

8.13 二次元スリットを過ぎる熱遷移流の流量

上下壁面に線形温度分布を持つ、幅 $H = 50\text{nm}$, 長さ $L = 400\text{nm}$ の二次元スリットを過ぎる熱遷移流を圧力レベル p を変えて解析し、質量流量 Q と圧力レベル p の関係を文献 [1] の結果と比較する。

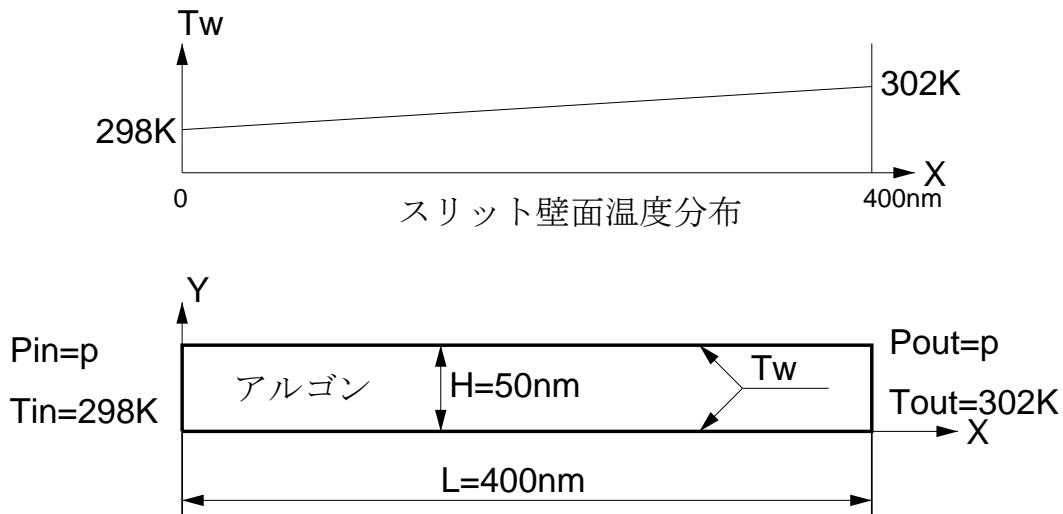


図 8.13.1 二次元スリットを過ぎる熱遷移流

スリット壁面条件

壁面温度：スリット左端で 298K, スリット右端で 302K の線形分布を、スリット長手方向のセル分割数 (80) の階段関数で近似する。

表面条件：拡散反射境界

気体条件

気体種 = アルゴン (単位質量当り気体定数 $R = 208.1333\text{J}/(\text{kgK})$ 、分子を剛体球とみなしたときの全衝突断面積 $\sigma_T = 4.1455 \times 10^{-19}\text{m}^2$)

入口条件

圧力 $p_{in} = p$ (p の具体値は表 1 参照), 温度 $T_{in} = 298\text{K}$ のマクロ流入速度を自動設定する流入境界

出口条件

圧力 $p_{out} = p$ (p の具体値は表 1 参照), 温度 $T_{out} = 302\text{K}$ のマクロ流入速度を自動設定する流入境界

圧力レベル p

圧力レベル p を表 1 のように設定する。表中のクヌーセン数 K_n は、圧力 p , 温度 $T_0 = (T_{in} + T_{out})/2 = 300\text{K}$ における平均自由行程 $\lambda = kT_0/(\sqrt{2}\sigma_T p)$ (k はボルツマン定数 $1.380658 \times 10^{-23}\text{J/K}$) とスリット幅 H で定義される $K_n = \lambda/H$ の値である。

p (Pa)	K_n	p (Pa)	K_n
1.41301×10^6	0.1	4.46833×10^4	3.16228
4.46833×10^5	0.316228	1.41301×10^4	10
1.41301×10^5	1	4.46833×10^3	31.6228

表 1 設定圧力レベルとクヌーセン数

セル分割

解析領域を長手方向 80 分割, 幅方向 11 分割する ($5\text{nm} \times 4.545\text{nm}$ の長方形セル 880 個)。

結果

スリット両端を通過した偏差粒子数から質量流量 $Q(\text{kg}/(\text{sm}))$ (図 8.13.1 の紙面に垂直方向単位長さの部分を通過する流量) を算出する。この質量流量 Q を

$$Q_{NDM} = \frac{Q}{\{pH^2/(T_0\sqrt{2RT_0})\}(dT/dx)}$$

と無次元化する。ここで、温度勾配 dT/dx は、スリット入口出口からそれぞれ 75nm を除いた残りの部分の、スリット幅中央における x 方向温度分布に最小自乗法で適合した直線の勾配を用いた(この温度勾配は壁面温度勾配より若干小さい値となる)。この無次元流量 Q_{NDM} とクヌーセン数 K_n の関係を図 8.13.2 に示す。図中実線は文献 [1] の結果である。

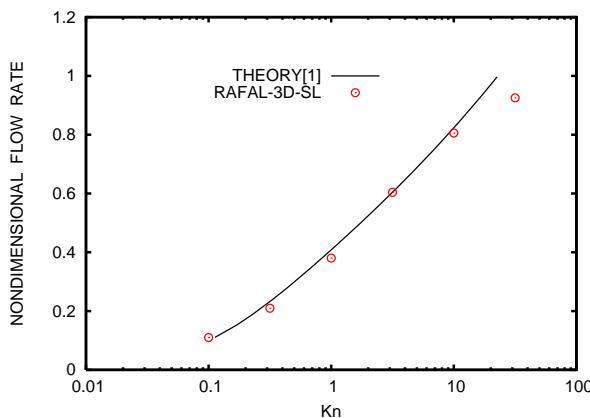


図 8.13.2 二次元スリットを通過する熱遷移流の無次元流量とクヌーセン数の関係

文献 [1] と RAFAL-3D-SL のボルツマン方程式衝突項のモデル化の相違 (剛体球分子の線形化モデルと BGK モデルの相違) にもかかわらず $K_n \leq 10$ における両者の一致はよい。 $K_n > 10$ で一致が悪化する傾向は、圧力差に起因する Poiseuilli 流においても見られた (図 8.9.2 参照)。

計算時間

$K_n = 1$ の問題の場合、Core i7 2.67Ghz 搭載パソコンで 5 時間程度。

参考文献

[1] Ohwada,T., Sone,Y. and Aoki,K. : Numerical analysis of the Poiseuille and thermal transpiration flows between two parallel plates on the basis of the Boltzmann equation for hard-sphere molecules , Physics of Fluids A Vol.1,No.12(1989),pp.2042-2049.