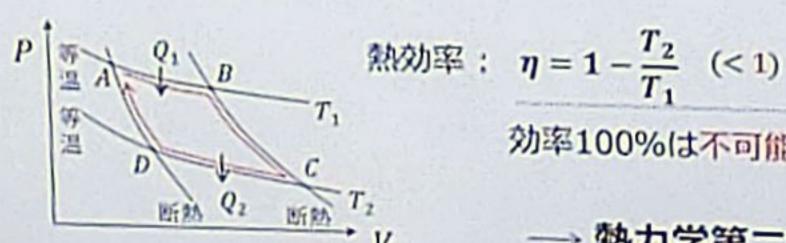
第9回:熱力学第二法則 ~エントロピー~

本日のゴール エントロピーの理解 (Entropy)

前回のおさらい

基本原理 ピストン カルノーサイクル



エントロピー畑大川

拡張

効率100%は不可能

→ 熱力学第二法則

本日のながれ ~ 熱効率からエントロピーへ ~

エントロピーの導出

エンジン等を回すとき、熱はどこへいくのか?

熱効率の上限がある? (カルノーサイクル)

第二種永久機関は存在しない

任意のサイクルで一般化したい (クラウジウスの不等式)

カルノー効率 の概念へ拡張 (一般化された定式)

この過程でエントロビーが登場

偉大な概念の誕生! 動質科学 ブラックホール 人工知能

全宇宙 の事象について説明できる!

1.1) クラウジウスの不等式

世の中の過程は二つしかない

- ・可逆過程 ex) カルノーサイクル, モータ, 振り子, ゼーベック効果
- $\eta = 1 \frac{T_2}{T_1}$
- ・不可逆過程 ex) 蒸発, インク(水の拡散), 爆発 低温→高温。ピストン(摩擦あり)…

$$\eta < 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

シンブルだが偉大な不等号

→ 二つをあわせて…

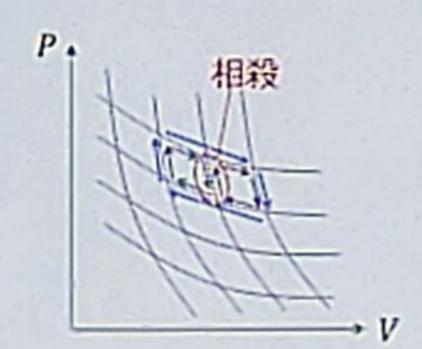
$$\eta \le 1 - \frac{T_2}{T_1}$$
 : クラウジウスの不等式

(Clausius inequality)

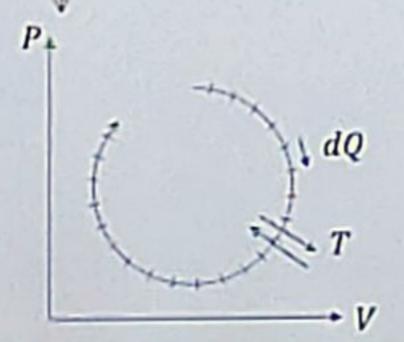
Halle Univ, ph.D

熱の不可逆性を数学的に取り扱えるようになった

1.2) カルノー効率



任意のサイクルに拡張



カルノーサイクルを細かくして一般化

熱効率は・・・

$$\eta = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$
 ※可逆過程を前提
$$\frac{Q_2}{Q_1} = -\frac{T_2}{T_1}$$
 整理して移項

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

$$\sum_{i} \frac{Q_i}{T_i} = 0$$
並張 $\oint \frac{d'Q}{T} = 0$

任意の経路に一般化できた

1.2) カルノー効率 ~続き

可逆,不可逆の両方を取り入れると・・・

不等号を入れるだけ

 $\sum_{i} \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$ ex) 摩擦で熱は適ける $\phi \left| \frac{d'Q}{T} \right| \leq 0$ "クラウジウスの不等式"

任意の過程でのクラウジウスの不等式が求まった

エントロビーに繋がる

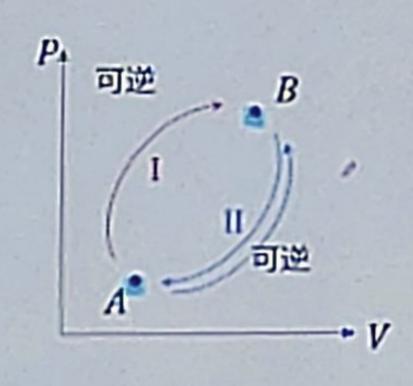
$$dS = \frac{d'Q}{T} \xrightarrow{\overline{q}} S = \frac{Q}{T} : エントロピー$$

c.f.可逆過程のみの時

$$\sum_{i} \frac{Q_{i}}{T_{i}} = 0$$

$$\downarrow \frac{1}{2} \frac{1}{2$$

2.1)エントロピーとは?



状態A, Bを通る 準静的過程

可逆的過程 を考える

$$A \to B \to A$$
の一周を考えると、 0 なので (1) (11) ※可逆のクラウジウスの式

ここで, $A \rightarrow B(II)$ の逆過程を考える $B \rightarrow A(II)$ では熱の吸収と放出が反転する

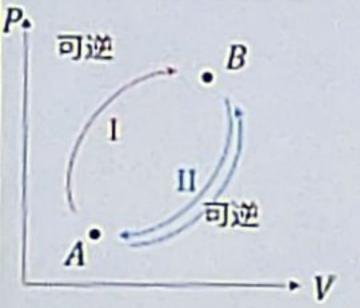
$$\oint_{B \to A(II)} \frac{d'Q}{T} = -\oint_{A \to B(II)} \frac{d'Q}{T}$$

...②

2.1)エントロピーとは?~続き~

①に②を代入すると

$$\oint_{A\to B(\mathbf{I})} \frac{d'Q}{T} - \oint_{A\to B(\mathbf{II})} \frac{d'Q}{T} = 0$$



$$\oint_{A \to B(\widehat{\Pi})} \frac{d'Q}{T} = \oint_{A \to B(\widehat{\Pi})} \frac{d'Q}{T} \equiv S : \exists > \vdash \Box \vdash \vdash$$

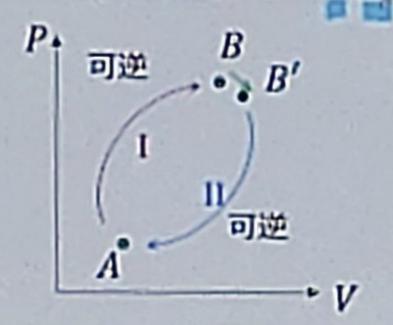
! 経路によらない = どんな経路でも0.K.!! → 状態関数

エントロピーSはA,Bの状態のみに依存

Columns: Entropy ↔ Enthalpy En + trope En + thalp 内部の 変化 内部の 熱

2.2)第一法則とエントロピーの結合

状態が近接したB, B'を考える



$$A \to B$$
のエントロピー変化 $S(B)$

$$A \to B'$$
のエントロピー変化 $S(B')$ とする

(※準静的, 可逆で考える)

$$S(B) = \int_{A \to B} \frac{d'Q}{T}$$

$$S(B') = \int_{A \to B'} \frac{d'Q}{T} = \int_{A \to B} \frac{d'Q}{T} + \int_{B \to B'} \frac{d'Q}{T} = S(B) + \int_{B \to B'} \frac{d'Q}{T}$$

$$\longrightarrow S(B') - S(B) = \int_{B \to B'} \frac{d'Q}{T}$$

2.2)第一法則とエントロピーの結合~続き~

BとB'が十分近接しているとき,

$$\frac{dS}{d} = \frac{d'Q}{T}$$

$$d'Q = TdS$$

 $TdS \leftarrow$

← 熱力学第二法則の変形ともいえる

熟力学第一法則より,

 $d'Q = dU + PdV \Leftrightarrow \mathcal{O}C$

$$TdS = dU + PdV$$

...(1)

熱力学第一法則, 第二法則を両方含む重要な式

2.2)第一法則とエントロピーの結合~続き2~

今,1molの理想気体を考えると,

$$C_v = \frac{dU}{dT}$$
 より、 $dU = C_v dT$ また、 $PV = RT$ より、 $P = \frac{RT}{V}$

これらを①に代入

①は、
$$TdS = C_v dT + RT \frac{dV}{V}$$
$$dS = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V}$$
$$\downarrow$$
 積分

 $S = C_v \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{V}{V_0} + S_0$: エントロピーが測定できる



2.2)第一法則とエントロピーの結合~続き3~

例) 定温膨張過程

$$T=T_0$$
で、体積 $V_0 \rightarrow V_1 (V_1 > V_0)$ を考える。

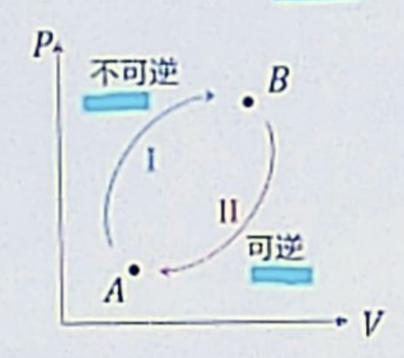
$$\Delta S = R \ln \frac{V_1}{V_0} > 0$$

エントロピーは増大している!!

2.3)エントロピーは本当に増大しているか?

── 可逆と不可逆過程の結合で考える サイクルを一般化 (1)

(II)



クラウジウスの式より $\int \frac{d'Q}{T} \le 0$ なので、

確かに増大
$$\oint_{A \to B(1)} \frac{d'Q}{T} \le S(B) - S(A) = \Delta S$$
 不可逆

必ず大きい

断熱不可逆過程では d'Q=0 なので、

$$S(B) - S(A) \ge 0$$

近接する2点B,B'において、上式は成立

$$S(B') - S(B) \ge 0$$

dS ≥ 0 : エントロピー増大則

不可逆ならエントロピーは必ず増大 可逆ならエントロピー増分は0

熱力学第三法則 (Third law of thermodynamics)

完全結晶において、T=0で、エントロピーS=0 となる

"ネルンストの熱定理" (Nernst heat theorem)

エントロビーの基準を決定付ける法則

課題

エントロピー増大の例を示し、現象を説明してください。
 グッとくる回答を期待しています。



