

# 近赤外線での順モデリング法を用いた 精密視線速度測定

平野 照幸<sup>1,2,3</sup>・IRD装置チーム

〈<sup>1</sup> アストロバイオロジーセンター 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

〈<sup>2</sup> 国立天文台 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

〈<sup>3</sup> 総合研究大学院大学 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: <sup>1</sup>hd17156b@gmail.com



M型矮星は液体の水を保持可能な軌道にある「ハビタブル惑星候補」が主星近傍に位置していることから、系外惑星探索において重要なターゲットとされてきた。しかし、特に低温の中期-晩期M型矮星は可視光線で暗いため、視線速度法でそれらを狙うために2010年代以降近赤外線波長をカバーするドップラー装置が世界中で開発された。本稿では、すばる望遠鏡に設置されたIRDを含む近赤外線分光器で取得されたスペクトルから恒星の精密視線速度を取り出す方法論について紹介する。近赤外線では地球大気の吸収が強くなり、精密波長校正を可能にする適切な陰極線ランプがないなど特有の問題がある。ここではIRDスペクトルのための視線速度パイプラインを例に、近赤外線視線速度測定の問題点をいかに克服するかを解説する。

## 1. はじめに

系外惑星の探索法のうち、惑星重力による主星のふらつきをスペクトル線のドップラー偏移として捉える「視線速度法」は、最初の太陽型星まわりの系外惑星（ペガサス座51番星b）の発見 [1] を含めて過去30年間に最も系外惑星を検出するのに成功した手法の一つである。特に、惑星の公転周期が長くなるにつれて発見確率が著しく低下するトランジット法とは異なり、視線速度法は比較的長周期の惑星にも検出感度を持つのが特徴である。また、視線速度観測によって質量という惑星を特徴づける最も基本的な物理量が制限されるため、トランジット法や直接撮像法など別の手法で惑星が発見された場合でも視線速度法による観測は惑星の確認や系の特徴づけにおいて本質的に重要な役割を果たす。

視線速度法による系外惑星探索では、伝統的に可視光波長域の高分散分光器（以下、ドップラー装置）が用いられてきた。系外惑星探索の主要なターゲットである太陽型恒星（スペクトル型でF, G, K型矮星）が可視光線（特に400-700 nm）で明るく、その波長域では地球大気による吸収等の影響も小さかったためである。系外惑星の発見以降、可視光分光器による視線速度観測の測定精度は、 $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ （1990年代後半）、 $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ （2000年代後半）、 $\sim 30 \text{ cm s}^{-1}$ （2010年代後半）と継続的に向上し、より長周期、低質量の惑星にまで感度を持つに至った。一方で、系外惑星探索における究極の目標である「第二の地球」（ここでは太陽に似た恒星のまわりのハビタブルゾーン内にある地球質量程度の惑星を指す）を発見するには、地球重力による太陽の速度変化の振幅である約  $9 \text{ cm s}^{-1}$  を下回る観測精度が必要であり、2025

年現在そのような精度（長期安定性）を持つドップラー装置は存在しない。

太陽型星のまわりでハビタブル惑星候補を発見するのは困難であることから、2010年頃より太陽よりもずっと低温のM型矮星のまわりで系外惑星を探索する試みが行われている。M型矮星は低温かつ半径も小さいため、太陽型星に比べてハビタブルゾーンが主星の近傍に位置する。そのため、ハビタブル惑星候補による主星の視線速度振幅が増幅され、例えば質量が0.1-0.2太陽質量のM型矮星ではハビタブルゾーン内の地球質量惑星による視線速度振幅は $1 \text{ m s}^{-1}$ ほどになり、現在の観測精度でも狙うことが可能になる。

一方で、M型矮星、特に0.2太陽質量を下回る晩期M型矮星は可視光波長域では非常に暗く、高精度視線速度観測を行うのに必要な十分なS/N比を確保できないという問題があった。そこで我々は、2010年代初頭より近赤外線での高精度視線速度測定のため、近赤外線ドップラー（Infrared Doppler: IRD）[2, 3] 装置をすばる望遠鏡に設置するプロジェクトを立ち上げ、5年以上に渡る開発と試験（観測）を経て、2018年中頃より科学観測を行っている。IRD分光器の装置詳細は天文月報2025年8月号の記事 [4] を参照されたい。欧文研究報告論文賞の対象となった論文 [5] は、IRDで取得された近赤外線スペクトルのデータ解析法（特に視線速度解析）と標準星の観測によるその実証結果を紹介した論文であるが、本稿では論文の多くを占める技術的な説明は少々省略して、近赤外線での視線速度測定の問題点（2章）やそれをいかに克服したか（3章）、さらに実際のデータ解析の結果（4, 5章）を中心に解説する。

## 2. 近赤外線での視線速度測定の問題点

視線速度測定は線幅の小さい恒星スペクトル線さえ存在していれば実施可能であり、その解析方法は可視光線でも近赤外線でも基本的に同様である。すなわち、精密視線速度測定では、観測され

た各スペクトルをテンプレートに対してマッチングまたは相互相関を計算することでテンプレートに対する相対的な波長のずれ（＝ドップラー偏移）を導出する。さらに一般的には、高度に温度が安定化された分光器であっても一晩のうちにスペクトルが数 $\text{m s}^{-1}$ から数十 $\text{m s}^{-1}$ 程度検出器上でドリフトするため、天体スペクトルと同時に波長較正源からの光を分光器に入射させて検出器上での波長ドリフトを補正する手法・装置設計がドップラー装置では現在主流となっている（同時参照法）。IRD分光器でも同時参照法が採用されており、天体光を入射するファイバーとは別のファイバーを使って天文コム（後述）の光を分光器に入射させ、検出器上でそれらのスペクトルがお互いに隣り合うように配置させる。

近赤外線での視線速度測定の特有の問題としては地球大気の影響が強いことが挙げられる。図1は、IRD波長域での地球大気透過光スペクトルの理論モデルを示す。この波長域では一部の「大気の窓」と呼ばれる波長域を除いて、広範囲に地球大気の吸収線が存在することがわかる（大気の窓であってもそれなりに吸収線が混入する）。さらに、地球大気スペクトルは時間的に安定しておらず、観測天体のエアマス（望遠鏡に到達する天体

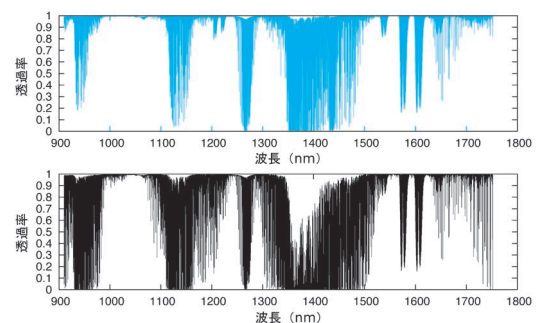


図1 理論モデル計算 [6] による地球大気の透過光スペクトルの例。上下のパネルは、それぞれ大気中の水分量が少ない（上）と多い（下）場合の透過光スペクトル。透過光スペクトルは観測天体のエアマス等にも依存し、一晩の中でもかなり変化する。

光が通過してくる地球大気の厚み)や大気中の水分量(湿度)等の観測条件によってその形状が大きく変化することが知られている。特にターゲット星がM型矮星の場合、広範な波長域に地球大気のスペクトル線とブレンドする多数の分子線が存在し(水等の分子線は恒星と地球大気スペクトルで同様の場所に現れる)、一見するとそれらのスペクトル線を区別することができない。そのため、近赤外線での視線速度解析では観測されたスペクトルをそのまま恒星テンプレートスペクトルとマッチング(または相互相関を計算)してスペクトル線のドップラー偏移を測定することは難しく、地球由来のスペクトル線の影響を考慮しながら恒星スペクトル線のためのドップラー偏移を取り出す必要がある。

また、IRDプロジェクトが開始された当時、近赤外線では $1\text{ m s}^{-1}$ を下回るような精度で波長を較正可能な適切な較正光源がないことも大きな問題であった。可視光域では、同時参照法による視線速度解析ではトリウム・アルゴン(Th-Ar)陰極線ランプなどが伝統的に波長較正に用いられているが、Th-ArランプはIRDを含めた近赤外線波長域では輝線の線密度が低く、十分な較正精度を確保するのが困難である。そこでIRDでは、周波数空間で一定間隔のコヒーレントな輝線を出力する「レーザー周波数コム」(天文コム)を独自に開発し、近赤外線1000–1730 nmの波長域で $0.04\text{ m s}^{-1}$ の波長較正精度を実現した[7]。

地球大気吸収・波長較正源の問題は、近赤外線での精密視線速度測定の一般的な課題であるが、IRD分光器については研究開発を進めるにつれて、我々が当初想定していなかった問題も発生した。特に問題となったのが、予想していたよりも大きなスペクトルの検出器上でのドリフトである。IRDは設計時の想定では、予想される分光器内の温度不安定性(10–100 mK)をもとに見積もったスペクトルのドリフトが $10\text{--}20\text{ m s}^{-1}$ 程度となる予定だった。ところが、天文コムを用いた

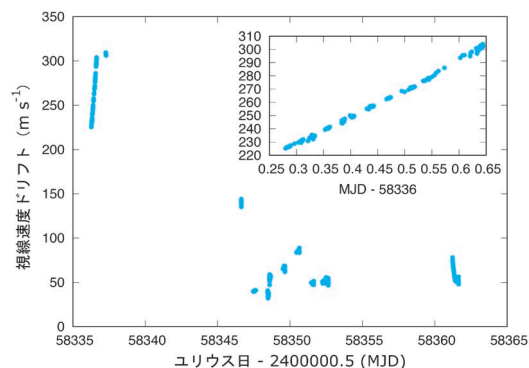


図2 天文コムの輝線の位置から求めたIRDの視線速度ドリフトの変化。IRDは分光器内の温度不安定性に起因して、一晩で $100\text{ m s}^{-1}$ 程度ドリフトすることがある(挿入図)。[\[5\]](#)をもとに改変。

安定性試験の結果、IRDでは想定10倍を上回る速度ドリフト( $200\text{--}300\text{ m s}^{-1}$ )が観測された(図2)、数日程度のタイムスケールで不規則に変動していることが明らかになった。後の調査で、ドリフトが分光器チェンバー内(正確にはカメラレンズ)の温度と相関していることが明らかになっているが、そのような大きなドリフトが見られる原因については現在も正確には理解できていない。さらに、天文コムを用いた速度ドリフトの解析では、ドリフトの絶対量が大きい場合( $>100\text{ m s}^{-1}$ )、ドリフトが検出器上での場所に依存して大きく変化することも明らかになっている。これは、温度変化に起因した光学素子の変形が検出器上で(波長によらず)一定の平行移動を生じさせるのではなく、検出器上でのスペクトル像の点拡がり関数(PSF)に影響を与えていることを示唆している。

### 3. IRDの解析パイプライン

以上を踏まえて、我々が作成したIRDスペクトルの視線速度解析パイプラインのフローチャートが図3である。本パイプラインでは、天体光が地球大気に入射してから望遠鏡で集光、IRDで分光され、スペクトルとして検出器に記録されるま

での過程を順番にモデル化する「順モデリング法」を採用した。これは、IRDで取得された近赤外線スペクトルの場合、(i) 時間的に変化する地球大気による吸収の影響の除去、(ii) 各時刻の分光器の波長ドリフトを含めたPSFの変動の補正という、2点を同時に考慮する必要がある、従来のような単純なテンプレートマッチング法や相互相関法が機能しなかったためである。本パイプラインでは、IRDで観測された近赤外線スペクトル ( $f_{\text{obs}}(\lambda)$  とする) を以下のようにモデル化する。

$$f_{\text{obs}}(\lambda) = k(\lambda) \times \left[ S\left(\lambda \sqrt{\frac{1+v_*/c}{1-v_*/c}}\right) T\left(\lambda \sqrt{\frac{1+v_{\text{tel}}/c}{1-v_{\text{tel}}/c}}\right) \right] * \text{IP} \quad (1)$$

ここで、 $S(\lambda)$ 、 $T(\lambda)$ 、 $k(\lambda)$  は、それぞれ地球大気等の影響を受ける前の恒星の本来のスペクトル、地球大気の透過スペクトル、分光器のブレイズ関数を含めた観測スペクトルの連続光成分を記述する多項式を表す。また、IPは分光器によるスペクトルの器械拡がり関数（検出器上での点拡がり関数を空間方向に積分して1次元化したもの）、\*は畳み込み積分を表す。IRDスペクトルの視線速度解析では、以下で述べる方法で式(1)に現れる $S(\lambda)$ やIPなどの各要素を最初に取り出し、それらを用いて観測で得られたスペクトルの小区間（セグメント、各1 nm程度）ごとに式(1)に従って最小二乗法でフィットする。地球

大気スペクトル $T(\lambda)$ には、理論計算 [6] によって生成された大気モデルスペクトルを用いる（これによりターゲット星のエアマス、地球大気中の水分量が変化してもフィッティングによって透過光スペクトルを柔軟に最適化できる）。フィッティング・パラメータは、ターゲット星・地球大気スペクトルのドップラー偏移（式(1)中の $v_*$ 、 $v_{\text{tel}}$ ）のほかに、連続光を表す多項式の係数、地球大気スペクトルの特性を記述するモデルパラメータなどが含まれる。

### IPの導出

IRDでは同時波長較正のため天体のスペクトルと同時に天文コムのスペクトルが得られるため、天体スペクトルの各セグメントごとの器械拡がり関数IPは同波長とほぼ同じ区間で取得された天文コムのスペクトルを用いることで導出可能である。詳しい説明は省略するが、セグメント内の複数の天文コム輝線を同時に解析するLeast-Squares Deconvolution (LSD) と呼ばれる手法によりこれを実行する [8]。天文コムの本来の輝線波長は非常に精密にわかっているため、LSDを実行して天体スペクトルと同時に取得された天文コムのスペクトルからIPを取り出す（図4）ことで、器械拡がり関数の形状の変化が取り出され

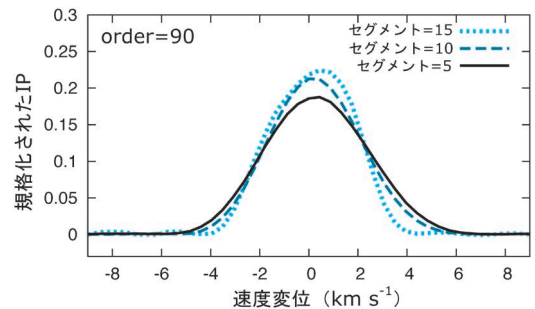


図4 天文コムのスペクトルにLSD（逆畳み込み計算）を適用して導出されたIRD分光器の器械拡がり関数（IP）の例。IPは検出器上での位置（波長）に依存するため、長さ1 nm程度の各セグメントごとにIPが導出される。[5]をもとに改変。

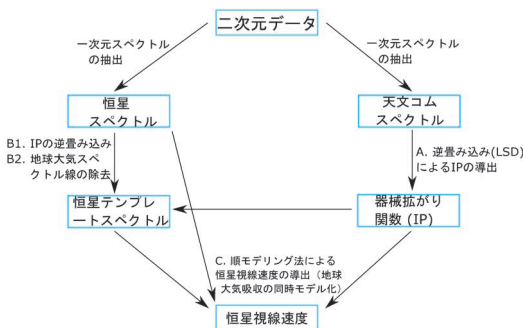


図3 IRDの視線速度導出パイプラインのフローチャート。[5]をもとに改変。



るだけでなく、(器械拡がり関数の中心位置の変化から)装置ドリフトに関する情報も抽出することができる。

### S( $\lambda$ ) の導出

近赤外線観測で得られるスペクトルは常に地球大気による吸収と分光器による器械拡がりの影響を受けるため、視線速度解析で用いる恒星のテンプレートスペクトル  $S(\lambda)$  の導出にはこれらの影響を取り除く操作が必要になる。IRDのパイプラインでは上のステップで取り出されたIPを用いて、観測された天体スペクトルの逆畳み込み計算(=分光器の波長分解能によるスペクトル線の広がりを取り除きシャープなスペクトル線輪郭を取り出す操作)を行う。さらに理論モデルまたは高速自転星の観測に基づいて地球大気スペクトル線を除去し、相互相関関数による簡易解析で各スペクトルを静止系にドップラー偏移させることで  $S(\lambda)$  を求める。一般には単一のスペクトルから  $S(\lambda)$  を取り出した場合逆畳み込み等によるノイズの増幅でありクリーンなテンプレートは得られないため、異なる時期に取得された複数(>10)のフレームを解析してそれらを組み合わせることで高いS/N比のテンプレート  $S(\lambda)$  を導出する。

図5に、上の操作で取り出された各要素を用いて観測天体スペクトル(GJ 436)をフィットする様子を示す。各フレームの最終的な視線速度は、図5同様にセグメントごとに導出された視線速度  $v_*$  を全てのセグメント(地球大気吸収の特に強い領域や視線速度が外れ値を示すセグメントを除いて400-500個程度)で集計して重み付き平均を取ることによって算出する。

## 4. IRD 模擬スペクトルを用いたパイプラインの検証

視線速度パイプライン作成後は、実際にパイプラインが機能して期待される視線速度精度が達成できるかを検証した。順モデリング法による視線速度解析では、(a) 地球大気の理論スペクトル

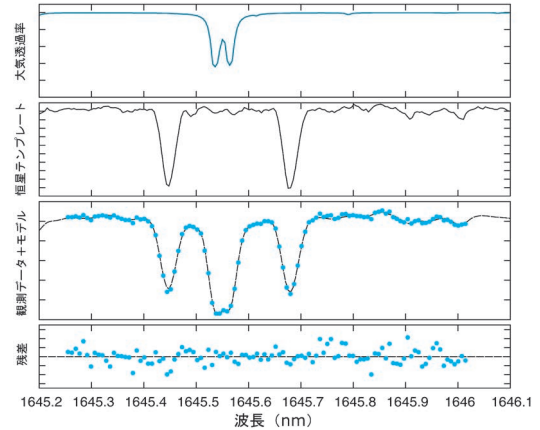


図5 IRDで取得されたスペクトルの一部(上から3つ目のパネルの青点)と視線速度パイプラインによるフィットの様子。順モデリング法では、各観測スペクトルを、別途抽出された恒星テンプレートスペクトル  $S(\lambda)$  (上から2つ目のパネル)、理論モデルによる地球大気透過スペクトル  $T(\lambda)$  (一番上のパネル)と分光器の器械拡がり(IP, 図4の例など)を組み合わせでフィットする。一番下のパネルは、観測データと順モデリング法による最適モデル(破線)の残差。

$T(\lambda)$  によって、観測されるIRDスペクトル中の地球大気吸収線を正確にモデル化して恒星スペクトル線をフィットできるか、(b) 天文コムスペクトルから分光器の器械拡がり関数(IP)を取り出し、さらに逆畳み込みによって観測される天体スペクトル ( $f_{\text{obs}}(\lambda)$ ) から本来の恒星スペクトル  $S(\lambda)$  を抽出することができるか、などの確認が必要となる。そのため、パイプラインの検証は、(A) M型矮星の理論スペクトル [6] を元にした模擬IRDデータを用いた視線速度の再現性の確認、(B) 実際にM型矮星を観測しその視線速度安定性を評価、という二つのステップで実施した。

理論天体スペクトルを用いた検証では、式(1)に従って模擬IRDスペクトルを作成し、各ピクセルごとのノイズを考慮したモンテカルロ計算によって視線速度パイプラインの有効性を確認し

た。その際、観測される地球大気透過光のスペクトル線を理論スペクトル  $T(\lambda)$  で正しく記述できるかを調べるため、模擬スペクトルの作成には実際の高速自転星<sup>\*1</sup>のIRD観測で得られた“経験的”地球大気スペクトルを用いた。まずは順モデリング法によるスペクトル解析と理論地球大気スペクトルによる経験的地球大気スペクトルのモデル化の有効性を確認するため、式(1)に現れる分光器の機械揺がり関数IPは模擬データ作成時と視線速度解析時で全く同じものを用いた（すなわち、天文コムスペクトルの解析で100%正確なIPが取り出せるものと仮定した）。

図6に、模擬データの解析結果を示す。上述したように、ターゲットがM型矮星の場合、地球大気スペクトルに含まれる吸収線と天体スペクトル中の吸収線（水の吸収線等）がブレンドしてほぼ同じ位置に現れるケースがあり（ターゲット天体の固有視線速度と太陽系重心から見た際の地球運動の視線速度成分による）、天体視線速度解析に少なからず影響を及ぼす可能性があったことから、模擬データの解析では入力する天体スペクトル  $S(\lambda)$  を観測者の静止系に対して系統的にドップラー偏移させて模擬スペクトルを作成し、視線速度解析パイプラインに入力した。図6（上パネル）のx軸は入力したドップラー偏移（速度）を表し、y軸は解析パイプラインで出力された視線速度  $v_*$  である。シミュレーションでは、有効温度  $T_{\text{eff}}=3000$  K、自転速度  $v \sin i=1$  km s<sup>-1</sup>、金属量  $[\text{Fe}/\text{H}]=0.0$  の理論天体スペクトルを使用し、波長1000 nmのピクセルのS/N比が100となるように模擬データを作成した。図6（下パネル）は、入力と出力された  $v_*$  の残差を表している。出力された  $v_*$  の内部エラー（統計誤差）の平均は1.85 m s<sup>-1</sup>であるのに対し模擬データの解析を行った51点の  $v_*$  の標準偏差は2.10 m s<sup>-1</sup>であっ

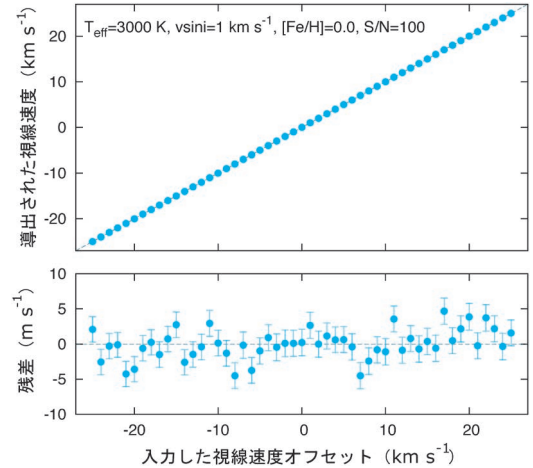


図6 IRD模擬スペクトルを用いた視線速度解析のモンテカルロ・シミュレーション。模擬スペクトル作成時に使用する理論スペクトルを意図的にドップラー偏移させて（1 km s<sup>-1</sup>ごとに等間隔に作成）、視線速度パイプラインに入力して出力される視線速度を記録した。模擬データの作成には実際に観測された地球大気透過光スペクトルを使用した。[5]をもとに改変。

た。概ね一致していると言えるが、標準偏差の方が若干（ $\approx 14\%$ ）大きくなっているのは地球大気スペクトルとして理論モデルで正確に記述できない吸収線が天体吸収線の視線速度測定にわずかながら影響を与えていることを示唆している。

## 5. M型矮星の観測と視線速度測定

作成した視線速度解析パイプラインの最終的な検証のため、我々はすばる望遠鏡からIRDに割り当てられた試験観測時間を利用して、いくつかの視線速度の標準星となる恒星を観測した。特にIRDによる視線速度サーベイ観測の主なターゲットとなる中期-晩期M型矮星を入念に観測し、解析パイプラインに入力して出力される視線速度の安定性を調査した。前章で紹介した模擬スペクトルを用いた解析とは異なり、実際の観測データの

<sup>\*1</sup> 高速で自転する恒星（ $v \sin i > 100$  km s<sup>-1</sup>）は自転によるライン広がりによって非常に平坦なスペクトルを持つため、地上の高分散分光器で観測することでほぼ地球大気の透過光スペクトルのみを取り出すことができる。

解析では天文コムスペクトルからのIPの取り出し、観測天体スペクトルをもとにした恒星のテンプレートスペクトル $S(\lambda)$ の導出というステップが入るため、より正確にパイプラインの有効性を議論できる。観測ターゲットには、視線速度が比較的安定しているとされるバーナード星 (GJ 699, 中期M型星), 極めて低温度 ( $T_{\text{eff}} \approx 2560$  K) の晩期M型矮星 TRAPPIST-1 などを選定した。

オンスカイの実証結果の例として、図7に2018年から2019年にかけてIRDで観測したバーナード星を当初の視線速度パイプラインで解析した結果得られた視線速度をプロットした。バーナード星の視線速度は2018年中は安定していたが、2019年のデータでは2018年の視線速度に比べて正の方向に  $10 \text{ m s}^{-1}$  程度のオフセットが見られた。当時ここまで大きな視線速度不安定性は我々も予想しておらず、M型矮星まわりの系外惑星探索のためのすばる戦略枠観測の(継続)可否が議論されているタイミングでもあったため、非常に焦ったことを記憶している。念のために補足しておくが、バーナード星には当時長周期の惑星があることが他の装置の視線速度観測で報告されていたが [9], その惑星による視線速度変化は数  $\text{m s}^{-1}$  であり、どのドップラー装置でも  $10 \text{ m s}^{-1}$  もの大きな変動は観測されていなかった。

バーナード星の視線速度に見られたオフセットの原因を特定するため、解析パイプラインや分光

器の装置特性を再度総点検することになったが、様々な検証を行ううちに最終的に原因が「ドップラー偏移の計算に近似式を用いていたこと」だと明らかになった。すなわち、通常恒星のドップラー偏移では

$$\lambda' = (1 + v_*/c) \lambda \quad (2)$$

という近似式を用いることが多いためIRDの視線速度パイプラインでもこの近似式を用いていたが、これがバーナード星の視線速度のオフセットで見られる原因となっていたことが判明した。特に、バーナード星は固有視線速度の絶対値が大きく ( $v_* \approx -110 \text{ km s}^{-1}$ ), 静止系での恒星テンプレートスペクトルからのドップラー偏移を計算する際に近似式 (2) を用いることの誤差が大きくなることで  $10 \text{ m s}^{-1}$  を超えるほどのオフセットが観測されていた。パイプライン中のドップラー偏移の計算部分に厳密式

$$\lambda' = \sqrt{\frac{1 + v_*/c}{1 - v_*/c}} \lambda \quad (3)$$

を採用したところこのオフセットは解消され、図8に示したように観測エポックごとの視線速度の系統的なずれは見られなくなった。バーナード星の初期の176点の視線速度の解析では、内部エラーの平均が  $2.06 \text{ m s}^{-1}$  だったのに対し、その標準偏差は  $2.72 \text{ m s}^{-1}$  であった [5]。平均内部エ

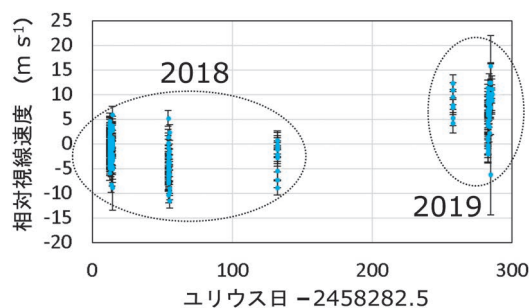


図7 IRDによって観測されたバーナード星の視線速度変化。ドップラー偏移計算時に式 (2) を使用。

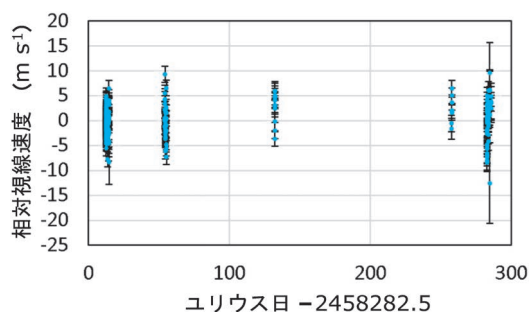


図8 図7と同様。ただし、ドップラー偏移計算時に式 (3) を使用。

ラーよりも視線速度のばらつきが大きくなっているのは、4章で述べたフィッティング時の地球大気吸収の影響も考えられるが、バーナード星自身が惑星の存在や表面活動によって視線速度が変化している影響も寄与していると考えられる。

他の標準星やTRAPPIST-1などの惑星を持つM型矮星のIRD観測でも本研究で開発した視線速度パイプラインによる解析の結果、長期的な視線速度安定性としていずれも数 $\text{m s}^{-1}$ が達成され、近赤外線波長においても可視光域と遜色ない視線速度精度が達成できることが示された。2019年に開始されたIRDによるすばる戦略枠観測では、ハビタブル惑星候補の探索のため地球近傍の中期-晩期M型矮星の視線速度が大規模に調査（サーベイ）されている。天文月報2025年8月号で紹介したように [10]、IRDによるサーベイの結果、近赤外線視線速度観測での初の系外惑星（スーパーアース）の発見 [11] や明るいM型矮星まわりの金星サイズの惑星の確認 [12] など、すでにベンチマークとなるような重要な成果を収めている。

## 6. まとめ・今後の展望

惑星表面に液体の水を保持可能なハビタブルゾーン内に存在する小型惑星の探索では低温度・低質量なM型矮星が戦略的に重要なターゲットとなっているが、特に低温な晩期M型矮星は可視光線で暗く、近赤外線での観測が有効である。近赤外線での精密視線速度測定のため我々はすばる望遠鏡にドップラー装置IRDを設置したが、近赤外線では (i) 地球大気による天体光の吸収が強い、(ii) 高精度波長較正のための適切な較正光源がない、などの問題があった。また、IRDは想定よりも大きな装置ドリフトが観測され、検出器上での点拡がり関数が安定していない点も精密視線速度測定において課題であった。本研究では、これらの問題をクリアするために順モデリング法による近赤外線スペクトルの解析法を考案

し、IRDで取得されたデータから恒星の精密視線速度を抽出する解析パイプラインを作成した。我々は模擬データを用いたモンテカルロ・シミュレーションと試験観測で実際に得られたM型矮星のスペクトルの解析からパイプラインを検証し、当初目標としていた視線速度の長期的安定精度の $2\text{--}3\text{ m s}^{-1}$ が近赤外線でも達成できることを示した。

IRDによるすばる戦略枠観測は2025年度後期で完了となるため、過去6年間あまりに渡って観測したM型矮星の視線速度データとそれらの解析結果（惑星系の発見を含む）を今後順次公開する予定である。並行して、解析パイプラインについては今後も継続的に視線速度測定精度の向上に努める計画である。特に、4章で述べたように、現在のパイプラインは近赤外線での地球大気による吸収線の影響を完全には除くことができておらず、主に観測された地球大気吸収線を理論計算で生成した大気吸収線でフィットすることによる系統誤差（追加のばらつき）が測定された視線速度データで確認されている。今後、理論モデルによるフィットではなく、過去のIRD観測で蓄積された高速自転星のスペクトルライブラリに基づく「経験的モデル」によるフィットを行うことでこれが改善される可能性がある。

本研究で開発した順モデリング法による精密視線速度解析の方法論は、IRDだけでなく別のドップラー装置（例えば、IRDと同様の近赤外線チャンネルを持つカルル・アルト3.5 m望遠鏡に搭載されたドップラー装置CARMENESなど）で取得された高分解能スペクトルの解析にも応用可能である。また、よりグローバルな展望として、我々が開発した順モデリング法による視線速度解析法を可視光ドップラー装置で取得されたスペクトルに応用することも視野に入れている。可視光域では基本的に近赤外線ほど地球大気の吸収が広範囲に深く入ることはなく、一部の領域（特に地球大気吸収の大きい領域は視線速度解析から除外され



る)を除いて精密視線速度測定には軽微な影響しか及ぼさないとされてきた。しかしながら、極めて微小な地球大気吸収線(マイクロテルリック)による可視光視線速度観測への影響は数十  $\text{cm s}^{-1}$  に及ぶ場合があると見積もられており [13], 次世代の太陽型星まわりのハビタブル惑星候補の探索を念頭においた超精密視線速度観測ではこれらを考慮することが不可欠になるはずである。データ解析手法の継続的な改良によって、系外惑星探索のまさにフロンティアが開拓され得る。

## 謝 辞

この原稿は、日本天文学会欧文研究報告論文賞の受賞記事です。元の論文を論文賞に推薦していただいたPASJ編集部の皆様にはここでお礼を申し上げます。元の論文にあるIRDのデータ解析パイプラインは主にIRD装置チームが中心となって開発しましたが、装置の試験、観測では大学院生を含むIRDコンソーシアム全体の多くの方々にお世話になりました。また、天文月報編集委員の鈴木大介さん、志達めぐみさんには本原稿を丁寧に読んでいただき有益なコメントをいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

## 参 考 文 献

- [1] Mayor, M., & Queloz, D., 1995, *Nature*, 378, 355
- [2] Tamura, M., et al., 2012, *Proc. SPIE*, 8446, 84461T
- [3] Kotani, T., et al., 2018, *Proc. SPIE*, 10702, 1070211
- [4] 小谷隆行, 2025, *天文月報*, 118, 454
- [5] Hirano, T., et al., 2020, *PASJ*, 72, 93
- [6] Clough, S. A., et al., 2005, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 91, 233
- [7] Serizawa, T., et al., 2024, *J. Astron. Telesc., Instr.*

*Syst.*, 10, 025006

- [8] Donati, J. F., et al., 1997, *MNRAS*, 291, 658
- [9] Ribas, I., et al., 2018, *Nature*, 563, 365
- [10] 平野照幸, 2025, *天文月報*, 118, 466
- [11] Harakawa, H., et al., 2022, *PASJ*, 74, 904
- [12] Kuzuhara, M., et al., 2024, *ApJ*, 967, L21
- [13] Cunha, D., et al., 2014, *A&A*, 568, A35

## Precision Radial Velocity Measurements by the Forward-Modeling Technique in the Near-Infrared

Teruyuki HIRANO<sup>1,2,3</sup>, IRD Instrument Team

<sup>1</sup>*Astrobiology Center, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

<sup>2</sup>*National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

<sup>3</sup>*The Graduate University for Advanced Studies (SOKENDAI), 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

**Abstract:** M dwarfs have been important targets in exoplanet searches as they can host “habitable-planet candidates” capable of retaining liquid water in orbit close to their stars. However, particularly low-temperature, mid-to-late M dwarfs are very faint in visible light. Consequently, Doppler instruments covering near-infrared wavelengths were developed worldwide since the 2010s to target them using the radial-velocity method. This article introduces methodologies for extracting precise stellar radial velocities from spectra acquired with near-infrared spectrographs, including the IRD instrument installed on the Subaru Telescope. The near-infrared region presents unique challenges, such as strong absorption by Earth’s atmosphere and the lack of suitable hallo-cathode lamps enabling precise wavelength calibration. Using the radial-velocity pipeline for IRD spectra as an example, we explain how to overcome these difficulties in near-infrared radial-velocity measurements.