

磁気流体波動駆動型の巨大ガス惑星からの質量放出と大気構造

田中 佑希 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年は多数の太陽系外惑星が発見されており、その中には中心星に極めて近接した軌道を公転している巨大ガス惑星も多く存在している事が分かっている。このような惑星はホットジュピターと呼ばれており、中心星からの強力な輻射を受けて表面は 1000K 程度の高温に加熱されている。また様々な観測から、ホットジュピターが持つ大きく膨張した水素大気存在や、大気からの大量の質量放出現象の存在も分かっている。ホットジュピターからの質量放出については、大気上層部から高速で流れ出す水素大気存在が観測から明らかになっており、モデル依存性はあるものの質量放出率の推定値も得られている。しかし、このような大量の質量放出現象の詳細なメカニズムは未だにはっきりとは解明されていない。そこで我々がホットジュピターからの質量放出のメカニズムとして提案しているのが、磁気流体波動によって駆動される太陽風の質量放出現象である。

巨大ガス惑星が固有磁場を持っており、惑星表面に乱流が存在している場合は、表面で磁気流体波動が励起される。さらにその波が上空へ伝播し散逸することによって大気の運動エネルギーとなり、質量放出を駆動する事が考えられる。本研究では、太陽風と同様の数値計算を、ホットジュピターに関して典型的だと考えられるパラメータを用いて行った。その結果、磁気流体波動によって引き起こされた質量放出の値は、観測から推定されている質量放出率を説明出来る事が分かった。また、発見されている惑星の半径や質量、推定される表面温度などは様々であるため、これらをパラメータとして計算を行った。計算の結果から、ガス流は大気上層で超音速まで加速され、さらに高層大気は数万 K にまで加熱されることも示した。本講演では、ホットジュピターだけではなく巨大ガス惑星全般における質量放出の可能性や大気構造への影響についても議論したい。

1 Introduction

中心星に非常に近接した軌道を持つ巨大ガス惑星を「ホットジュピター」と呼ぶ。初めて発見された主系列星周りの系外惑星であるペガサス座 51 番星 b もホットジュピターであり、太陽系には無いタイプの惑星であるホットジュピターは系外惑星には普遍的であることが分かっている。典型的な軌道長半径は 0.1AU 以下であり、中心星からの強い輻射を受ける。そのため、表面温度は 1000 K 前後の極めて高温の環境になっていると考えられている。そのため、大気からは大量の大気散逸が発生していることが期待される。

系外惑星の観測手法の一つであるトランジット法からは惑星の半径や軌道周期などの情報が得られるが、高精度の観測を行うことによってその他にも様々な情報を得ることができる。例えば、多波長でのトラン

ジット観測を行うことにより、ホットジュピターの希薄な水素を主成分とする高層大気が惑星半径の数倍の大きさまで広がっている事や、大気の散逸が発生している事も分かっている。惑星から高温の水素大気が彗星の尾状に散逸している場合、紫外線領域での観測では散逸する大気によって中心星が隠されることによる減光が発生する。この減光は惑星本体のトランジット後にしばらく続くため、紫外線領域の減光曲線には歪みが生じる事になる。HD 209458b というホットジュピターでこの減光曲線の歪みが観測されており、質量放出率の下限値も $\sim 10^{10} \text{g/s}$ と求められている。(Vidal-Madjar et al. 2003)

このような大量の質量散逸を駆動するメカニズムとして、様々なものが提案されているが、未だにその詳細は未解明である。本研究では、惑星 (特にホットジュピター) が持つ固有磁場による、磁気流体擾

乱 駆動型の質量放出の可能性について調べた。これは、表面对流による乱流のエネルギーが磁場を介して惑星風を駆動し、質量放出に繋がるというモデルであり、太陽風の加速機構と同一のものである。

2 Numerical methods

ここでは、太陽風駆動に関する先行研究である Suzuki & Inutsuka(2005, 2006) の計算をガス惑星に応用する。太陽表面では対流によるエネルギー輸送が起きており、対流に起因する乱流が発生している。この乱流は太陽光球面の観測において、粒状斑という形で実際に観測されている。乱流によって磁力線の根元が揺さぶられることによって、表面からアルフヴェン波を主とする磁気流体波動が上空へと伝播することになる。これが太陽風を駆動する原因となっている事を示したのが先行研究である。

計算には 1 次元の flux tube を用いる。数値計算では輻射冷却と熱伝導を含めた理想的な磁気流体力学の方程式を解く。質量保存、運動量保存、エネルギーと磁場の発展式はそれぞれ以下のように書ける。

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f v_r) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{8\pi r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f B_\perp^2) + \frac{\rho v_\perp^2}{2r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f) - \rho \frac{GM_\odot}{r^2} \quad (2)$$

$$\rho \frac{d}{dt} (r\sqrt{f}v_\perp) = \frac{B_r}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} (r\sqrt{f}B_\perp) \quad (3)$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left(e + \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi\rho} - \frac{GM_\odot}{r} \right) + \frac{1}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 f \left(\left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) v_r - \frac{B_r}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \right) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f F_c) + q_R = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_\perp}{\partial t} = \frac{1}{r\sqrt{f}} \frac{\partial}{\partial r} (r\sqrt{f} (v_\perp B_r - v_r B_\perp)) \quad (5)$$

ここで、 ρ 、 \mathbf{v} 、 p 、 \mathbf{B} はそれぞれ密度、速度、圧力、磁束密度である。 r 、 \perp はそれぞれ動径成分、接線

成分を示す。また d/dt は Lagrange 微分、 $\partial/\partial t$ は Euler 微分である。単位体積当たりのエネルギーは $e = (1/(\gamma - 1))(p/\rho)$ 、 $\gamma = 5/3$ である。 F_c は電子熱伝導による熱輸送であり、

$$F_c = \kappa_0 T^{5/2} \left(\frac{dT}{dr} \right) \quad (6)$$

また、 $\kappa_0 \approx 10^{-6}$ である。 q_R は輻射による冷却を表す項である。

3 Results

3.1 表面での擾乱振幅に対する依存性

まずは惑星表面で磁力線に与える擾乱の速度分散が、惑星からの質量放出率やガス惑星の大気構造に与える影響について述べる。ガス惑星からの惑星風の噴き出しを駆動しているのは、表面擾乱により励起された磁気流体波動が持つポインティングフラックスである。擾乱の大きさに寄って磁気流体波動によって輸送されるエネルギーは変わるため、質量放出率もそれに伴って変化する事が期待される。系外惑星での表面乱流の強度は不明であるため、まずは表面での擾乱振幅をパラメータとして与えて計算を行った。ガス惑星は、木星半径、木星質量を設定し、表面温度は 1000K として計算を行った。その結果が図 1 である。

表面での擾乱が音速の 20% の時、質量放出率は $\dot{M} \approx 4.0 \times 10^{-16} M_\odot/\text{yr}$ となる。観測からの下限値は $\sim 1.6 \times 10^{-16} M_\odot/\text{yr}$ であるため、木星程度の大きさの天体で表面温度を 1000K とした場合は、表面での擾乱の速度振幅が音速の 20% 程度あれば観測の下限値を十分に説明することが出来る。

3.2 惑星半径・惑星質量に対する依存性

次に表面での速度擾乱の大きさを音速の 10% に固定し、惑星の半径と質量をパラメータとして変化した場合の質量放出率の依存性について考察する。発見されているホットジュピターは、その質量や半径

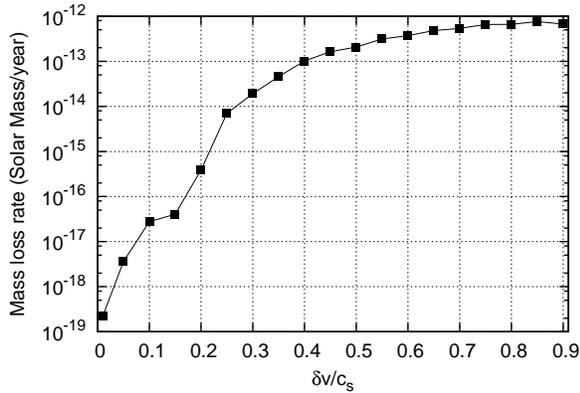


図 1: 惑星表面での擾乱振幅を変えた時の質量放出率の変化。横軸は表面音速で規格化した速度分散の大きさ、縦軸は太陽質量/年で規格化した質量放出率である。表面で磁力線に与える擾乱の大きさが大きいほど質量放出率も大きくなる事が分かる。

はまちまちである。特に、既存の理論では説明出来ないほどに大きく膨張した半径を持つホットジュピターも発見されており、それぞれの惑星で異なる質量放出率である事が期待される。その結果が図 2 である。

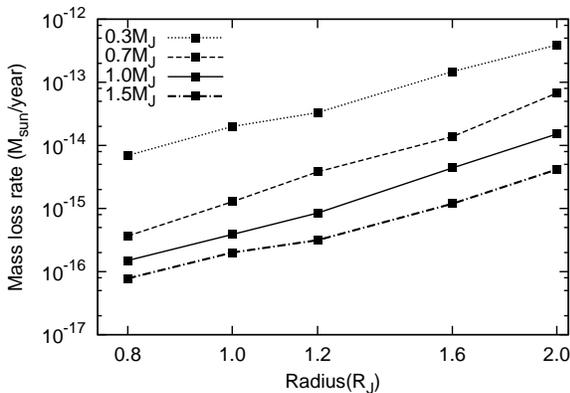


図 2: 惑星の半径と質量を変化させて計算した場合の質量放出率の変化。横軸は木星半径で規格化した惑星半径であり、 $0.8R_J \sim 2.0R_J$ の範囲を計算している。

図 2 より、惑星半径が大きく、惑星質量が小さい場合はより大きな質量放出率を得る事が分かる。特に半径には大きく依存している事が分かり、半径が 2 倍になると質量放出率は 1 桁程度増加している。

4 Discussion

ここでは、質量放出率の半径と質量に対する依存性について議論する。惑星の半径と質量によって質量放出率は大きく変化する事が分かった。これは、半径と質量が変化することによって惑星表面付近での重力が変化するため、大気のスケールハイトが変わる事に原因があると考えられる。磁気流体波動による惑星風の駆動は、惑星表面よりも上空で発生している。磁気流体波動が散逸する領域で惑星風が加速され、また大気が高温に加熱されていることが本研究での計算から明らかとなっている。

大気のスケールハイトと、惑星風が持ち去るエネルギーの収支を考えることにより、質量放出率の惑星半径・惑星質量への依存性は

$$\dot{M} \propto \frac{R^3}{M} \exp\left(-\frac{G r_c - R M}{c_s^2 r_c R}\right) \quad (7)$$

となる事が解析的には示すことができる。解析的に得られた式を元にフィッティングし、計算結果と比較したものが図 3 である。

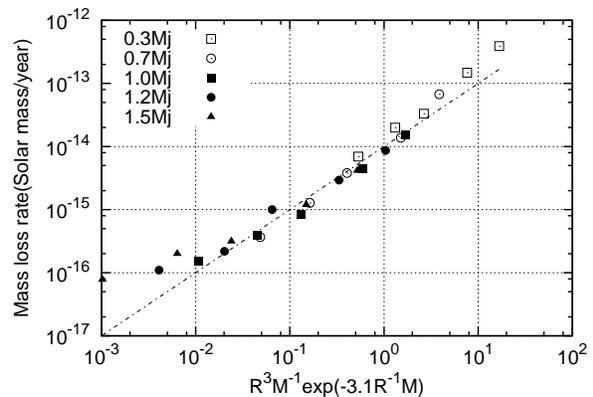


図 3: 横軸に解析的に得られた質量放出率の式をとり、縦軸に質量放出率を取った場合の図。おおむね解析的に得られた表式に従っている事が分かる。

5 Conclusion

本研究では、ホットジュピターからの質量放出は惑星自身の磁場によって駆動されているという仮定をおいて計算を行った。その結果、表面での速度擾乱が音速の 20%程度あれば観測結果を十分に説明するだけの質量放出率を実現出来ることが分かった。表面での擾乱の大きさは不明でありパラメータとして扱うしか無いが、その大きさ次第では観測による下限値を遥かに上回る量の質量放出率が期待されるということも分かった。そのため、惑星風は惑星の磁場が駆動していると考えられる。また、質量放出率の惑星半径や質量への依存性も導出した。

今後は、電離度や磁気拡散を含めたより現実的な状況の条件での計算も行い、低温のガス惑星への理論の適用を目指す。

なお、この研究内容の大部分は Tanaka et al.(2014) にまとめられている。

Reference

Suzuki & Inutsuka, 2005, ApJ

Suzuki & Inutsuka, 2006, ApJ

Vidal-Madjar et al. 2003, Nature

Tanaka et al. 2014, ApJ, accepted for publication