平成四年度　卒業研修　前刷

平成~~4~~5年　3月　11日

題目：磁気ディスクスライダーの分子流特性

担当学生　　井手　剛

1．まえおき

本研修で扱う対象はハードディスク装置を念頭に置いている．平滑な硬質磁気ディスクが空気を「引きずり」つつ何千rpmかの速度で回り，その上にヘッドがつかず離れず浮かんでいる．

近年の計算機の発展に応じて高精度・高密度の記録装置の開発が必要になってきている．そのためにはヘッド（以下スライダーと呼ぶ）と記録媒体の間をどのように空気が流れるか，より具体的にはスライダーはどれくらいの圧力を空気から受けるのかを知っていなければならない．従来からこの類の問題は固体の潤滑問題として，境界層方程式の一種であるレイノルズ方程式により扱われてきた．

しかし現在でさえ記録媒体とスライダーの間隔は0.1μmの程度であり，将来はこの値より更に小さくなるであろうと予測される．この値は常温常圧下での空気の平均自由行程λとほぼ同じオーダーである．つまりこの位のスケールでは空気はもはや連続的とはみられず，むしろ空間的に粗な分子流とみなさなければならない．従ってこの問題を解く唯一の正当なやり方は，気体分子の速度と位置についての確率密度関数を記述する方程式であるボルツマン方程式を解くことである．

本研修ではボルツマン方程式を確率的に解いて磁気ディスクスライダー表面の圧力分布を求め，その浮上特性を求める際の基礎的なデータを得ることを目的としている．

2．数値シュミレーションの方法　[1]

2．1　無衝突ボルツマン方程式

電磁場等外場のない空間におけるボルツマン方程式は

$$\frac{\partial(nf)}{\partial t}+\boldsymbol{c}\cdot\frac{\partial(nf)}{\partial \boldsymbol{x}}=n^2\iint[f(\boldsymbol{c}')f(\zeta')-f(\boldsymbol{c})f(\zeta)]g\sigma d\Omega d\zeta \qquad (1)$$

指導教官　南部 健一 教授

ここでnは分子の数密度，fは分子の分布関数で，いずれも位置**x**と速度**c**の関数である．右辺は分子間衝突による分布関数の変化を表す（詳細は[2]）．

式(1)の解をある時間間隔dtごとに求めたい．以下nfを単にFと書く．もしある時刻tにおける分布関数が分かっていれば，時刻t+dtにおける分布関数は

$$F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{c}, t + dt) = F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{c}, t) + dt \left.\frac{\partial F}{\partial t}\right|_{t=t} \tag{2}$$

から求まる．また式(1)の右辺（衝突項）をＪＦ，左辺第二項をＤＦとおくと式(2)は，Ｏ(dt^2)を無視する精度で次のように書ける．

$$F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{c}, t + dt) = (1 - dtD)(1 + dtJ)\, F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{c}, t) \tag{3}$$

この式は分子の無衝突運動と分子間衝突が分布関数に与える効果が各々分離できることを意味する．

まえおきにも述べたように本研修で扱う系は分子の平均自由行程と代表長さの比すなわちクヌーセン数が1の程度である．こういう場合分子間衝突は現象にある程度の寄与をするものの，定性的傾向を支配するのは分子の無衝突的な運動と考えてよい．このとき時間に対し離散化されたボルツマン方程式(3)は，

$$F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{c}, t + dt) = (1 - dtD)\, F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{c}, t) \tag{4}$$

これを形式的に書き換えると

$$F(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{c}dt, \boldsymbol{c}, t + dt) = F(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{c}, t) \tag{5}$$

モンテカルロ直接法では分布関数を直接求めるのではなくそれから抽出した標本分子の振る舞いで系を表現するという考え方をとる．例えば系の領域を十分細かく分けると各々の小領域では場は一様と見なせるが，そこに速度｛$\mathbf{c}_i$｝を持つ分子集団があれば局所的な分布関数は

$$f(\boldsymbol{c}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \delta^3(\boldsymbol{c} - \boldsymbol{c}_i) \tag{6}$$

と表される．こういう形の分布関数を念頭におきつつ式(5)を解釈すると次のようになる．ある時刻tにおける既知の分布関数から抽出された標本分子は時間がdtだけ進むことにより位置を**c**dtだけ変える．この位置が変わった標本分子群について再び上式より分布関数を構成すればそれが無衝突ボルツマン方程式の解になっている．

このように分布関数から抽出された標本分子を考えることにより外場のない無衝突ボルツマン方程式を解くことは，単に標本分子の幾何学的軌道計算の問題に帰着される．ただし後述のように境界条件と初期条件にある意味で任意性が残る．

2．2　分子境界条件

本計算においては二次元的な流れを仮定する．スライダーは空間的に静止し，媒体は一定速度Vで走っているものとする．計算領域の概形を図1に示す．

まず上流および下流側の自由境界について考える．連続体流体力学では固体壁において滑りなしの条件を課すのが普通であるが，この場合はそれは意味をなさないので，入口側速度V_1と出口側速度V_2もまた解の一部として求めなければならない．ここでは分子流束の保存条件よりV_1，V_2を逐次修正してゆくいわゆる池川の方法[3]によりこれらを決める．いまある境界面を上流側からある時間Kdtの間にN_u個の分子が通過し下流側からN_d個の分子が通過したとすると，その境界面における流速は

$$V_i = (N_u - N_d)/(n\,A\,Kdt) \qquad i=1,2 \tag{7}$$

のように決められる．ただしAは境界面の断面積，nは分子数密度である．入口側のnはスライダー端面によるせき止めの効果も考えて，一様流の数密度n_0を

$$n = \left(1 + \frac{V^2}{2RT}\right) n_0$$

と補正する．

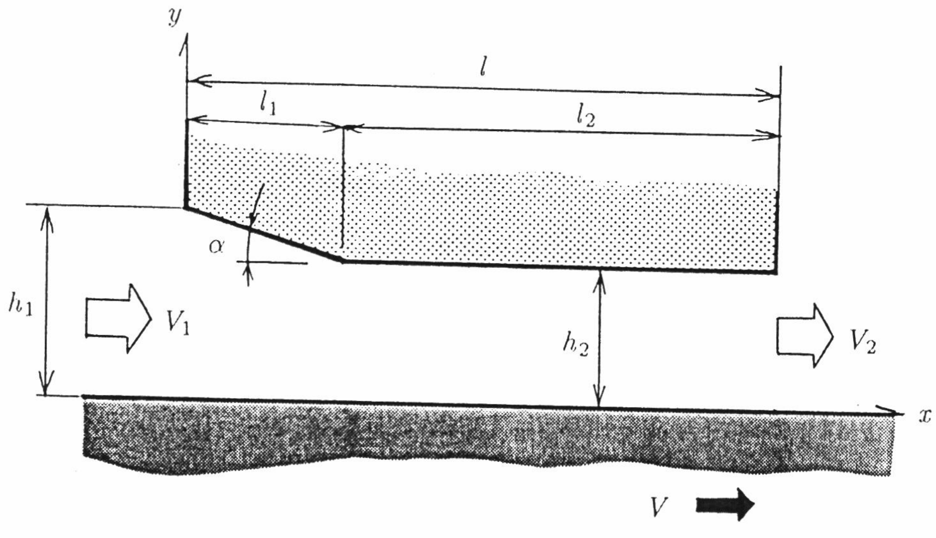

図1　計算領域の概形

上のようにしてV_1，V_2が求められたならば，計算領域に新たに入ってくる分子の速度を次の速度分布関数より無作為抽出する[4]．

$$f_1 = \frac{1}{RT\,K(s)} c_x \exp\left[-\frac{(c_x - V_i)^2}{2RT}\right] \tag{9}$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi RT} \exp\left[-\frac{c_y^2 + c_z^2}{2RT}\right] \tag{10}$$

ここで$f1$はx方向の分布関数，f_2はyおよびz方向の分布関数であり，K(s)は次のように定義される．

$$K(s) = \exp(-s^2) + \sqrt{\pi}s(1 + \mathrm{erf}\, s) \tag{11}$$

$$s = V_i/\sqrt{2RT} \tag{12}$$

2．3　壁面での境界条件

次に媒体およびスライダー表面における境界条件については，ここでは乱反射の仮定を採用することにする．乱反射では壁との衝突後の標本分子の速度は

$$c_x = \sqrt{-2RT\ \log(U_1)}\cos(2\pi U_2) \tag{13}$$

$$c_y = \sqrt{-2RT\ \log(U_1)} \tag{14}$$

によって与えられる．ただしU_1，U_2は(0, 1)の一様乱数である．

2．4　初期条件

t=0で，速度については平衡分布（マクスウェル分布）から，位置については一様分布から無作為抽出するものとする．

2．5　壁面における圧力の計算

図２のように速度**c**をもつ標本分子が壁との乱反射後速度**c'**になったとする．

このとき壁の圧力は

$$p = w\frac{m}{A\tilde{T}}\sum(c_n - c_n') \tag{15}$$

で求められる．ただしmは分子の質量，wは実在分子w個が標本分子１個に相当することを表す．Aは壁の着目している部分の面積，$\tilde{T}$は適当な時間間隔であり，和はこのT内に面積Aに入射した全ての標本分子についてとられる．

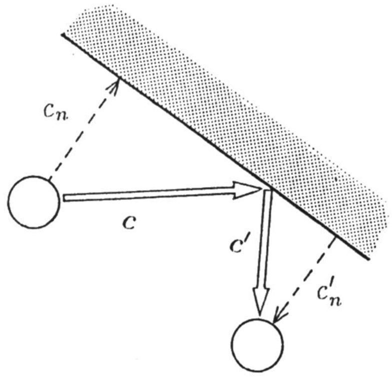

図２　壁面における圧力の計算

3．連続体潤滑理論

本計算で扱う系では流体力学におけるレイノルズ方程式の成立条件 [5]

$$\frac{ul}{\nu}\left(\frac{h}{l}\right) \ll 1$$

は満たされてはいるが，連続体の考え方そのものが成り立たない．hはスライダーと媒体の間隔の代表値を表す．しかし比較のため形式的に解を求めておく．2次元のレイノルズ理論では基礎方程式は，x方向の流速をu(x, y)として

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} &= \mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ Q &= \int_0^{h(x)} u(x,y)\,dy = \text{const.} \end{aligned}$$

である．ただしh(x)は２つの固体壁間のy方向距離である．すなわち，

$$h(x) = \begin{cases} h_1 - \tan\alpha & 0 \le x \le l_1 \\ h_2 & l_1 < x \le l \end{cases}$$

これを境界条件

$$p(x=0) = p(x=l) = p_0\ (\text{大気圧})$$

$$u(x,0) = V \qquad u(x,h(x)) = 0$$

によって解くと，$k=h_1/h_2$として

$$p(x) - p_0 = \frac{6\mu}{h_1\tan\alpha(h_1 - x\tan\alpha)}\left[Vx\tan\alpha - Q\,\frac{x^2\tan^2\alpha - 2h_1 x\tan\alpha}{h_1(h_1 - x\tan\alpha)}\right] \qquad 0 \le x \le l_1$$

$$p(x) - p_0 = p(l1) + 12\mu\left(\frac{V}{2h_2^2} - \frac{Q}{h_1^3}\right)(x - l1) \qquad l_1 < x \le l$$

$$Q = V\,\frac{h_1(k-1) + l_2k^2\tan\alpha}{(k^2-1) + 2(l_2/h_2)k^2\tan\alpha}$$

となる．

4．計算結果と考察

4－1　計算条件

計算は流体科学研究所のCRAY Y-MP8を用い，次のようなパラメターについて行った．

$$
\begin{array}{lcl}
T=303\ \mathrm{K} & ; & p0=101.33\ \mathrm{kPa} \\
l=2.89\times10^{-3}\ \mathrm{m} & ; & l_1=0.3\times10^{-3}\ \mathrm{m} \\
\alpha=50',2^\circ & ; & V=7,\ 20,\ 30\ \mathrm{m/s}
\end{array}
$$

$\lambda = 120$ nm

$= 0.12\ \mu m$

タイムステップは303 K，1気圧における空気の平均自由時間

$$\tau=\lambda\Bigg/\sqrt{\frac{8RT}{\pi}}$$

の約1/2，60 ps に選んだ．

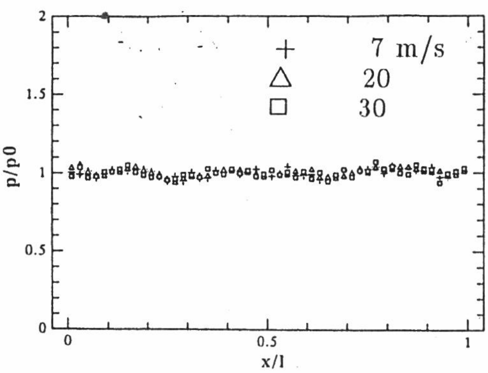

図３　スライダーの圧力分布
$(\alpha=0)$

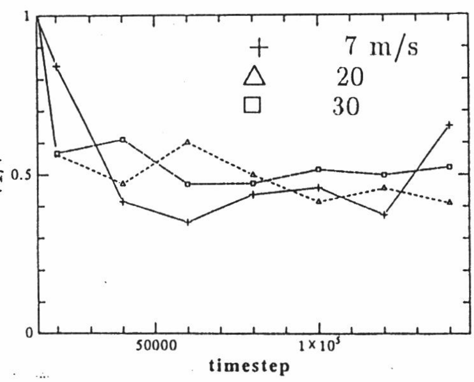

図４　入口側平均流速の収束
$(\alpha=0)$

4．2　２枚の平行平板間の流れ

$\alpha=0$ の場合について媒体の速度を7, 20, 30 m/sと変えて計算を行った．スライダー表面の圧力分布を図３に示す．媒体表面の圧力分布もこれと同様であった．図から分かるように，圧力は媒体の速度や流れ方向の位置によらずほぼ一定値で大気圧に等しい．

図４は§２．３の方法で決めた入口側の流速がタイムステップを進めるにつれ

どのように収束してゆくかを示したものである．縦軸は媒体の速度Vで無次元化してある．Vが小さいと値がいくらか揺らぐものの，いずれの場合もV_1/Vが1/2に近づく．

現象自体は本質的に異なるが，V_1を入口での平均流速と考えると，これらの結果は連続体潤滑理論の結果（この場合はクエット流）と一致している．

4－3　磁気ディスクスライダー表面の圧力分布

αを50分，2度と変えてスライダーおよび媒体表面における圧力分布を計算した．結果を図5～8に示す．図には参考のため連続体理論の結果も併記した．

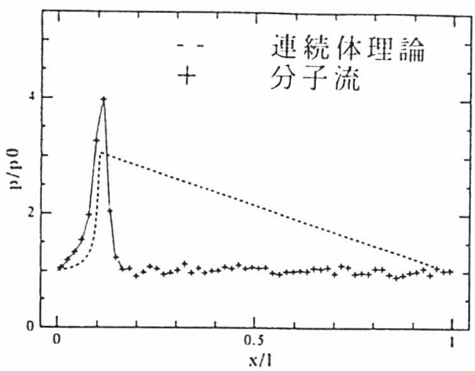

図5　スライダーの圧力分布
$(\alpha = 50')$

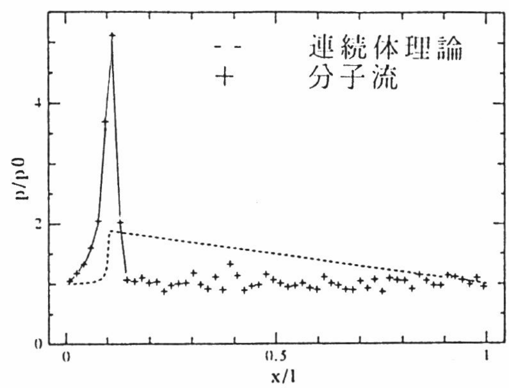

図6　スライダーの圧力分布
$(\alpha = 2^\circ)$

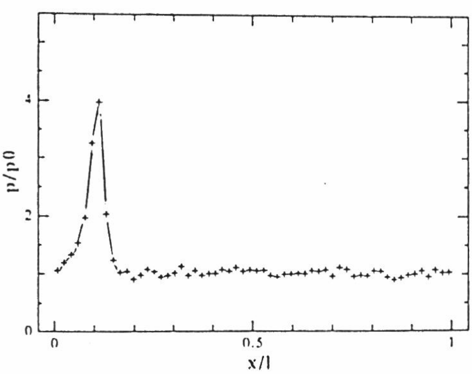

図7　媒体の圧力分布
$(\alpha = 50')$

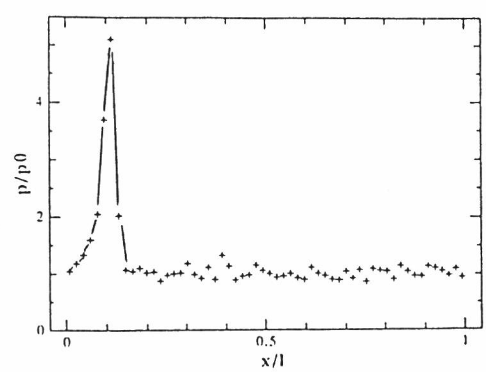

図8　媒体の圧力分布
$(\alpha = 2^\circ)$

図5～8より分かるようにスライダー表面と媒体表面の圧力分布にはほとんど違いはない．

また，αがかなり小さいのにもかかわらず$x=l1$の近傍（角部）で圧力は著しい極大を持つ．圧力の極大はαが大きいほど鋭くなるようである．

入り口近傍を別とすれば連続体理論と本計算の圧力分布は全く一致しない．連続体理論では$x>l_1$の平行部でも正のゲージ圧を発生しているが，分子流では平行部は揚力を与えない．

圧力の極大値が正確にいくらになるかは興味のあるところであるが，本計算だけでは最終的な決定はできない．極大値に限れば大雑把に言って10%程度の範囲の誤差があろう．

5．結　論

自由分子流の仮定の下にモンテカルロ直接法を用いて磁気ディスクスライダー面の圧力分布を計算した．その結果，①$\alpha=0$では流速V/2のプラグ流のような結果が得られ，昇圧はなく，②$\alpha\neq0$では傾斜部に大きな圧力上昇があることが明らかになった．

謝　辞

本研修に際し御指導下さった流体科学研究所 南部 健一 教授に心より感謝の意を表する．

文　献

[1]南部健一;ボルツマン方程式の確率解法,流体研報告第3巻(1992),p.22f.

[2]W. Vincenti and C. Kuger,Jr ; Introduction to Physical Gas Dynamics, Wiley,1967.
Kruger

[3]池川・小林;直接シュミレーションモンテカルロ法による希薄流シュミレーターの開発（第1報），機論,54(1988),pp.3057-3060.

[4]南部健一;前掲,p.13.

[5]H. Schlichting;Boundary Layer Theory,7th ed.,McGraw-Hill,1979,p.117..