

特集「木星に衝突する彗星：シューメイカー・レビー9」

彗星衝突による木星振動の励起

小林 直樹¹

来年の7月21日から23日にかけて、Shoemaker-Levy 9彗星が木星に衝突するという事件が報告されている[1]。このニュースに伴い各国の惑星科学の分野で「木星」がにわかに注目を浴びている。本稿では彗星衝突による木星自由振動の励起について、そしてまだまだ未開拓な分野である「惑星地震学」を「木震」を中心に簡単に紹介する。

1. はじめに

現在 Shoemaker-Levy 9 彗星は約20個ほどに分裂しており、最大破片の直径はおよそ10 kmである。彗星の衝突時期、地点の見積りにはまだ不定性が残されているが、夜側の南半球中緯度に突入すると見積もられている。突入速度（衝突速度）は約60km/sである。この規模の衝突イベントはおよそ1万年から100万年に一度の発生確率であり、木星赤斑や環の形成が見られるのではないかと予想されている。また、衝撃過熱によって木星雲下1000kmのところでは巨大な火の玉が形成される可能性も報告されている。

この稀有な事件はそれ自体非常に興味深い惑星表層での諸現象を我々にもたらしてくれることは以上のことだけでもお分かりになろう。しかし、それだけではない。もしこの衝突によって木星の固有振動が十分に励起されれば、「木震学」的に木星内部構造の情報をもたらす可能性がある。木星振動から得られる情報はこれまでにない内部構

造の強い制約条件となるであろう。この意味でも今回のイベントは注目されている。

ところで現在のところ、地球以外の惑星内部構造を地震学的に決める試みはほとんど行なわれていない。地球内部構造における地震学の果たしてきた成果を考えると、他の惑星に対しても波動伝播に基づく「○震波による内部構造」という分野を確立、推進すべきであろう。しかし、地球型惑星での内部波動の検出には探査衛星を惑星まで飛ばして地震計を設置する必要がある。データが手に入らねば、さしもの地震学者も手も足も出ないというのが現状であろう。探査機を飛ばすまで我々は惑星地震学を進められないのであろうか？ いやいやそんなことはない。天文学では木星どころか遙か彼方の恒星の振動現象を捕えて、その内部構造、進化の問題を解明しようとする「星震学」という分野が確立している。そこでは星の表層運動を光度変化や光のドップラーシフトを用いて検出している。（その観測手法、理論、問題設定において「星震学」は「地震学」とは異質な文化を形成している。それに触れてみるのも一興かと思うので非常によくまとめられた教科書を文献[2]としてあげておく。）木星、土星のようにその大部分がガスで構成されている惑星ではこの星震学的手法を用いて「○震学」的観測が可能なのである。既に少ないながら木震の検出を試み、検出報告をした研究もある[3]。こうした予備的な研究を踏ま

¹ 東京大学大学院理学系研究科天文学教室

え「木震学」はいよいよ現実的な色彩が濃厚になってきた。

2. 木星内部構造

星の熱的緩和時間(Helmholtz-Kelvin time, 重力エネルギーを光度で割った時間で太陽で $\sim 10^7$ yr, 木星で $\sim 10^{11}$ yr)に比べて力学的タイムスケール(free-fall time, 太陽, 木星とも ~ 1 hr)は非常に短いので準静的平衡が成立している。そのため短期的に見れば内部で発生するエネルギー量と星の表面から放射によって失われるエネルギー量が釣り合っていると近似できる。こうした仮定に基づいて作られた構造モデルは「平衡モデル」と呼ばれる。それでは現在の木星モデルがどのような制約条件の下に作られているか概観しよう。

現在考えられている惑星形成論[4]の描像にもとづくと、木星は岩石(SiO_2 , MgO , FeS , FeO)と氷(H_2O , CH_4 , NH_3)からなる10倍の地球質量程度の中心核とそのまわりを取り囲む水素、ヘリウムの層でできている。水素、ヘリウム層は金属水素状態の内層と分子状態の外層に分けられる(図1)[5]。(中心核を岩石層、氷層に分けるモデルもある。)以下、外層という言葉の水素、ヘリウム層全体を指して使うことにする。

解くべき方程式は静水圧力学平衡の方程式、エネルギー保存の式、重力場のポアソン方程式それにエネルギー輸送方程式である。しかし外層全体は対流状態になっており、温度勾配は断熱的であるとされている。断熱温度勾配の場合はエントロピーを指定すると状態方程式より温度、密度は圧力と組成だけで決まる。したがって実際解くべき方程式は静水圧平衡の式とポアソン方程式だけになる。これらを実験値の外挿や理論的に求められた状態方程式を使って解く。この際、解が満たすべき力学的な制約条件は、木星質量、半径、

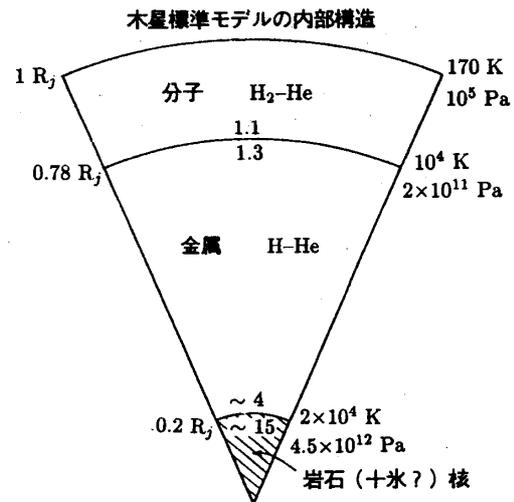


図1. 標準木星モデルで採用されている層構造[3].

自転周期そして重力ポテンシャルの調和展開係数 J_2 , J_4 である。また、外層における非水素、ヘリウム分子の存在量も状態方程式に影響を与えるが、量比が少ないため影響は小さいと考えられている。力学的制約条件はすべて積分量であるのでモデルを唯一に決めにくい問題となっていることに注意してほしい。このようにして実際に求められた内

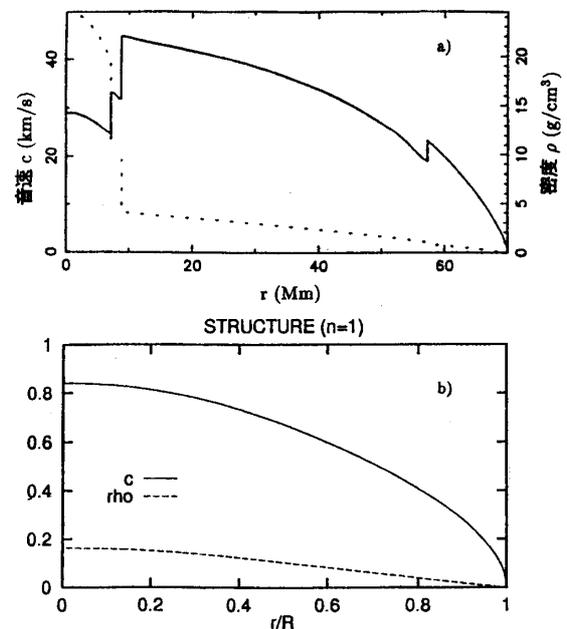


図2. a) 標準モデルの一例(Longnonne and Mosser 1993より[10]). b) 指数 $n=1$ のポリトロップモデル. c: 音速(単位: 50 [km/s]), ρ : 密度(単位: 25 [g/cm³]). 横軸は規格化された半径である。図の縦横軸は、aとbが比較できるように取ってある。

部構造モデルを図2に示す。具体的な計算方法は文献[6]を見られたし。図2には $P=K\rho^{(n+1)/n}$, ($n=1$)の場合のポリトロプモデルも比較のために示してある。標準モデルにおいては、木星の外層では大体 $P=K\rho^2$ の関係にある。

以上のような伝統的標準モデルに対して、Stevenson (1985) [7]は「現実的」な思考実験をして異論を唱えている。もし木星の外層が形成された後に火星サイズの微惑星が木星に衝突したならば、それによる混合過程により核、外層間に明瞭な境界は形成されないであろうと言っている(図3)。この場合化学的な密度成層が形成されて、内部熱対流を押える働きをする。上に述べた力学的な制約条件ではどちらのモデルも存在しうるのである。また外層では水素の圧力電離による金属化への遷移が1次相転移(Plasma Phase Transition, PPT[8])を経験するか連続的な遷移であるかという物性物理学上の問題に対しても何ら制約を与えることができない。これらの問題に王手をかけられるのは木震学において他にはないであろう。

3. 木震とは?

3.1 断熱振動

前章で星や木星は平衡状態にあると述べた。しかし日、時の時間尺度で見れば決して静止しているわけではない。実際にはわずかであるが力学平衡のまわりでゆらいでいるのだ。いわゆる脈動(pulsation)である。脈動には球対称な振動をする動径振動と非球対称な振動をする非動径振動がある。それぞれ球面調和関数の角次数(angular degree) $l = 0, l \neq 0$ に対応する振動パターンを持つ。恒星の脈

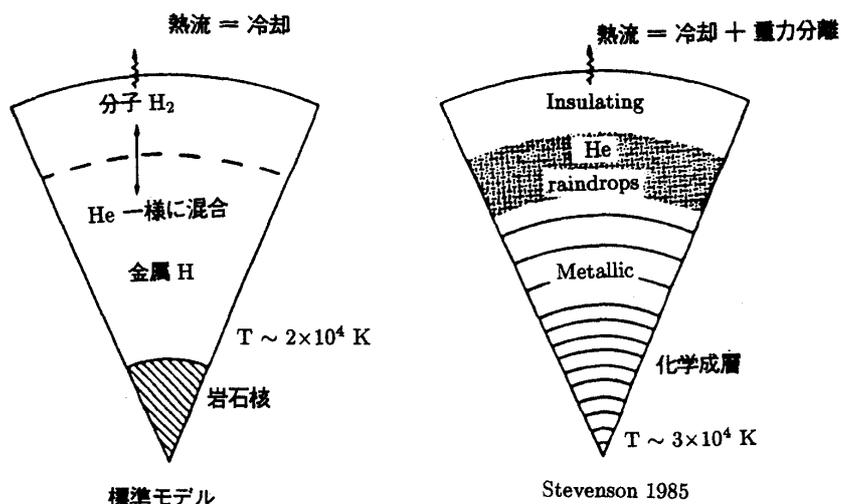


図3. 標準木星モデル(左)とStevenson (1985)の化学層構造モデル(右)[7].

動は星の質量、化学組成、年齢などの違いによって様々な周期や振動パターンを持つ[2].

星の振動を記述する基礎方程式は線形化された質量保存、運動量保存、エネルギー保存の式、ポアソン方程式である。それに圧力、密度、エントロピーの関係を結んだ状態方程式も必要である。しかし星表層付近を除いて局所的に定義される力学的タイムスケールが熱的なものに比べて短いために、振動の励起や減衰の問題を取り扱う場合でなければ断熱運動が良い近似となる。従って断熱振動に限ればエネルギーの式は方程式系から分離される。星の構造が球対称である場合には振動解の緯度、経度依存性は球面調和関数で記述され半径のみに依存した方程式に分離できる。これを適当な境界条件の下に数値的に解くことで振動の固有関数が得られる。境界条件は中心で解が正則となるよう、外側では等温大気に対する解に接続するように置く。(星と地球の自由振動で大きく異なる点は固体、気体の物性の違いであるが、これは外側の境界条件の違いにも現われている。地球では固体部分と気体のカップリングは通常考えない。)ただし密度変化のスケールハイトが非常に小

さい場合は圧力0のゼロ境界条件に漸近する。球対称近似では星や惑星の固有振動は球面調和関数の角次数(angular degree) l , 方位角次数(azimuthal order) m そして動径次数(radial order) n の三つの指数で特定される。球対称だと固有周波数は m に依存しなくなり, $2l+1$ 重に縮退する。また固体の場合は伸び縮み振動(spheroidal mode)と捻れ振動(toroidal mode)が存在するが, ガス球の場合は捻れに対する復元力が働かないので捻れ振動はない。ただし自転や磁場の効果が効く場合は捻れ成分も現われる。

図4に指数 $n=1$ のポリトロープモデルで計算された固有関数を示した。このモデルでは気圧0, 密

度0の明確な表面が存在するので, 外側の境界条件もゼロ境界条件を採用している。図には角次数 $l=5$, 動径次数 $n=5, 10$ に対して, 固有関数

$$\xi^{(n,l,m)} = \xi_r^{(n,l)}(r) Y_l^m(\theta, \phi) e_r + \xi_h^{(n,l)}(r) \nabla_1 Y_l^m(\theta, \phi) \quad (1)$$

の $\xi_r^{(n,l)}(r)/r$ と $l \times \xi_h^{(n,l)}(r)/r$ をそれぞれ実線, ドットで表わしている。固有関数の大きさは振動エネルギーが木星の重力エネルギー GM^2/R と等しくなるように規格化されている。木星表面での振幅が木星半径程度になることに注意して欲しい。また, それらのモードで計算された $\phi = \rho^{1/2} c^2 \nabla \cdot \xi$

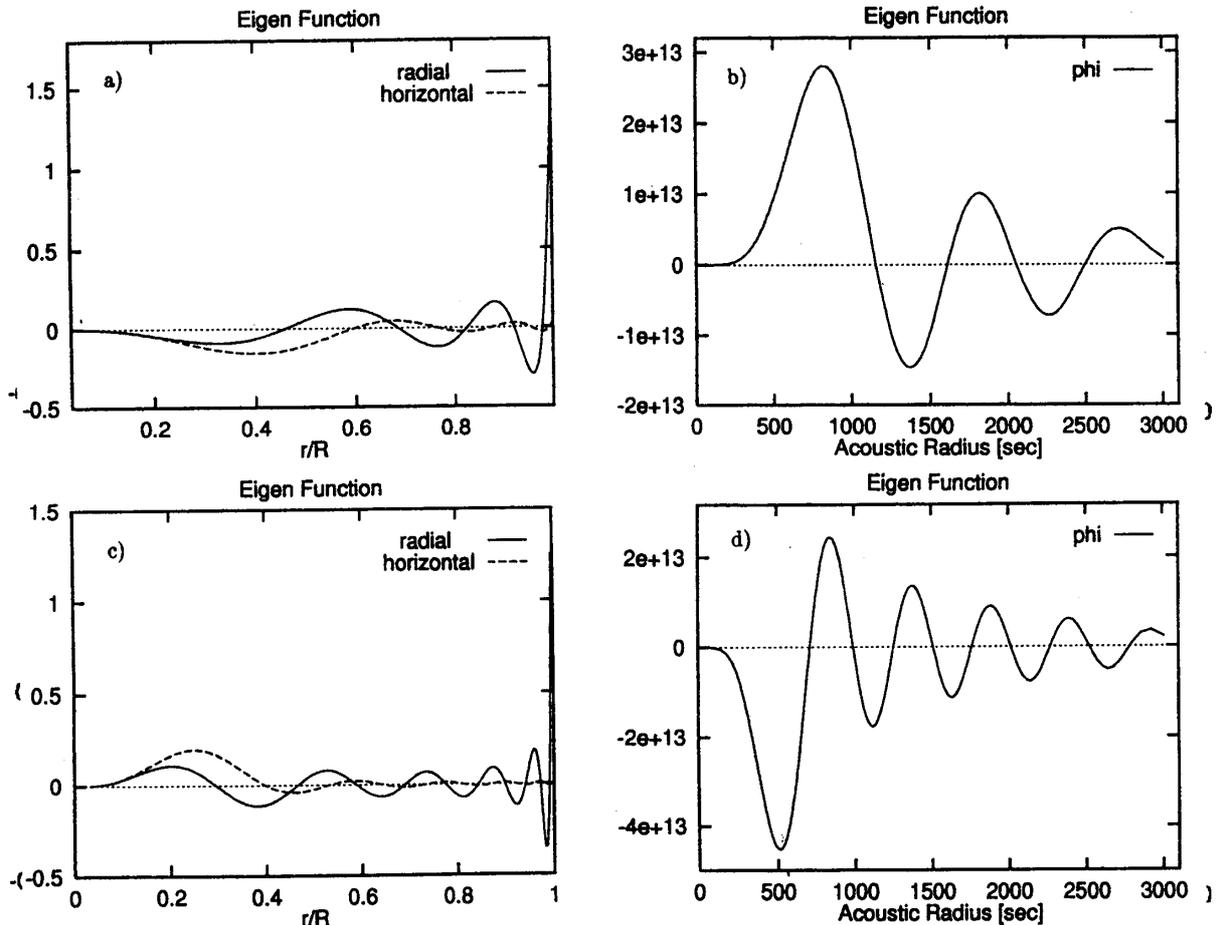


図4. 指数 $n=1$ のポリトロープモデルで計算された固有関数. a) 角次数 $l=5$, 動径次数 $n=5$ の $\xi_r^{(n,l)}/r$ (実線) と $l \times \xi_h^{(n,l)}/r$ (点線) を規格化半径に対してプロットしたもの. b) a) の ξ で計算された $\phi = \rho^{1/2} c^2 \nabla \cdot \xi$ を音響半径 ($\int dr/c$) に対してプロットしたもの. c), d) $l=5, n=10$ の場合. 縦軸, 横軸の意味は a), b) と同じ.

を示してある。 ϕ に対しては、高周波側で支配方程式がShorödinger型の波動方程式に漸近する。振動解を持つ領域の上下端は l を固定すると n が大きなモードほど、それぞれより浅く、深くなることを見てとれよう。(これは n が大きくなるほど転換点[後述]が深くなるため、進入角度の深い音波に対応する。)

3.2 様々なモード

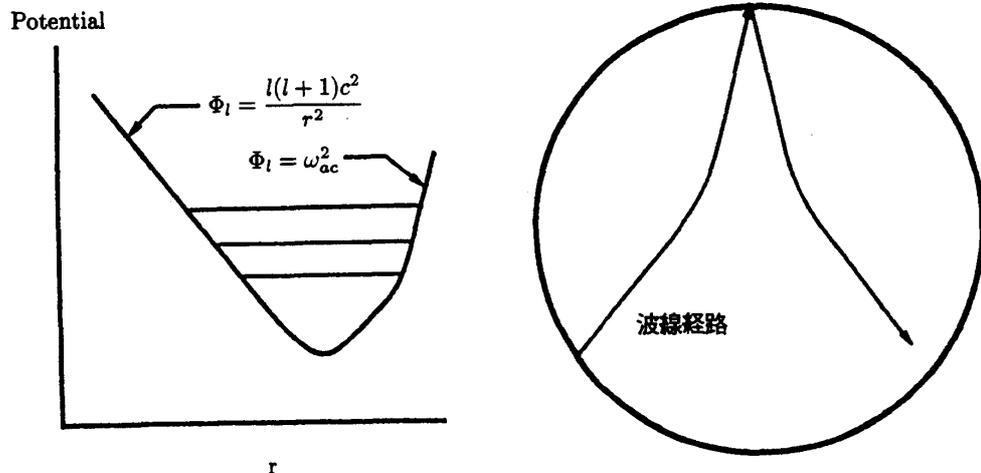
3.1で述べた方程式は音速、浮力振動数(Brunt-Väisälä周波数)、密度のスケールハイトの半径に対する分布で特徴付けられる。得られるモードには、主に圧力が復元力として働く音波モード(p-mode)、浮力による復元力が効く重力波モード(g-mode)、表層にエネルギーが集中する表面波モード(f-mode)がある。また自転の効果を考慮する場合は、慣性波モード、ロズビー波モード(r-mode)があり、内部に1次相転移境界がある場合には境界波モードが存在する。木星に関して言えば、中心核境界や外層にPPTがある場合には境界波モードが存在する。そして外層が断熱温度勾配であるならばg-modeは存在しないが、Stevenson(1985)流のモデルではg-modeが存在することになる。また木星は自転周期が約10時間という高速回転をしているため、慣性波モード、r-modeも存在するが、

これらは内部構造の観点からすると意義が小さい。

p-modeについてもう少し詳しく述べよう。音速は一般に星の中心に向かうほど速くなる。したがって内部に向かう波は曲げられてやがて表面に向かうようになる。表面に向かった波は表面付近では密度のスケールハイト H_ρ が小さくなるために屈折して再度下に向かう。(大雑把に言って音波はその波長が H_ρ より長いと「反射」し、短いとスカスカ通り抜ける。)すなわち上下の転換点(turning point)の間に閉じ込められる。上下の転換点の位置はLamb周波数 $L_l = [l(l+1)c^2/r^2]^{1/2}$ とacoustic cut-off周波数 $\omega_{ac} \sim c/2H_\rho$ によって与えられる。ここで r は半径、 c は音速である。p-modeはこのacoustic cavityに閉じ込められた音波の定在波である。すなわちp-modeは $\Phi_l = L_l^2 \omega_{ac}^2$ をポテンシャルとする量子化問題を解くことで得られるのである(図5)。このように振動の固有状態は深部の音速分布 $c(r)$ と表層の密度分布 $\rho(r)$ によって支配されている。

以上述べてきたように、様々なタイプの振動はそれを支配する特徴的な物理パラメータの情報を反映している。振動を検出することで、星や木星の内部構造の情報が得られることがお分かりになったであろう。

図5. 音響ポテンシャルの概念図と波線。ポテンシャルの中の定まったレベルに固有状態が存在する[11]。ポテンシャルの絵の中の水平線は上に行くほど高次の n のモードの固有レベルに対応する。 n が大きくなる(高周波になる)程、振動域は深く染み込むが、これは転換点の深い波に相当する。



4. 木星の観測

さてここで星震、木星の観測の原理を簡単に紹介し、木星観測の現状を報告しよう。星の振動観測は主に2種類に分けられる。一つは星の光度変化を捕える方法である。星の光度はその表面温度(の4乗)と表面積に比例する。3章で断熱振動を扱ったが、断熱的に体積が収縮すると一般に温度が増加する。また半径が小さくなると表面積が小さくなる。これらの兼ね合いで星の光度は変化する。非動径振動の場合は半径の変化はないので、表面温度のむらそのまま光度のむらとなって現われる。ただし角次数 l が大きなモードは星が面的に分解できない限り、正負の効果が相殺されて見えてこない。木星の場合は像をディスクとして見ることができるので、Deming et al. (1989)は赤外の光度変化を測定し、 $l = 5 \rightarrow 50$ までのp-modeの検出を試みた[9]。しかし結果は否定的で振動振幅の上限を1m/sと見積もった。

もう一つの方法は電磁波のドップラー効果を利用した速度場の直接観測である。光を出す物体が視線方向に近づけば光は青側にシフトし、遠退けば赤側にシフトすることはご存じであろう。スペクトル線の線プロファイルの時間変化を見れば星の表面での速度場が分かる。この場合も星を面的に分解できなければ高次の非動径振動は見ることができない。しかし高速に自転している星では自転のために線プロファイルがもともと広がっており、その上に非動径振動の成分が乗るので検出できる場合がある[2]。すなわち星の経度方向の座標が光の周波数軸上にマッピングされているので、空間分解能が光の周波数分解能に置き換わる。この方法で $l = |m| = 16$ までの非動径振動の検出報告がある。木星も自転しているが、もともとディスクとして見ることができるのでそれに頼らなくと

も非動径振動を観測できる。しかし今のところドップラーシフトを用いた観測では、高空間分解能での木星観測は報告されていない。Schmider et al.(1991)では太陽光の木星表面での反射波に含まれるNaのD線を用いて木星の検出を試みた[3]。彼等は木星を点源として扱ったので $l = 3$ 以上のモードの検出はできない。そして得られたデータを解析して、角次数 $l = 0, 1$ 、動径次数 $n = 3-16$ のモードを検出したと報告している。それによると低次モードの振幅は8m/sにも及ぶ。木星の励起源は何かまだよく分かっていないが、太陽同様内部の対流運動によるものならば、対流エネルギーの一部が振動エネルギーに転化して8m/sもの振動を励起していることになる。彼等の見積もりを信じれば全モードのエネルギーは木星が一日で放射するエネルギーに匹敵する量である。木星観測の現状の詳細はMosserらがまとめているので参照されたい[10]。

我々もShoemaker-Levy 9彗星の木星衝突を前にして木星検出を目指して準備に取りかかっている。現在国立天文台岡山天体物理観測所の188 cm望遠鏡の利用申請をしているので受理されれば2月には木星検出の予備観測ができる。望遠鏡を覗いたらそこに何が見えるのだろうか。楽しみである。

5. 彗星衝突による木星の励起

この章ではShoemaker-Levy 9彗星の木星衝突によって励起される木星振動の振幅について議論する。始めに述べたように、この彗星は最大直径が10 km、衝突速度が約60 km/sであると見積もられている。密度は恐らく $0.1-1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ の範囲に入るであろう。これらから彗星の衝突直前の運動エネルギーは $10^{23}-10^{24} \text{ J}$ ほどになる。エネルギーの不定性が最低1桁程度はあるので、励起の計算には以下のような簡単な仮定を導入してもさ

しあたり問題はなからう。

5.1 エネルギーによる見積り

まずは彗星の持つ運動エネルギーがすべて一つのモードの励起に使われる場合を見積もってみよう。この見積りは振動振幅としては最大の見積りとなる。3章で述べたように一つのモードの振幅は1木星重力エネルギー($GM^2/R \sim 3 \times 10^{36}$ J)あたり1木星半径 $R = 7.15 \times 10^7$ mほどになる。したがってこの仮定で見積もられる振幅は

$$\xi_r = R \left(\frac{m_c v_c^2 / 2}{GM^2/R} \right)^{1/2} \sim 35 [m]$$

となる。ここで v_c は彗星の衝突速度、 m_c はその質量である。これを速度振幅に直すには角振動数を掛ければよい。周期1000秒の振動では約 2×10^{-1} m/sとなる。このことから特定のモードの振幅は最大でも10 cm/s程にしかならない。更に多くのモードにエネルギーを分配するとすれば見積りはもっと小さくなる。木星のacoustic cut-off周波数はその大気構造から約3 mHzと見積もられている。この周波数以下の音波が定在波として存在しうるわけだが、その数は方位角次数 m の違いを数えなくてもおよそ5000個に及ぶ。彗星の運動エネルギーを各モードに公平に分けたとすると、各モードの振幅は変位で約50 cm、速度で約0.3 cm/sとなる。実際には熱エネルギーへの転化、大気を抜け高層域で散逸する音波のエネルギー等を考えれば更に値が小さくなる。

5.2 運動量による見積り

彗星が木星に与える衝撃を運動方程式の外力項として取り入れれば、より現実的な見積りが可能である。彗星の突入速度が60 km/sで、それが100 km程木星内部に進入して衝撃破壊、蒸発をするのであればその間のタイムスケールは約1秒である。そこで、1秒間で彗星がもともと持っていた運動

量を木星が吸収すると仮定する。木星振動は $2\pi/\omega_{ac} \sim 300$ 秒以上でしか定在波を作らないので、それ以上の周期の振動に対しては衝撃の時間プロファイルをデルタ関数で近似してもよいであろう。また簡単のため空間的にも撃力源を点源として扱う。これも波長 $\lambda \gg 100$ kmの波に対しては良い近似となっている。そして木星構造モデルとしては指数 $n=1$ のポリトロップを採用し、木星の自転の影響、非球対称構造は簡単のため無視した。

以上の仮定で求めた各モードの木星表面における速度の動径成分を図6に示す。震源の深さは表面から50 kmとし、また彗星の木星への進入角度

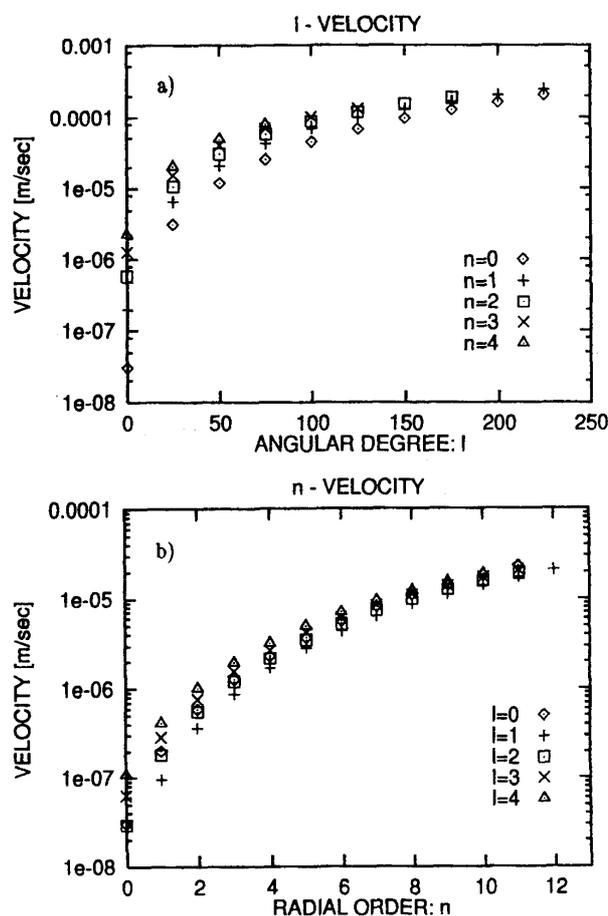


図6. 各モードの初期速度振幅. a) 動径次数 $n = 1-4$ のモードの初期振幅を角次数 l に対してプロットしたもの. 縦軸は速度[m/s]を対数表示している. b) 角次数 $l = 0-4$ のモードの初期振幅を動径次数 n に対してプロットしたもの.

(水平面からなす角度) を 30° とした. 上の図が速度振幅を角次数 l に対して, 下の図が動径次数 n に対してプロットしたものである. 低次のモードの振幅は 10^{-8}m/s ほどしか励起されないが, どちらも次数が高くなるにつれて励起振幅が大きくなっている. しかし, 振幅は最大でも高々 1mm/s にしかならない.

今まで述べた振幅は各モードが三角関数的に振動した場合のその振幅である. 振動が減衰する場合は励起直後の初期振幅であると考えてもらってよい. これをフーリエ変換して, 得られる振幅スペクトルのピーク値を求めてみよう. 先ほど求めた基本モード ($n=0$ のモード) の初期速度振幅は簡単な解析より

$$\begin{aligned} v &\sim \frac{m_c v_c l^2}{M} \sim \frac{m_c v_c}{M} \tau_{ff}^4 \omega^4 \\ &\sim 1.5 \times 10^{-8} l^2 \sim 1.5 \times 10^5 \omega^4 [\text{m/s}] \end{aligned}$$

と求まる. ここで τ_{ff} は木星の自由落下時間, ω は考えているモードの角周波数である. この波が減衰率 $\alpha = \omega / (2Q)$ でもって減衰していく時, 振幅スペクトルのピーク値は

$$\begin{aligned} \frac{v}{2\alpha} &= \frac{vQ}{\omega} \sim \frac{m_c v_c}{M} \tau_{ff}^4 \omega^3 Q \\ &\sim 1.5 \times 10^5 Q \omega^3 [(m/s) s] \end{aligned}$$

となる. Quality factor が $Q = 10^3$ であるとする, 1mHz の基本振動 ($l = 100$ のモードに対応) のスペクトルピークは約 $30 (m/s) s$ となる. この計算では時間の積分区間を ∞ として扱ったが, 10 日間ほどの観測でほぼこの値に達する. これが観測可能な量であるかはノイズレベルによる. 今のところこの周期帯のノイズレベルはよく分かっていない. これは観測をして始めて明らかとなる量である. また $low\ l, high\ n$ のモードでも同様に見積もるこ

とができて, $n \geq 10$ 以上ではおよそ数 (m/s) s のスペクトルピークが得られる.

以上の結果から言えることを述べる. Shoemaker-Levy 9 彗星の木星衝突による木星の固有振動の励起量は長周期のモードでは観測は悲観的である. しかし 1mHz を越える振動に対してはノイズレベルによっては観測の可能性はまだ残されている. 特に $low\ l, high\ n$ のモードの検出の可能性はあることは, 内部構造を調べる立場では重要である. なぜならそれらのモードは特に木星の深部構造の情報を多く我々にもたらしてくれるからだ. そして $low\ l, high\ n$ モードの観測はエネルギーが表層付近に集中しているので, 観測できれば彗星衝突による励起源の情報をもたらしてくれるはずである. 重要なのは彗星衝突による励起量の見積りに悲観的にならないで, 観測をすることである. きっと, 何か面白い結果を得ることができるに違いない. 現在平成 6 年度の科研費総研 (A) に上智大学の伊藤直紀氏が中心となって「白色矮星および木星の星震学」を計画・推進中である. 日本の「惑星地震学」もいよいよ本格的に動きだしつつある.

謝辞

東京大学大学院理学系研究科天文学教室の柴橋博資氏には原稿の査読をしていただき, 有益な助言をいただいた. また同教室の高田将郎君にも議論, 助言をいただいた. 両氏に感謝の意を申しあげます.

また 7 月 22, 23 日に東京大学大学院理学系研究科にて開催した「天文学・地球惑星科学合同セミナー (木星を接点として)」では, お忙しいにもかかわらず, 講演を心よく引き受けて下さった方々に, また期間中終始白熱した議論を交して下さった参加者の皆様にもこの場を借りて厚く御礼申

しあげます。

参考文献

- [1] Chapman, C. R., 1993: Comet on target for Jupiter, *Nature* 363, 492-493.
- [2] Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H. and Shibahashi, H., 1989, Nonradial Oscillations of Stars, 2nd Ed., University of Tokyo Press.
- [3] Schmitter, F. X., Mosser, B. and Fossat, E., 1991: Possible detection of Jovian global oscillations, *Astron. Astrophys.* 248, 281-291.
- [4] Mizuno, H., 1980: Formation of the Giant Planets, *Prog. Theor. Phys.* 64, 544-557.
- [5] Stevenson, D. J., 1982: Interiors of the Giant Planets, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 10, 257-95.
- [6] Hubbard, W. B. and Marley, M. S., 1989: Optimized Jupiter, Saturn, and Uranus Interior Models, *Icarus* 78, 102-118.
- [7] Stevenson, D. J., 1985: Cosmochemistry and Structure of the Giant Planets, *Icarus* 62, 3-15.
- [8] Saumon, D. and Chabrier, G., 1989: Fluid Hydrogen at High Density: The Plasma Phase Transition, *Phys. Rev. Lett.* 62, 2397-2404.
- [9] Deming, D., Mumma, M. J., Espenak, F., Jennings, D. E., Kostiuik, T., Wiedemann, G., Loewenstein, R. and Piscitelli, J., 1989: A search for p-mode oscillations of Jupiter: serendipitous observations of non-acoustic thermal wave structure, *Astrophys. J.* 343, 456-467.
- [10] Lognonné, P. and Mosser, B., 1993: Planetary seismology, *Sur. Geophys.* 14, 239-302.
- [11] Shibahashi, H., 1992: Helioseismology and the

Solar Neutrino Problem, in *Frontiers of Neutrino Astrophys.*, eds. Suzuki, Y. and Nakamura, K., Universal Academy Press, Inc., Tokyo.