

5
平成4年 3月 11日

題目：磁気ディスクスライダの分子流特性

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の間隔は $0.1\mu\text{m}$ 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. 数値シミュレーションの方法 [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

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

 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 \mathbf{x} と速度 \mathbf{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たら，時刻 $t+dt$ における分布関数は

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

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．

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

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，

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

これを形式的に書き換えると

$$F(\mathbf{x} + \mathbf{c}dt, \mathbf{c}, t + dt) = F(\mathbf{x}, \mathbf{c}, t) \quad (5)$$

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

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

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 $\mathbf{c}dt$ 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．