

特集「若い惑星および周惑星円盤・衛星形成研究最前線」 ガス惑星への集積に伴う水素輝線の放射機構

青山 雄彦^{1, 2}

2024年6月20日受領, 査読を経て2024年7月24日受理

(要旨) 近年, ガス惑星の質量集積過程に由来する水素輝線放射が観測され, 惑星形成を観測的に制約しうると期待されている. 質量降着に伴う水素輝線放射は Tタウリ型星のような若い星の文脈でよく研究されており, これらの研究は惑星由来の水素輝線を解釈するために使われる例がある. しかし惑星とTタウリ型星では降着衝撃波の強度が異なるため, 水素輝線の放射源・放射機構が異なる可能性がある. 一方でどの程度の惑星質量・質量集積率で放射機構が切り替わるかは明らかではなく, 観測的に放射機構を同定することが, 観測結果を適切に解釈するために不可欠である. そこで本稿では二つの放射機構を紹介しつつ, これらを観測的に見分ける方法について議論する.

1. ガス惑星の後期ガス集積過程

木星のようなガス惑星は形成後期において, 原始惑星系円盤から周惑星円盤を経由してガスを獲得していると考えられる. この時期の集積は惑星の最終質量には大きく寄与しないが, 惑星の熱進化や周惑星円盤で進行する衛星形成に大きな影響を与える. このような集積は, 特に周惑星円盤と惑星の接続部において重力エネルギーの解放による高温ガスを伴い, 惑星の有効温度を超える高温の (短波長の) 放射が期待される. 特に, 1万K程度のガスで強く放射される単原子水素の輝線は, 惑星の光球面からはほとんど放射されず降着過程に特徴的なため, 降着過程を制約するために有用であると考えられている.

周惑星円盤から惑星への降着は, 円盤と惑星が接続しているか否かによって二種類に大別される. 惑星磁場が強く, かつ円盤ガスと十分相互作用を行う場合, 円盤と惑星の間に空隙が形成される. 降着流は円盤から惑星へ磁場に沿って, 重力によって加

速されながら流れ, その重力エネルギーは惑星表面の衝撃波で解放される[1]. この降着エネルギー (重力エネルギー) は, 主に後述する二つの放射過程を経て水素輝線として放射される. 本稿では特に, この磁気圏降着と呼ばれる場合の水素輝線放射過程について紹介・議論する. 円盤と惑星が接続している場合や惑星表面以外での水素輝線放射に関しては, 4.3章で紹介し議論する.

2. 降着光度と水素輝線放射

図1は磁気圏降着下での水素輝線放射を簡略的に図示している. 降着流は磁場に沿って惑星重力で加速され, 惑星表面ではほぼ自由落下速度に達する. ガス惑星では自由落下速度は超音速となり, 惑星表面に強い衝撃波を形成する. 降着エネルギーのほとんどはこの衝撃波で熱化され, 何らかの形で放射されると考えられる. 従って, 水素輝線を含む降着放射の全エネルギー放射率は, 単位時間あたりの降着エネルギーとほぼ等しく,

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_{\text{P}}\dot{M}}{R_{\text{P}}} \quad (1)$$

となる. L_{acc} は降着光度 (accretion luminosity),

1.Sun Yat-sen University, School of Physics and Astronomy

2.Peking University, Kavli Institute for Astronomy and Astrophysics

aoyama@sysu.edu.cn

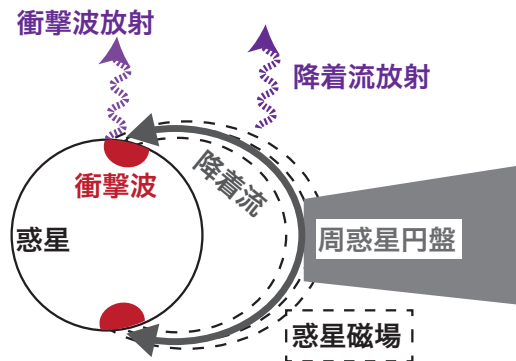


図1: 惑星の磁気圏降着と、それに伴う水素輝線放射の概念図. 水素輝線は主に、衝撃波加熱されたガス (2.1章) と降着流 (2.2章) から放射される.

M_p は惑星質量, R_p は惑星半径である. ただしここで定義した降着光度は惑星方向への放射を含み, 系の外へ捨てられる単位時間あたりのエネルギーとは必ずしも一致しないことに注意する. 以下ではこの降着光度のうちどの程度の割合が, どのような過程を経て水素輝線として放射されるかを議論する (図2を参照).

2.1 衝撃波後面からの水素輝線放射

衝撃波加熱されたガスからどのような放射があるかは, 衝撃波速度 (衝撃波前面・直前での降着流の速度) に強く依存する. 衝撃波速度がおよそ30 km/sを超える場合, 衝撃波加熱されたガスは水素輝線を出すのに十分な温度に達する[2]. 単原子水素が組成において支配的で励起が十分起きる場合, 水素輝線は支配的な冷却剤であり, 降着エネルギーのほとんどは水素輝線に変換され, 放射される. 惑星の質量・半径や質量降着率を考えると, ほとんどのガス惑星がこのレジームに存在する[3]. 従って, ほとんどの降着中のガス惑星では衝撃波面からの水素輝線放射がある. ただし以下で議論するように, この衝撃波放射以上に効率的な放射機構が別に存在する可能性は否定できない.

2.2 降着流からの水素輝線放射

衝撃波速度が非常に速い場合 (≥ 200 km/s), 衝撃波加熱された水素のほとんどはイオン化された状態で降着エネルギーを捨てることになる. 従って単原子水素の柱密度は低くなり, 水素輝線はもはや主要な冷却過程ではなくなる. この場合, 降着エネ

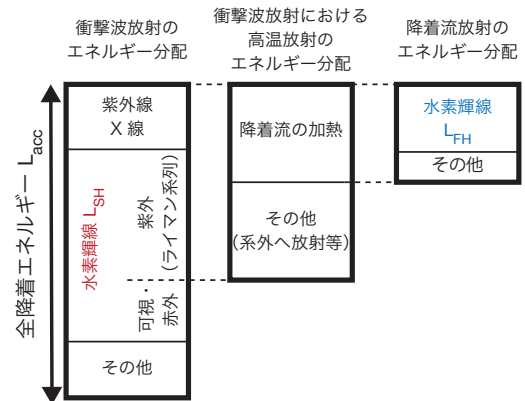


図2: 降着エネルギーの分配に関する模式図. 降着エネルギーは衝撃波で熱化され, 加熱されたガスで放射光に変換される. 降着速度が速い場合 (≥ 200 km/s; Tタウリ型星) 場合は主に紫外線・X線で, 降着速度が遅い場合 (≤ 200 km/s; 惑星質量天体) は主に水素輝線で放射される. 衝撃波放射のうち高エネルギー放射の一部が降着流の加熱に使われ, そのさらに一部が水素輝線として放射されると考えられる. 水素輝線の中でもライマン系列は紫外波長の輝線でエネルギーも高い (~ 100 nm ≈ 10 eV $\approx 10^5$ K) ため, 降着流の加熱に寄与する.

ルギーのほとんどは紫外線やX線などで放射され, その一部は周辺ガスの加熱に使われる (図2中列). 仮に降着天体周辺のガス温度を水素輝線放射に適した温度 (1万 K前後) にできるのであれば, この温度では水素輝線が主要な放射となるので, この加熱エネルギーのほとんどが水素輝線で放射される (図2右列). 従って条件がそろえば, 衝撃波面から直接放射される水素輝線 (L_{SH}) より周辺ガスの加熱を経由して放射される水素輝線 (L_{FH}) の方が明るくなり得る.

実際に幾つかのTタウリ型星の水素輝線, 特にH α は, そのスペクトル形状から主に降着流から放射されていると考えられる. これらのスペクトル形状は広く, またガウス分布で説明できない複雑な形状を持つが, 降着流放射ならこの形状を説明できる[5]. 今, 図1のような磁気圏降着流を図上からフェイスオンで見ていると仮定する. 降着流のうち惑星表面に到達する直前のものは自由落下速度 (v_{ff}) で, 図上側 (下側) では赤方偏移 (青方偏移) している. 加えて降着流の流速は降着流中で連続分布しているので, 輝線は v_{ff} を典型値とした広がりを持つスペクトル形状をもつ. この独特なスペクトル形状が水素輝線の

主な放射源が降着流であることを示している。

2.3 低質量天体での水素輝線放射機構

図2に示したように、降着エネルギーを水素輝線に変換する機構には主に2つのパスがあり、(a)「衝撃波加熱されたガスが直接水素輝線を放射するパス」と、(b)「衝撃波で解放されたエネルギーの一部が降着流を加熱し、そこで水素輝線を放射するパス」である。2.2章で述べたように、Tタウ型星で観測される水素輝線は主に降着流から放射されており、前者(L_{SH})よりも後者(L_{FH})の方が明るいことを意味する。それでは惑星のように天体質量が軽い場合自由落下速度が遅く、衝撃波が弱い場合はどう変わるだろうか。

2.1章で触れたように、衝撃波面前面の流速が30-200 km/s程度の場合、エネルギーのほとんどは水素輝線で放射される。 L_{SH}/L_{acc} が大きくなる一方、紫外線・X線放射の割合は減少し、降着流の加熱に使われるエネルギーが少なくなる。しかし、水素輝線の中でもライマン- α などの輝線はエネルギーが大きく(121 nm $\approx$ 10 eV $\approx$ 10⁵ K)、降着流の加熱に大きく寄与しうることには注意する必要がある。このライマン- α はパラメータによっては L_{SH} の9割程度を占めるため、条件によっては降着流の十分な加熱源となる可能性がある。そもそもTタウ型星の場合ですら降着流の加熱機構は未解明であり、放射だけではなく磁場を介したエネルギー輸送や、降着エネルギーの一部が衝撃波通過前に降着流の加熱に使われる可能性もある[17]。このように降着流の温度の理論的予測は難しいため、以下ではこれを自由パラメータとした上で、衝撃波放射と降着流放射のどちらが支配的となるのかを検討する。

2.4 2放射機構での水素輝線光度

図3ではH α の光度と質量降着率の関係が示されており、青が降着流放射モデルによる予測[6]を、緑が衝撃波放射モデルの予測[2]を表している。ここではモデルを適用する一例として、PDS 70 bで観測されたH α の光度が水平な点線で表されている[4]。この光度を実現するのに必要な質量降着率は、降着流放射が支配的ならば $3\text{--}50 \times 10^{-9}$ [木星質量/年]、衝撃波放射が支配的ならば $10\text{--}50 \times 10^{-9}$ [木星質量/年]

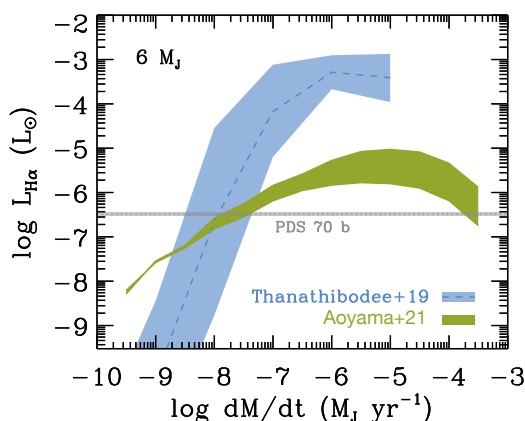


図3: Aoyama et al. (2021) [7]図2を改変。数値モデルが予測する、6木星質量・2木星半径の天体でのH α 光度と質量降着率の関係。青と緑がそれぞれ降着流放射[4]と衝撃波放射[2]モデルの予測。灰色の水平点線はPDS 70 bで観測されたH α 光度[13]。色付きの領域は、モデルの予測では入力パラメータによる不定性、観測値では観測の不定性。

だとわかる。ただしここでは惑星質量は6木星質量、惑星半径は2木星半径だと仮定されている。また質量降着率の不定性は、降着流放射モデルでは主に仮定する降着流の温度(8千-1万2千 K)に、衝撃波放射モデルでは密度(降着流の集中度合)に、それぞれ対応している。これらの惑星質量・質量降着率はPDS 70 bの値として妥当なものである。どちらの放射機構もこの天体のH α の放射源として適切だとわかる。ちなみにPDS 70 bの惑星質量は後の観測により2-3木星質量程度だと更新されたが[8]、本章で行う2モデルの比較には大きく影響しない。

ここで図3を、観測されたH α 光度を質量降着率として解釈する(与えられた縦軸から横軸を推定する)図としてではなく、ある質量降着率に対してどの程度のH α が放射されるかを示す(横軸を入力に縦軸を予測する)図として捉えよう。この場合ある質量降着率に対して、2モデルが予測するH α 光度の和が観測値に対応する。2放射機構の予測する光度に差がある場合、より放射光度が高い機構が主要な放射機構だと言える。ただし降着流放射の水素輝線光度は、降着流の温度がここで仮定されている8千K以下になると急激に下がることに注意する。これは水素の励起(約10電子ボルト)がこの温度帯で敏感に応答することによる。この降着流の温度が不十分な可能性も考慮すると、PDS 70 bで観測された水素輝

線の由来として以下の3つの可能性がある。(a) 降着流の温度が輝線放射に不十分である時、観測されたH α は衝撃波放射に由来しており、質量降着率は $10\text{--}50\times 10^{-9}$ [木星質量/年] 程度である。(b) 降着流の温度が輝線放射に十分である時、質量降着率が $3\text{--}10\times 10^{-9}$ [木星質量/年] 程度なら降着流放射だけで観測値を説明できる。この時衝撃波から放射されるH α ($\sim 10^{-7} L_{\odot}$) は降着流放射の10%程度に過ぎない。(c) 降着流の温度が輝線放射に十分である時、質量降着率が $10\text{--}50\times 10^{-9}$ [木星質量/年] 程度の場合、H α は降着流と衝撃波面から同程度放射され、両方が観測されたH α の光度に寄与する。

PDS 70 bのH α 光度を説明するために必要な質量降着率は、偶然にも二つのモデルで同程度であった。従ってどちらの放射機構が支配的であっても、あるいは両方が同程度寄与していても、質量降着率の推定値に大きな違いはなかった。しかし例えばH α の光度が10倍明るい場合 (4×10^{-6} [太陽光度]) は、放射機構によって推定される質量降着率は大きく異なる。このH α 光度を再現するには、降着流放射と衝撃波放射でそれぞれ 7.70×10^{-9} と $5\times 10^{-7}\text{--}2\times 10^{-4}$ [木星質量/年] の質量降着率が必要である。後者の高い質量降着率で且つ降着流放射が有効な場合は観測されるH α はもっと明るいはずなので、このH α 光度は以下の2通りに解釈できる。(a) 降着流の温度が低く衝撃波放射のみが水素輝線に寄与し、質量降着率は $5\times 10^{-7}\text{--}2\times 10^{-4}$ [木星質量/年] である(b) 降着流の温度が高く質量降着率は 7.70×10^{-9} [木星質量/年] であり、衝撃波放射からの寄与は全体の10%程度に過ぎない。これら(a)と(b)の場合で推定される質量降着率は数桁異なるため、惑星水素輝線の放射機構を観測的に推定することは非常に重要である。理論的に降着流温度を推定することが難しい以上、観測的証拠から放射機構を推定する必要がある。

3. 惑星水素輝線の放射機構の観測的推定

3.1 スペクトル形状による推定

Tタウリ型星の水素輝線が降着流に由来することの最も確定的な観測的証拠は、そのスペクトル形状

である。惑星でもTタウリ型星と同様の広く複雑なスペクトル形状が検出されれば、主な放射源が降着流であることを強く示唆できる。しかし惑星からの放射は比較的暗いこと、主星と近い必要空間分解精度が高いことなどから高分散分光観測が行われておらず、スペクトル形状から放射源を特定することは現状できない。また、衝撃波放射でもスペクトル幅が惑星質量天体の自由落下速度程度になることもあるため[9]、スペクトル形状の広さは決定的な要素とはならない。またスペクトル形状自体も、降着流放射であっても比較的対称でガウス分布に近い場合もあり、スペクトル形状だけでは放射源を特定できない場合も多い。

3.2 複数輝線の強度比による推定

複数の水素輝線が同時観測されている場合には、輝線同士のフラックス比を用いて放射源を推定することができる。図4は、二つの放射機構の各パラメータ(放射領域の数密度・温度と衝撃波面前面の数密度と流速)で予測される水素輝線の強度比の分布を示している。二つのモデルでは、主に温度・密度・輝線の光学的厚さの3点に違いがあり、これが輝線強度比の分布に違いを生じさせる。どちらの機構でも再現できる輝線強度比もあるが、一方の機構でしか再現できない場合もある。観測された輝線強度比が後者だった場合、水素輝線の主要な放射源を推定できる。

(1) Delorme 1 AB b: 赤外水素輝線の強度比

図4には惑星質量天体Delorme 1 AB b (質量12-13木星質量、年齢30-45百万年、軌道長半径84天文単位 [10]) の観測結果が示されている。菱形と星は二ヶ月離れた二度の観測にそれぞれ対応している。右下の図は別時期に別装置で観測されたH α [12]を使っているため白抜きされているが、これについては次の細区分(2)で詳しく言及する。aからcのパネルでは、観測結果は衝撃波モデルが予測した輝線強度比とよく一致している。下のカラーバーに衝撃波放射モデルのどの入力パラメータの場合に観測と一致したかも示しているが、ある特定のパラメータ(衝撃波面前面の流速が 120 ± 50 km/s、水素数密度が $10^{13.5\pm 1}$ cm $^{-3}$)の場合に観測された3輝線(パッシェン- β 、 $-\gamma$ 、ブラケット- γ)のフラックス比を説明

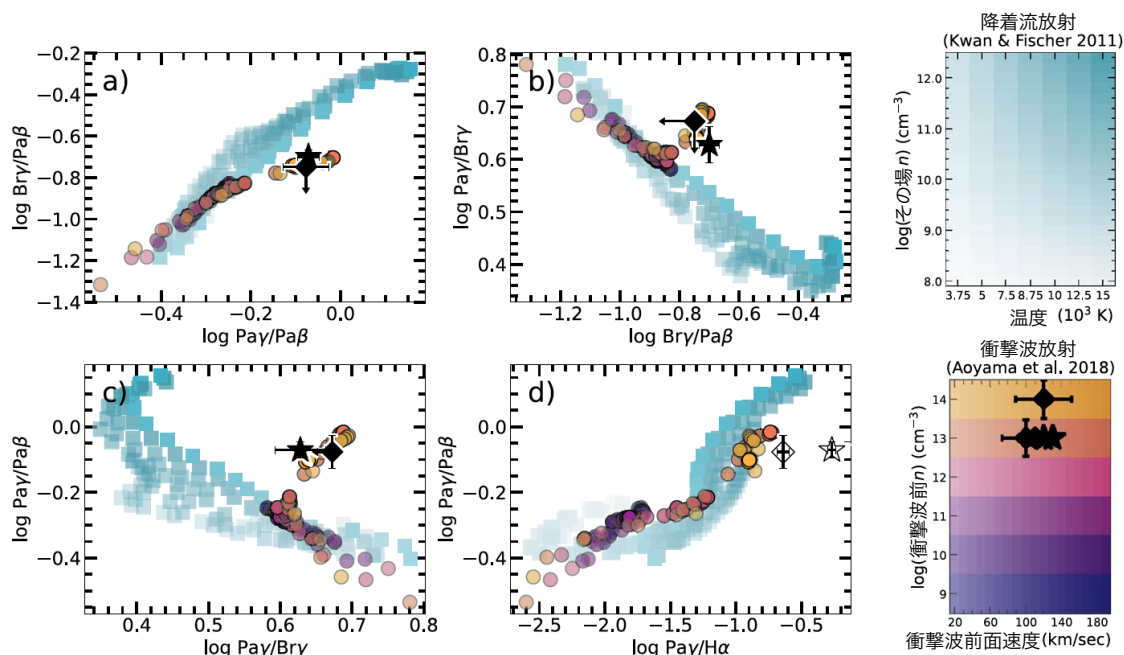


図4: Betti et al. (2022) [10] の図3から改変. 各パネルは水素輝線の強度比を示している. 二つのカラーバーは各色の点がどの入力パラメータに対応しているかを示している. 黒い菱形と星は観測結果とそのエラーバーを示している. 上のカラーバーは降着流放射[11]に対応し、縦横軸は放射領域の水素数密度と温度. 下のカラーバーは衝撃波放射モデル[2]に対応し、縦横軸は衝撃波面前面の水素数密度と速度.

できているとわかる.

一方降着流モデルの場合でも、複数のパラメータにおける予測の混合としてならば、観測と整合的になる可能性はある. 例えばパネルcでは、観測値はパネル中右下の成分 ($\log \text{Pay}/\text{Bry}$, $\log \text{Pay}/\text{Pa}\beta$) = (0.8, -0.4) と左上の成分 (0.45, 0.2) を結んだ直線上にある. 従ってこの2成分が適切な比率で存在していれば、降着流モデルで観測値を再現できる. 実際に降着流はその降着過程の中で惑星質量天体からの距離が数倍変化し、流速もほぼ0の状態から惑星表面での自由落下速度程度まで加速されるため、降着流の中で密度や温度が大きく変化することは考えられる. しかし上記の例では、高温・高密度 (パネル中の左上) と低温・低密度 (パネル中の右下) という極端な2成分が卓越している必要がある. 降着流のパラメータの変化は連続的だと考えられる上に、低温・低密度領域の放射が中間程度の領域からの放射より特別に卓越することは考えにくい. そのため降着流モデルのみで観測結果を説明することは難しい.

(2) Delorme 1 AB b: H α と赤外水素輝線の強度比

図4右下のパネルdでは 別装置で別時期に観測されたH α も用いた輝線比が、モデルの予測と比較されている. しかし白抜ききの菱形と星形は、二つの放射機構のモデルのどちらとも整合的ではない上、複数のパラメータによる予測の混合を行っても再現できない.

一見すると、衝撃波モデルで密度を上げれば観測点と一致するようになるかもしれない. 衝撃波モデルの予測点を紫 (低密度) からオレンジ (高密度) まで追跡すると、横軸 ($\log \text{Pay}/\text{H}\alpha$) は-1.5から-2.5程度まで一度減少した後は増加し、観測点に近づくように見える. この比率の増加はH α が光学的に厚くなり、密度上昇によるフラックスの増加が自己吸収によって妨げられる効果による. しかしその後、 10^{14} cm^{-3} に達する前にH α だけでなくパッシェン-aも光学的に厚くなり、 $\text{Pay}/\text{H}\alpha$ 比は再び減少傾向に転じる. 従って密度を増加させても、衝撃波モデルの予測点が観測点と重なることはない.

赤外の水素輝線は衝撃波放射で説明できたが、観測されたH α は同じモデルの予測に比べて暗い。この原因として、主に時間変動と波長依存の減光の2つが考えられる。まず、H α とその他の輝線では観測時期が二年ほど離れている。別の惑星でH α の明るさは二年で数倍変動しうると示されているため(PDS 70 b [13])、時間変動が原因である可能性はある。別の可能性として、減光が強かつ波長に依存しているケースがある。H α は可視波長なので、赤外の水素輝線よりも減光を受けやすいと考えられる。降着中の天体はたとえ円盤鉛直方向であっても降着流そのものやジェット・円盤風などのガス・ダストに覆われている可能性があり、これらの周辺物質が想定以上の減光を引き起こしうる。

3.3 他の惑星質量天体への適用

現状、水素輝線の強度比を用いた放射源の制約に成功しているのは、Delorme 1 AB bの1天体のみである。この方法には3以上の水素輝線の同時観測が必要だが、例えばPDS 70 b, cでは検出されている輝線数が不足している。一方、別の惑星質量天体であるTWA 27 b(質量:5-6木星質量、年齢:10 $\pm$ 2 百万年、軌道長半径:50.3 $\pm$ 0.3 [14])では、JWST/NIRSpecを用いた観測で[14] パッシェン- α 、 $-\beta$ 、 $-\gamma$ 、 $-\delta$ 、ブラケット- β 、 $-\gamma$ が検出されている[15]。しかしこの天体ではフラックスの観測不定性が大きいこともあり、降着流モデルと衝撃波モデルのどちらでも観測結果を説明できてしまう[16]。加えて図4で2モデルの分布が重なっている領域では、観測精度に関わらず原理的に放射機構を区別できない。このように適用できない場合があり、また必要なフラックス測定精度も高いが、この輝線強度比を用いた手法が、現状では最も有力な輝線放射機構を推定する方法である。

4. 議論

4.1 強度比による放射源の同定に適した輝線の組み合わせ

3.2章で議論したように、水素輝線のフラックス比は水素輝線の放射源を推定するために有用である。しかし図4で示されたように、観測された強度比

によっては2つの放射モデルの両方で説明できるため区別できない場合もある。そこで本章では、どの赤外水素輝線の組み合わせで、どのような天体の水素輝線放射機構を制約できるか、議論する。ちなみにバルマー系列(可視波長)を用いた場合については、本特集の橋本氏の記事で触れられている。バルマー系列は赤外の水素輝線に比べて明るい、減光による強度比の変化の影響が強いことに注意する必要がある。

図5は図4同様、2つの水素輝線放射過程をモデル化した際に予測される、輝線強度比の違いを図示している。パネル(a), (b), (c)ではパッシェン系列のみを、パネル(d)ではブラケット系列のみを用いているが、この場合2モデルが推定する輝線強度比の分布が非常に近いことがわかる。一方でパッシェン系列とブラケット系列の両方の水素輝線を用いたパネル(e) (f)では、柱密度の違いが輝線吸収の光学的厚さに影響することもあり、2分布は高密度の場合に大きな乖離を示している。3.2章図4で検討したDelorme 1 AB bで放射源の推定に成功した理由の一つは、パッシェンとブラケットの2系列輝線を用いたことにあるとわかる。

パッシェン系列のみを用いたパネル(a), (b)では、分布の乖離は小さいものの、Pa- α /Pa- β 比が1.5-3程度の場合は区別可能である。これは主に基底状態からの衝突励起の影響であり、この効果が局所的な密度・温度に影響されるためにでる違いである。一方ブラケット系列のみを用いた場合に同様の変化が見られないのは、電子準位が基底状態から遠く、影響が小さいためである。このことから、比較的低密度の降着流で2機構を区別したければ、パッシェン系列の輝線で強度比を取るのが良いとわかる。

ただし現状比較的に明るい水素輝線しか検出できないことを考えると、その質量降着率は比較的高く、降着流の密度は高いことが想定される。従って水素輝線の放射過程を制約するためには、まずパッシェンとブラケットを含む3輝線以上の同時観測を行い、輝線強度比を比較するのが良いと考えられる。

4.2 惑星と惑星質量天体

2024年6月現在、水素輝線が検出された惑星として広く認識されている天体はPDS 70 b, cの2天

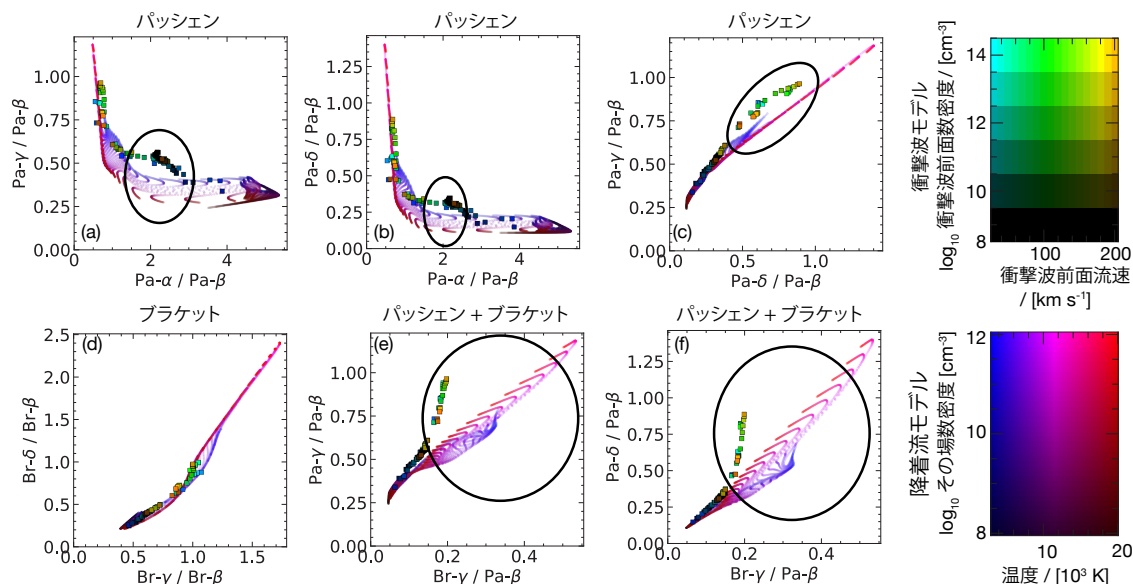


図5: 図4と同様、2つの水素輝線放射モデルが予測する赤外水素輝線の輝線強度比。パネル (e) は図4のパネル (a) に対応しているが、本図では軸がログスケールではないことに注意。黒線で囲まれた領域では、2モデルが予測する輝線強度比の分布が乖離している。観測された輝線強度比がこの領域にあれば、放射機構を判別できる。パッシェン系列とブラケット系列を両方使った場合(パネル e, f) は分布の乖離が大きい一方、同じ系列(放射遷移後の電子準位が同じ)輝線のみを使うと、2モデル間の差が出にくい。

体のみである。LkCa 15 bやAB Aur bなどのように検出が主張された天体はあるが、後に否定されたり、未だ議論が分かれていたりする。一方で、惑星質量天体での水素輝線観測は、本稿でも触れた Delorme 1 AB bやTWA 27 bなど、複数の例がある。これらの天体は主に、その軌道長半径が大きいことや、あるいは主星に対する質量比が大きすぎるなどから、惑星ではなく『惑星質量天体』として区分され、その形成過程は惑星よりむしろ連星に近い(原始惑星系円盤の自己重力不安定で形成した)と考えられている。しかし、後期ガス集積過程における水素輝線の放射過程には大きな違いはない。形成史・熱史によっては半径や惑星磁場、光球面温度などが変わり、水素輝線放射モデルの入力パラメータが異なる可能性はある。しかしモデルの枠組みは形成史に関係なく適用可能である。

近い将来の観測的展望としても、TWA 27 bの例のようにJWSTなどの高感度観測による惑星質量天体の観測は増えることが期待される。一方で主星と近い惑星に関しては高コントラスト観測が必要であ

り、Subaru/SCEXAOやCley/MagAO-Xのような装置による観測数増加に期待がかかるが、その程度は未知数である。従って、惑星水素輝線の放射モデルの検証や放射源を推定する方法を検討するために、惑星質量天体を対象とした研究を行うことは有用である。

4.3 磁気圏降着以外での水素輝線放射

本稿では磁気圏降着からの水素輝線放射について議論してきたが、磁気圏降着が起きず、惑星と周惑星円盤が接続している場合にも水素輝線は放射される。惑星と周惑星円盤が接続している場合の境界層は比較的高温ではあるが、衝撃波で局所的に重力エネルギーを解放する場合に比べて最高到達温度は低くなる。Tタウ型星でモデル化された際には、ある程度水素輝線は放射されるものの観測されたフラックスを再現するには至らなかった[18]。惑星の場合もこの境界層からの水素輝線放射は強くないと考えられるが、惑星の場合は惑星-周惑星円盤が接続されている場合にも惑星表面に強い衝撃波

が形成され、ここから強い水素輝線を放射しうる。これは周惑星円盤が原始惑星系円盤に埋没しているため、鉛直方向にガスの供給を受けており、周惑星円盤表面に強い表面降着流層を形成するためである[19]。この場合の降着構造と惑星表面衝撃波から放射される水素輝線のモデル化に関しては、本特集の高棹氏の記事で詳しく解説されている。

また惑星表面以外にも、周惑星円盤表面でも強い衝撃波が発生し、水素輝線が放射されうる。前述のように周惑星円盤の表面には鉛直降着流が存在し、円盤表面で衝撃波を形成する。この衝撃波の強度は惑星からの距離に依存するが、惑星近傍では水素輝線放射に十分な強度の衝撃波が形成されうる[2]。ただしこの機構で放射される水素輝線は、惑星表面の衝撃波から放射される水素輝線に比べて弱くなる。今、周惑星円盤のうち惑星から距離が $r < r_{\text{Line}}$ となる領域で水素輝線が放射される場合を考える。水素輝線の放射効率(水素輝線光度/降着光度)は惑星表面の衝撃波と同等であると仮定すると、降着光度の比、

$$\frac{L_{\text{CPD}}}{L_{\text{acc}}} = \frac{R_{\text{P}}}{GM_{\text{P}}\dot{M}} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{Line}}} \frac{GM_{\text{P}}\dot{m}(r)}{r} 4\pi r \, dr \quad (2)$$

が周惑星円盤と惑星表面の衝撃波からの水素輝線強度比と等しくなる。ここで $\dot{m}(r)$ は惑星から距離 r の円盤表面へ単位時間・単位面積あたりに降着する質量、 r_{in} は周惑星円盤の内縁半径。ただし各 r で円盤の両面に同量の降着があると仮定した。周惑星円盤表面へ降着したガスは全て惑星へ降着すると仮定すると、 $\dot{M}$ は周惑星円盤の外縁半径 r_{out} を用いて、

$$\dot{M} = \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \dot{m}(r) 4\pi r \, dr \quad (3)$$

と表せる。これを式(2)に代入して、

$$\frac{L_{\text{CPD}}}{L_{\text{acc}}} = \frac{R_{\text{P}} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{Line}}} \dot{m}(r) \, dr}{\int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \dot{m}(r) r \, dr} \quad (4)$$

となる。三次元流体計算の結果によると、 $\dot{m}(r)$ は r に強く依存しない[20]。極端な場合を除いて $R_{\text{P}} < r_{\text{in}} < r_{\text{Line}} \ll r_{\text{out}}$ なので、仮に $\dot{m}$ を r に依存しない定数と

すると、 $L_{\text{CPD}}/L_{\text{acc}} \approx 2R_{\text{P}}(r_{\text{Line}} - r_{\text{in}})/r_{\text{out}}^2$ となり、周惑星円盤表面からの水素輝線放射は惑星表面からの放射に比べて無視できるほど弱いとわかる。またこの議論から、 $\dot{m}(r)$ が r に強く逆比例する(鉛直降着流が惑星近傍へ集中する)場合や、周惑星円盤が惑星半径に比べて十分大きくない場合には、周惑星円盤表面からの水素輝線放射が惑星表面からの放射と同程度になりうるとわかる。また惑星の枠組みからは外れるが、Tタウ型星のように天体表面の衝撃波強度が高すぎる場合には水素輝線の放射効率が極端に下がるため、円盤に埋没した重い褐色矮星質量の伴天体では相伴天体円盤表面からの放射が重要となるかもしれない。

最後に、惑星表面への降着がほとんどない場合について議論する。周惑星円盤は通常降着円盤だが、惑星の自転速度が速い場合には外向きの流れが卓越しうる。磁気圏降着の場合には、惑星の自転速度が磁気圏半径のケプラー速度を超える時、惑星は磁場を通して周惑星円盤へ角運動量を与え、外向きの流れを駆動するため、惑星への質量降着(式(3)の左辺)は周惑星円盤表面への質量降着(式(3)の右辺)に比べて小さくなる[21]。この場合には、前述の周惑星円盤表面の衝撃波からの、あるいは原始惑星系円盤から惑星表面へ直接鉛直降着する流れが形成する衝撃波が、水素輝線の主要な放射源となる。このような惑星からの角運動量注入による周惑星円盤の外向きの流れは、惑星と円盤が接続している場合にも起こりうる[22]。しかし周惑星円盤表面の降着流は自由落下に近い時間スケールで惑星表面へ到達するため、周惑星円盤内の平均流が外向きの場合にも惑星表面に強い衝撃波を形成できる。従って水素輝線の主要な放射源が周惑星円盤表面の衝撃波であり、惑星表面から放射された成分が検出されない場合には、磁気圏が卓越し、かつ惑星への降着がない場合であると推定できる。

5. まとめ

降着中の惑星で検出される水素の輝線は降着エネルギーに由来するため、これを観測・モデル化することで、質量降着率のような降着の特徴量を制約できる。しかし水素の輝線には、衝撃波加熱されたガ

スからの直接放射と、温められた降着流からの放射の、2つの放射機構が考えられる。後者はその加熱機構が未解明なため惑星降着において有効かどうかは不明だが、少なくともTタウ型星においては支配的な水素輝線放射機構だと観測的に示されている。もしこの機構が惑星においても有効であるなら、同様に衝撃波放射よりも桁で明るく、水素輝線放射の主要な放射機構になりうる。この時、水素輝線が衝撃波放射と降着流放射のどちらに由来するかで、推定される質量降着率が数桁変わってくる。従って、惑星・惑星質量天体において、水素輝線がどの放射機構に由来するかを観測的に推定することが必要である。

水素輝線の放射機構の推定には、3輝線以上の強度比を用いた解析が有効である。現状惑星の水素輝線観測が容易ではなく、水素輝線が暗い天体の発見は難しい。従って質量降着率が高く、降着流の密度が高い場合が多いと予想される。この場合はパッシェン系列とブラケット系列を含む組み合わせが有効である。しかし強度比のみでは制約できない場合もあるため、将来的にはスペクトル形状も含めたより多くの情報を用いた解析が必要がある。

謝辞

本特集記事の執筆機会を与えてくださった遊星人編集長の三浦均氏、編集の野津翔太氏、また丁寧な査読し有益なコメントを下された匿名の査読者の方へ、厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Hartmann, L. et al., 2016, ARA&A 54, 135.
- [2] Aoyama, Y. et al., 2018, ApJ 866, 84.
- [3] Aoyama, Y. et al., 2020, arXiv:2011.06608.
- [4] Haffert, S. Y. et al., 2019, Nature Astronomy 3, 749.
- [5] Muzerolle, J. et al., 2003, ApJ 592, 266.
- [6] Thanathibodee, T. et al., 2019, ApJ 885, 94.
- [7] Aoyama, Y. et al., 2021, ApJL 917, L30.
- [8] Stolker, T. et al., 2020, A&A 644, A13.
- [9] Aoyama, Y. and Ikoma, M., 2019, ApJL 885, L29.
- [10] Betti, S. et al., 2022, ApJL 935, L18.
- [11] Kwan, J. and Fischer, W., 2011, MNRAS 411, 2383.
- [12] Erikson, S. C. et al., 2020, A&A 638, L6.
- [13] Zhou, Y. et al., 2021, ApJ 161, 244.
- [14] Luhman, K. L. et al., 2023, ApJL 949, L36.
- [15] Marleau, G.-D. et al., 2024, ApJ 964, 70.
- [16] Aoyama, Y. et al., accepted in AJ (arXiv:2407.15922).
- [17] Muzerolle, J. et al., 2001, ApJ 550, 944.
- [18] Valenti, J. A. et al., 1993, AJ 106, 5.
- [19] Takasao, S. et al., 2021, ApJ 921, 10.
- [20] Tanigawa, T. et al., 2012, ApJ 747, 47.
- [21] Batygin, K., 2018, AJ 155, 178.
- [22] Dong, J. et al., 2021, ApJ 921, 54.

著者紹介

青山 雄彦



Sun Yat-sen 大学助教。東京大学理学部地球惑星科学専攻博士課程修了。博士(理学)。東京大学、清華大学、北京大学での研究員を経て2024年より現職。専門はガス惑星の形成。日本惑星科学会・日本天文学会所属。