

# ホットジュピターにおける磁氣的活動と質量放出に関する理論的研究

田中 佑希 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

近年多数発見されている太陽系外惑星の中には様々な種類のもので発見されている。なかでも、中心星に極めて近接した軌道を持つ巨大ガス惑星、いわゆるホットジュピターと呼ばれるものが多く存在することが分かっている。このホットジュピターは、中心星からの強い輻射を受けて大気から大量の質量放出を起こしていると考えられている。また、トランジット観測からも大気の流出の兆候が確認されている。

一方で、ガス惑星は強い固有磁場を持っている可能性がある。この場合は、太陽風のメカニズムと同様な、表面对流による乱流に起因するアルフヴェン波駆動ガス流による質量放出が起きている事が考えられる。ガス惑星からの大気散逸に関する理論的な研究は多く存在するが、磁場を介した質量放出に関する研究は未だ存在しない。本研究では、太陽風による質量放出を計算するコードを用いて、ガス惑星からの質量放出率の計算を行った。

その結果、ホットジュピターに対して典型的と考えられる表面温度や表面での擾乱を与えて計算を行うと、質量放出率の観測値 (厳密には下限値) を十分説明する強度の惑星風が噴き出すことが分かった。また、惑星半径や惑星質量によっても質量放出率は大きく変化し、そのパラメータ依存性も導出することが出来た。本発表では、ガス惑星における質量放出率の数値計算の概要とその結果、および惑星半径や質量へのパラメータ依存性について発表する。

## 1 Introduction

ホットジュピターとは、中心星に非常に近接した軌道を持つ巨大ガス惑星の事であり、典型的な軌道長半径は 0.1AU 以下となっている。ホットジュピターは中心星からの強い輻射を受けるため、表面温度は 1000K 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。

ホットジュピターの大気については様々な観測が行われており、惑星半径の数倍の範囲にまで希薄な水素大気が広がっていることや、大気が散逸している事を示唆する観測もある。ホットジュピターからの質量放出は原理的にはトランジット法を用いることによって確認する事が出来る。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  $\sim 10^{10}$  g/s と求められている。(Vidal-Madjar et al. 2003)

このようなホットジュピターからの質量放出を駆動しているのは何だろうか? この研究では、惑星 (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 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。

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

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

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

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

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

ここで、 $\rho$ 、 $\mathbf{v}$ 、 $p$ 、 $\mathbf{B}$  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。

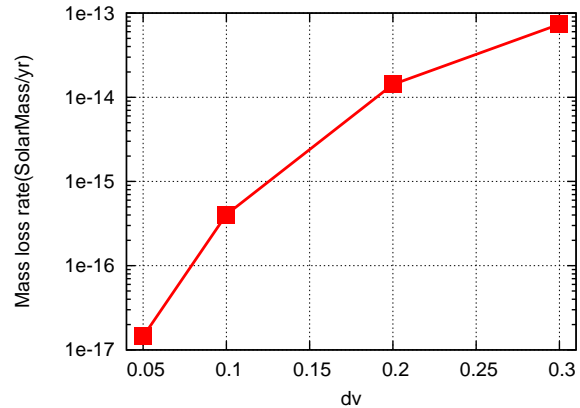


図 1: 惑星表面での擾乱振幅を変えた時の質量放出率の変化。横軸は表面音速で規格化した速度分散の大きさ、縦軸は太陽質量/年で規格化した質量放出率である。表面で磁力線に与える擾乱の大きさが大きいほど質量放出率も大きくなる事が分かる。

表面での擾乱が音速の 10% の時、質量放出率は  $\dot{M} \approx 4.0 \times 10^{-16} M_{\odot}/yr$  となる。観測からの下限値は  $\sim 1.6 \times 10^{-16} M_{\odot}/yr$  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 10% 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さ

せ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。

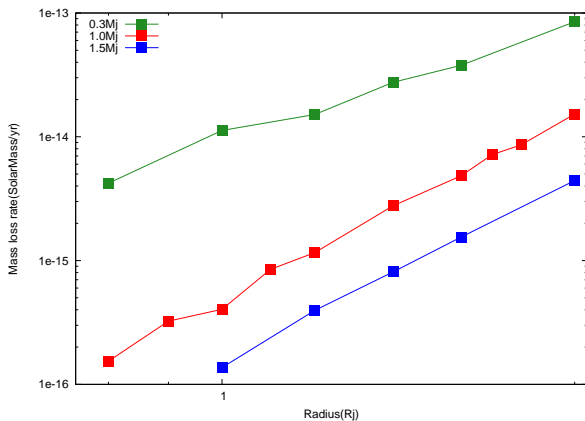


図 2: 惑星の半径と質量を変化させて計算した場合の質量放出率の変化。横軸は木星半径で規格化した惑星半径であり、 $0.8R_J \sim 2.0R_J$  の範囲を計算している。緑線、赤線、青線はそれぞれ 0.3 木星質量、1.0 木星質量、1.5 木星質量を示している。

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。

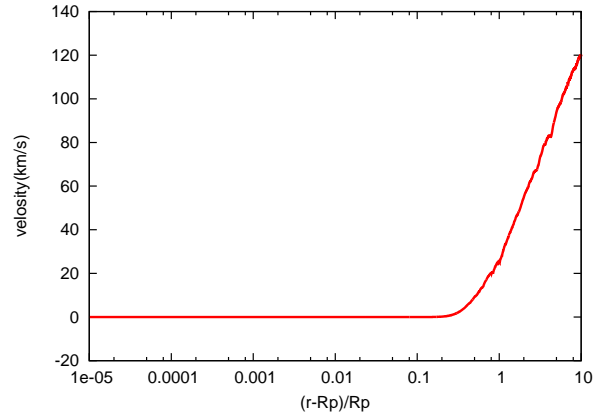


図 3: 惑星風の動径速度成分。横軸は、惑星表面からの距離を惑星半径で規格化したものである。惑星表面は動径方向の速度成分はほぼ 0 の状態になっているが、上空では大気が動径方向に急激に加速され、惑星風へと繋がっているという事が分かる。

そのため、惑星風が駆動されている部分での大気の密度が惑星風の強さを左右していると考えられる。大気上層における密度分布の近似式は、

$$\rho/\rho_0 = \exp\left(-\frac{r-R}{H_0} \frac{R}{r}\right) \quad (7)$$

と書くことができる。ここで  $R$  は惑星半径、 $H_0$  は大気のスケールハイトで

$$H_0 = \frac{N_A k_B T}{\mu g_0} \quad (8)$$

である。惑星風とエネルギーの比例関係は、

$$\frac{1}{2} \dot{M} v_{esc}^2 \propto 4\pi R^2 \rho(r_c) v_w \langle \delta v^2 \rangle \quad (9)$$

と書ける。左辺は、単位時間あたりに惑星風によって運ばれる運動エネルギーであり、右辺は惑星風の噴き出し点でのエネルギー流束に対応している。この 2 つの関係式より、惑星からの質量放出率について

$$\dot{M} \propto \frac{R^3}{M} \exp\left(-\frac{G r_c - R M}{c_s^2 r_c R}\right) \quad (10)$$

という関係式があると言うことができる。

## 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、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るが、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ることができる。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、表面温度に対する依存性を含めた関係式の導出や、質量放出率と惑星の内部構造、惑星の形成過程などとの関連性を含めた研究へと発展させて行きたい。

## Reference

Suzuki & Inutsuka. 2005. ApJ

Suzuki & Inutsuka. 2006. ApJ

Vidal-Madjar et al. 2003 Nature