

原始惑星からの水素輝線放射の由来 —惑星形成過程との関係



青山 雄彦

〈清華大学高等研究院 〒100084 中華人民共和国北京市海淀区清華大学〉
e-mail: yaoyama@tsinghua.edu.cn

近年、太陽系以外に存在する惑星の検出が急激に増えています。その中には今まさに形成の途上にあると考えられている惑星が少数ながら存在し、惑星形成を理解する上で非常に重要な手がかりとなっています。特に最近では、一部の形成途中の惑星から $H\alpha$ と呼ばれる水素の輝線が観測されました。この輝線は木星のような巨大ガス惑星の質量成長と関連していると考えられ、惑星形成の観点から特に注目すべき観測結果と言えます。本稿ではこの輝線の由来と、輝線の強度が惑星形成の過程とどのように関係しているかを紹介・議論します。

1. 惑星形成と系外惑星観測

惑星がどうやってできたのかを知るためにどうすれば良いでしょうか。その最も有効な方法は、「形成途中の惑星を観測する」ことでしょう。しかし残念ながら、我々の太陽系は形成から数十億年が経過した“古い”惑星系です。もちろん惑星の形成過程に関する多くの情報が残されていますが、失われた、あるいは復元が難しい情報も多々あります。しかし現在、観測可能な惑星は太陽系の中に限りません。太陽系外惑星という、新たな情報源があります。太陽系外には太陽系に比べて非常に若い天体も多く、中には今まさに形成途中であると考えられる天体も観測されています。ただし、太陽系外惑星は遠方に存在するため観測自体が困難であり、取得可能な観測量も限られます。そのため「観測された情報から即座に惑星形成過程がわかる」というわけにはいきません。以下では、特に巨大ガス惑星の形成情報を含むと期待される「 $H\alpha$ 輝線」について、そしてこの観測量から惑星形成の何が制約できるのかについて、紹介・議論しています。

2. 巨大ガス惑星の形成過程とその観測

2.1 巨大ガス惑星の観測

恒星が重力収縮によって形成する際、角運動量の大きいガスが恒星周りに円盤を作ることは、理論的にも観測的にもよく知られています [1]。これは原始惑星系円盤と呼ばれ、惑星はこのガス円盤の中で形成されると考えられています [2]。木星・土星のような巨大ガス惑星は、原始惑星系円盤同様、主に水素ガスで構成されています。つまりこれらの惑星は、原始惑星系円盤ガスを重力的に集めて（あるいはガスが集まって [3]）できた惑星と言えます。

形成中の惑星を観測するモチベーションについて、最初に述べました。原始惑星系円盤に“埋もれて”いる巨大ガス惑星は、既にいくつか発見されています (e.g., HD 100546 [4], HD 169142 [5])。これらの惑星は、周囲の原始惑星系円盤ガスを重力的に獲得可能であるので、「形成中の惑星」と言えます。これらの若い惑星は、多くの場合赤外波長の直接撮像法を使って観測されています。しかし

現在までに3天体だけ、 $H\alpha$ と呼ばれる水素の輝線波長で観測された天体があります (LkCa15b [6], PDS70b [7], and PDS70c [8]). $H\alpha$ は水素のバルマー- α とも呼ばれ、単原子水素の電子状態が主量子数3から2へ自然遷移する際に放射される輝線です。すなわち、 $H\alpha$ の放射には電子準位が励起された水素が必要なのです。ところが単原子水素の基底状態と励起状態のエネルギー差は10 eV以上であり、温度に換算すると1万Kを超えます。もちろん千K程度でも一部の水素は励起されますが、観測可能なほどの強度で $H\alpha$ 輝線を放射するには数万Kの高温ガスが必要です。形成途中、あるいは非常に若い惑星は数千K程度の温度になり得ると考えられており [9], 実際に赤外波長域の観測がこれを支持していますが [10], その程度の温度では観測された $H\alpha$ を説明できません。

2.2 集積衝撃波と $H\alpha$ 超過光

上述の惑星において観測された $H\alpha$ 放射の問題点を整理しますと、1) $H\alpha$ を放射するのに必要な数万Kの温度を達成するのが難しい、2) 赤外放射は数千Kを示唆しているので、 $H\alpha$ の放射が示唆する温度と矛盾して見える、の2点になります。ガス惑星への集積衝撃波を考えることで、この二つを同時に解決することができます。

巨大ガス惑星へ集積するガスは、惑星重力によって加速されます。例えば木星の自由落下速度(無限遠から惑星表面へ自由落下した時の速度)はおおよそ59.5 km/sです。この速度は音速を大きく超えているため、集積ガスは惑星表面に衝撃波面を形成することになります。この衝撃波による加熱でガスは高温に(例えば先ほどの木星の例だとおおよそ14万Kに)なります。この程度の温度があれば水素は十分に励起することができるので、一つ目の問題は解決できそうです。しかし、この高温は衝撃波加熱による一時的なものなので、長く維持することはできず、即座に冷却して数千K程度の温度(惑星の平衡温度)に落ち着き

ます。この冷却が十分に早く、高温ガスの分布が空間的・光学的に薄いならば、この高温ガスの奥の数千Kのガスが赤外波長で観測されることになります。つまりこの衝撃波加熱を受けた高温ガスが1) 水素輝線では光学的に厚く、2) 赤外光では光学的に薄ければ、観測と整合的になります。

3. 衝撃波加熱ガスの水素輝線放射モデル

惑星由来の水素輝線が集積ガスの衝撃波加熱によって放射されているとすると、水素輝線強度という観測量は惑星へ集積しているガスの速度や密度と強い相関があるはずですが。そこで我々は、衝撃波加熱を受けたガスがどのような水素輝線放射を行うか、定量的な数値モデルを構築しました [11]。このモデルを用いて観測された水素輝線を解釈することで、惑星へのガス集積過程を制約できると期待されます。

このモデルで扱う必要がある物理過程は、1) 水素輝線の放射輸送、2) 単原子水素の冷却・脱励起 [12] を含む化学反応 [13], 3) ガスの冷却とそれに伴う流体力学 [14, 15], の三つです。これらの全ての時間発展を(平衡状態のような仮定をおかずに)計算する必要があります。以下にその理由を簡単に説明します。

3.1 非平衡系の時間進化計算

上でも述べたように、衝撃波加熱を受けたガスは「急激に温度が上がり、その後急速に下がる」という特徴があります。例えば多くの場合、衝撃波加熱を受ける前の水素は分子状態であることが期待されます。衝撃波加熱を受けるとガス温度は数十万Kにまで上昇し、水素分子は不安定になって解離反応が急速に進行します。その後、水素原子:水素分子比は温度・密度で決まる平衡状態に近づきます。しかし前述のように温度は急激に低下しているため、解離・再結合よりも温度変化の方が早い場合にはこの化学反応は平衡状態を達成することができません。

水素分子の平衡状態からのズレに関しては、水素輝線には直接影響しないので無視しても良いのですが、問題は単原子水素の励起状態（電子準位分布）です。水素輝線の放射輸送計算には、放射・吸収源である励起水素の空間分布が必要です。可能ならば計算コスト省略のために電子準位分布を温度や密度で決まる（例えばボルツマン分布のような）関数で表現したいところです。しかし実は、この流体の冷却は、水素が励起する際に熱エネルギーを準位エネルギーに変えることによって起こっています（ちなみに系のエネルギー損失は、この準位エネルギーが輝線の光子に変換されて系の外へ放出されることで起こります）。したがって水素の励起と温度変化の時間スケールは同じということになります。これでは平衡状態に到達しようがありません。

3.2 モデルの仮定

次に、モデルの内容と仮定を簡単に紹介します。

衝撃波加熱されたガスが惑星表面の温度まで冷却するまでの時間は非常に短くなります。その空間的な長さスケールは、惑星半径に比べると十分に小さくなります。したがって惑星の曲率などは無視できると考え、一次元平行平板を仮定しました。衝撃波に流入するのは太陽組成のガスとし、水素のみ分子の状態、他の元素は単原子状態を仮定しました。衝撃波加熱後の温度は分子構造を破壊するのに十分な高温なので基本的には単原子状態を仮定しておいて問題ないのですが、水素分子だけは量が多く、その解離冷却が無視できないため、このように仮定しています。

また、衝撃波加熱は断熱的、瞬間的に起こると仮定しました。本稿で扱っているのは衝撃波加熱ではなく、あくまでも衝撃波加熱後の冷却ガスです。ただしこの領域は持続時間が非常に短いため、“衝撃波”領域の一部として定義される場合もあります。今回は、衝撃波を「断熱加熱が完了するまで」と定義し、ガスの温度が低下する領域

は（いわゆる Zeldovich spike の時間後面側も含めて）“衝撃波後面”と定義しています。

3.3 モデルの入力と出力

モデルの詳細な説明は省略しますが、このモデルの入力値と出力値を確認しておきます。このモデルは衝撃波前面のガスの速度 v_0 と数密度 n_0 を入力値として用いて、 $H\alpha$ 輝線のフラックスとスペクトルを出力するものになっています。スペクトル形状は流速によるドップラーシフト、熱ドップラー広がり、自然幅、自己吸収と誘導放射などを含む放射輸送計算によって推定されています（図1）。モデルの詳細と衝撃波加熱を受けたガスの流体構造やそこで進行する物理過程については、本稿では省略します。興味のある方は出版論文を参照してください [11]。

4. 観測との比較

それでは、我々の衝撃波加熱ガスのモデルから得られた $H\alpha$ 放射がどの程度観測と一致するのか、観測値を用いてモデルから何が言えるのか、紹介します。今回は実際の観測結果と我々のモデルを、PDS70b という惑星を例にして比較していきます。どのような条件であればモデルと観測の結果が一致するのかを確認することで、PDS70b がどのような状態にあるのかを推定していきます [16]。

4.1 スペクトル形状

まずは PDS70b の $H\alpha$ スペクトルの形状を比較します。図1で細い実線で示したものが、MUSE/VLT 装置で観測されたスペクトルになります [8]。一方黒の滑らかな線は、我々のモデルから推定されたスペクトル形状となります。ご覧のように、観測されたスペクトルの波長分解能はそれほど高くありません ($R=2500$)。そこで同等の分解能のフィルターをかけた場合に得られるモデルスペクトルを、青の矩形で示しました。この図を作る際に用いたモデル入力 (v_0, n_0) は、観測スペクトル形状と最もよく一致する場合を選んでいま

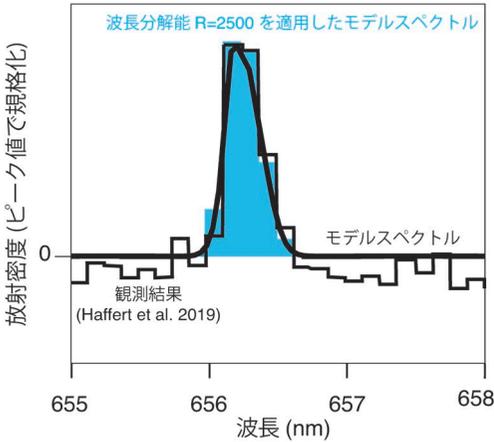


図1 H α のモデルスペクトルと観測データ.

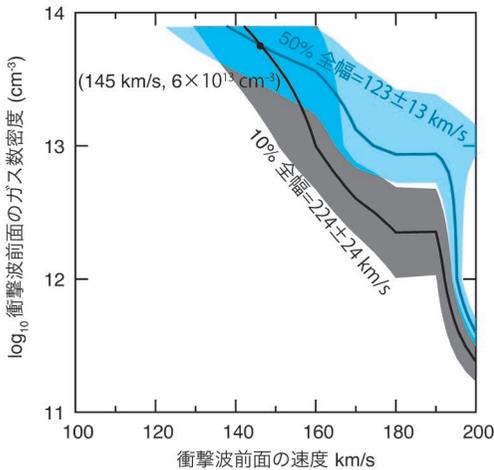


図2 観測されたPDS70bのH α スペクトルの幅と整合的な、モデル入力パラメータの範囲 (黒: 10%全幅, 青: 50%全幅).

す. 次に, どのようにしてこのパラメータを選んだのかを説明します.

Haffert, et al. [8] では, H α のスペクトル形状を代表する指標として, H α 輝線の10%幅, 50%幅と名付けられた二つの値が示されています. これは, スペクトルのピークに対して輝線強度がそれぞれ10%, 50%になる位置での波長の全幅となっています. 50%幅は, Full Width at Half Maximum (FWHM) と呼ばれる値と同一のもので, 輝線の幅の単位としては, 波長によらないスペク

トル形状の情報として扱うために, どのような速度のドップラーシフトがこの波長幅に対応するかを示す速度の次元で表すことが一般的です. 図1で示したPDS70bのH α に対しては, 10%と50%幅はそれぞれ224 \pm 24 km/sと123 \pm 13 km/sとなっています. この値を使うことで, モデルの出力と観測結果を, 定量的に比較します. その結果が, 図2に示されています. モデルの入力値である(v_0, n_0)によって, これらの幅は変化します. その中で, 観測で求められた10%幅(黒)と50%幅(青)を再現できるパラメータを繋いだものが, 等高線として示されています. 薄い色のついた領域は, 観測の不定性に対応しています. 10%, 50%の幅に対して(v_0, n_0)への依存性が異なるため, 二本の等高線が引かれることとなります. この二本の交点(不定性を含めるなら重複領域)が, PDS70bのスペクトル形状と整合的なパラメータである, ということができます. 図にも示したように, この交点は $v_0=145$ km/s, $n_0=6 \times 10^{13}$ cm $^{-3}$ となりました.

4.2 惑星質量と質量成長率の推定

これで観測されたH α のスペクトル形状が, どのようなパラメータの衝撃波から放射されるのかを推定することができました. しかしこれだけでは十分とは言えません. 我々が知りたかったことは, 衝撃波の構造そのものではなく, そこにどのような惑星があって, どのように成長しているか, です. そこで次に, これらのパラメータ(v_0, n_0)を用いて惑星質量と質量成長率を推定します.

まずは質量を推定するために, 衝撃波に流入するガスは無限遠から惑星表面へ自由落下したと仮定します. この時惑星の質量は v_0 を用いて

$$M_p = \frac{R_p v_0^2}{2G} \tag{1}$$

と表されます. R_p は惑星半径, G は万有引力定数です. また集積中のガス惑星は現在の木星より

も高温であるため [17], 惑星の半径は木星半径の 2 倍 ($2R_J$) であると仮定します. 値を代入すると, $v_0=145$ km/s に対応する惑星質量は

$$M_p = 12M_J \left(\frac{R_p}{2R_J} \right) \quad (2)$$

と推定できます. ただし M_J は木星質量です.

次に質量成長率を推定します. 単位面積当たりの質量フラックスは, 水素原子一つ当たりの平均質量を μ とすると $\mu n_0 v_0$ なので, 衝撃波が存在する領域の面積との積をとることで, 単位時間当たりの質量成長率を得ることができます. これまで H α のスペクトル形状の解釈という形で話をしてきましたが, この形状は面積に依存しません. そこで放射領域の面積を求めるために, 放射強度の情報を用います. 図 1 のスペクトルを波長方向に積分した値として, $L_{H\alpha} = (1.6 \pm 0.4) \times 10^{-7} L_\odot$ という値が観測によって得られています [8]. ここで L_\odot は太陽の単位時間当たりの放射エネルギー (太陽光度) を表します. 一方, 我々のモデルに $(v_0, n_0) = (145 \text{ km/s}, 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3})$ という値を入力して得られる放射強度は, 単位時間・単位面積当たり $4.8 \times 10^8 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ なので [11], 推定される面積は $2.5 \times 10^{-2} R_p^2$ となります. 最終的に推定される惑星の質量成長率は, 惑星表面のうち衝撃波に覆われている領域の比率を f_f として表記すると,

$$\begin{aligned} \dot{M}_p &= \mu n_0 v_0 4 \pi R_p^2 f_f \\ &= 4 \times 10^{-8} M_J \text{ yr}^{-1} \left(\frac{R_p}{2R_J} \right)^2 \left(\frac{f_f}{5 \times 10^{-4}} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

となります.

4.3 推定された値の評価

以上で観測された H α スペクトル形状と強度から, 原始惑星系円盤内の惑星 PDS 70b の質量と質量成長率を推定できました. 次に, これらの値がどのような意味を持つか, どの程度現実的なもの

か, 評価していきます.

この天体 PDS 70b は, H α だけでなく赤外波長でも観測が行われています. この観測では衝撃波以外の比較的低温度 ($\sim 10^3$ K) の惑星光球面が見えています [10]. 赤外放射の強度から惑星質量を推定した場合, 温度・惑星半径などの不定性を含めて 2 から 17 M_J という推定値が得られています [18]. 少なくとも, H α から求められた値と矛盾はしていません.

惑星の質量成長率に関しては, 同じく H α の観測を用いて推定されています [19]. ただしこのモデルは本稿のものとは質的にかなり異なるので, 次の章 (§5) で扱いたいと思います. ここでは純粋に, 推定された質量集積率の値が持つ意味を議論します. この惑星の主星である PDS 70 の年齢は 5.4 ± 1.0 Myr と推定されており [18], 惑星の年齢はこれよりも若いはずで, 現在の質量を $12 M_J$ とすると, 最低でも $2 \times 10^{-6} M_J \text{ yr}^{-1}$ の速度で成長した時期がなければ, この質量に到達することはできません. つまり, 現在の PDS 70b はその質量成長をほぼ完了した状態であると考えられます. 実際に PDS 70 の原始惑星系円盤には大きな穴が空いており, ガス惑星集積に伴う枯渇によるものであると考えると整合的です [20].

惑星周辺の物質が集積によって枯渇しているとすると, 現在惑星へ集積しているガスは原始惑星系円盤の外側から供給されていると考えられます. この場合惑星のガス集積率は, 原始惑星系円盤の動径方向の質量フラックスと関係するはずで, ところで, この惑星の主星である PDS 70 の質量成長率も, H α 輝線を用いて $\dot{M}_* = 5.5 \times 10^{-8 \pm 0.4} M_J \text{ yr}^{-1}$ と推定されています [8]. またこれまで PDS 70b にしか触れてきませんでしたが, この惑星より遠方, 原始惑星系円盤のギャップの外側境界付近に PDS 70c と名付けられたもう一つの惑星が発見されています. この惑星も H α で観測されており, その質量集積率は本稿のモデルによって $1 \times 10^{-8} M_J \text{ yr}^{-1}$ と推定されます [16]. こ

の2惑星のガス集積率を合計すると恒星へのガス集積率と近い値になっています。仮にこの値（ $\sim 5 \times 10^{-8} M_J \text{ yr}^{-1}$ ）が現在の原始惑星系円盤の動径方向の質量フラックスだとすると、1) 2惑星は円盤外側から供給されるガスをほぼ全てフィルタリングし、2) 結果として原始惑星系円盤にギャップが生じているが、3) ギャップの内側にはまだ恒星へ落下するガスが残っている、という描像が考えられます。この描像はPDS 70の原始惑星系円盤に巨大なギャップが存在し、二つの惑星はその中にあり、ギャップの内側には小さな（ \sim 数AU）円盤が観測されている [20] という事実と整合的です。もちろん、このようなガスの流れに関する議論を展開するには、原始惑星系円盤の詳細なモデル化が必要です。しかしこのような観測が、原始惑星系円盤の構造や巨大ガス惑星の形成を議論するための足場となり得る、ということと言えるでしょう。

5. 本稿とは別のH α 放射モデル

本稿では惑星表面に生じる衝撃波をモデル化し、観測されたH α の輝線を説明してきました。しかしこのモデル以外にも、大別して衝撃波加熱されたガス以外からの放射モデル、惑星表面以外での衝撃波加熱を考えるモデルが存在します。ここではこれらについて簡単に紹介し、本モデルとの相違点を議論します。

5.1 恒星の磁気圏降着モデル

まず、本稿で扱った衝撃波加熱ガスとは異なる放射モデルを紹介します。こちらのモデルはもともと恒星へのガス降着に伴う水素輝線のモデルとして構築されたものです。このようなガス集積に伴って短波長放射（H α や紫外線など）で通常よりも明るく見える恒星はT-Tauri型星と呼ばれており、古くから知られています [21]。恒星の場合もH α のエネルギー源はガスの集積による重力エネルギーの解放であると考えられており、紫外線観測で推定されたガス集積率とH α の強度には相

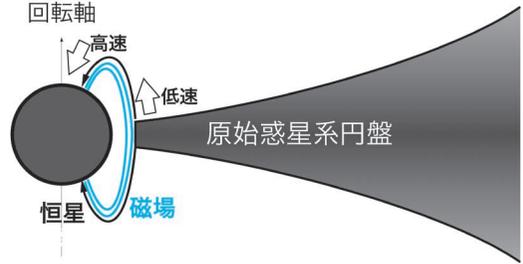


図3 磁気圏降着の概念図。

関があることも知られています [22]。これらの天体においても集積に伴う恒星表面の衝撃波とそこから放射光はモデル化されています [23]。しかしここでモデル化されているのはH α のような輝線ではなく、主に紫外や可視領域の連続放射です。そもそも、H α のような水素の輝線は、衝撃波加熱されたガスからは放射されないとされています。これは恒星の自由落下速度が速く、衝撃波後面の温度が高過ぎるため（ $\gg 10^5$ K）です。このような高温では水素がほぼ全てイオン化してしまい、単原子水素が残りません。したがって質量の大きい恒星表面の衝撃波からはH α は放射されず、このような天体に対して本稿で構築したようなモデルを適用することはできません。

そこで恒星では衝撃波加熱以外でH α を放射する機構が研究されてきました。恒星で観測されるH α の重要な特徴として、その輝線幅が非常に広い（ドップラー速度に換算して100 km/s以上）というものが有ります [24]。しかしこの輝線幅を熱ドップラー広がりとして説明しようとすると、その温度は非常に高くなってしまいます（ $\gg 10^5$ K）。先ほど述べたように温度が高過ぎると水素はイオン化してしまいH α を放射できないので、H α の輝線幅が広過ぎることは問題でした。この輝線幅の広さを説明するために考えられたのが、恒星へ自由落下するガスがH α を放射する、というモデルです [25]。恒星へ自由落下するガスは、初めはほぼ静止した状態から始まり、恒星近傍では自由落下速度（ > 100 km/s）まで加速します（図3）。

この速度分布を持つガス全体を観測すると、ドップラーシフトしたスペクトルと重ね合わせによって輝線幅が広く見えます。このように、輝線の幅を熱速度ではなく流速の分布に由来すると考えることで、輝線の広がり方を説明したのです。このようなモデルはH α 放射の磁気圏降着モデルと呼ばれています。降着ガスが磁場によって作られた原始惑星系円盤の内を磁場に沿って降着していくと考えられているためです [26].

このモデルを惑星へ適用し、観測されたH α のスペクトルから惑星の質量集積率を推定すると、質量集積率は $10^{-8} M_J \text{ yr}^{-1}$ となります [19]. この値は本稿の見積もりと桁で一致しています。ただし、輝線の放射プロセスもスペクトルが広がるプロセスも異なっているため、偶然の一致であると考えられます。実際に別の天体を対象とした場合、異なる質量成長率が推定されます。

5.2 恒星におけるH α 強度と質量集積率

ガスを集積する恒星の観測では、紫外線の強度からガス集積率を求めるのが最も確実だとされています [22]. しかし紫外線は星間物質による吸収や散乱を受けやすく、近傍の恒星でしか観測できません。一方でH α は比較的遠方の恒星でも観測可能です。そこで遠方の恒星のガス集積率を推定するために、近傍の恒星を使って恒星の質量集積率とH α 強度の関係のフィッティング式が作られました [27]. 惑星からのH α 輝線が観測された時点では惑星を特別に対象とした輝線放射の研究はなかったため、この関係式は惑星に対しても適用されました [7].

PDS70bのH α 観測 [8] に対して恒星で得られた関係式 [28] を適用した場合、質量集積率は $4 \times 10^{-11} M_J \text{ yr}^{-1}$ と推定されます。この値と本稿モデルで推定した値には、3桁という大きな差があります。しかしこの値は、§ 5.1で取り上げた推定 [19] や赤外放射に基づいた推定 [29] とも一致しません。少なくとも、このような恒星を対象としたモデルを外挿して惑星に適用できるかどうか

かは自明ではない、と言えるでしょう。

§ 5.1でも取り上げたように恒星表面の集積衝撃波からはH α を放射することは困難です。しかし本稿で取り上げたように、惑星では衝撃波加熱はH α の有力な放射機構です。集積衝撃波のこのような質的な違いを考えると、恒星で求められた質量集積率とH α 強度の関係式は、惑星に対しては適用すべきでないと言えるでしょう。しかしこれは、磁気圏降着流からの放射を否定することにはなりません。自由落下途中のガスと、衝撃波加熱を受けたガスの両方からH α が放射されている可能性はあります。ただし磁気圏降着流をどのように加熱するかは、恒星の場合であっても詳しくわかっていません [30]. 少なくとも放射加熱では熱源として不足するため [31], 恒星の強い磁場と電離した降着ガスの相互作用によって起こると考えられています。このような加熱は惑星への降着流でも起こり得るのか、熱源として十分なのか、詳細な検討が必要であると言えます。

5.3 周惑星円盤表面の衝撃波

本稿では惑星の表面に形成される衝撃波からの放射について検討してきました。しかしH α を放射できる強度の衝撃波は、惑星表面以外にも存在できます。

図4は惑星周辺のガスの流れを回転方向に平均化して、模式的に表したものです [16, 32]. 惑星へと流入するガスは、惑星重力圏に近づくと惑星との速度差に由来する弱い衝撃波を通過した後、周惑星円盤を形成しながら惑星へと落下します。ガスを集積している段階において、惑星と周惑星円盤は原始惑星系円盤に埋もれています。周惑星円盤の厚みは原始惑星系円盤に比べて非常に薄いので、原始惑星系円盤の高々度から周惑星円盤の表面へ、鉛直方向に落下するガスの流れが存在します。高々度の方が円盤の中心面よりもガスが流入しやすいので、惑星へ集積するガスのほとんどはこのように周惑星円盤表面への落下を経験します [32]. この時重力ポテンシャルが深い場所、

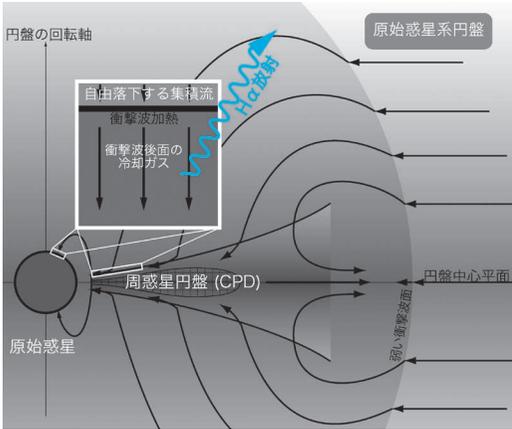


図4 惑星周辺のガスの流れと衝撃波 [11, 32].

つまり惑星の近傍へ落下するガスは、惑星の自由落下速度に近い速度に到達し、円盤表面に非常に強い衝撃波を形成します。この衝撃波も、条件によっては水素の輝線を放射するのに十分な高温までガスを加熱することができます [33].

このような衝撃波に対して本稿の輝線放射モデルを適用した場合、推定される質量集積率は数桁大きくなります [11]。これは、円盤表面で速度に分布があることに由来します。確かに円盤の内側ではH α を放射するのに十分な速度でガスが落下するのですが、円盤外側へ行くほどその速度は遅くなっていきます。惑星へ集積するガスの大部分は円盤の外側で周惑星円盤へと落下するために [32]、集積ガスのうちごく一部しかH α の放射へ寄与できないのです。したがってもし惑星へ集積するガスが惑星表面で衝撃波を形成するのならば、周惑星円盤表面の衝撃波からのH α は無視できます。

ただし、惑星表面に強い衝撃波が形成されるかどうかは自明ではありません。周惑星円盤と惑星表面が連続していた場合、惑星表面に衝撃波は形成されません。惑星表面の衝撃波面を考える際、§ 5.1で示したような磁気圏降着モデルを念頭においています。周惑星円盤のガスはケプラー回転円盤であり、その回転速度は内側へ行くほど速く

なります。惑星が強い磁場を持ち、周惑星円盤のガスがある程度電離している場合、惑星よりも早く回転するガスは磁場との相互作用で角運動量を失い、惑星へ落下します。このようにしてできた円盤のギャップの中を、周惑星円盤から惑星表面へ落下するガスが存在すれば、惑星表面の衝撃波こそがH α 放射の主要な放射機構となります。天体の放射フラックスと磁場強度の関係から若いガス惑星の磁場を推定した場合 [34]、このようなギャップを十分作ることができるという見積もりは行われています [35]。しかし現在のところ、原始惑星の磁場や周惑星円盤内側のギャップについて、直接的な観測や詳細な数値モデル化はまだ行われていません。このような周惑星円盤内側のギャップの有無は衛星の形成などにも大きな影響があるため [36]、より詳細な研究が期待されます。

6. 将来観測への期待

惑星からの水素輝線放射観測が可能になったのは、ここ数年のことです。現在も新しい観測装置の開発計画 [37, 38] や現行装置でのサーベイ観測が行われており、観測天体は今後増加していくと期待されます。現在は検出天体が少ないので個別の天体に関する議論しか行えませんが、今後天体の数が増えればより統計的な議論も可能になります。これにより、ガス惑星の形成に関する一般的な知見が得られると期待しています。

また、H α スペクトルを検出したMUSE/VLT装置はH β を観測波長に含んでいるなど [39]、H α 以外の水素輝線が検出されることも期待できます。§ 4.2での惑星質量・質量集積率の見積もりにおいて、現在は惑星半径を仮定しています。また、使用しているH α の強度は恒星の可視光と同等の吸収散乱を受けているとして算出しています。しかし惑星は原始惑星系円盤に（密度が薄くなっているギャップの中とはいえ）埋没しており、惑星へ集積するガスが視線を遮る可能性もありま

す。このような物質が想定以上の減光源になっている可能性もあるため、これを不定量として組み込んだモデル化が望ましいと言えます [7]。また、§ 5 で述べたような競合モデルの存在も一種の不定性と言えるでしょう。H α 以外の輝線を観測することによって束縛条件を増やし、これらの不定性を減らしていくことでガス惑星の形成をより正確に制約し、惑星形成への理解を深めていくことができると思っています。

謝 辞

本稿の内容は査読論文 [11, 16] に基づいており、共同研究者の生駒大洋氏、谷川享行氏に深く感謝申し上げます。また本研究は文部科学省科学研究費補助金 (17H01153, 18H05439)、JSPS の Core-to-Core プログラム “International Network of Planetary Sciences (Planet2)” より支援を受けています。

参 考 文 献

[1] Williams, J. P., & Cieza, L. A., 2011, ARA&A, 49, 67
 [2] Hayashi, C., et al., 1976, Prog. Theor. Phys., 55, 945
 [3] Cameron, A. G. W., 1978, Moon Planets, 18, 5
 [4] Quanz, S. P., et al., 2013, ApJ, 766, L1
 [5] Biller, B. A., et al., 2014, ApJ, 792, L22
 [6] Sallum, S., et al., 2015, Nature, 527, 342
 [7] Wagner, K., et al., 2018, ApJ, 863, L8
 [8] Haffert, S. Y., et al., 2019, Nat. Astron., 3, 749
 [9] Zhu, Z., 2015, ApJ, 799, 16
 [10] Keppler, M., et al., 2018, A&A, 617, A44
 [11] Aoyama, Y., et al., 2018, ApJ, 866, 84
 [12] Vriens, L., & Smeets, A. H. M., 1980, Phys. Rev. A, 22, 940
 [13] Iida, A., et al., 2001, Icarus, 153, 430
 [14] Hollenbach, D., & McKee, C. F., 1979, ApJS, 41, 555
 [15] Hollenbach, D., & McKee, C. F., 1989, ApJ, 342, 306
 [16] Aoyama, Y., & Ikoma, M., 2019, ApJ, 885, L29
 [17] Marley, M. S., et al., 2007, ApJ, 655, 541
 [18] Müller, A., et al., 2018, A&A, 617, L2

[19] Thanathibodee, T., et al., 2019, ApJ, 885, 94
 [20] Hashimoto, J., et al., 2012, ApJ, 758, L19
 [21] Joy, A. H., 1945, ApJ, 102, 168
 [22] Herczeg, G. J., & Hillenbrand, L. A., 2008, ApJ, 681, 594
 [23] Bertout, C., et al., 1988, ApJ, 330, 350
 [24] Johns, C. M., & Basri, G., 1995, AJ, 109, 2800
 [25] Hartmann, L., et al., 1994, ApJ, 426, 669
 [26] Koenigl, A., 1991, ApJ, 370, L39
 [27] Fang, M., et al., 2009, A&A, 504, 461
 [28] Rigliaco, E., et al., 2012, A&A, 548, A56
 [29] Christiaens, V., et al., 2019, MNRAS, 486, 5819
 [30] Muzerolle, J., et al., 2001, ApJ, 550, 944
 [31] Martin, S. C., 1996, ApJ, 470, 537
 [32] Tanigawa, T., et al., 2012, ApJ, 747, 47
 [33] Szulagyi, J., & Mordasini, C., 2017, MNRAS, 465, L64
 [34] Christensen, U. R., et al., 2009, Nature, 457, 167
 [35] Batygin, K., 2018, AJ, 155, 178
 [36] Sasaki, T., et al., 2010, ApJ, 714, 1052
 [37] Males, J. R., et al., 2018, Proc. SPIE, 10703, 1070309
 [38] Males, J., et al., 2019, BAAS, 51, 236
 [39] Bacon, R., et al., 2010, Proc. SPIE, 7735, 773508

Origin of Hydrogen Lines from Proto-Gas-Giants

Yuhiko AOYAMA

Institute for Advanced Study, Tsinghua University, Haidian-Qu, Beijing 100084, People's Republic of China

Abstract: Recent observations have found many exoplanets, including ones that are undergoing formation. The newly forming exoplanets are crucial to understanding how planets form. These days, H α detections from a few of such exoplanets were reported. H α is related to, and thus tell us about, the mass growth of protoplanets to be gas giants such as Jupiter. In this article, I will show and discuss the possible origins of the H α emission and how it relates to planet formation.