

kind of thesis

TITLE

Sub Title

2022 年 10 月 8 日

DEPARTMENT

学籍番号 1030347641 Hibiki Asakura

Table of Contents

1. はじめの節	3
2. 次の Section	3
2.1. Boltzmann 方程式	
参考文献	4
付録	5
A. これが付録	

1. はじめの節

私はその人 [1] を常に先生と呼んでいた。だからここでもただ先生と書くだけで本名は打ち明けない。これは世間を憚る遠慮というよりも、その方が私にとって自然だからである。私はその人の記憶を呼び起すごとに、すぐ「先生」といいたくなる。筆を執っても心持は同じ事である。よそよそしい頭文字などはとても使う気にならない。

まるで図 1.1 に示すネジ溝ポンプのように。

2. 次の Section

2.1. Boltzmann 方程式

希薄気体の支配方程式は Boltzmann 方程式と呼ばれ、外力がない場合には次のように表される。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{\xi} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} = J[f], \quad (2.1)$$

$$J[f] = \int_{|\boldsymbol{\xi}'| < \infty, |\boldsymbol{\alpha}|=1} [f(\boldsymbol{\xi}')f(\boldsymbol{\zeta}') - f(\boldsymbol{\xi})f(\boldsymbol{\zeta})] \left(\frac{d_m^2}{2} |\mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\alpha}| \right) d\Omega(\boldsymbol{\alpha}) d\boldsymbol{\zeta},$$

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\zeta} - \boldsymbol{\xi}, \quad \boldsymbol{\xi}' = \boldsymbol{\xi} + (\mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\alpha}) \boldsymbol{\alpha}, \quad \boldsymbol{\zeta}' = \boldsymbol{\zeta} + (\mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\alpha}) \boldsymbol{\alpha}.$$

ここで、 \mathbf{x} は空間 3 次元の位置座標、 $\boldsymbol{\xi}$ は気体分子の速度ベクトル、 t は時刻、 $f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)$ は速度分布関数、 $J[f]$ は衝突項である。また、 $\partial f / \partial \mathbf{x} = (\partial f / \partial x, \partial f / \partial y, \partial f / \partial z)^\top$ を表すものとする。ここで $^\top$ は転置を表す。 d_m は気体分子の直径、 $\boldsymbol{\alpha}$ は分子の衝突パラメータ、 $d\Omega(\boldsymbol{\alpha})$ は立体角素である。気体の巨視的物理量は速度分布関

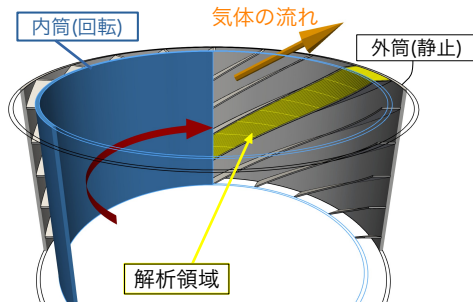


図 1.1. ネジ溝ポンプのモデル図。

表 1.1. 排他的論理和

X	Y	$X \text{ xor } Y$
0	0	0
1	0	1
0	1	1
1	1	0

数 $f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)$ に関する積分によって表される．気体の数密度 n , 流速 \mathbf{v} , 温度 T , 応力テンソル p_{ij} はそれぞれ

$$n(\mathbf{x}, t) = \int_{|\boldsymbol{\xi}| < \infty} f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) d\boldsymbol{\xi}, \quad (2.2a)$$

$$n\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \int_{|\boldsymbol{\xi}| < \infty} \boldsymbol{\xi} f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) d\boldsymbol{\xi}, \quad (2.2b)$$

$$\frac{3}{2}\kappa nT(\mathbf{x}, t) = \int_{|\boldsymbol{\xi}| < \infty} \frac{m}{2} |\boldsymbol{\xi} - \mathbf{v}|^2 f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) d\boldsymbol{\xi}, \quad (2.2c)$$

$$(p_{ij} + \rho v_i v_j)(\mathbf{x}, t) = \int_{|\boldsymbol{\xi}| < \infty} m \xi_i \xi_j f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) d\boldsymbol{\xi} \quad (2.2d)$$

によって得られる．なお, κ はボルツマン定数, m は分子の質量, $\rho = mn$ は気体の密度である．今後, 気体は単原子分子の理想気体とする [2] と, 気体の圧力 p は

$$p = \kappa nT \quad (2.2e)$$

となる．

参考文献

- [1] 朝倉, 藤本, and 丸田. 周期時変フィルタの時不変リッカチ方程式による特徴づけ. システム制御情報学会研究発表講演会講演論文集, 65:77–83, 2021.
- [2] 朝倉 and 杉元. ネジ溝式真空ポンプ内部における 3 次元希薄気流の BGK 方程式に基づく数値解析. In 日本流体力学会年会講演論文集, 2022.

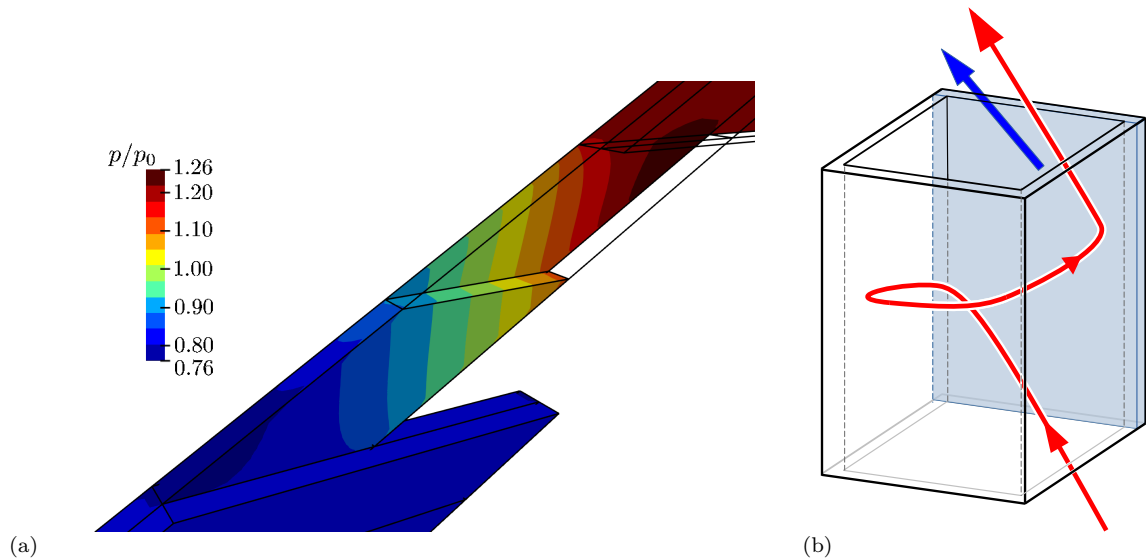


図 2.1. short caption.
explanation of figures.

付録

A. これが付録

表 A.1 参照.

表 A.1. foo

ほげほげ	hoge
Hello	World

List of Figures

図 1.1. ネジ溝ポンプのモデル図.

図 2.1. short caption.

List of Tables

表 1.1. 排他的論理和

表 A.1. foo