

大規模シミュレーションプロジェクト・成果報告書

土星リング-衛星系の力学進化と構造形成

研究分担者: 大槻圭史 (コロラド大学)

研究代表者: 井田茂 (東工大)

(2005年3月)

1. はじめに

土星リングは無数の粒子及び小衛星からなり、互いに相互重力作用及び衝突を繰り返している。これらリングの構成粒子は氷からなると考えられているが、詳しい物性は良く分かっていない。リング・衛星等の衝突による力学進化に関する情報、例えば速度分散や構造形成、あるいは自転速度といったものから構成粒子の物性を推定できれば、リング・衛星系の起源に関して制約条件を与えられる可能性がある。従来、リングに関する多くの研究では、構成粒子はなめらかな球であると仮定されていた。しかし実際の粒子表面は粗さを持っていると考えられ、粒子同士の斜め衝突により、粒子自転が引き起こされると考えられる。本研究ではリング粒子の自転に着目する。

土星リング粒子の自転状態を直接観測することはできず、これまで地上観測及び探査機による thermal radiation の観測結果から間接的に推測されてきた。例えば Voyager に搭載された IRIS (infrared interferometer spectrometer) を用いた観測では、リングが太陽光に照らされているときと土星の陰になっているときの温度の違いを low phase angle 及び high phase angle (即ち、土星に対して太陽と同じ方向からリングを観測するか反対方向から観測するか) の二通りで調べた。その結果、陰になったリングを low phase angle から観測したときに、より顕著な温度の低下が得られ、これは粒子がゆっくりと (公転角速度と同程度かそれ以下で) 自転していることを反映している、と解釈された。また、地上観測や Pioneer 11 による土星リングの観測結果を解釈する際に、リング粒子の自転状態に対して簡単なモデルを仮定し、観測との比較によってどういう自転状態ならデータをよりうまく説明できるか、という議論がなされてきた。しかし thermal radiation のモデル自体が粒子自転以外にも様々な仮定をしていることもあり、粒子自転に対して制約条件を与えることはできていない。例えば、粒子の自転角速度を ω 、公転角速度を Ω とするとき、従来のモデルでは、全ての粒子が同じ自転状態 (即ち全ての粒子が $\omega < \Omega$ という “slow rotation” か、逆に全ての粒子が $\omega \gg \Omega$ という “fast rotation” のどちらか) であると仮定しているが、これは現実的ではない。実際、サイズ分布を持つリング粒子の場合、小さな粒子の方

が速く自転するという傾向が示されている (Richardson 1994)。しかし自転速度のサイズ依存性は、これまで詳しく調べられていない。昨年夏に土星に到着した探査機 Cassini でも同様の観測がより高精度の機器 (CIRS; composite infrared spectrometer) を使って行われつつある。従って、これらの観測結果からより明確な情報を得るためには粒子の自転状態に対する理論的研究を進め、さらに観測との比較のためのより現実的なモデルを構築していく必要がある。ここでは前者の力学的問題に着目する。

リング-衛星系の粒子自転状態に関して簡単な場合として、リング中に置かれた一つの小衛星が周りの小粒子との衝突によって獲得する自転角運動量については、最近詳しい計算が行なわれた (Morishima and Salo 2004, Ohtsuki 2004a, b)。それによると、粒子質量を m 、小衛星質量を M とするとき $m/M < 0.1$ の場合には小衛星はゆっくりと ($\omega < \Omega$) 順行自転する。しかし $m/M \geq 0.3$ となると、一回の衝突時に小衛星に与えられる自転角運動量が上の平均値に比べて大きくなり、この “random component” により小衛星自転は順行・逆行ともに可能となる (Ohtsuki 2004a, b)。

リング粒子はサイズ分布を持っており、その自転を考える上でこの “random component” も重要になってくる。また粒子のランダム運動エネルギーと自転エネルギーは互いに影響しあうため、両者のつりあいも考える必要がある。本研究では粒子衝突時の自転変化を考慮した N 体シミュレーション、三体問題軌道計算ならびに解析計算を用いて、リング粒子の自転について調べた (Ohtsuki 2005, Ohtsuki and Toyama 2005)。

2. 等質量粒子の場合

まず、全てのリング粒子が等質量である場合についての N 体シミュレーションの結果について述べる (Ohtsuki and Toyama 2005)。図 1 は、公転角速度 Ω で規格化された粒子自転速度の root mean square $\langle \omega^2 \rangle^{1/2} / \Omega$ の時間進化を表したものである。図 1a は粒子間の相互重力を考慮した場合、b は相互重力を無視した場合である。それぞれについて、接線方向の反発係数の値を三通りに変えた結果をプロットしている（滑らかな表面をもつ粒子の場合、 $\varepsilon_t = 1$ である）。粒子は土星の C リングに相当する位置に置かれており、粒子半径は 1m、鉛直方向の反発係数としては室内衝突実験に基く速度依存性を考慮したものを用いている。これらの図より、自転速度は ε_t に大きく依存し、当然のことながら、摩擦が大きくなる（即ち ε_t が小さくなる）ほど自転角速度の root mean square が大きくなるのがわかる。相互重力を考慮した場合の方が重力を無視した場合に比べて自転速度が大きくなるのは、相互重力の効果により衝突回数が増大し、衝突時における角運動量輸送効率が増加するためである (Morishima and Salo 2004, Ohtsuki 2004b)。

図 1.

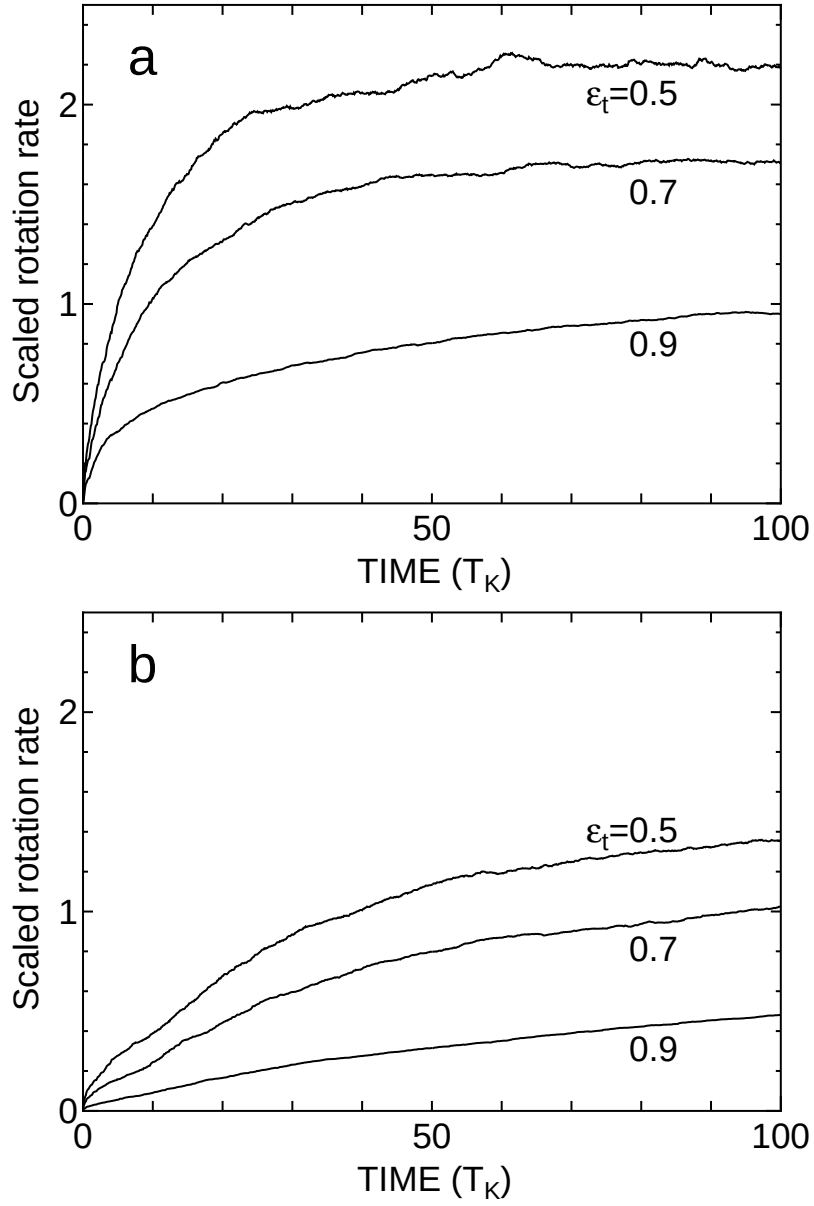
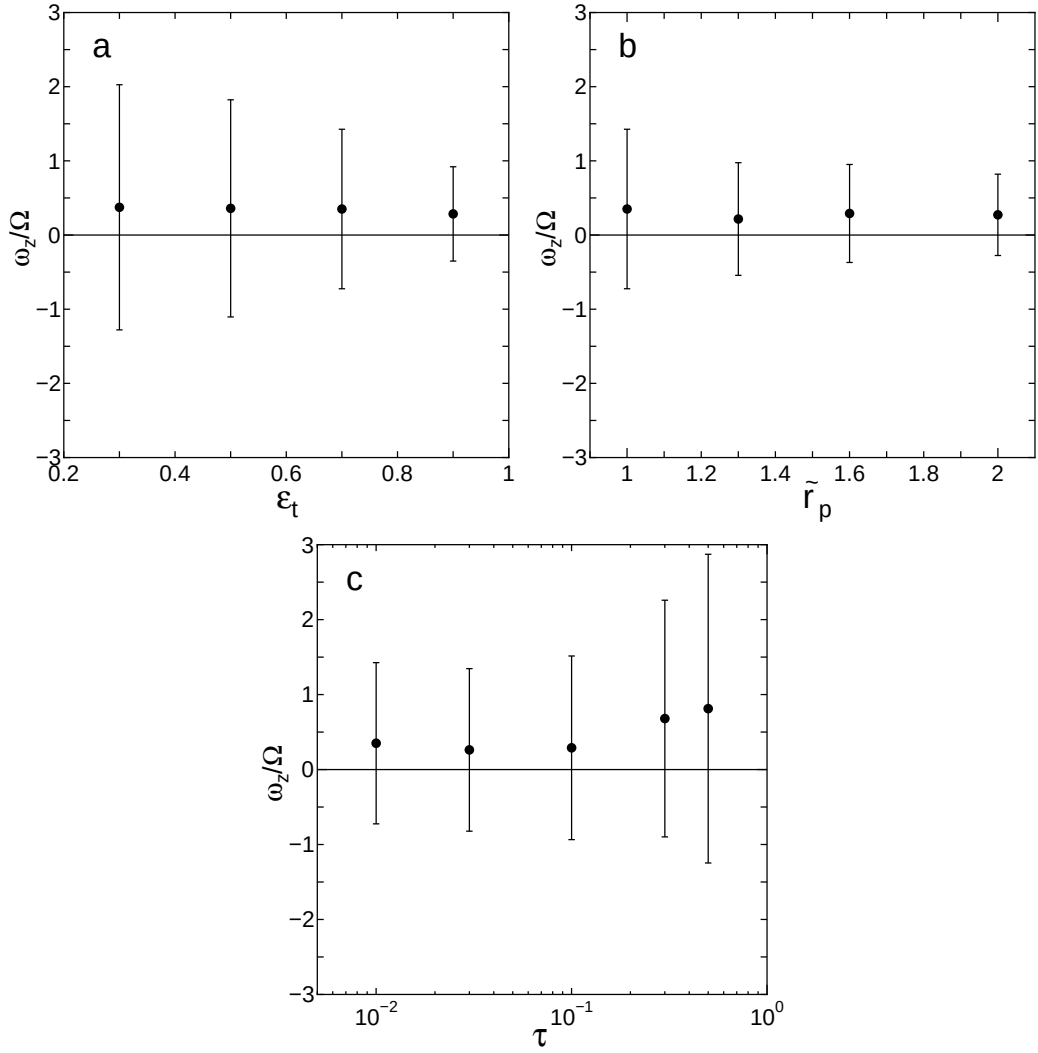


図 2 は、粒子自転角速度の z 成分の平均値（黒点）及びその分散（エラーバー）が様々なパラメータにどう依存するかを調べたものである。ここに $\tilde{r}_p$ は衝突する二粒子の半径の和を粒子のヒル半径で規格化したもの（即ち $\tilde{r}_p$ が小さいほど粒子間重力の効果が強くなる）、また τ はリングの光学的厚さである。これらより、自転速度の平均値はあまりパラメータに依らないが、 ϵ_t が小さくなる、あるいはリングの自己重力の効果が強くなる（すなわち $\tilde{r}_p$ が小さくなる、あるいは τ が大きくなる）ほど自転速度の分散は大きくなることがわかる。

図 2.



3. サイズ分布のある場合 I. N 体シミュレーション

次に、リング粒子が $n(r)dr \propto r^{-q}dr$ の形のサイズ分布を持っている場合における N 体シミュレーションの結果について述べる (Ohtsuki and Toyama 2005)。図 3a は自転角速度 (root mean square) のサイズ分布依存性をプロットしたもので、最大粒子半径を変えた二通りの場合について示している。これより、ここに示した狭いサイズ幅の場合には、自転角速度はほぼ $r^{-1.5}$ に比例することがわかる。一方、後述する三体問題軌道計算に基く自転エネルギー進化方程式を解く方法を用いると、リングの光学的厚さ (τ) が小さい場合についてはより幅広いサイズ幅についての計算が可能になる。それによると大部分のサイズ領域において自転角速度は r^{-1} に比例し、分布の先端付近の大きな粒子についてはほぼ $r^{-1.5}$ に比例するという結果が得られている。従って、図 3a の結果はこれらの結果と一致する。

最大粒子サイズを大きくすると自転角速度が全般的に大きくなっている。これは大きな粒子が系のランダム速度進化を支配していることと関係がある。図 3b は上の二つの場合について離心率（丸印）及び軌道傾斜角（三角印）の分布をプロットしたものであり、最大粒子が大きいつき（黒丸及び黒三角）、ランダム速度が全般的に励起されていることがわかる。このように大きな粒子によって励起された小粒子のランダムエネルギーが衝突を介して自転エネルギーへと輸送されるため、最大粒子が大きくなると自転速度が全般的に大きくなる。これらのことは、§4 で述べる理論的解析より一層明確に説明できる。

図 3.

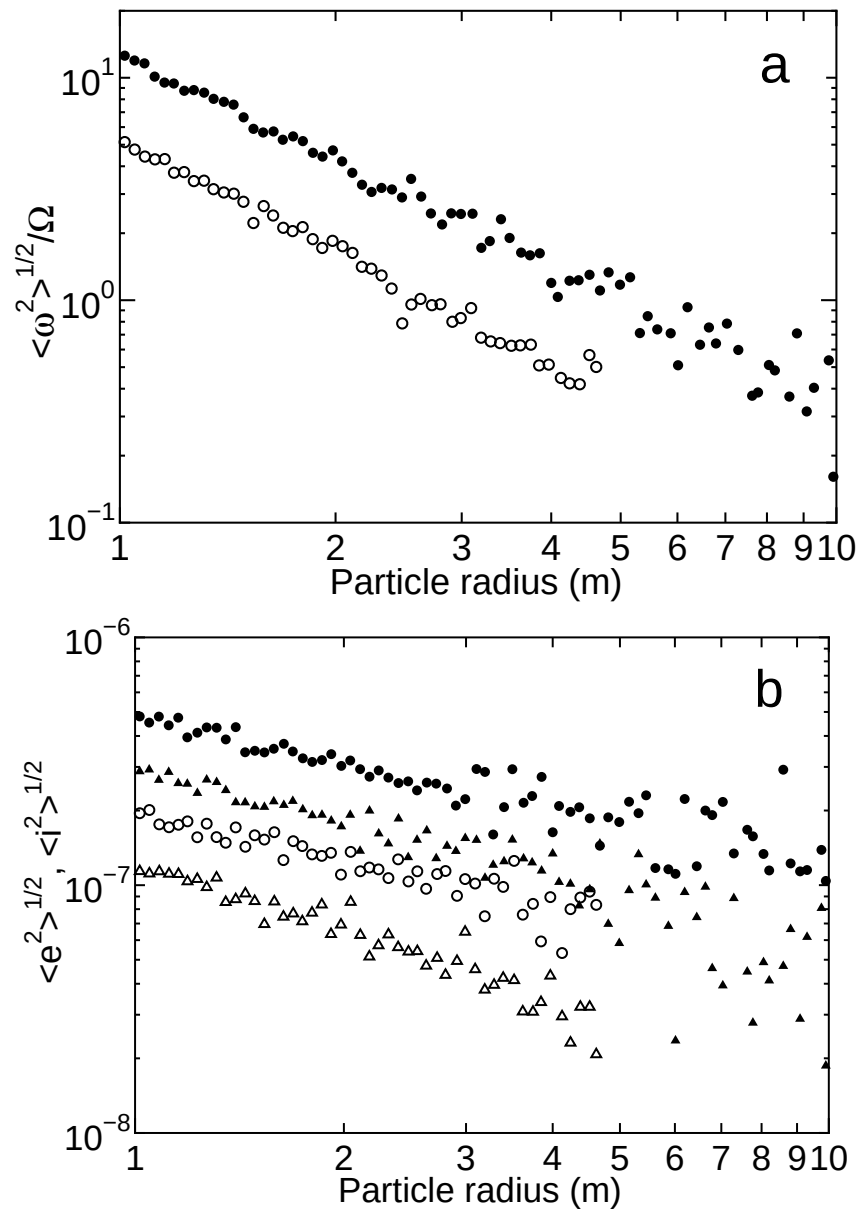


図4及び図5は、自転角速度及びランダム速度のパラメータ依存性を示している（図4bは $\varepsilon_t = 0.5$ と0.9の場合のみ、また図5bは $q = 2.5$ と3.5の場合のみを示している）。図4では ε_t 依存性を示しており、 ε_t が小さい、即ち摩擦が大きいほど自転角速度は大きくなり、ランダム速度は小さくなる傾向が確認できる。また図5はサイズ分布のベキ指数 q に対する依存性を示している。最小及び最大粒子サイズを変えずに q を小さくすると、大きな粒子の相対的な数が大きくなる。この場合、図3で最大粒子サイズを大きくした場合と同様に、相対的に数の多くなった大きな粒子による励起が原因となって、自転角速度とランダム速度の両方が大きくなる。逆に q が大きい場合には両者が小さくなる。

図4.

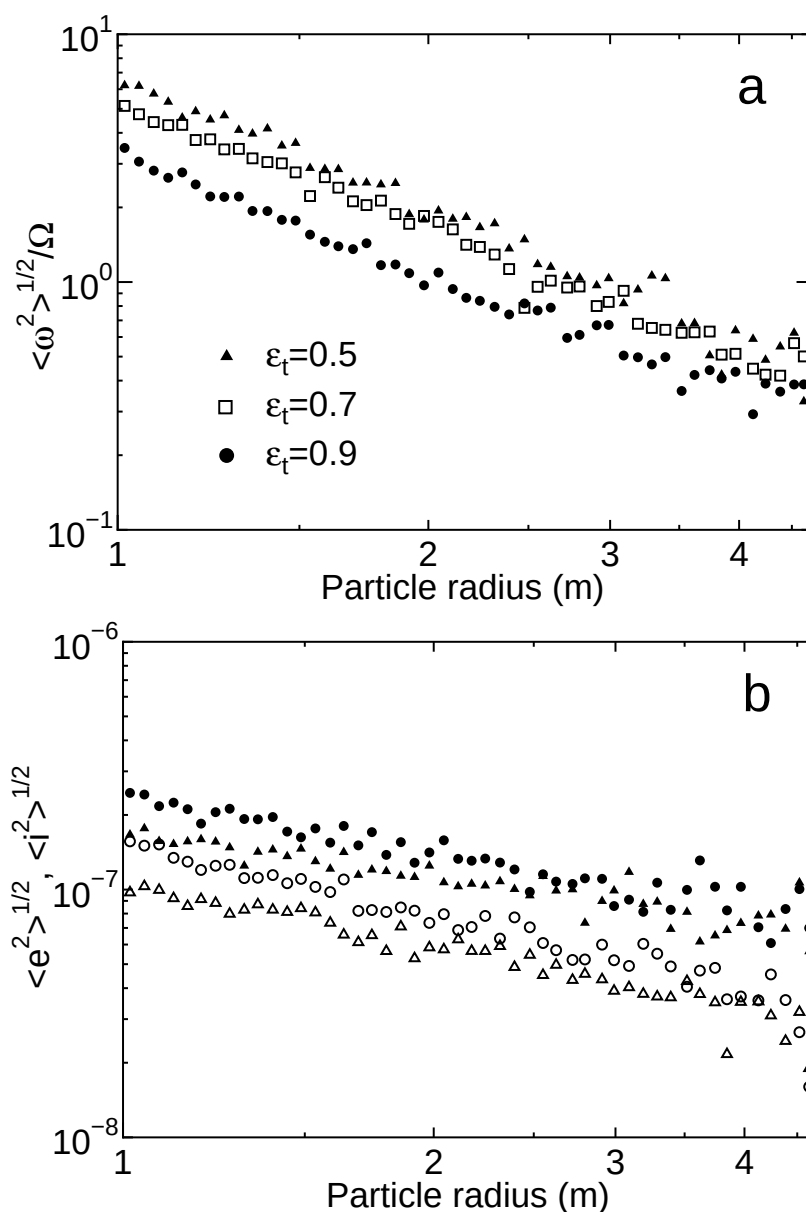


図 5.

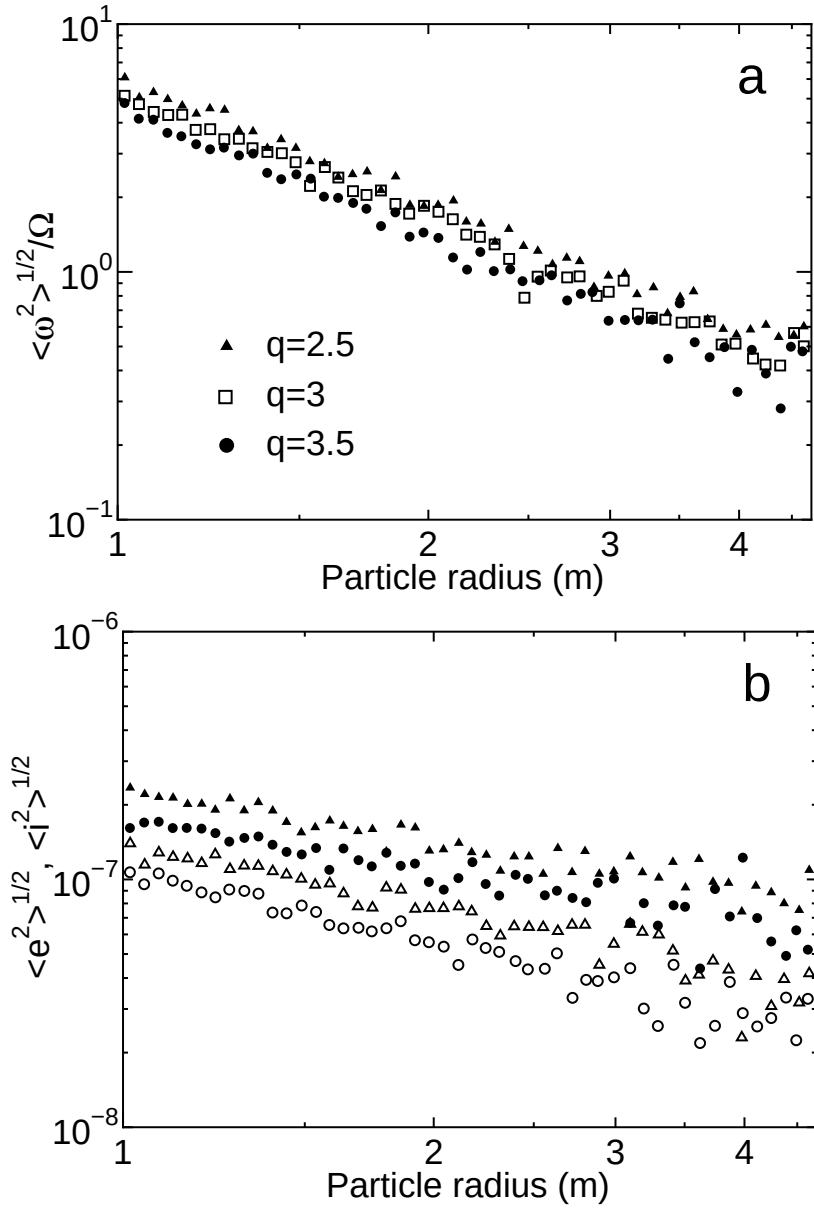
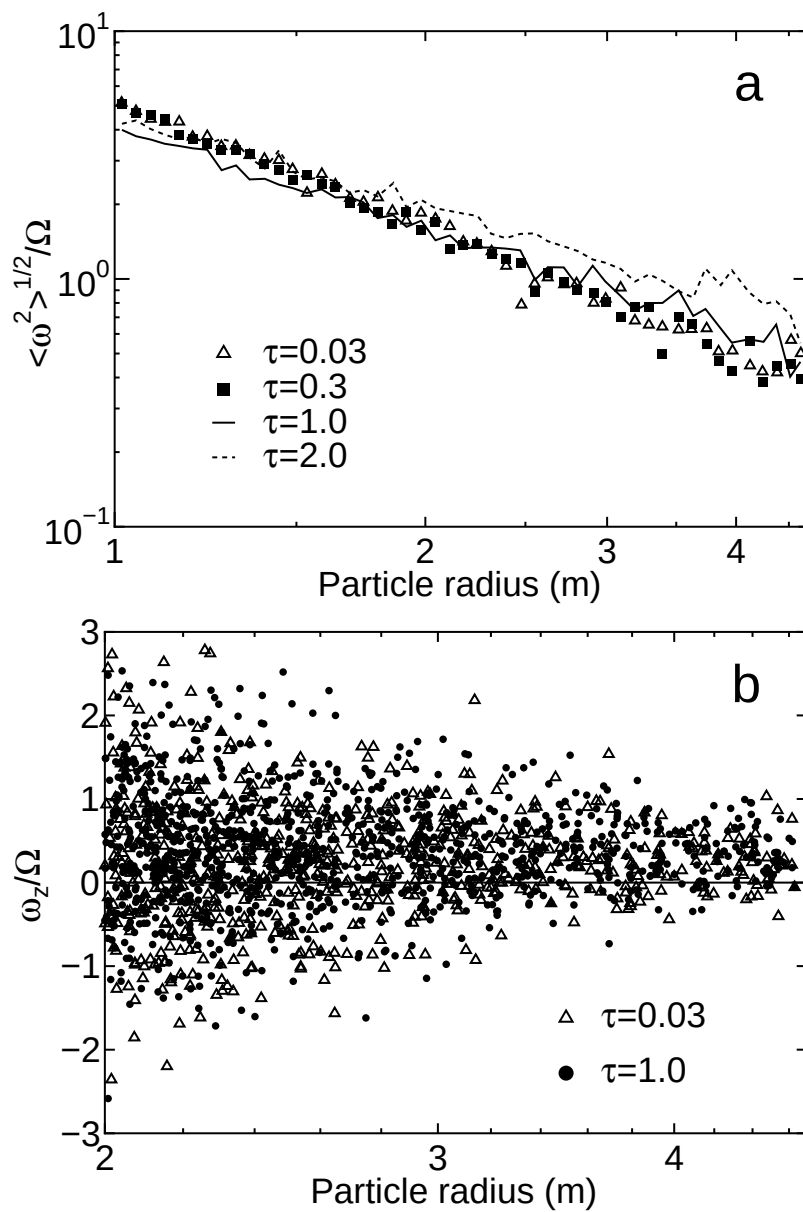


図 6 は光学的厚さ τ を変えた場合の結果を示している。図 6a では τ を 0.03 から 2.0 まで 4 通りに変えている。 $\tau = 0.03$ と 0.3 ではほとんど差は見られない。しかし $\tau = 1.0$ となると分布がややゆるやかになる傾向が見られ、 $\tau = 2.0$ ではその傾向はより一層強くなる。 $\tau = 2.0$ の場合、自転角速度はほぼ r^{-1} に比例する。これは、このような粒子数密度の高い系では粒子同士が接触し合い、spin velocity の大きさ ($|s| = r|\omega|$) がサイズに依らなくなる傾向のあることで説明できる。図 6b は $\tau = 0.03$ 及び 1.0 の場合について各粒子の自転角速度の z 成分をプロットしている。これより、自転角速度の分散が比較的小さい大粒子の場合でも順行及び逆行の両方の自転状態をとりうるということがわかる。従来、Voyager に

よるリングの観測結果、とくにCリング粒子の太陽に照らされた側と影の側で顕著な温度差が見られるという結果について「全ての粒子はゆっくりとした自転状態を持っており、synchronous rotation（即ち $\omega = \Omega$ ）の可能性もある」というような解釈がしばしばなされ、昨年夏以降始まったCassiniによるthermal emissionの観測結果の解釈でも依然として同様の説明がなされている。しかし上の計算結果は、このような解釈が非現実的であることを示している。

図 6.



4. サイズ分布のある場合 II. 理論的定式化及び三体軌道計算

実際の土星リングでは、粒子は数 cm(あるいはそれ以下) から 10m 程度に及ぶサイズ分布を持っていると考えられている。このような幅広いサイズ幅を N 体シミュレーションで扱うのは容易ではない。一方、土星の C リングのように光学的に薄いリングの場合には粒子間の衝突頻度が小さく、自転を含めた力学進化は二体衝突の積み重ねで記述できる。我々はこのような場合における粒子の自転エネルギー進化を記述する方程式を導出し、解析計算及び三体軌道計算によって自転エネルギーのサイズ依存性を調べた (Ohtsuki 2005)。

回転系から見た粒子の自転エネルギーを $E_{rot} \equiv I\langle\omega^2\rangle/2$ (I は慣性モーメント) とすると、質量 m' である他粒子との衝突による $E_{rot}(m)$ の進化は次式で記述できる。

$$\frac{dE_{rot}(m)}{dt} = \frac{mr^2}{5} \int n_s(m') f f' \langle\Delta\omega^2\rangle \frac{3}{2} \Omega |b| db dedidsde' di' ds' dm'. \quad (1)$$

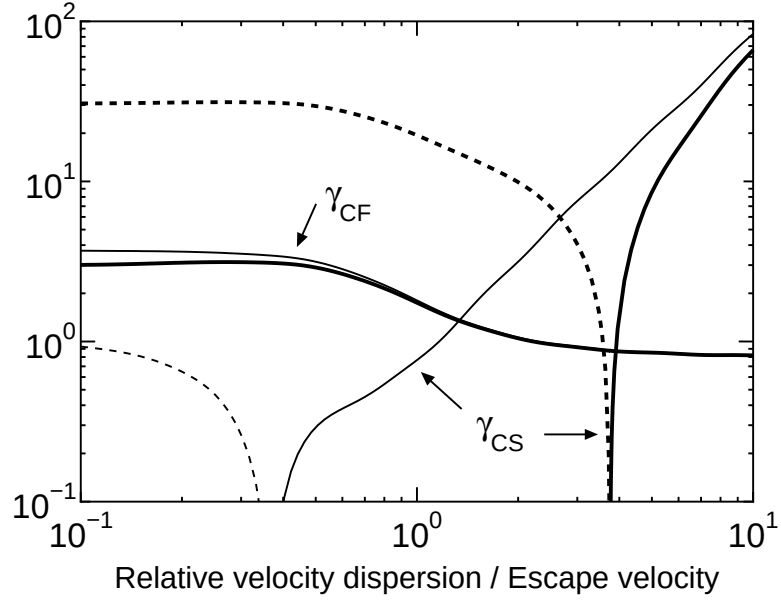
ここに $n_s(m')dm'$ は質量が $m' \sim m' + dm'$ の粒子の面数密度、 f は粒子の軌道離心率 e 、軌道傾斜角 i 、及び spin velocity $\mathbf{s} = r\boldsymbol{\omega}$ (r は粒子半径) の分布関数、 $\langle\Delta\omega^2\rangle$ は衝突による ω^2 の変化を位相角平均したもの、 b は衝突する二粒子の軌道長半径の差である。 e 、 i は Rayleigh 分布、そして粒子自転については方向はランダムで自転角速度は Gauss 分布であると仮定し適当な変数変換を行なうと、(1) 式は次のように書きかえることができる。

$$\frac{dE_{rot}(m)}{dt} = \int n_s(m') \{C_{CS} + (E_{rot}(m') - E_{rot}(m)) C_{CF}\} dm'. \quad (2)$$

ここに $C_{CS} \equiv mm'^2\Omega^3 R_H^4 \gamma_{CS} / \{5(m+m')^2\}$ 及び $C_{CF} \equiv mm'\Omega R_H^2 \gamma_{CF} / (m+m')^2$ (R_H はヒル半径) であり、 γ_{CS} 及び γ_{CF} は粒子のランダム速度、自転速度、反発係数、及び惑星からの距離に依存する無次元量である。

図 7 は三体軌道計算により γ_{CS} 及び γ_{CF} を求めた結果を示す。細線及び太線は粒子の自転速度を変えた場合の結果で、それぞれ $\sigma_{sp,r} / \{(r+r')\Omega\}$ ($\sigma_{sp,r}$ は相対 spin velocity の分散) が 1 及び 4 の場合を示している。また実線は正の値を表し、値が負となるときには破線で絶対値を示している。ランダム速度が十分大きく粒子間重力が無視できる場合には $\gamma_{CS} = (r+r')^2 (c_1\sigma_{ran,r}^2 - c_2\sigma_{sp,r}^2) / (R_H^4\Omega^2)$ 及び $\gamma_{CF} = c_3$ と表される。ここに $c_1 \sim c_3$ は接線方向の反発係数のみに依存する定数、 $\sigma_{ran,r}$ は相対ランダム速度の分散である。(2) の中括弧第一項は、衝突を介してランダム運動と自転の間で行なわれるエネルギー交換を表している。また第二項は、異なるサイズを持つ粒子間で衝突が起きた場合、自転エネルギー等分配に向かう傾向のあることを示している。これらより、§3 で述べた N 体シミュレーションの結果を説明することができる (Ohtsuki 2005)。

図 7.



5. Discussion

本研究ではN体シミュレーション及び三体問題軌道計算を用いてリング粒子の自転状態について調べた。しかし粒子数を大幅に増やす必要のある τ の大きな系についての計算はまだ十分ではなく、今後さらに詳しく調べる必要がある。またこれらの計算結果に基づいて、thermal emissionの観測結果と比較可能な理論モデルを構築していくことも今後必要である。

REFERENCES

- Morishima and Salo 2004. Spin rates of small moonlets embedded in planetary rings: I. Three-body calculations. *Icarus* 167, 330-346.
- Ohtsuki 2004a. Formulation and analytic calculation for the spin angular momentum of a moonlet due to inelastic collisions of ring particles. *Earth, Planet. Space* 56, 909-919.
- Ohtsuki 2004b. On the rotation of a moonlet embedded in planetary rings. *Icarus* 172, 432-445.
- Ohtsuki 2005. Rotation rates of particles in Saturn's rings. Submitted to *Astrophys. J.*
- Ohtsuki and Toyama 2005. Local N-body simulations for the rotation rates of particles in planetary rings. Submitted to *Astron. J.*
- Richardson 1994. Tree code simulations of planetary rings. *MNRAS* 269, 493-511.