や素粒子物理学まで広範囲に渡ります。このような様々な対象について考えるためには思考力だけでなく、それらに関する知識も必要です。そこで、本書では、

様々な物理現象の知識を得る^{注1}

ことに主目的をおき、2021年現在高校で扱われている内容すべてを^{注2}扱っています。ただし、様々な物理現象の知識を得ることが目的ですが、単に覚えることを求めるのではなく、できるだけ論理的な不備がないように注意しました。たとえば、多くの教科書ではラザフォード散乱の実験の説明で、「ヘリウムの原子核であるアルファ線が金箔に照射して、...金の原子が原子核と電子から構成されていることがわかった。」と書いてあります。何か変ではありませんか？実験当時、アルファ線がヘリウムの原子核であることはわかっていたのでしょうか？

[力学編]と本書で物理学全般を学んでほしいとは思いますが、半年間で本書で取り上げた内容のすべてを十分吟味しながら勉強することは難しそうです。量が多すぎます^{注3}。そこで、内容を

- ♡：特に著者が重要だと考える節^{注4}
- ◇：是非勉強してほしい節^{注4}
- 無印：大学らしい内容の節
- ♠：発展的な内容の節

の4種類に分類しました。また、理解を深めるために、多くの例題と章末問題を取り上げました。章末問題の解答は以下のホームページ

<https://www.gakujutsu.co.jp/text/isbn978-4-7806-0863-2/>

に公開しますので、参考にしてください。

各章末のコラム^{注5}は、姉妹書と同様に著者のいろいろな思いを徒然なるままに書いています。是非読んでください。

注1 [力学編]と本書を勉強すれば、多くの理工学系の学生にとって十分な物理学全般の知識を得ることができます。

注2 高校物理と大学物理の橋渡しという観点からです。

注3 索引語の数の多さからも明らかです。

注4 ♡と◇の節を合わせると高校で勉強する内容になります。

注5 もっとも時間をかけて書いた部分かもしれません。



目 次

第 1 章 熱力学	1
1.1 熱と温度 ♡	1
1.2 物質の三態 ◇	2
1.3 比熱と熱容量 ♡	3
1.4 熱膨張 ◇	4
1.5 エネルギーとしての熱 ♡	5
1.6 気体の圧力 ♡	6
1.7 気体の法則 ♡	8
1.8 気体の状態変化と熱機関 ♡	10
1.9 不可逆変化 ◇	13
1.10 状態量, 準静的過程, 可逆変化 ◇	13
1.11 ポアッソンの式	14
1.12 カルノーサイクル	14
1.13 熱力学的絶対温度 ♣	16
1.14 クラウジウスの不等式とエントロピー ♣	17
1.15 熱力学第 2 法則とエントロピー ♣	19
1.16 理想気体の内部エネルギー ♣	20
章末問題	21
第 2 章 波の性質	25
2.1 波 ♡	25
2.2 単振動と波 ♡	25
2.3 波を表す式 ♡	26
2.4 縦波と横波 ♡	27
2.5 波の重ね合わせ ♡	28
2.6 定常波 ♡	29
2.7 波の反射 ♡	29
2.8 波の干渉・反射・屈折・回折 ♡	30
2.9 ホイヘンスの原理 ◇	31
2.10 正弦波の反射と定常波	32
2.11 波動方程式 ♣	33

2.12 減衰振動と強制振動 [◆]	35
章末問題	39
第3章 音	44
3.1 音の特徴 [♡]	44
3.2 音の反射, 屈折, 干渉, 回折 [♡]	45
3.3 物体の振動 [◇]	46
3.4 弦の固有振動 [◇]	47
3.5 気柱の固有振動 [◇]	48
3.6 ドップラー効果 [♡]	50
3.7 さまざまなドップラー効果 [◇]	53
3.8 正弦波のうなり [◇]	53
章末問題	55
第4章 光	60
4.1 光の速さ [♡]	60
4.2 光の反射, 屈折 [♡]	61
4.3 光のスペクトル, 分散, 散乱, 偏光 [◇]	62
4.4 凸レンズと凹レンズ [◇]	63
4.5 凸レンズによる像 [◇]	64
4.6 凹レンズによる虚像 [◇]	65
4.7 鏡による像 [◇]	65
4.8 光の回折と干渉 [◇]	66
4.9 さまざまな光の干渉 [◇]	67
4.10 最小時間の原理 [◆]	69
章末問題	71
第5章 電気の性質	76
5.1 静電気 [♡]	76
5.2 クーロンの法則と点電荷の周囲の電場 [♡]	77
5.3 点電荷のガウスの法則 [♡]	78
5.4 電気力線 [♡]	78
5.5 一様な電場 [♡]	79
5.6 電位 [♡]	80
5.7 静電誘導 [◇]	82
5.8 誘電分極 [◇]	83

5.9	コンデンサー ◇	84
5.10	コンデンサーの接続 ◇	85
5.11	コンデンサーのエネルギー ◇	86
5.12	クーロンの法則と点電荷の作る電位	87
5.13	ガウスの法則 ♣	87
	章末問題	89
第 6 章	直流回路	96
6.1	電流 ♡	96
6.2	抵抗 ♡	96
6.3	ジュール熱 ♡	97
6.4	抵抗の合成 ♡	98
6.5	電圧計と電流計 ◇	99
6.6	電池 ◇	100
6.7	キルヒホッフの法則 ◇	100
6.8	非直線抵抗 ◇	101
6.9	さまざまな物質 ◇	102
6.10	半導体素子 ◇	104
6.11	オームの法則と熱起電力	105
6.12	キルヒホッフの法則の意味	105
6.13	コンデンサーの充電 ♣	106
	章末問題	107
第 7 章	磁場と電流	111
7.1	磁極とクーロンの法則 ♡	111
7.2	磁場 ♡	111
7.3	電流が作る磁場 ♡	112
7.4	電流が磁場から受ける力 ♡	113
7.5	磁性体 ◇	115
7.6	ローレンツ力 ♡	115
7.7	サイクロトロン ◇	117
7.8	ホール効果 ◇	117
7.9	ガウスの法則	118
7.10	アンペールの法則と応用 ◇	118
7.11	ビオ・サバールの法則	120
7.12	ローレンツ力のベクトル表記	121

章末問題	123
第 8 章 電磁誘導と交流	127
8.1 電磁誘導 ♡	127
8.2 渦電流 ◇	129
8.3 相互誘導現象 ♡	130
8.4 自己誘導現象 ◇	130
8.5 交流起電力 ◇	131
8.6 抵抗に流れる交流電流 ◇	132
8.7 コイルに流れる交流電流 ◇	133
8.8 コンデンサーに流れる交流電流 ◇	134
8.9 RLC 回路に流れる交流電流 ◇	136
8.10 電気振動 ◇	137
8.11 変圧器 ◇	138
8.12 電磁波 ♡	139
8.13 自己インダクタンスの例	139
8.14 コイルと抵抗の直列回路の過渡応答	140
8.15 閉回路を貫く磁束 ♣	141
8.16 複素数を用いた交流回路の表現 ♣	141
8.17 変位電流 ♣	142
8.18 マクスウェルの方程式 ♣	143
章末問題	144
第 9 章 電子と光	150
9.1 陰極線 ♡	150
9.2 電子の電荷と質量の比 ◇	150
9.3 電子の質量 ◇	152
9.4 電子の波動性 ♡	153
9.5 光の粒子性 ♡	154
9.6 光電効果 ♡	154
9.7 光量子仮説 ♡	155
9.8 X 線の発見と波動性 ◇	157
9.9 コンプトン散乱 ◇	158
章末問題	160

第 10 章 原子と原子核	164
10.1 原子の構造 ♡	164
10.2 ラザフォードの原子模型の問題 ♡	165
10.3 ボーアの原子模型 ◇	165
10.4 ボーアの量子条件の解釈 ◇	167
10.5 不連続なエネルギー準位 ◇	167
10.6 原子核の構造とその表し方 ♡	168
10.7 原子核の崩壊と放射線 ♡	169
10.8 核反応とエネルギー ♡	170
10.9 核分裂と核融合 ♡	172
10.10 素粒子 ◇	173
10.11 基本的な 4 つの力と宇宙 ◇	174
章末問題	175
索引	180

熱力学

熱力学では、分子や原子が集団になったときの振る舞いを取り扱う。この集団の持つ自由度は非常に大きい。しかしながら、その自由度すべての情報を知らなくても、様々な現象を説明することができる。分子や原子のミクロな世界と人間の住むマクロな世界をつなぐ学問が、熱力学である。

1.1 熱と温度[♡]

物体は原子や分子などのミクロな粒子が多数集まってできている。これらのミクロな粒子は無秩序な運動をしている。この運動のことを**熱運動**という。この熱運動は**ブラウン運動**^{注1}を観察することによって、その存在を確かめることができる。

ブラウン運動そのものは原子や分子に比べて遙かに大きくて顕微鏡で見ることができる微粒子の運動であり、熱運動とは異なっている。この微粒子には周囲の熱運動している原子や分子が衝突している。ブラウン運動している粒子は小さいので、原子や分子の衝突による、ある短い時間の力積の平均がゼロにならないことがある^{注2}。そのために微粒子は不規則に運動する。

温度は熱運動の激しさを表す尺度である。通常使われる温度尺度は**セルシウス温度（セ氏温度）**であり、 1.013×10^6 Paの圧力^{注3}の下で氷が融解する温度を0、水が沸騰する温度を100とする。また、その単位は $^{\circ}\text{C}$ を用いる。温度が熱運動の激しさの尺度であるという観点から、**絶対温度**を用いると便利ことが多い。この温度尺度では、熱運動がゼロになる温度を0（**絶対零度**）とし、目盛りの間隔はセルシウス温度と同じにとる。単位は**ケルビン**（記号 K）を用いる。絶対温度 T [K] とセルシウス温度 t [$^{\circ}\text{C}$] の間には

$$\frac{T}{\text{K}} = \frac{t}{^{\circ}\text{C}} + 273 \quad (1.1)$$

の関係がある^{注4,5}。

異なった温度の二つの物体が接触すると、やがて二つの物体の温度は同じになる。このとき、これらの物体は**熱平衡状態**にあるという。また、接触面を通じて熱運動のエネルギー（**熱**という）が温度の高い物体から低い物体に



図 1.1 ブラウン運動

注1 1827年、イギリスの植物学者ロバート・ブラウンは、花粉を水の中に入れて顕微鏡で観察していたところ、花粉から出た微粒子がたえず細かく不規則に動いていることに気づいた。

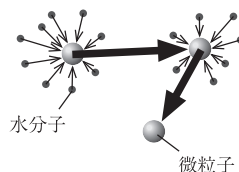


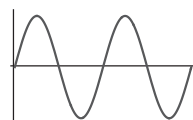
図 1.2 ブラウン運動の原理

注2 野球ボールのような大きな物体がブラウン運動を行うことはない。

注3 1気圧である。

注4 有効桁を5桁までとると、 $273 \rightarrow 273.15$ である。この273.15は定義値である。

注5 T は絶対温度という物理量を表す変数であり、（数値×単位）のように構成されている。したがって、式(1.1)の T/K は数値のみになる。 $t/^{\circ}\text{C}$ も同様である。



注6 固体や液体の中のように相互作用している原子や分子を考える場合は、ポテンシャルも含めて力学的エネルギーと言った方が良いかもしれない。

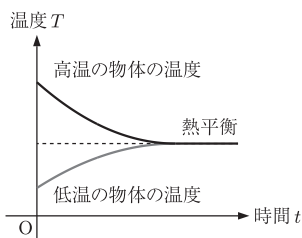


図1.3 異なる温度の物体が接触した際の温度の変化。

注7 物体の素材に着目する場合には、物質と呼ぶことが多い。

移動する。この熱の移動は、ミクロに見ると原子や分子の衝突を通じた運動エネルギー^{注6}の移動である。その移動する熱の量を熱量と言い、単位としてジュール（記号 J）を用いる。後述するように、熱もエネルギーの一種なので、単位は J を用いる。

1.2 物質の三態 ◇

物質^{注7}は通常その温度に応じて固体、液体、気体の状態になり、これを物質の三態という。物質の三態は、物質を構成する原子や分子の位置とその距離によって理解することができる。

1. 固体

原子や分子の構成粒子が定まった位置を中心に熱運動をしている。

2. 液体

構成粒子が定まった位置を離れて、動き出している。ただし、構成粒子間の間隔は固体の場合とあまり変わらない。

3. 気体

構成粒子が自由に飛び回っている。構成粒子間の距離は固体や液体の場合に比べて大きい。

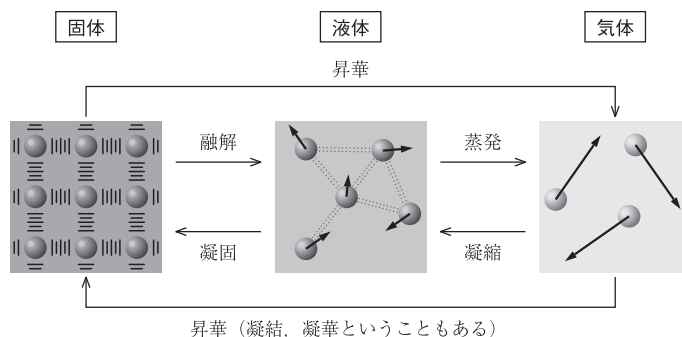


図1.4 物質の三態と構成粒子の熱運動状態^{注8}。

注8 ドライアイスのように、液体の状態を経ずに直接、固体から気体に、あるいは気体から固体に状態変化することを昇華という。

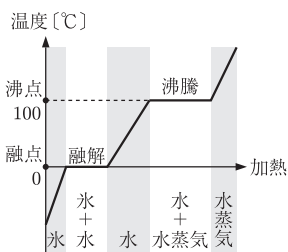
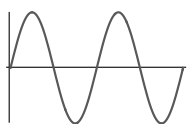


図1.5 水の温度と状態変化。

水を加熱して水にする場合、氷と水が共存している間温度は一定に保たれる。この温度を融点と言い、水の場合は1気圧で0℃である。温度が一定なのは、結合状態（構成粒子が定まった位置にある状態）を弱めるために熱が使われるためである。この融解に必要な熱を融解熱という。同様に液体から気体に状態変化する場合には、構成粒子の結合を断ち切るためにエネルギー（熱）が必要であり、この熱を気化熱という。また、液体と気体が共存する場合にも温度は一定に保たれ、その温度を沸点という。融解熱や気化熱



のように状態を変化させるために使われる熱を潜熱^{注9}という。物質 1 g あたりの値^{注10}で示されることが多く、単位はジュール毎グラム（記号 J/g）が用いられる。

注9 潜熱は温度という「目に見える」変化を起こさないで、隠れた熱という意味で「潜」の漢字が使われる。

注10 国際単位系では質量の単位は kg であるが、熱を扱う際は g を質量の単位として用いることが多い。

1.3 比熱と熱容量 ♡

物体の温度を 1 K 変化させるために必要な熱量を、その物体の熱容量という。単位はジュール毎ケルビン（記号 J/K）である。一方、ある物質 1 g の温度を 1 K 変化させるために必要な熱量を、その物質の比熱という。単位はジュール毎グラム毎ケルビン（記号 J/(g·K)）である。

質量 m [g] で比熱が c [J/(g·K)] の物体の熱容量 C [J/K] は

$$C = mc \quad (1.2)$$

である。そして、この物体を温度 ΔT [K] だけ変化させるために必要な熱量 Q [J] は以下の通りである。

$$Q = C\Delta T = mc\Delta T \quad (1.3)$$

例題 1.1 質量 3.0×10^2 g の銅製の容器に質量 3.0×10 g の水が入っている。全体の熱容量を求めよ。また、全体の温度が 20°C のとき、 80°C まで温度をあげるために必要な熱量はいくらか？ 銅と水の比熱はそれぞれ 0.38 J/(g·K) と 4.2 J/(g·K) である。

解 熱容量 C は

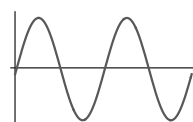
$$\begin{aligned} C &= \{0.38 \text{ J/(g·K)}\} \cdot 3.0 \times 10^2 \text{ g} + \{4.2 \text{ J/(g·K)}\} \cdot 3.0 \times 10 \text{ g} \\ &= (1.14 \times 10^2 \text{ J/K}) + (1.26 \times 10^2 \text{ J/K}) = 2.4 \times 10^2 \text{ J/K} \end{aligned}$$

となる。温度差は 60°C なので、必要な熱量は以下の通りである。

$$Q = (2.4 \times 10^2 \text{ J/K}) \cdot 60 \text{ K} = 1.4 \times 10^4 \text{ J}$$

外界から孤立した系^{注11}では、その系の持つエネルギーの総和は変化しない。仮に、熱エネルギーと他のエネルギー形態との変換（たとえば、熱が光に変換されるなど）が行われなければ、熱の総和は変化しないことになる。これは、一般に、「いくつかの物体の間で熱の出入りがあるとき、高温の物体が失った熱量の和と低温の物体が得た熱量の和は等しい」と言い換えることができ、熱量の保存則という。

注11 銅製の容器とそれに入った水のように、「相互に影響を及ぼしあう要素から構成されるまとまり」を系と呼ぶ。



例題 1.2 比熱 c_1 [J/(g·K)], 質量 m_1 [g], 温度 T_1 [K] の物体 1 と比熱 c_2 [J/(g·K)], 質量 m_2 [g], 温度 T_2 [K] の物体 2 を接触させると, しばらくして熱平衡状態になり, 両物体の温度は T [K] になった. 温度 T を求めよ. ただし, $T_1 > T_2$ とする.

解 1 高温の物体が失った熱は低温の物体が得た熱と等しいという観点から式を立てると,

$$m_1 c_1 (T_1 - T) = m_2 c_2 (T - T_2)$$

となる. T を求めると, 以下の通りである.

$$T = \frac{m_1 c_1 T_1 + m_2 c_2 T_2}{m_1 c_1 + m_2 c_2}$$

解 2 熱量の総和は変化しないという観点から式を立てると,

$$m_1 c_1 T_1 + m_2 c_2 T_2 = (m_1 c_1 + m_2 c_2) T$$

となる. もちろん, 同じ結果が得られる^{注 12}.

注 12 高温の物体はどちら? と意識する必要がないので, 解答 2 の方がわかりやすいだろう.

1.4 熱膨張 ◇

通常の物体は温度が上昇すると熱運動が激しくなり, 構成粒子間の平均距離が大きくなる. すなわち, 膨張する. この現象を物体の熱膨張という.

温度変化に伴う固体の長さ変化のことを線膨張といい, t_0 [°C] における長さを l_0 [m] とすると, t [°C] における長さ l [m] は

$$l = l_0 (1 + \alpha(t - t_0)) \quad (1.4)$$

注 13 線膨張係数と呼ばれることもある.

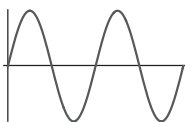
と近似することができる. ここで, α は線膨張率^{注 13}と呼ばれ, 物質固有の値を持つ. 単位は毎ケルビン (記号 K^{-1}) である.

一方, 温度変化に伴う固体の体積変化のことを体膨張という. ここでは, 基準の温度として, $0^\circ C$ を考え, その温度における体積を V_0 [m³] とする. t [°C] における体積 V [m³] は

$$V = V_0 (1 + \beta t) \quad (1.5)$$

注 14 どの方向にも同じ割合で線膨張する場合, 立方体を考えると $V = (l_0(1 + \alpha t))^3 \approx l_0^3(1 + 3\alpha t)$ となるので, $\beta = 3\alpha$ である.

と近似することができる^{注 14}. ここで, β は体膨張率と呼ばれ, 物質固有の値を持つ. 単位は毎ケルビン (記号 K^{-1}) である.



例題 1.3 ある鉄製のレールは、 $2.0 \times 10^\circ\text{C}$ のときの長さ $2.5 \times 10\text{ m}$ であった。レールの温度が $5.0 \times 10^\circ\text{C}$ になったときのレールの伸びはいくらか？ ただし、鉄の線膨張率を $1.18 \times 10^{-5}\text{ K}^{-1}$ とする。

解 $2.0 \times 10^\circ\text{C}$ のときの長さを l_0 、 $5.0 \times 10^\circ\text{C}$ になったときの長さを l とすると、伸び $\Delta l [\text{m}]$ は以下の通りである。

$$\begin{aligned}\Delta l &= l - l_0 = l_0 \alpha \Delta T \\ &= (2.5 \times 10\text{ m}) \cdot (1.18 \times 10^{-5}\text{ K}^{-1}) \cdot (5.0 \times 10^\circ\text{C} - 2.0 \times 10^\circ\text{C}) \\ &= 8.9 \times 10^{-3}\text{ m}\end{aligned}$$

1.5 エネルギーとしての熱 ♡

木と木をこすり合わせて火をおこすことができるように、仕事を熱に変換することができる。ジュールは図 1.6 のような装置を用いて、エネルギーと熱が等価であることを示した。歴史的には、熱には cal（カロリー）という単位、エネルギーには J（ジュール）という単位が使われていた。ジュールが行ったのは J を単位とするエネルギーを cal を単位とする熱に変換すると、得られた熱と失われたエネルギーの間には比例関係があるというものだった^{注 15}。これは言い換えると熱とエネルギーが等価であることを示している。

物体の持つ熱運動による運動エネルギーや分子や原子間にはたらく力に関係した位置エネルギーの総和を、物体の内部エネルギーという^{注 16}。物体の内部エネルギーは、その物体に仕事を与えたり熱を加えたりすることによって変化させることができる。言い換えると、物体に外部から与えられた熱量 Q と、物体が外部からされた仕事 W の和は、物体の内部エネルギーの変化 ΔU になる^{注 17}、すなわち、

$$\Delta U = Q + W \quad (1.6)$$

という、熱力学の第一法則にまとめられる。式 (1.6) は、エネルギー保存の法則を熱や内部エネルギーに適用したものである。

例題 1.4 以下の計算を行え。

- (1) 1.0 J の仕事をされ、 2.0 J の熱を与えられた気体の内部エネルギーはどれだけ増加するか？

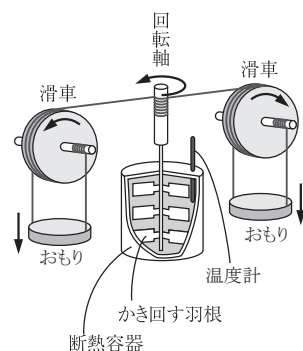
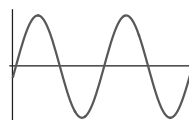


図 1.6 ジュールの実験。おもりの位置エネルギーによって、水をかき回して温度を上昇させる。上昇した温度から熱 (cal を単位とする) を計算し、おもりの位置の変化から失った位置エネルギー (J を単位とする) を求める。そして、両者を比較した。

注 15 この比例係数は熱の仕事当量と言われていた。今 cal という単位は物理学では使わない。

注 16 内部エネルギーと呼ばれるのは、内在していて一見したところエネルギーを持っていることがわからないからである。

注 17 このように様々な現象においてエネルギー保存が観察されたので、エネルギー保存の法則が信じられていると言った方が良さかもしれない。物理学が実験科学であることを示している。



- (2) 1.0 J の仕事をし, 2.0 J の熱を与えられた気体の内部エネルギーはどれだけ増加するか?
- (3) 内部エネルギーの増加が 3.0 J で, 2.0 J の熱を与えられた気体がされた仕事はいくらか?
- (4) 内部エネルギーの増加が 3.0 J で, 2.0 J の熱を与えられた気体がした仕事はいくらか?
- (5) 内部エネルギーの増加が 3.0 J で, 2.0 J の仕事をした気体を与えられた熱はいくらか?

- 解** (1) $1.0 \text{ J} + 2.0 \text{ J} = 3.0 \text{ J}$.
- (2) $-1.0 \text{ J} + 2.0 \text{ J} = 1.0 \text{ J}$.
- (3) $3.0 \text{ J} = W + 2.0 \text{ J}$ より, 気体がされた仕事 $W = 1.0 \text{ J}$.
- (4) 気体がされた仕事が 1.0 J なので, した仕事として換算すると -1.0 J の仕事をしたことになる.
- (5) $3.0 \text{ J} = -2.0 \text{ J} + Q$ より, 5.0 J の熱を与えられた.

1.6 気体の圧力

気体を容器に閉じ込めると気体は壁に力を及ぼす. 単位面積あたりのこの力を気体の圧力という. 容器内の気体の圧力は, 面に対して常に垂直にはたらく, その大きさは容器内のどの部分においても等しい.

地球の大気は, 大気中の物体に圧力 (大気圧) を及ぼす. 大気圧は図 1.7 のような装置によって測定することが可能で, その大きさはおよそ高さ 76 cm の水銀柱によって生じる圧力^{注 18}と同じである.

注 18 地表の大気圧の大きさを 1 気圧といい, $1.0315 \times 10^5 \text{ Pa}$ である.

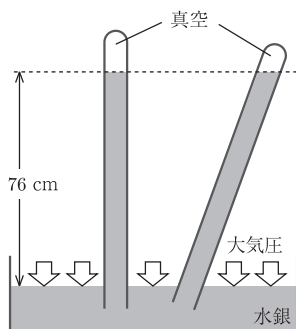
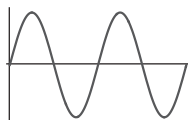


図 1.7 大気圧と水銀柱の高さ.

例題 1.5 図 1.7 のように, ガラス管に水銀を満たして, 水銀を入れた容器に立てたところ, 水銀柱の高さは 76 cm となった. このことより, 大気圧のおおよその値を求めよ. なお, 水銀の密度は 13.6 g/cm^3 である.

解 水銀の密度を $\rho [\text{kg/m}^3]$, 水銀柱の高さを $h [\text{m}]$, 水銀柱の断面積を $S [\text{m}^2]$ とする. 水銀の大気に触れている表面の圧力を $p [\text{Pa}]$ とすると,

$$\rho g V = \rho g h S = p S$$



が成り立つ。ここで、 $g \text{ [m/s}^2\text{]}$ は重力加速度である。したがって、

$$p = \rho gh = (1.36 \times 10^4 \text{ kg/m}^3) \cdot (9.8 \text{ m/s}^2) \cdot 0.76 \text{ m} \\ = 1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$$

となる。

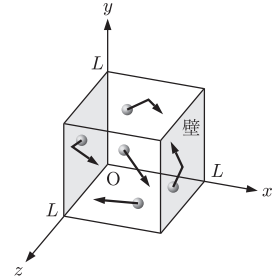


図 1.8 容器の中の分子の運動。

気体を容器に閉じ込めると気体を構成する分子（原子）は容器の壁と衝突を繰り返し、壁に力を及ぼす。この衝突による力は小さいが、分子は多数あるので単位時間単位面積に及ぼす力の大きさはマクロな大きさになる。我々はそれを**気体の圧力**と呼ぶ。ミクロな観点からこのマクロな圧力を考えよう。

一辺の長さが $L \text{ [m]}$ の立方体の容器を考える。各辺に沿って x, y, z 軸をとる。そこに質量 $m \text{ [kg]}$ の単原子分子理想気体分子が N 個入っているとしよう。これらの分子は常に一定の速さで飛んで壁と弾性衝突を行い、気体分子同士の衝突は起こらないものとする。

i 番目の分子の時刻 $t = 0 \text{ s}$ の速度を $\vec{v}_i = (v_{i,x}, v_{i,y}, v_{i,z}) \text{ [m/s]}$ 、ただし $v_{i,x} > 0 \text{ m/s}$ とする。この分子は、 $\frac{2L}{v_{i,x}} \text{ [s]}$ ごとに x 軸に垂直な容器の壁（ x 座標の大きい方）に衝突する。その際に与える力積は、 $2mv_{i,x}$ である^{注 19}。この壁が $\Delta t \text{ [s]}$ 間にこの分子から受ける平均の力の大きさを $\bar{f}_i \text{ [N]}$ とすると、

$$\bar{f}_i \Delta t = 2mv_{i,x} \cdot \frac{\Delta t}{2L/v_{i,x}} \Rightarrow \bar{f}_i = \frac{mv_{i,x}^2}{L}$$

となる。

次に、 N 個の分子から壁が受ける力の大きさ $F \text{ [N]}$ を考えよう。 F は $\bar{f}_i$ を 1 番目の分子から N 番目まで足し合わせたものである。

$$F = \sum_{i=1}^N \bar{f}_i = \sum_{i=1}^N \frac{mv_{i,x}^2}{L} = N \frac{m \overline{v_x^2}}{L}$$

ただし、 $\overline{v_x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{i,x}^2$ は、分子の x 軸方向の速度の平方の平均値である。この壁の受ける圧力 $p \text{ [Pa]}$ は

$$p = \frac{F}{L^2} = N \frac{m \overline{v_x^2}}{L^3} = N \frac{m \overline{v_x^2}}{V} \quad (1.7)$$

である。ここで、 $V \text{ [m}^3\text{]}$ は L^3 で、この容器の体積である。

分子の運動に特別な方向はないはずである、言い換えると、 $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$ が期待される。一方、分子の速度 $\vec{v} \text{ [m/s]}$ の平方の平均値 $\overline{v^2} \text{ [(m/s)}^2\text{]}$ は、

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = 3 \overline{v_x^2} = 3 \overline{v_y^2} = 3 \overline{v_z^2}$$

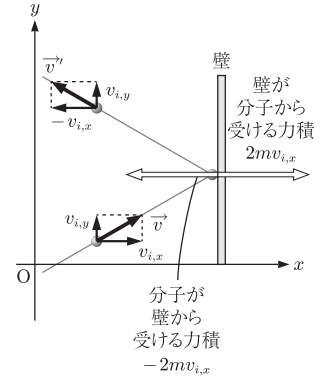


図 1.9 容器の中の分子の壁での衝突。

注 19 速度変化は x 軸方向のみなので、力積は $2mv_{i,x}$ となる。詳しくは [力学編] を参照のこと。

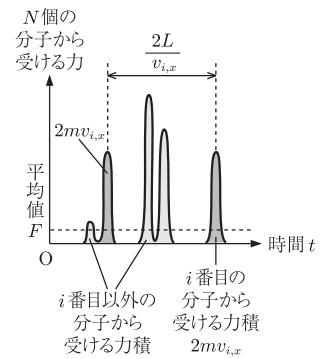
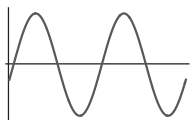


図 1.10 分子によって与えられる力積とその平均としての力。



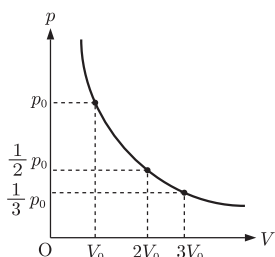


図 1.11 ボイルの法則.

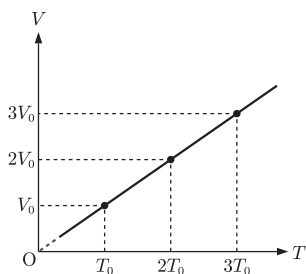


図 1.12 シャルルの法則.

注 20 2019 年より, アボガドロ定数は $6.02214026 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ を定義値とするように国際単位系は変更された.

注 21 1 mol の気体の体積は近似的には気体の種類に依存しない.

注 22 $\propto$ は両辺が比例することを表す記号である.

である. したがって, 式 (1.7) より圧力 p は, 以下の式で表される.

$$p = N \frac{m \bar{v}^2}{3V} \quad (1.8)$$

1.7 気体の法則

一定量の気体の温度 T [K], 圧力 p [Pa], そして体積 V [m^3] の間には以下の関係がある.

1. ボイルの法則: T が一定

$$pV = \text{一定} \quad (1.9)$$

2. シャルルの法則: p が一定

$$\frac{V}{T} = \text{一定} \quad (1.10)$$

3. ボイル・シャルルの法則

$$\frac{pV}{T} = \text{一定} \quad (1.11)$$

原子や分子の量は, モル (記号 mol) を単位とした物質質量で測ることが多い. 1 mol の中に含まれる原子または分子の数は, アボガドロ定数 N_A [mol^{-1}] を用いて, $N_A \cdot 1 \text{ mol} = 6.02 \times 10^{23}$ とする^{注 20}. 標準状態 (0 °C, 圧力 1 気圧) における気体 1 mol の体積^{注 21} は $2.24 \times 10^{-2} \text{ m}^3$ であることが知られている. これらの数値をボイル・シャルルの法則に適用すると,

$$\frac{pV}{T} \propto n$$

が得られる^{注 22}. ただし, n は気体の物質質量である. ここで, この式の比例定数を気体定数 R と呼ぶことにすると,

$$pV = nRT \quad (1.12)$$

が得られる. この式 (1.12) を理想気体の状態方程式という. $R = 8.31 \text{ [J/(mol} \cdot \text{K)]}$ となる.

実在の気体では, 0 K に達する前に固化や液化してしまい, 低温では理想気体の状態方程式に従わない. しかしながら, 常温, 常圧の下では多くの気体を理想気体と近似することが可能である.

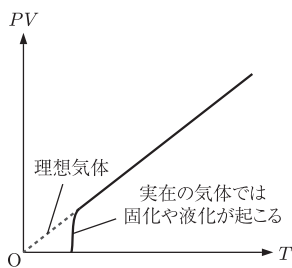


図 1.13 理想気体と実在気体.

例題 1.6 ある気体について, 次のそれぞれの値を求めよ. ただし, 気体定数を $8.31 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$ とせよ.

(1) 圧力 $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$, 温度 $0 \text{ }^\circ\text{C}$, 体積 2.24 L の気体の物質質量はいくらか? 以下の問ではこの物質質量を用いる.

- (2) この気体の圧力を 1.0×10^5 Pa, 温度を 400 K にした. この気体の体積はいくらか?
- (3) この気体の温度を 800 K, 体積を 1.12 L にした. この気体の圧力はいくらか?
- (4) この気体の圧力を 5.0×10^4 Pa, 体積を 1.12 L にした. この気体の温度はいくらか?

- 解** (1) 標準状態で体積 2.24 L なので, $2.24 \text{ L}/(22.4 \text{ L}) = 1.00 \times 10^{-1} \text{ mol}$ となる. 以下は $pV = nRT$ に代入すれば良い.
- (2) $(1.0 \times 10^5 \text{ Pa}) \cdot V = 1.00 \times 10^{-1} \text{ mol} \cdot \{8.31 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})\} \cdot 400 \text{ K}$ より, $V = 3.3 \times 10^{-3} \text{ m}^3$.
- (3) $p \cdot (1.12 \times 10^{-3} \text{ m}^3) = 1.00 \times 10^{-1} \text{ mol} \cdot \{8.31 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})\} \cdot 800 \text{ K}$ より, $p = 5.9 \times 10^5 \text{ Pa}$.
- (4) $(5.0 \times 10^4 \text{ Pa}) \cdot (1.12 \times 10^{-3} \text{ m}^3) = (1.00 \times 10^{-1} \text{ mol}) \cdot \{8.31 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})\} \cdot T$ より, $T = 6.7 \times 10 \text{ K}$.

理想気体の内部エネルギー U [J] はその圧力や体積に依存せず, 気体の物質量と温度だけで決まる^{注 23}. 単原子分子理想気体では $U = \frac{3}{2}nRT$, 2 原子分子理想気体では $U = \frac{5}{2}nRT$ となる.

式 (1.8) をマクロな視点から見直そう. 分子の個数 N を $N = nN_A$ と表そう. N_A はアボガドロ定数である. V を左辺に移すと,

$$pV = n \frac{N_A m \overline{v^2}}{3} \quad (1.13)$$

となる. 一方, ここで考えている気体分子の平均の運動エネルギーは熱運動に由来するので, その平均値は温度 T に比例するはずである. 状態方程式と比較すると,

$$\frac{N_A m \overline{v^2}}{3} = RT \quad (1.14)$$

となることがわかる. すなわち, 気体定数 R は気体分子の平均の運動エネルギーを温度に結びつける定数であることがわかる. 一方,

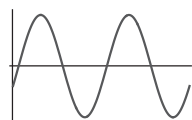
$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3RT}{N_A m}} \quad (1.15)$$

から, 気体の原子や分子のおおよその速さを求めることができる. 分子量は物質 1 分子の質量の統一原子質量単位 (静止して基底状態にある自由な炭素 (^{12}C) 原子^{注 24} の質量の $1/12$) に対する比^{注 25} である. したがって, 気体の種類 (分子量) と温度がわかれば, その気体分子の飛んでいるおおよその

注 23 理想気体では, 分子間力による位置エネルギーはないものと仮定するためである.

注 24 陽子 6 個と中性子 6 個からなる原子核を持つ炭素原子.

注 25 比なので次元を持たない. また, 1 mol の分子の質量をグラム単位で測定して, そのグラムを除いた数値だけのものになる. 式 (1.15) では $N_A m$ が対応する.



速さを求めることができる。また、

$$k_B = \frac{R}{N_A} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

注 26 2019 年よりボルツマン定数は $k_B = 1.3806490 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ を定義値とするように、国際単位系は変更された。

をボルツマン定数^{注 26}と呼ぶ。 $k_B T$ は原子や分子 1 個が持つ熱運動のエネルギーの大きさの程度を与える。

この単原子分子の熱運動のエネルギーが単原子分子理想気体の内部エネルギーである。単原子分子理想気体の場合には、並進運動以外の熱運動はないので、ここまで考えたことが適用でき、

$$U = \frac{1}{2} m \overline{v^2} \cdot n N_A = \frac{3}{2} n R T \quad (1.16)$$

となる。2 原子分子気体の場合に $U = \frac{5}{2} n R T$ となるのは、並進運動の運動エネルギーだけでなく、回転の運動エネルギーも関与するからである^{注 27}。

注 27 2 原子分子気体の並進運動の自由度は 3 で、回転運動の自由度は 2 である。太さのない棒の場合、棒を軸とする回転は考えることはできない。したがって、回転の自由度は 2 となる。[力学編]の剛体の章を参照のこと。

例題 1.7 仮想的な分子量 M の単原子分子理想気体分子における平均速度の大きさの程度を以下の手順で求めよ。 M の定義に注意。

- (1) 分子 1 個の質量を求めよ。
- (2) 式 (1.15) に代入せよ。

解 (1) $m = M/N_A \times 10^{-3} \text{ kg}$ である。

$$(2) \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3RT}{M \cdot 10^{-3} \text{ kg}}}$$

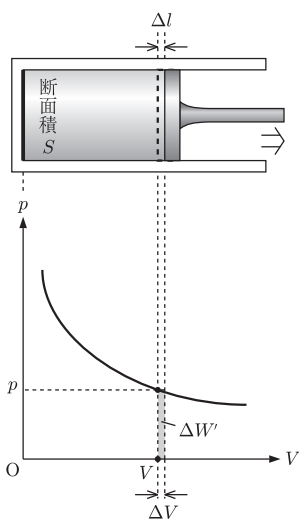


図 1.14 気体の体積変化によって気体が行う仕事。

注 28 気体が外部からされる仕事は ΔW であった。気体が行う仕事にはダッシュをつけて $\Delta W'$ として区別する。

1.8 気体の状態変化と熱機関

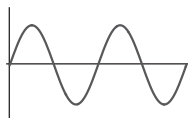
気体が体積変化する際には、気体は外部に仕事をしたり外部から仕事をされたりする。簡単のために、断面積 $S [\text{m}^2]$ のシリンダーとそこをなめらかに動くピストンを考える。シリンダー内の圧力を $p [\text{Pa}]$ とすると、気体がピストンを押す力は pS である。ここで、ピストンが微小な距離 $\Delta l [\text{m}]$ だけ動いたとしよう。このピストンの移動の間の圧力変化は小さいので、気体がピストンにする微小な仕事 $\Delta W' [\text{J}]$ は^{注 28}

$$\Delta W' = pS \Delta l = p \Delta V \quad (1.17)$$

となる。ここで、 $\Delta V [\text{m}^3]$ はピストンの移動に伴う体積変化である。断面積 S が一定でない場合も $\Delta W' = p \Delta V$ は成り立つ。この場合に、気体が外部からされる仕事 $\Delta W [\text{J}]$ は以下の式の通りである。

$$\Delta W = -\Delta W' = -pS \Delta l = -p \Delta V \quad (1.18)$$

気体の状態変化として重要な 4 種類の変化を整理しておこう。



1. 定積変化 (図 1.15)

体積一定のまま，加熱または冷却する過程である．体積変化を伴わないので，外部に仕事をしない．したがって，

$$\Delta U = Q \quad (1.19)$$

で表されるように，気体の得た（失った）熱量 Q [J] がすべて内部エネルギーの増加（減少） ΔU [J] になる^{注 29}．

注 29 失った熱量は負の熱量を得たと考えれば，すべて気体の「得た熱量」と表現できる．

2. 定圧変化 (図 1.16)

圧力一定のまま，加熱または冷却する過程である．体積変化を伴うので，内部エネルギーの変化 ΔU は熱力学第一法則（エネルギー保存の法則）より，得たエネルギー Q から外部にした仕事 $\Delta W'$ を引いたものになる．すなわち， ΔU は以下の式で与えられる．

$$\Delta U = Q - \Delta W' = Q - p\Delta V \quad (1.20)$$

3. 等温変化 (図 1.17)

温度一定のまま，加熱または除熱^{注 30}する過程である．温度変化を伴わないので，内部エネルギーの変化はない．したがって，熱力学の第一法則から^{注 31}

$$\Delta W' = -\Delta W = Q \quad (1.21)$$

のように，気体の得た熱量がすべて外部にする仕事に変換される．

注 30 熱をとる．

注 31 この過程では，与えられた熱量をすべて仕事にすることができる．しかしながら，繰り返し熱をすべて仕事に変えることはできない．

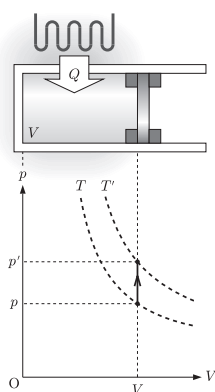


図 1.15 定積変化.

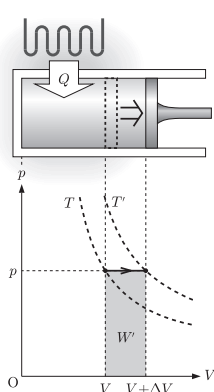


図 1.16 定圧変化.

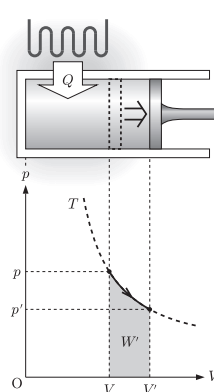


図 1.17 等温変化.

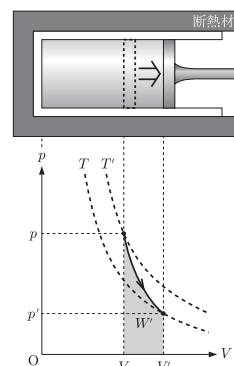
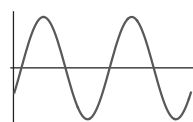


図 1.18 断熱変化.

4. 断熱変化 (図 1.18)

熱のやりとりを行わずに，状態を変える過程を断熱変化という． $Q = 0$ J なので，

$$\Delta U = \Delta W = -\Delta W' \quad (1.22)$$



となる。気体が膨張すれば外部に仕事を行うので、内部エネルギーは減少する。一方、気体が圧縮されれば外部から仕事をされたことになるので、内部エネルギーは増加する。理想気体の場合、内部エネルギーと温度は比例するので、前者では温度は減少し、後者では温度は上昇する。

物質 1 mol の温度を 1 K 上昇させるのに必要な熱量をモル比熱という。気体の場合には、体積が一定の場合（定積モル比熱、 C_V [J/(mol·K)]）と圧力が一定の場合（定圧モル比熱、 C_p [J/(mol·K)]）が重要である。

定義から、体積一定の場合に物質質量 n [mol] の気体の温度を ΔT [K] だけ上昇させるために必要な熱量 Q は

$$Q = nC_V \Delta T \quad (1.23)$$

である。体積が一定なので内部エネルギーの変化 ΔU は Q と等しい。また、単原子分子理想気体の場合には、内部エネルギーの変化 $\Delta U = \frac{3}{2} nR\Delta T$ 注 32 であるから、

$$C_V = \frac{3}{2} R \quad (1.24)$$

であることがわかる。一方、同様に定義から、圧力一定の場合に物質質量 n の気体の温度を ΔT だけ上昇させるために必要な熱量 Q は

$$Q = nC_p \Delta T \quad (1.25)$$

である。内部エネルギーの変化 ΔU は、体積一定の場合と同じく $nC_V \Delta T$ である。圧力一定の場合には、さらに体積変化に伴う外部に行う仕事 $p\Delta V$ を Q から「賄う」必要がある。 $p\Delta V = nR\Delta T$ であるから、

$$Q = \Delta U + p\Delta V = nC_V \Delta T + nR\Delta T = n(C_V + R)\Delta T$$

となり、以下のマイヤーの関係が得られる。

$$C_p = C_V + R \quad (1.26)$$

モル比熱を使うと、断熱変化の場合の圧力と体積の関係を

$$pV^\gamma = \text{一定} \quad (1.27)$$

注 33 $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ は比熱比と呼ばれる（詳しくは 1.11 節を参照）。

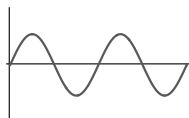
注 34 この「繰り返し」が重要である。

注 35 熱源とは熱の出入りがあるても、温度が変化しない系である。

のように表すことができる 注 33。この式をボアッソンの式という。

熱機関とは、繰り返し 注 34 熱を仕事に変換する機構である。熱機関は仕事をした後に、元の状態に戻らないといけない。そのためには、熱を捨てるための低温の熱源 注 35 が必要である。このような熱機関の状態の繰り返しの過程を熱機関のサイクルという。

低温の熱源に捨てられる熱は仕事に変換することができない。高温の熱源から得た熱を Q [J] と低温の熱源に捨てた熱を Q' [J] とすると、その差



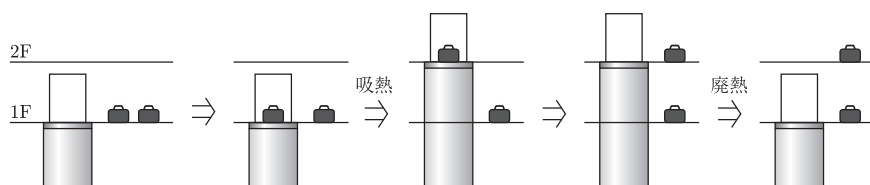


図 1.19 荷物を 1 階から 2 階に運ぶエレベータを考えよう^{注 36}。最初、気体は温度が低く体積は小さく、エレベータの床は 1 階にある。ここに荷物を置き、気体を加熱することによって、膨張させてエレベータを 2 階まで上昇させる。2 階まで上がったたら、荷物を 2 階に下ろす。繰り返し荷物を運ぶためには、エレベータを 1 階まで下ろす必要がある。そのために、気体を低温の熱源に接触させて温度を下げ、体積を減少させる。

注 36 このエレベータは巨大なピストンで動く。

$Q - Q'$ が外部にする仕事 W' [J] になる。高温の熱源から得られた熱 Q が、できるだけ多く仕事 W' に変換されることが望ましい。その割合を熱効率 e によって表す^{注 37}。

$$e = \frac{W'}{Q} = \frac{Q - Q'}{Q} \quad (1.28)$$

注 37 $Q' > 0$ J なので、 $e < 1$ である。

1.9 不可逆変化 ◇

高温の物体と低温の物体を接触させると、熱が移動して二つの物体の温度は同じになる。しかしながら、同じ温度の物体が時間が経つにつれて、温度差が生じるようなことは起こらない^{注 38}。このように、自然には元の状態には戻らない変化があり、そのような変化を不可逆変化という。不可逆変化の変化の方向を示す法則が熱力学の第二法則である。この法則は次のようにいくつかの表現で表すことができる。

1. 熱は低温の物体から高温の物体に自然に移ることはない^{注 39}。
2. 一つの熱源から熱を得て、それをすべて仕事に変換することができる熱機関は存在しない。

注 38 振り子のように周期的な運動は可逆変化である。ただし、これは摩擦などが無視できる場合である。

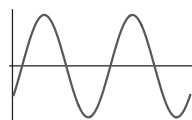
注 39 エアコンは仕事を行うことによって、強制的に熱を低温の物体から高温の物体に移動させる装置である。

1.10 状態量、準静的過程、可逆変化 ◇

気体の温度だけで決まる内部エネルギーのように、物体の巨視的な状態で決まる量を状態量という。圧力や温度などは物質に比例しない状態量なので示強変数という。体積や内部エネルギーなどは物質に比例するので、示量変数という。状態量であるためには、二つの状態を考えた際にその二つの状態の状態量の差が一意に決まる必要がある。

ところが、熱や仕事は二つの状態を考えた際、熱力学の第一法則 $\Delta U = W + Q$ からわかるように、熱だけで ($W = 0$ J の場合) ΔU の変化を起こすこともできるし、仕事だけで ($Q = 0$ J の場合) ΔU の変化^{注 40} を起こ

注 40 無限小の変化を考えるときには、 $\Delta U \rightarrow dU$ のように微小量をあらわす記号 d を用いて表すことにする。



注41 微小量の関係で表すと，熱力学第一法則は

$$dU = d'W + d'Q$$

となる． W' のダッシュとは異なって， $d'W$ と $d'Q$ のダッシュは，仕事や熱が状態変化の経路に依存することを注意喚起するためにつけられている．

することもできる．したがって，熱や仕事は状態量ではない^{注41}．

熱力学では物体に運動がない場合を主として扱うが，ピストンを動かして体積を変えるように，状態を変化させるためには運動を避けることができない．そこで，物体系の平衡状態を無限小だけ崩して状態を変化させる準静的過程を熱力学では通常考える．

1.11 ポアッソンの式

理想気体の断熱変化の際に成り立つ，ポアッソンの式を示そう．物質量は n とする．熱力学の第一法則に， $d'Q = 0$ J と $d'W = -pdV$ を代入すると，

$$dU = -pdV$$

である．ここでは準静的過程を考える．一方， $dU = nC_V dT$ なので，

$$nC_V dT = -pdV$$

である．理想気体の状態方程式 $pV = nRT$ を用いて p を消去すると，

$$nC_V dT = -n \frac{RT}{V} dV$$

となる．両辺の n を消去し，マイヤーの法則 $C_p - C_V = R$ を用いると，

$$\frac{dT}{T} = -\frac{C_p - C_V}{C_V} \frac{dV}{V} = -(\gamma - 1) \frac{dV}{V}$$

が得られる．ここで， $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ は比熱比である．

両辺を積分すると，

$$\int_{T_0}^T \frac{dT}{T} = -(\gamma - 1) \int_{V_0}^V \frac{dV}{V}$$

となる．ここで， V_0, V はそれぞれ温度 T_0, T のときの体積である．

$$\log \frac{T}{T_0} = -(\gamma - 1) \log \frac{V}{V_0} \quad \text{注42} \Rightarrow \frac{T}{T_0} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{\gamma-1} = 1$$

$$TV^{\gamma-1} = T_0 V_0^{\gamma-1} = \text{一定}$$

理想気体の状態方程式を用いて， T を消去すると，

$$pV^\gamma = \text{一定}$$

となり，ポアッソンの式が得られる．

1.12 カルノーサイクル

注42 $\log$ の引数は無次元でなければならない．

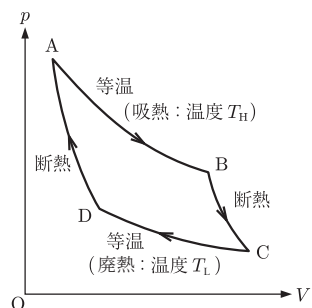


図1.20 カルノーサイクル．熱機関の一つである．

図1.20のように，理想気体が $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow A$ と変化する場合を考える．この変化は，二つの断熱過程と二つの等温過程でサイクルを形成し

ている。熱力学を理解する上で重要なサイクルで、カルノー (Carnot) サイクルと呼ばれる。

各過程において、理想気体が受け取る熱、気体が行う仕事、内部エネルギーの変化について考えよう。気体の物質量は 1 mol とする。

1. 過程 A → B

気体が行う仕事 W_{AB}' ^{注 43} は

$$\int_A^B dW' = \int_{V_A}^{V_B} p dV = \int_{V_A}^{V_B} \frac{RT_H}{V} dV = RT_H \log \frac{V_B}{V_A}$$

等温過程なので、過程 A → B で高温の熱源から気体が受け取る熱 Q_{AB} は W_{AB}' に等しい。

2. 過程 B → C

断熱過程なので、気体が外部に行う仕事 W_{BC}' は内部エネルギーによって賄われる。

$$W_{BC}' = C_V(T_H - T_L)$$

3. 過程 C → D

気体が行う仕事 W_{CD}' は

$$\int_C^D dW' = \int_{V_C}^{V_D} p dV = \int_{V_C}^{V_D} \frac{RT_L}{V} dV = RT_L \log \frac{V_D}{V_C}$$

である。ここで、 $V_C > V_D$ であることに注意。すなわち、気体が外部に行う仕事は負である。言い換えると、気体は外部から仕事をされることになる。等温過程なので、過程 C → D で低温の熱源から受け取る熱 Q_{CD} は W_{CD}' に等しい。あるいは、低温の熱源に $-Q_{CD}$ (C → D では $|Q_{CD}|$ と等しい) の熱を捨てることと等価である^{注 44}。

4. 過程 D → A

断熱過程なので、気体が外部に行う仕事 W_{DA}' は内部エネルギーによって賄われる。

$$W_{DA}' = C_V(T_L - T_H)$$

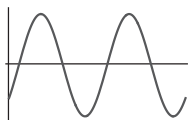
$W_{DA}' < 0$ J なので、気体は外部から正の仕事をされている。

カルノーサイクルを熱機関と考えた場合の熱効率を考える。1 サイクルの間に行う仕事 W' は

$$\begin{aligned} W' &= W_{AB}' + W_{BC}' + W_{CD}' + W_{DA}' \\ &= RT_H \log \frac{V_B}{V_A} + C_V(T_H - T_L) + RT_L \log \frac{V_D}{V_C} + C_V(T_L - T_H) \\ &= RT_H \log \frac{V_B}{V_A} + RT_L \log \frac{V_D}{V_C} \end{aligned}$$

注 43 この節で W についているダッシュは気体が仕事を「する」ことを意味する。気体の状態変化の経路は図 1.20 によって定まっている。

注 44 低温の熱源から負の熱量を受け取るのは低温の熱源へ正の熱量を捨てることである。



である。ここで、断熱変化では $TV^{\gamma-1} = \text{一定}$ なので、

$$T_H V_B^{\gamma-1} = T_L V_C^{\gamma-1}, \quad T_L V_D^{\gamma-1} = T_H V_A^{\gamma-1}$$

である。したがって、 $(V_B V_D)^{\gamma-1} = (V_C V_A)^{\gamma-1}$ 、すなわち $V_B V_D = V_C V_A$ であることがわかる。この関係を W' に代入すると、

$$W' = R(T_H - T_L) \log \frac{V_B}{V_A}$$

が得られる。

熱機関としての効率、

$$e = \frac{W'}{Q_{AB}} = \frac{R(T_H - T_L) \log \frac{V_B}{V_A}}{RT_H \log \frac{V_B}{V_A}} = \frac{T_H - T_L}{T_H} \quad (1.29)$$

となることがわかる。カルノーサイクルの場合、効率は高温の熱源と低温の熱源の温度のみに依存する。

1.13 熱力学的絶対温度 ◆

今まで温度を測定する方法があるという前提の下で様々な議論を行ってきた。しかしながら、熱力学が物理学の一分野（実験科学）であるためには温度を測定する手段を提供できなければならない。ここでは、温度を測定する方法を考えよう。言い換えると、測定できる量から「温度」を定義すると言っても良い。ただし、この温度は我々が通常持っている温度の概念から逸脱するものであってはならない。

注 45 高温の物体から低温の物体に熱は流れるという熱力学の第二法則を使う訳である。

注 46 後述の、電気のオームの法則と同じである。

注 47 同じ温度差であることは先の議論から判定できる。

物体の温度、ここでは θ という変数を使うことにする。二つの物体を考えて、それぞれの物体の温度を θ_1, θ_2 としよう。そのどちらが高いかは、二つの物体を接触させてどちらの方向に熱が流れるかで判定できる^{注 45}。

次に単位時間に流れる熱の量を比較する方法を考えよう^{注 46}。断面積が一定で様な材質でできた棒に熱を流すと、棒の両端に生じる温度差は単位時間に流れる熱の量に比例する。比較したい熱流を $\frac{Q_1}{\Delta t}, \frac{Q_2}{\Delta t}$ としよう。同じ温度差^{注 47}を生じる棒の長さをそれぞれ L_1, L_2 とする。

$$\frac{Q_1 L_1}{\Delta t} - \frac{Q_2 L_2}{\Delta t} = 0 \text{ J} \cdot \text{m/s}$$

でなければならないので、時間 Δt の間に流れる熱量 Q_1 と Q_2 には

$$Q_2 L_2 = Q_1 L_1$$

の関係があり、熱流の比較を棒の長さの比較によって行うことができる。

可逆熱機関の効率は、高温と低温の熱源の温度だけで決まることをまず証明する。二つの可逆熱機関 1 と 2 があって、それらの効率 e_1, e_2 が異なっていると仮定しよう。ここでは、 $e_1 > e_2$ とする。二つの可逆熱機関を、図

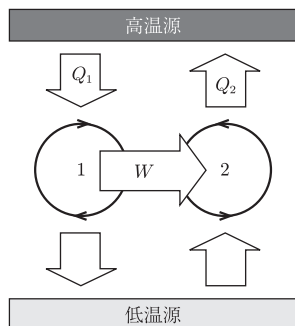


図 1.21 可逆熱機関を二つ動作させる。熱機関 1 は熱を得て仕事を行う。熱機関 2 は仕事をされて、熱を低温源から高温源に移動させる。

1.21 のように熱機関 1 で発生した仕事を用いて熱機関 2 で低温源から高温源に熱を移動する。

$$e_1 > e_2 \leftrightarrow \frac{W}{Q_1} > \frac{W}{|Q_2|}$$

なので、 $|Q_2| - Q_1 > 0$ となり、熱機関 1 と 2 を合わせて考えると注 48、外部から仕事を受けずに熱を低温源から高温源に移動することができることになる。これは熱力学の第二法則に反するので、 e_1 と e_2 が異なっているという仮定が間違っていることになる。すなわち、 $e_1 = e_2$ である。可逆な熱機関 1 としてカルノーサイクルを考えると、その効率は式 (1.29) のようになるので、可逆熱機関の効率は機関の詳細によらず、高温源と低温源の温度のみに依存することがわかる。可逆熱機関の効率は、高温源と低温源の温度の関数 θ_H, θ_L のみで決まる。ここで、 θ は温度が増加すれば単調に増加する関数であれば良い注 49。

熱源 $\theta_2, \theta_1, \theta_0$ の間に可逆熱機関をはたらかせる。

$$\frac{Q_2}{Q_1} = f(\theta_2, \theta_1), \quad \frac{Q_1}{Q_0} = f(\theta_1, \theta_0)$$

一方、これらの二つの熱機関を合わせたものも一つの熱機関と見なせるので、

$$\frac{Q_2}{Q_0} = f(\theta_2, \theta_0)$$

でなければならない。したがって、

$$f(\theta_2, \theta_1)f(\theta_1, \theta_0) = f(\theta_2, \theta_0) \leftrightarrow f(\theta_2, \theta_1) = \frac{f(\theta_2, \theta_0)}{f(\theta_1, \theta_0)}$$

である。したがって、

$$\frac{Q_2}{Q_1} = f(\theta_2, \theta_1) = \frac{g(\theta_2)}{g(\theta_1)}$$

でなければならない注 50。この $g(\theta)$ を熱力学的絶対温度という。すでに議論したように、 Q_2/Q_1 は測定できるので、ある温度を基準にした絶対温度を測定できることになる注 51。

1.14 クラウジウスの不等式とエントロピー ◆

まず、エントロピーを議論する準備として、クラウジウス (Clausius) の不等式について考えよう。系が外界と作用しながら、いくつかの熱源 R_i (温度は $T_i^{(e)}$) から熱量 Q_i を吸収し、正の仕事 W' を外部に行うサイクル C_X (図 1.23 の太線の矢印で表されたサイクル) を考える。熱量 Q_i と外部の熱源の温度 $T_i^{(e)}$ には以下のクラウジウスの不等式が成り立つ。

$$\sum_i \frac{Q_i}{T_i^{(e)}} \leq 0 \text{ J/K} \quad (1.30)$$

注 48 $e_1 < e_2$ を仮定する場合は熱機関 1 と 2 の役割を入れ替えば良い。

注 49 $T_1 > T_2$ ならば $\theta(T_1) > \theta(T_2)$ である。

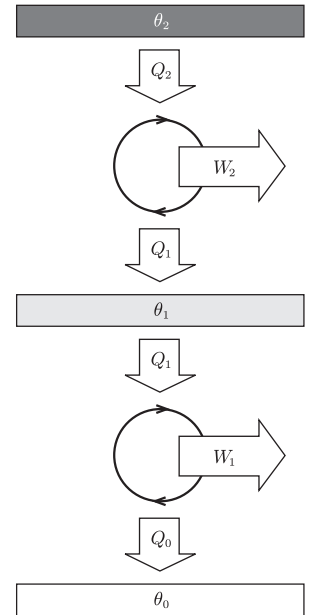
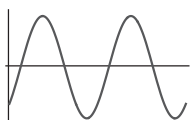


図 1.22 二つの可逆機関を連結して動作させる。

注 50 θ_0 は一定なので、 $f(\theta, \theta_0)$ は θ のみの関数である。それを $g(\theta)$ と書くことにする。

注 51 基準点としては水の 3 重点の温度を 273.16 K とする。水の融点は 273.15 K になる。



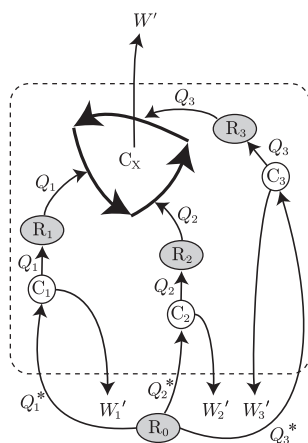


図 1.23 クラウジウスの不等式.
3 個の熱源 (R_1, R_2, R_3) と熱のやり取りを行う場合.

注 52 熱源に熱を捨てる場合は負の熱量を得ることとする.

注 53 サイクル C_X をはたらかせた際の R_i の変化が元に戻り、 R_i はトータルではなにもしていないことになる.

注 54 カルノーサイクル C_i は $-Q_i$ の熱を受け取っている.

注 55 図 1.23 の点線内.

特に、変化が連続的な場合は

$$\oint \frac{d'Q}{T^{(e)}} \leq 0 \text{ J/K} \quad (1.31)$$

である. これは、以下のように考えると導出できる.

第一に、式 (1.29) の意味を再考しよう. 外部にする仕事 $W' = Q_H + Q_L$ である. ここで、 Q_H と Q_L は、それぞれ高温の熱源から得た熱量 (カルノーサイクルの節では Q_{AB}) と低温の熱源から得た熱量 (同じく Q_{CD}) である^{注 52}.

したがって、式 (1.29) より

$$\frac{Q_H + Q_L}{Q_H} = \frac{T_H - T_L}{T_H} \Rightarrow \frac{Q_L}{Q_H} = -\frac{T_L}{T_H} \Rightarrow \frac{Q_H}{T_H} + \frac{Q_L}{T_L} = 0 \text{ J/K} \quad (1.32)$$

であることがわかる.

第二に、サイクル C_X に、補助熱源 R_0 (温度 T_0) を加え、熱源 R_i との間にカルノーサイクル C_i をはたらかせる. これらのカルノーサイクルは、 R_0 から熱量 Q_i^* を受け取り、外界に正の仕事 W_i' を行い、 R_i に Q_i を与えることとする^{注 53}. すなわち、 $W_i' = Q_i^* - Q_i$ である. C_i に式 (1.32) を適用すると^{注 54},

$$\frac{Q_i^*}{T_0} - \frac{Q_i}{T_i^{(e)}} = 0 \text{ J/K}$$

である. ここで、 C_i についての和をとると、

$$\sum_i \frac{Q_i}{T_i^{(e)}} = \frac{1}{T_0} \sum_i Q_i^* \quad (1.33)$$

となる. 今、 C_X が外界にする仕事は $W' = \sum_i Q_i$ である. C_X とすべての

($C_1, C_2, \dots, C_N$) を合わせた全体^{注 55} で一つの熱源 R_0 から熱量 $\sum_i Q_i^*$

をとり、それをすべて仕事

$$W' + \sum_i W_i' = \sum_i Q_i + \sum_i (Q_i^* - Q_i) = \sum_i Q_i^*$$

に変えたことになる. この仕事は、熱力学の第二法則より、正であってはいけない. すなわち、 $\sum_i Q_i^* \leq 0 \text{ J}$ でなければならない. 式 (1.33) と合わせて、式 (1.30) が得られる. 等号が成り立つのは、考えているサイクルが可逆

な場合である^{注 56}.

次にクラウジウスの不等式を踏まえて、熱力学でもっとも重要な概念の一つであるエントロピーを導入しよう. ある系のある熱平衡状態 α_0 を基準状態として、他の任意の熱平衡状態 α におけるその系のエントロピーを以下のようにして定義する.

$$S(\alpha) = \int_{\alpha_0}^{\alpha} \frac{d'Q}{T} \quad (1.34)$$

注 56 式 (1.30) は、熱源が 2 個の場合の式 (1.32) を多数の熱源に拡張したものとも考えることもできる.

ただし、積分経路は α_0 と α を結ぶ任意の準静的経路とする。ここでは、準静的過程を考えているので系の温度は外界の温度と等しく、 $T^{(e)} = T$ である。また、系が温度 T のときに吸収する微小熱量を $d'Q$ としている。微分形式で表現すると、

$$dS = \frac{d'Q}{T} \quad (1.35)$$

となる^{注57}。特に、閉じた系で体積変化だけが起こる場合は以下の通りである。

$$dU = TdS - pdV \quad (1.36)$$

Q は状態量ではないに関わらず、エントロピーは状態量である。 α_0 と α を結ぶ二つの準静的過程 L, L' を考える。ここで、 $\alpha_0 L \alpha L' \alpha_0$ という可逆なサイクルを考える。このサイクルにクラウジウスの不等式 (1.31) を適用すると、

$$\int_{\alpha_0(L)}^{\alpha} \frac{d'Q}{T} + \int_{\alpha(L')}^{\alpha_0} \frac{d'Q}{T} = 0 \text{ J/K}$$

となる。したがって、

$$\int_{\alpha_0(L)}^{\alpha} \frac{d'Q}{T} = \int_{\alpha_0(L')}^{\alpha} \frac{d'Q}{T}$$

となり、 $\int_{\alpha_0}^{\alpha} d'Q/T$ の積分は積分経路によらず、 α_0, α のみによって決まる。 α_0 を固定すれば、エントロピーは系の状態のみに依存する状態量になる。

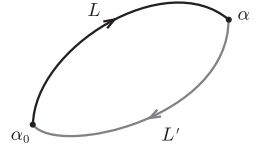


図 1.24 エントロピーは状態量。

注 57 dS にはダッシュがないが、 $d'Q$ にはダッシュがある。

1.15 熱力学第2法則とエントロピー ◆

系が熱力学的な状態 α_0 から他の状態 α に到達する任意の過程 L を考える。さらに、始点と終点と同じ準静的な過程 L_{qs} を考え、サイクル $\alpha_0 L \alpha L_{qs} \alpha_0$ にクラウジウスの不等式 (1.31) を適用する。

$$\int_{\alpha_0(L)}^{\alpha} \frac{d'Q}{T^{(e)}} + \int_{\alpha(L_{qs})}^{\alpha_0} \frac{d'Q}{T} \leq 0 \text{ J/K}$$

ここで、第2項には外界の温度ではなく系の温度 T が式に入っている。第2項はエントロピーの定義そのものであるから、式変形して、

$$\int_{\alpha_0(L)}^{\alpha} \frac{d'Q}{T^{(e)}} \leq S(\alpha) - S(\alpha_0)$$

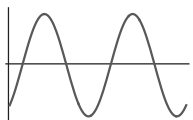
となる。ここで、微小変化を考えれば、

$$\frac{d'Q}{T^{(e)}} \leq dS \quad (1.37)$$

が得られる。特に、温度が一樣な系では外界の温度は系の温度と同じなので

$$d'Q \leq TdS \quad (1.38)$$

となる。ここで、 T は系の温度である。



系がある束縛条件の下に置かれた（たとえば外界と熱の出入りがないなど）としよう。その系がある状態から他の状態に変化する場合、熱力学第2法則 (1.37) を満たす必要があり、この条件を満たすように状態の変化の向きが定まる。もしも、熱力学第2法則を満たすような状態変化の向きが存在しなければ、その状態は平衡状態である。

例として、外界と熱の出入りがない場合を考えよう。式で表現すると、 $d'Q = 0 \text{ J}$ となる。したがって、熱力学第2法則から与えられる状態変化の条件は $dS \geq 0 \text{ J/K}$ である。すなわち、系はエントロピーが増大する向きに状態を変化させる。もしも、この系のエントロピーが最大であるならば、どのような状態変化を考えても、 $dS \geq 0 \text{ J/K}$ を満たすことはできない。言い換えると、断熱状態にある系のエントロピーが最大である場合、その系はそれ以上状態を変化させない。定義により、その状態は熱平衡状態である。

1.16 理想気体の内部エネルギー ◆

エントロピーの概念の応用として、理想気体の内部エネルギーが体積に依存しないことを示そう。

準備として、温度と体積に依存するエントロピーを考える。その変化は温度が変化したことによる変化と体積が変化したことによる変化の和で、

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T dV$$

注 58 $\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V$ は体積を一定にして、温度を変化させたときのエントロピーの変化率である。
 $\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T$ も同様。

注 59 $dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV$ も使う。

注 60 $\frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$
 $= -\frac{1}{T^2} \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right\}$
 $+ \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T$
 $+ \frac{1}{T} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V$

と表すことができる。注 58. 一方、 $d'Q = dU + p dV$ より、

$$dS = \frac{d'Q}{T} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \frac{1}{T} \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right\} dV$$

である。注 59. これらの式を比較して、 $(\partial S / \partial T)_V$ と $(\partial S / \partial V)_T$ の表式が得られる。エントロピーは、微分の順番を変えても同じ結果が得られるので、

$$\frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T$$

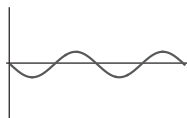
が成り立つ。注 60. ここに、先の表式を代入して計算すると、以下の式が得られる。

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p$$

ここで、理想気体を考えよう。 $pV = RT$ が成り立つので、 $T(\partial p / \partial T)_V = RT/V = p$ である。したがって、

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p = p - p = 0 \quad (1.39)$$

となり、理想気体の内部エネルギーは体積に依存しないことがわかる。



 章末問題

以下の問題では、水の比熱を $4.2 \text{ J/(g}\cdot\text{K)}$ 、気体定数を $8.3 \text{ J/(mol}\cdot\text{K)}$ 、アボガドロ定数を $6.0 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ 、大気圧を $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 、重力加速度の大きさを 9.8 m/s^2 とする。

問題 1.1♡ 鉄でできた質量 $2.0 \times 10^2 \text{ g}$ の容器に、質量 $1.0 \times 10^2 \text{ g}$ の水が入っている。鉄の比熱を $0.45 \text{ J/(g}\cdot\text{K)}$ とする。

- (1) この鉄でできた容器の熱容量を求めよ。
- (2) 全体の温度を 10 K だけ上昇させるのに必要な熱量を求めよ。

問題 1.2♡ 20°C の部屋に置かれた熱容量 90 J/K の湯のみに、 80°C のお湯 50 g を入れた。また、熱のやり取りはお湯と湯のみの間で起こるものとする。

- (1) しばらくすると、湯の温度は一定（平衡状態）となった。このときの温度を求めよ。
- (2) 平衡状態になるまでの間に、湯のみが得た熱量を求めよ。

問題 1.3♡ 図 1.25 のように、周囲を断熱材で囲んだ熱容量 60 J/K の熱量計（容器とかき混ぜ棒）に水 150 g を入れた。このときの熱量計および水の温度はともに 20.0°C であった。この中に、 100°C に熱した 70 g の銅球を入れてしばらくすると、全体の温度は 23.0°C になった。また、温度計の熱容量は無視でき、外界との熱のやり取りはないものとする。

- (1) 銅の比熱を $c[\text{J/(g}\cdot\text{K)}]$ として、熱量保存の法則を式で書き表せ。
- (2) 銅の比熱を求めよ。

問題 1.4♡ 圧力、体積、温度がそれぞれ $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 、 $1.5 \times 10^{-2} \text{ m}^3$ 、 300 K である理想気体がある。次のそれぞれの体積を求めよ。

- (1) この気体の温度を 300 K に保ったまま、圧力を $3.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ にした。
- (2) この気体の圧力を $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ に保ったまま、温度を 400 K にした。
- (3) この気体の圧力を $2.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 、温度を 360 K にした。

問題 1.5♡ 容器の中に圧力 $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 、体積 1.0 cm^3 、温度 300 K の気体が閉じ込められている。この容器内の気体の分子の個数を求めよ。

問題 1.6♡ 次の各問いに答えよ。

- (1) 2.0 mol の単原子分子理想気体の、 300 K での内部エネルギーを求めよ。また、このときの気体分子の運動エネルギーの平均値を求めよ。
- (2) 単原子分子理想気体が、体積 $2.0 \times 10^{-2} \text{ m}^3$ の容器に閉じ込められて

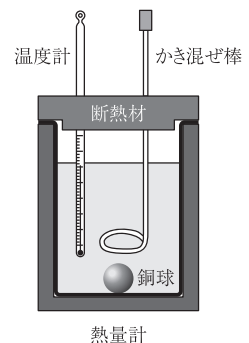
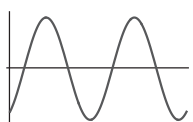


図 1.25



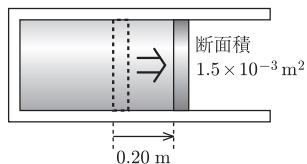


図 1.26



図 1.27

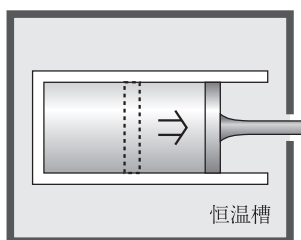


図 1.28

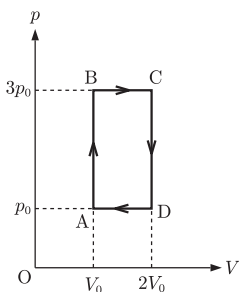


図 1.29

いる。気体の圧力が $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ のときの内部エネルギーを求めよ。

- (3) 温度 300 K での水素分子（分子量：2）および酸素分子（分子量：32）の平均 2 乗速度をそれぞれ求めよ。

問題 1.7 図 1.26 のように、断面積 $1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ のなめらかに動くピストンがついた円筒容器内に、単原子分子理想気体が閉じ込められている。外部の圧力は $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ である。この気体に $3.0 \times 10^2 \text{ J}$ の熱を加えたところ、気体は膨張してピストンが 0.20 m 移動した。

- (1) 気体が外部にした仕事を求めよ。
- (2) 気体の内部エネルギーの変化量を求めよ。

問題 1.8 圧力 $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 、体積 $3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3$ 、温度 300 K の気体を、圧力を一定に保ったまま、 25 J の熱量を加えたところ、温度は 400 K になった。

- (1) 温度が 400 K になったときの、気体の体積を求めよ。
- (2) 気体の内部エネルギーの変化量を求めよ。

問題 1.9 図 1.27 のように、断面積 $1.0 \times 10^{-2} \text{ m}^2$ 、質量 50 kg のなめらかに動くピストンがついた円筒容器を鉛直向きに置く。最初、容器の中には温度が 300 K の気体が閉じ込められている。

- (1) 円筒容器内の気体の圧力を求めよ。
- (2) 最初の状態からピストンの上におもりを乗せて、温度を一定に保ったまま容器内の気体の体積を半分にした。このとき、ピストンに乗せたおりの質量を求めよ。

問題 1.10 図 1.28 のように、なめらかに動くピストンがついた円筒容器内に、圧力 $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 、体積 $5.0 \times 10^{-3} \text{ m}^3$ 、温度 300 K の理想気体が閉じ込められている。温度を一定に保ったまま、ピストンに加える力を調整しながら加熱して体積を 2.0 倍にした。

- (1) 体積が 2.0 倍になったときの気体の圧力を求めよ。
- (2) この変化による気体の内部エネルギーの変化量 ΔU を求めよ。
- (3) この変化による気体がした仕事 $\Delta W'$ を求めよ。

問題 1.11 単原子分子理想気体がある。この気体の状態を、状態 A（圧力 p_0 、体積 V_0 ）から、図 1.29 のように状態 A → 状態 B → 状態 C → 状態 D → 状態 A と変化させた。気体定数を R とする。

- (1) それぞれの過程において、内部エネルギーの変化 ΔU 、気体がした仕事 $\Delta W'$ 、気体が得た熱量 Q のそれぞれを p_0 、 V_0 を用いて表せ。
- (2) この 1 サイクルで、気体がした仕事の和を p_0 、 V_0 を用いて表せ。



(3) この熱機関の熱効率を求めよ.

問題 1.12 n [mol] の単原子分子理想気体がある. この気体の状態を, 状態 A (圧力 p_0 , 体積 $3V_0$) から, 図 1.30 のように状態 A $\rightarrow$ 状態 B $\rightarrow$ 状態 C $\rightarrow$ 状態 A と変化させた. 気体定数を R とする. また, C $\rightarrow$ A は等温変化である.

- (1) 状態 A の温度 T_A を求めよ.
- (2) A $\rightarrow$ B の過程で気体が得た熱量を求めよ.
- (3) B $\rightarrow$ C の過程で気体の内部エネルギーの変化を求めよ.
- (4) B $\rightarrow$ C の過程で気体が得た熱量を求めよ.
- (5) C $\rightarrow$ A の過程で気体がした仕事を求めよ.
- (6) C $\rightarrow$ A の過程で気体が得た熱量を求めよ.
- (7) この熱機関の熱効率を求めよ.

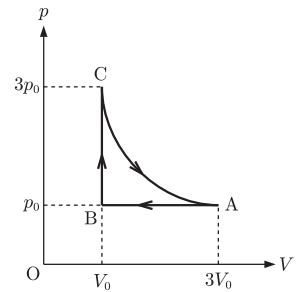


図 1.30

問題 1.13 n [mol] の単原子分子理想気体を, 図 1.31 のように状態 A (圧力 p_1 , 体積 V_1) から状態 B (圧力 p_2 , 体積 V_2) へと断熱変化させた. 比熱比を γ とする.

- (1) 状態 A, B のうち, 高温なのはどちらか.
- (2) p_2 を p_1 , V_1 , V_2 を用いて表せ.
- (3) A $\rightarrow$ B の過程で気体がした仕事を求めよ.

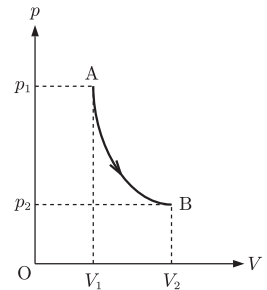
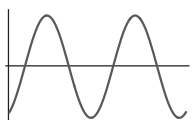


図 1.31

問題 1.14 図 1.19 において, 最初の状態を, 高さ L [m], 圧力 p_0 [Pa], 温度を T_0 [K] とする. また, 1 階から 2 階までの高さを H [m] とする. このエレベーターが質量 m [kg] の荷物を 1 階から 2 階まで上げて最初の状態に戻るサイクルの熱効率を求めよ. ただし, 定積モル比熱を C_V [J/(mol·K)], 定圧モル比熱を C_p [J/(mol·K)] とし, ピストンの断面積を S [m²] とする. また, ピストンの質量は無視する.



◆——太陽の光を集める——◆

正直に告白すると、筆者は熱力学が苦手です。熱力学は何かわかったような気になりません。ここでの「わからない」は「論理の各ステップは納得できる」が、その論理の道筋を「自ら思い浮かべることができそうにない」ということです。本文では、そういう訳にはいきませんから、さも得意なような「ふり」をして原稿を書いていますけれど...ただ、大きな間違いが原稿にある訳ではない（はずな）ので、安心してください（？）

熱力学では、原子や分子のような具体的なものを考えるかわりに、エネルギー、エントロピー、内部エネルギーなどの抽象的な量の間の関係として、現象を捉えます。たとえば、ある物体を構成する多数の分子原子が非常に激しくランダムに運動している場合、その物体の温度は高いと表現します。この場合、分子原子の運動についての多数の具体的な情報^{注61}が、ただ一つ「温度」という抽象的な情報で代表することができます。この抽象性が熱力学の最大の強みです^{注62}。熱力学的な思考を駆使できれば^{注63}、様々な現象に対して簡単に正しい結論を得ることができます。

例として、太陽の光を集めて高温を得る太陽炉を考えましょう。第二次ボエニ戦争でシュラクサのアルキメデスが鏡に反射させた太陽光を大型レンズで集光しローマの軍船を焼いたという伝説がありますが、史実かどうかはわからないようです。キャンプの際のクッキング用の太陽炉（ソーラークッカー）は見たことがある人も多いでしょう。子供のときに、太陽光をレンズで集めて、紙を燃やしたことがある人は多数いるはずです。さて、この太陽炉（レンズ）によって得ることができる温度は何度でしょうか？ レンズや反射板の形状や仕上がり、空気の透明度、曇りか晴天か、風があるかないか、太陽の表面温度など多数の要因があって、得られる温度を計算することは困難です。でも、原理的に到達し得る最高温度ならば、熱力学的な考察によって簡単にわかります。次のように背理法を用います。

1. 仮に、太陽炉によって得られる最高温度が太陽表面の温度（約摂氏 6000 度）よりも高いと仮定しましょう。
2. 熱力学の第二法則を破ることなく太陽炉の高温部分から熱を太陽に移動させることが原理的にはできるはずですが、
3. 太陽の表面の温度を最初の温度より高くすることができるはずですが、
4. 太陽炉によって得られる最高温度も仮定した温度よりも高くなるはずですが、
5. 太陽炉から熱を移動させることによって、太陽の表面温度をさらに高くすることができるはずですが、

このように考えると、太陽の温度をいくらかでも高くすることができることになってしましますが、それは変です。すなわち、最初の仮定が間違っているはずですが、最終的には「太陽炉の最高温度は太陽の表面の温度より高くなることはない」という結論が得られます。

わかったような気になれましたか？

注 61 無限と言っていいくらい多数の分子原子の位置や速度

注 62 わかりにくい理由でもありますけれど！

注 63 残念ながら著者はその域にはまだ達していません。

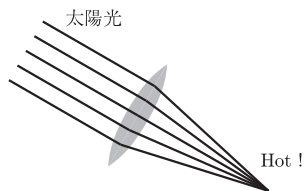


図 1.32

