ケプラー宇宙望遠鏡データを使い切る新手法

柴 橋 博 資

〈東京大学大学院理学系研究科天文学専攻　〒133–0033 東京都文京区本郷7–3–1〉

e-mail: shibahashi@astron.s.u-tokyo.ac.jp

ケプラー宇宙望遠鏡により長時間にわたって得られ続けている極めて高精度な観測データは，量的には従来のものを圧倒し，質的には従前の精度をはるかに凌駕する，正に革命的なものと言ってよい．この高精度長時間データによって，(a) 連星中の脈動星の測光観測から連星の軌道要素を求めることができること，および (b) 観測時刻がケプラー衛星の公転軌道周期で変動することから，ナイキスト周波数より高い脈動を正しく求めることができることを実例を挙げて紹介する．

1. ケプラー宇宙望遠鏡

ケプラー衛星は，太陽型の恒星に付随する地球型の惑星を検出することを主たる目的として計画された．惑星が親星の前を過ぎる際に，親星の一部が隠されるために暗くなる現象[*1]をとらえることで，惑星を検出しようとする（トランジット法と呼ばれる）のである．惑星と親星の大きさの比が，地球と太陽との比くらいであるとすると，半径比で10^{-2}，よって面積比で10^{-4}，したがって，暗くなる度合も10^{-4}くらいに過ぎないから，測光精度は，100 ppm以下，等級で言えば100マイクロ等級以下という高精度を要することになる．いつどの星がこういった現象を起こすか事前にわかっているわけではないので，多数の星を連続観測することが必要となる．目的達成のためのこうした要請から，ケプラー衛星には直径0.95 mのシュミットカメラが搭載され，白鳥座の一画，視野116平方度にある星16万個を連続して測光モニター観測[*2]を行っている[1)]．その結果，観測開始からの3年間で，3,000個もの系外惑星候補を検出した．その間，当然ながら，16万個の星

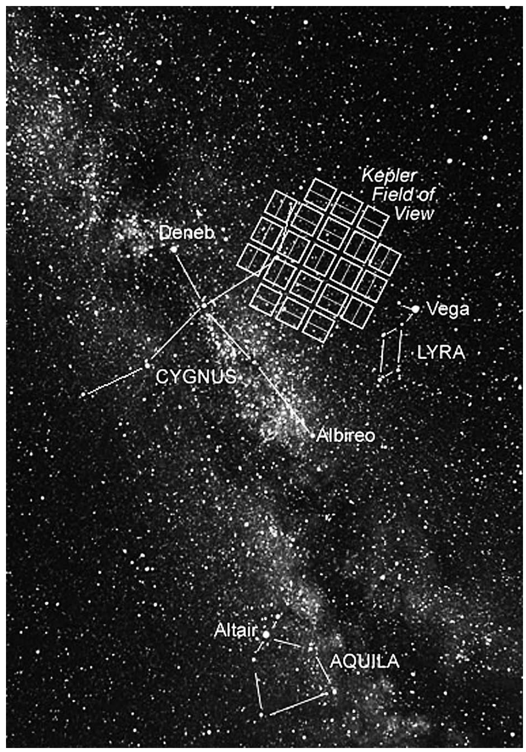

図1　ケプラー宇宙望遠鏡の観測視野（© Carter Roberts, http://kepler.arc.nasa.gov/）．

*1　食連星の場合の蝕に相当することは言うまでもないであろう．

*2　波長420 nmから900 nmの連続光での測光で，約4等級から約21等級までの星を扱う．

のあらゆる変光現象をとらえることになる．星の脈動に伴う変光の検出とその解析を通しての星の内部構造などの研究（星震学）は，ケプラー衛星のもう一つの目的であり，その成果も系外惑星探査に劣らず華々しいものがある．

ケプラー衛星は，正確に言えば，地球を周回する人工衛星ではなく，地球軌道に沿うようにして372.5日の周期で太陽の周りを周回する人工惑星である．太陽電池パネルをいったん太陽に向けても，4分の1公転するとパネルは太陽に対し横向きになってしまうので，4分の1公転ごとに向きを変える必要がある．そこで，93日間連続観測をして，少しの間をおいて再び93日間観測をするということを繰り返す．こうして93日間を単位としてデータが取得されるのだが，中断時期は短いので，2009年の打ち上げ以来，ほぼ連続的に観測されていると言っても過言ではない*3．また，地球大気の影響を受けないので，測光精度は地上からの観測とは比較にならないほどのものである*4．こうして蓄積される高精度長時間にわたる膨大な数の星の観測データは，量的に従来とは比較にならないほどの大量なものであるとともに，質的にも従前の精度を圧倒的に凌駕する，正に革命的なものである．その結果，従来の常識では考慮される必要もなかった問題や新たな可能性が生じることとなった．本稿では，その様な新たな可能性の例二つを紹介したい．

2.　脈動星の測光観測から連星の軌道要素を求める

連星をなす星が規則的な脈動をしているとして，脈動による光度変化を太陽系重心から観測する状況を考える．星の軌道運動のため，星と太陽系重心との距離は周期的に変動する．言い換えると，星から太陽系重心に達する光路長は周期的に変動する．よって，観測される脈動の位相は，図2に例示するように，周期的に変動することになる．

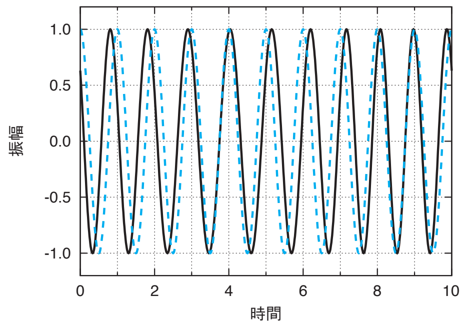

図2　位相が周期的に変化している振動の概念図．破線は，位相が一定の場合の正弦波．黒線が，位相が周期的に変化している場合．文献3から転載．

すなわち，軌道運動による視線速度を$v_{\rm rad}(t)$とし*5，星の軌道が天球面と交わる二度の機会のうち，星がわれわれから遠ざかるときを$t=0$とすれば，光路の変動に伴って光の到達時刻は$c^{-1}\int_0^t v_{\rm rad}(t')\,{\rm d}t'$だけ変動する（$c$は光速度）から，脈動の振動数を$\nu_0$として星の光度が$\cos 2\pi\nu_0 t$のように時間$t$とともに変動しているとすれば，$t=0$のときの位相を$\phi$として，観測される光度変化は，

$$\Delta L \propto \cos\left\{2\pi\nu_0\left[t+c^{-1}\int_0^t v_{\rm rad}(t')\,{\rm d}t'\right]+\phi\right\}$$

となり，位相は周期的に変動する．

最も簡単な場合として，連星の軌道が円軌道の場合を考える．主星が脈動星であるとして，その軌道半径をa_1，公転周期を$2\pi/\Omega$，視線に対する軌道面傾斜角をiとすれば，視線速度は$v_{\rm rad}(t)=a_1\Omega\sin i\cos\Omega t$であるから，観測される光度変化は，$\alpha\equiv 2\pi a_1\nu_0\sin i/c$として，

$$\Delta L \propto \cos\{(2\pi\nu_0 t+\phi)+\alpha\sin\Omega t\} \qquad (1)$$

*3　データ通信のための中断などがあるが，それでも服務効率は92％に達する．

*4　12等級のG型星の場合，30分間の露光モードでの精度は約50 ppmである．

*5　観測者から遠ざかる場合に符号を正とするのが慣例である．

である[*6]．すなわち，位相が，振幅$2\pi a_1\nu_0 \sin i/c$，周期$2\pi/\Omega$（$\gg 1/\nu_0$）で正弦的に変動する．これは発信体の運動によるドップラー効果そのものであるが，ドップラー効果による瞬間瞬間の振動数や波長の変動の振幅は$a_1\Omega \sin i/c$で，これはたかだか10^{-3}程度に過ぎないのに対し，位相のずれの振幅のほうは，$2\pi a_1\nu_0 \sin i/c$であり，こちらは脈動周期と連星の軌道周期によっては，必ずしも小さいとは限らない．

さて，このように脈動の位相や振動数が変動していることが明らかになった場合，従来は，観測値Oと，変動がない場合に予測される値Cとの差，$O-C$，を取って解析することが常であった[2)]．しかしながら，ケプラー宇宙望遠鏡による中断のない長期間にわたる極めて高精度な測光観測データを扱ううえでは，フーリエ解析こそが解析の王道であろう．

(1)式のフーリエ展開は，

$$\cos\left[(2\pi\nu_0 t+\phi)+\alpha\sin\Omega t\right] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha)\cos\left[(2\pi\nu_0+n\Omega)t+\phi\right]$$

である．よって，振動スペクトルは，脈動の振動数ν_0を中心にして，そこから連星の軌道運動の振動数$\Omega/(2\pi)$ずつ離れて等間隔で並ぶものとなる．そして，これらのサイドピークの振幅は，αを引数とするベッセル関数$J_n(\alpha)$で表されるものとなる．したがって，脈動データのフーリエ解析から，脈動周期$P_{\rm osc}=1/\nu_0$はもちろんのこと，連星の軌道周期$P_{\rm orb}=2\pi/\Omega$，さらに，αの値を求めることができる[*7]．

αは，脈動星である主星の質量m_1，伴星の質量m_2を使って

$$\alpha=\frac{(2\pi G)^{1/3}}{c}\frac{P_{\rm orb}^{2/3}}{P_{\rm osc}}\frac{m_2\sin i}{(m_1+m_2)^{2/3}}$$

と書き直すことができることから（Gは万有引力定数），α，$P_{\rm osc}$および$P_{\rm orb}$から，連星の質量関数

$$\frac{m_2^3\sin^3 i}{(m_1+m_2)^2}=\alpha^3\frac{P_{\rm osc}^3}{P_{\rm orb}^2}\frac{c^3}{2\pi G}$$

軌道半径

$$a_1\sin i=\frac{P_{\rm osc}}{2\pi}\alpha c$$

さらには視線速度

$$v_{\rm rad}(t)=\frac{P_{\rm osc}}{P_{\rm orb}}\alpha c\cos\Omega t$$

を決定することができることになる．これは，分光観測を使うことなく測光観測データだけから，あたかも分光連星のように視線速度曲線や連星軌道半径を，解析的な表現の裏打ちの下に決定できるということを意味しており，画期的な結果であると言ってよい．仮に伴星も脈動星であれば，両星の質量まで決定することもできる．とは言うものの，この方法を適用するには，振動スペクトルのサイドピークを精度よく検出せねばならず，そのため，この方法はケプラー宇宙望遠鏡で得るデータにこそふさわしい．

連星の軌道が楕円軌道である場合には解析表現はもう少し複雑にはなるものの，やはり測光観測データだけから連星の軌道要素ならびに視線速度曲線を求めることができることを解析的に示すことができる[3)]．

ここで述べた方法を，KIC 4150611という系の，ケプラー宇宙望遠鏡による774日間の観測

*6 この関係式は，情報を搬送波の周波数の変化で伝達するFM放送の変調方式の基礎でもある．

*7 ことに，$\alpha\ll 1$の場合には，$J_0(\alpha)\simeq 1$，$J_1(\alpha)\simeq\alpha/2$，$n\geq 2$については$J_n(\alpha)\simeq 0$なので，脈動データのフーリエ変換スペクトルはほぼ三重項となり，中心の振幅（A_0）と両脇の振幅（A_{+1}およびA_{-1}）の比がαを与えることになる：$\alpha=(A_{+1}+A_{-1})/A_0$．

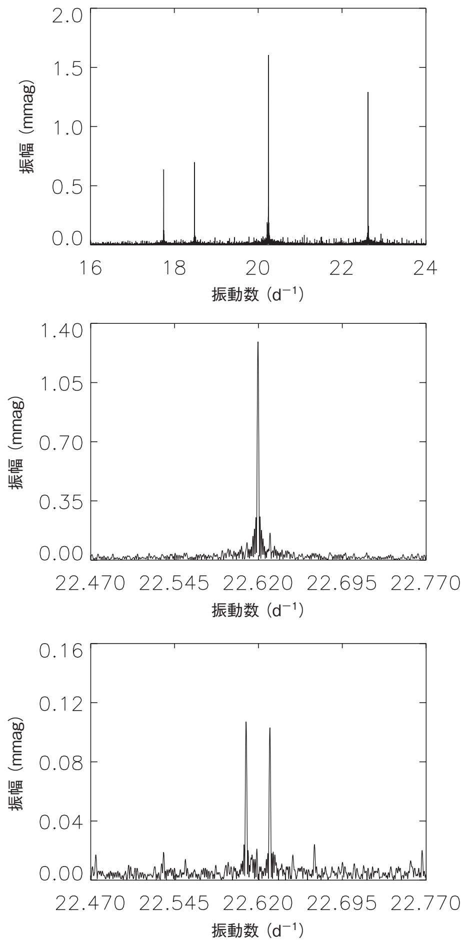

図3　KIC 4150611中の振動スペクトル．上段：四つのモードの存在を示す．中段：22.6196 d^{-1}のモードの拡大図．三重構造の微細構造が見られる．下段：22.6196 d^{-1}のモードの中央のピークをプレホワイトニングした結果．三重項の両端のピークは等振幅であることを示す．文献3から転載．

データに適用してみよう．この系にはδ Sct型脈動星が構成メンバーに含まれており，その脈動スペクトルには図3上段パネルに見るように四つのモードが見られる．そのうちの22.6196 d^{-1}のモードの拡大図を中段パネルに示す．詳しく見ると，ピークは等間隔に並ぶ微細構造をなしている

表1　KIC 4150611の四つのモードから決定された連星の軌道要素．

振動数 (d^{-1})	$a_1 \sin i$ (au)	視線速度振幅 (km s^{-1})	質量関数 ($M_\odot$)
17.7466	0.207±0.025	23.0±2.9	0.132±0.116
18.4805	0.207±0.021	23.9±2.4	0.133±0.098
20.2433	0.202±0.008	23.3±1.0	0.124±0.035
22.6196	0.197±0.010	22.8±1.1	0.116±0.034

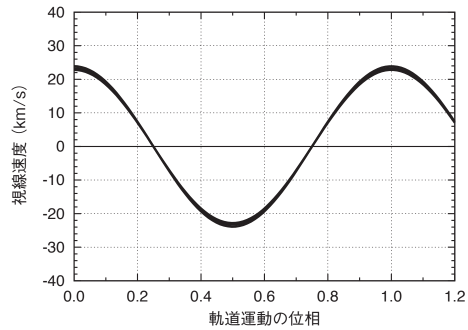

図4　KIC 4150611系中のδ Sct星のケプラー宇宙望遠鏡による測光観測から決定された視線速度曲線．文献3から転載．

ことがわかる．この微細構造はほかの三つのモードにも見られ，微細構造の間隔から，軌道周期が94.09±0.11 dと決まる．中央のピークの成分をデータから除いて再度フーリエ変換を行った*8結果を下段パネルに示す．これにより，微細構造が三重項であることが明らかであるが，この性質はほかの三つのモードにも共通している．この微細構造から，連星の軌道要素が表1のように求められ，視線速度曲線も図4のように決定される．こうして求められる視線速度曲線は，観測の容易さからも，精度の高さからも，分光観測によるものよりも優れものである．

ここで述べた方法は，δ Sct型星，sdB型星，β Cep型星など，早期型星を親星とする系外惑星の探査に有用であろう．脈動型から親星の質量がある程度推定できるので，この方法から惑星の質

*8　このプロセスは，プレホワイトニングと呼ばれる．

量も推定できることになる．また，もしトランジットも同じ測光観測から観測されたならば，惑星の大きさも決まるから，測光観測だけから惑星の密度までも決めることができることになる．早期型星では，スペクトル線のドップラー効果から惑星を検出するには適切なスペクトル線がなく，従来のドップラー法は不向きである．ここで述べた方法が有用であるゆえんである．

3.　ナイキスト周波数より高い脈動を正しく求める

前章では連星の公転のために太陽系重心までの光路長が周期的に変動する効果について述べたが，ケプラー衛星は太陽系重心の周りを公転しているので，いかなる星からの光路長も公転とともに周期的に変動する．受信側の運動に伴うドップラー効果である．今度はその影響を考察しよう．その前にナイキスト周波数とは何かを解説しておこう．

観測データは，離散的なデータである．そのため，脈動星を一定時間間隔で取得したデータをフーリエ変換すると，サンプリング周波数ν_Sのくし状関数と，脈動星の本来の振動数のデルタ関数とを合成したものとなる．この「折返し偽信号*[9]」のために，真の振動数を唯一的に同定することはできない．例えば，図5最上段パネルの離散データがあれば，同図2段目パネルのような周期関数と解釈するのが妥当なように思うかもしれない．しかし，同図3段目パネルや最下段パネルのような周期関数にも矛盾なくフィットするので，周期を唯一的には決められない．唯一的に決めるには，何らかのバイアスが必要である．実際，図5最上段パネルの離散データのフーリエ・スペクトルは，図6のようになり，対等なピークが無数に存在する．しかし，例えば，脈動の振動数がサンプリング周波数の1/2以下という仮定を課せば，

*[9]　エイリアシングと称されることも多い．

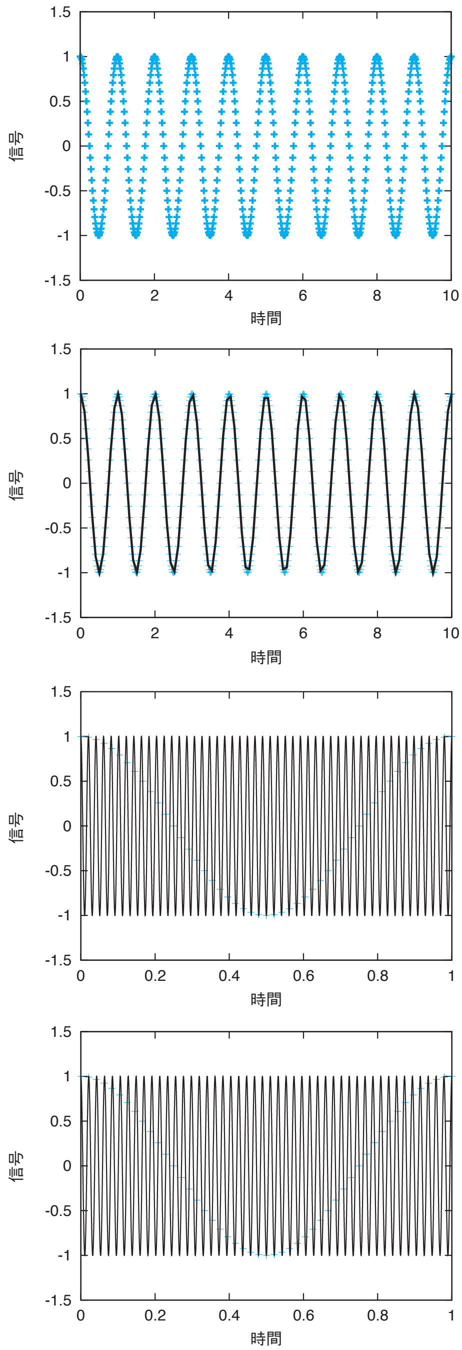

図5　最上段の図のような離散的な観測データがあれば，2段目の図のような周期関数と思うかもしれないが，3段目の図や最下段の図の周期関数にも矛盾なくフィットするので唯一的には決められない．実際，フーリエ・スペクトルは図6に示すように，周波数以外は同等なピークが無数個ある．

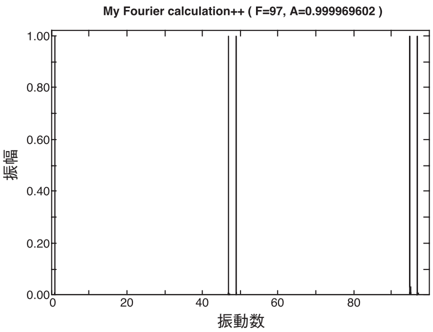

図6　図5最上段パネルに示した離散データのフーリエ・スペクトルは図に示すように，周波数以外は同等なピークが無数個ある．

信号は唯一的に忠実に同定される．あるいは脈動の振動数があらかじめ想定されるのであれば，そのようにサンプリングする．この，サンプリング周波数の1/2の周波数を「ナイキスト周波数」と称する．図6の例で言えば，ナイキスト周波数は24である．

ナイキスト周波数については，誤って認識されていることも多いように思う．曰く，ナイキスト周波数より高い周波数は解析できないとか，ナイキスト周波数より高い周波数は意味のある解ではないとか，求めたい周波数より2倍高い周波数でサンプリングせねばならないとか．これらはすべて誤りである．図6のフーリエ・スペクトルのピークはすべて対等であり，どれかを唯一的に真のピークとして取り上げることはできない．

ケプラー宇宙望遠鏡での測光は，衛星に搭載されている時計で管理されており，30分という長い時間間隔でデータを取得するモードと，1分という短い間隔で取得するモードの二通りがある[*10]．しかしながら，上記の誤謬もあるなどのため，30分間隔のモードによって取得されたデータは，15分より短い周期の脈動の解析には向かないと思われていた節がある．

ところで，星からケプラー衛星までの光路長が衛星の公転によって周期的に変化することを打ち消すために，ケプラー宇宙望遠鏡による取得データの時刻は，太陽系重心での時刻に変換して記録される[*11]．そのため，実はケプラー宇宙望遠鏡で取得されたデータは，時間等間隔ではないのだが，このことの影響がきちんと考慮されていなかった．

時間について連続的に変化する関数$x(t)$を，t_0, …, t_Nという時刻に観測して離散的データ$x_N(t)$を得たとしよう．$x_N(t)$は，デルタ関数を使って，

$$x_N(t)=\sum_{n=0}^{N} x(t)\delta(t-t_n)$$

と表されよう．星の脈動による光度変化が$x(t)$であり，その観測データが$x_N(t)$である．この離散データ$x_N(t)$のフーリエ変換

$$F_N(\nu)\equiv\int_{t_0}^{t_N} x_N(t)\exp(2\pi i\nu t)\,\mathrm{d}t$$

は，対応する連続関数$x(t)$のフーリエ変換

$$F(\nu)\equiv\int_{t_0}^{t_N} x(t)\exp(2\pi i\nu t)\,\mathrm{d}t$$

と，観測時刻の分布で決まる窓関数

$$W_N(\nu)\equiv(N+1)^{-1}\sum_{n=0}^{N}\exp(2\pi i\nu t_n)$$

との畳み込み積分で表される．すなわち，

$$(N+1)^{-1}F_N(\nu)=(F*W_N)(\nu)$$

である．もし，観測時刻が等間隔で$t_n=t_0+n\Delta t$であったならば，

$$|W_N(\nu)|=\frac{1}{N+1}\left|\frac{\sin\{(N+1)\pi\nu\Delta t\}}{\sin(\pi\nu\Delta t)}\right|.$$

[*10] それぞれ，ロング・ケーデンス（LC），ショート・ケーデンス（SC）と呼ばれている．

[*11] 衛星からの観測に限らず，地上からの観測でも，地球中心の時刻系から太陽系重心の時刻系に変換しておかねばならない．さもないと，地球の公転運動を天体からの情報の周期変化と誤って認識してしまうことになる．

であり，窓関数 $W_N(\nu)$ は，サンプリング周波数 $\nu_S \equiv 1/\Delta t$ の整数倍の周波数 $\nu = n\nu_S$（$n=0, \pm 1, \pm 2, \cdots$）すべてにおいて，鋭さの同じピークをもつ．その結果，観測データのフーリエ変換 $F_N(\nu)$ は，図6のように，星の真の振動数 ν_0 を含む，$\nu = n\nu_S \pm \nu_0$ において同等のピークをもつわけである．

ケプラー宇宙望遠鏡により取得されたデータの観測時刻の刻印は，太陽系重心系に変換されているのだが，ここでは簡単化のために太陽中心系に変換されているとして考えることにする*[12]．さらに，衛星の公転軌道は，黄道面にある半径 $a=1$ au の円軌道であるとして扱おう．その場合には，衛星系の時刻 $t_n = t_0 + n\Delta t$ から太陽系重心系の時刻 $t_{\odot,n}$ への換算は，天体の黄緯 β と観測時における太陽の地心黄経 Ωt_n と天体の黄経 λ との差によって，

$$t_{\odot,n} = t_0 + n\Delta t + (a/c)\cos\beta\cos(\Omega t_n - \lambda)$$

でよい．ケプラー宇宙望遠鏡の観測方向は白鳥座の方向なので，天体から衛星までの光路長と，天体から太陽までの光路長の差は最大でおよそ200 sである．

問題は，この時刻系での窓関数

$$W_N(\nu) = (N+1)^{-1}\sum_{n=0}^{N}\exp(2\pi i\nu t_{\odot,n})$$

が，どのような表記になるかである．これは，前章の応用のようなもので，結果は，$\tau \equiv (a/c)\cos\beta$ として，

$$|W_N(\nu)| \simeq \frac{1}{N+1}\sum_{k=-\infty}^{\infty}\left|J_k(2\pi\nu\tau)\frac{\sin\{(N+1)(2\pi\nu+k\Omega)\Delta t/2\}}{\sin\{(2\pi\nu+k\Omega)\Delta t/2\}}\right|$$

となる．これは，窓関数が，$\nu=0$ において鋭い単独のピークをもち，衛星系でのサンプリング周波数（$\nu_S \equiv 1/\Delta t$）の整数倍の振動数 $\nu = n\nu_S$ においては，$\nu = n\nu_S + k\Omega/(2\pi)$（ただし $k=0, \pm 1, \pm 2, \cdots$）に，振幅 $|J_k(2n\pi\nu_S\tau)|$ をもつ微細構造をもつことを意味している．微細構造は等間隔に並ぶピークからなり，その間隔の幅は，衛星の公転周期で決まる，$\Omega/(2\pi)$ である．微細構造の多重度は，次数 n によって異なるから，これは等時間間隔でデータを取得する場合とは異なり，周期的に変化する間隔でデータを取得する場合には，窓関数のピークが，互いに区別がつくことを意味している．

表2　周期的に変調する時間間隔で取得された脈動データの振動スペクトル．

n	振動数	相対振幅
−1	$-\nu_S+\nu_0$	$J_0(2\pi\nu_S\tau)$
	$-\nu_S+\nu_0\pm\Omega/(2\pi)$	$J_1(2\pi\nu_S\tau)$
	$-\nu_S+\nu_0\pm 2\Omega/(2\pi)$	$J_2(2\pi\nu_S\tau)$
	…	…
0	ν_0	1
1	$\nu_S-\nu_0$	$J_0(2\pi\nu_S\tau)$
	$\nu_S-\nu_0\pm\Omega/(2\pi)$	$J_1(2\pi\nu_S\tau)$
	$\nu_S-\nu_0\pm 2\Omega/(2\pi)$	$J_2(2\pi\nu_S\tau)$
	…	…
1	$\nu_S+\nu_0$	$J_0(2\pi\nu_S\tau)$
	$\nu_S+\nu_0\pm\Omega/(2\pi)$	$J_1(2\pi\nu_S\tau)$
	$\nu_S+\nu_0\pm 2\Omega/(2\pi)$	$J_2(2\pi\nu_S\tau)$
	…	…
2	$2\nu_S-\nu_0$	$J_0(4\pi\nu_S\tau)$
	$2\nu_S-\nu_0\pm\Omega/(2\pi)$	$J_1(4\pi\nu_S\tau)$
	$2\nu_S-\nu_0\pm 2\Omega/(2\pi)$	$J_2(4\pi\nu_S\tau)$
	$2\nu_S-\nu_0\pm 3\Omega/(2\pi)$	$J_3(4\pi\nu_S\tau)$
	…	…
2	$2\nu_S+\nu_0$	$J_0(4\pi\nu_S\tau)$
	$2\nu_S+\nu_0\pm\Omega/(2\pi)$	$J_1(4\pi\nu_S\tau)$
	$2\nu_S+\nu_0\pm 2\Omega/(2\pi)$	$J_2(4\pi\nu_S\tau)$
	$2\nu_S+\nu_0\pm 3\Omega/(2\pi)$	$J_3(4\pi\omega_S\tau)$
	…	…
…	…	…

*[12] 太陽系重心の時刻系と太陽中心の時刻系との差は，主として木星と土星による摂動に起因する．その差は数年間で±4 sほどなので，衛星系から太陽中心系との差に比べれば十分に小さい．

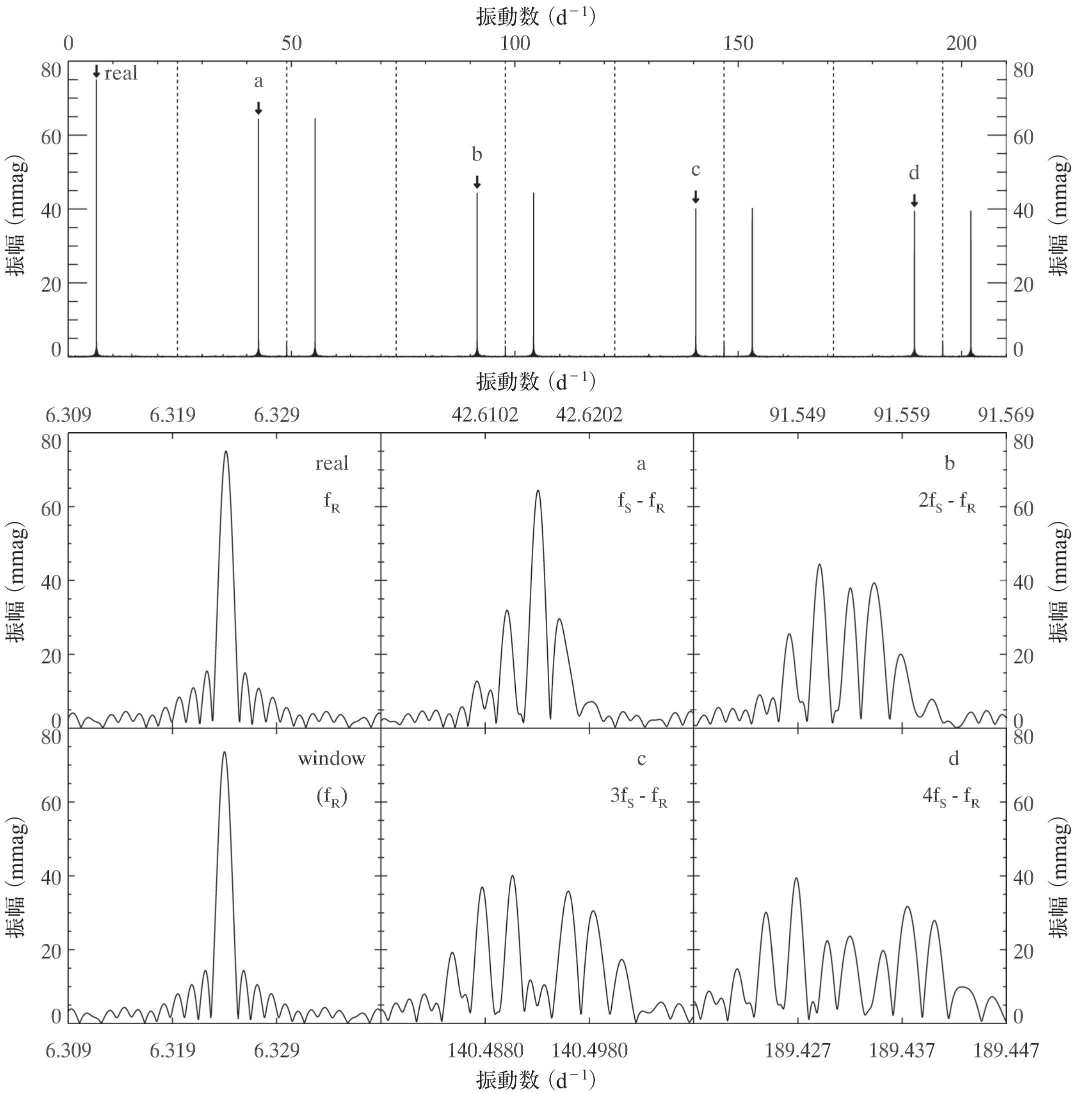

図7　上段：KIC 6861400のフーリエ・スペクトル．縦の破線がナイキスト周波数ν_{Ny}=24 d^{-1}とその整数倍の周波数．下段：‘real’と‘a’–‘d’のピークの拡大図．‘real’の振動数はナイキスト周波数より低い．‘real’は単独ピークの真の振動数．‘a’は三重項，‘b’は五重項，‘c’は七重項，‘d’は九重項の微細構造で，データ取得が離散的であるがゆえに生じる折返し偽信号である．文献4から転載．

この結果，観測データの振動スペクトルは，星の真の脈動振動数ν_0は単独のピークではあるものの，ほかの「折返し偽信号」は，多重度は次数nによって異なるものの，幅$\Omega/(2\pi)$で等間隔に並ぶピークからなる微細構造を示すことになる（表2参照）．したがって，真の振動数ν_0を同定するには，フーリエ変換して得られる振動スペクトルから，単独ピークを探し出せばよい．このことは，ν_0とサンプリング周波数ν_Sの大小関係にはよらない．ナイキスト周波数を$\nu_{Ny}\equiv\nu_S/2$であると定義すれば，すなわちナイキスト周波数より高い信号からも真の振動数を唯一的に同定できるの

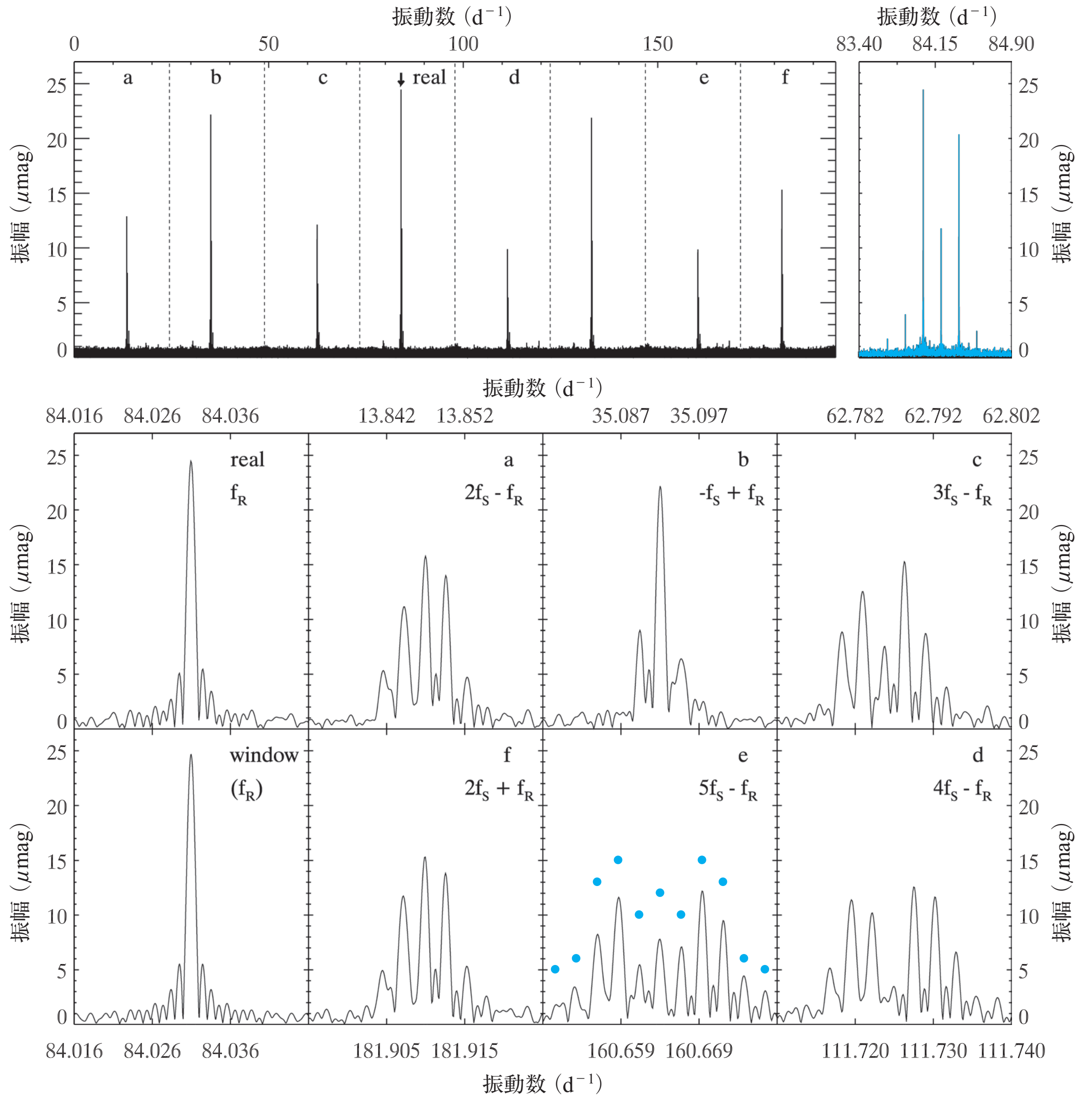

図8　上段：KIC 10195926のLCデータ（左）とSCデータ（右）のフーリエ・スペクトル．下段：‘real’と‘a’−‘f’の拡大図．‘real’はナイキスト周波数よりはるかに高いが，単独ピークであるので真の振動数．‘a’は$2\nu_S-\nu_0$の折返し偽信号の五重項，‘b’は$-\nu_S+\nu_0$の三重項，‘c’は$3\nu_S-\nu_0$の七重項，‘d’は九重項，‘e’は十一重項，‘f’は$2\nu_S+\nu_0$の折返し偽信号の五重項の微細構造で，いずれもデータが離散的であるがゆえに生じる折返し偽信号である．文献4から転載．

である[4)]．

図7に具体例を示す．上段は，ケプラー宇宙望遠鏡の30分ごとの観測モード（LC）で得られたδ Sct型星KIC 6861400のフーリエ・スペクトルである．縦破線がナイキスト周波数$\nu_{Ny}=24$ d^{-1}とその整数倍の周波数である．ピークが何本も見えるが，一番低い振動数のピークだけが単独のピークで，これが真の星の脈動振動数である．これはナイキスト周波数より低いので，これまでの常識範囲である．一方，ほかのピークにはすべて

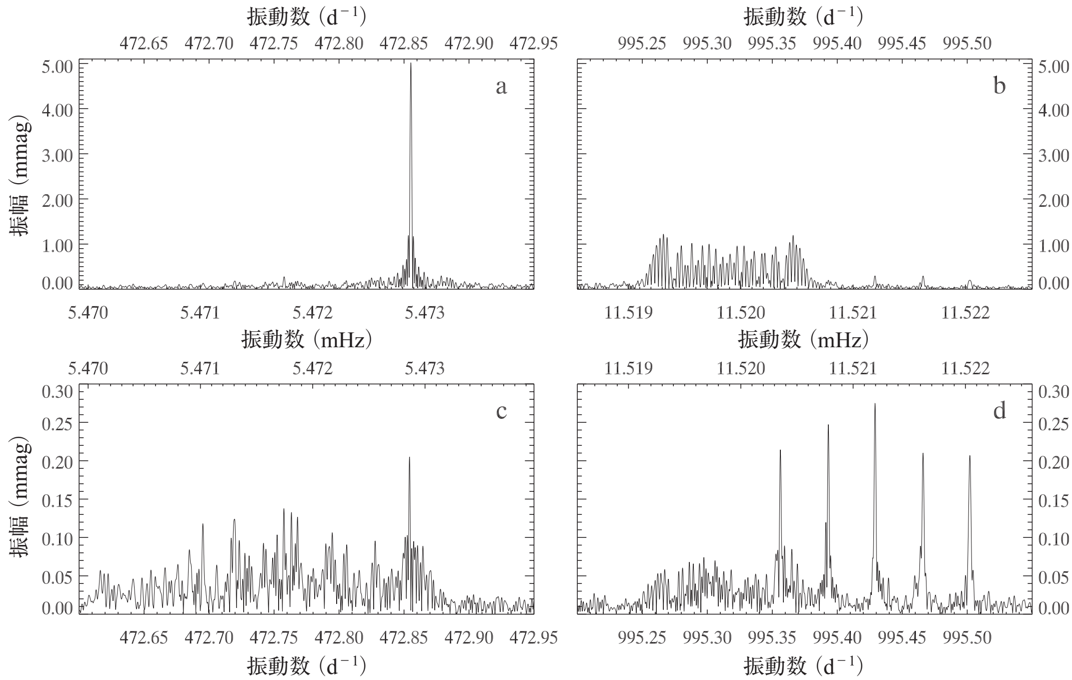

図9　KIC 10139564のフーリエ・スペクトル．左の上下パネルはナイキスト周波数以下．右の上下パネルはナイキスト周波数以上．上段のパネルと下段のパネルは縦軸のスケールが異なっている．文献4から転載．

等間隔で並ぶ多重の微細構造が見られる．その幅は理論予測と合致する．ケプラー宇宙望遠鏡の30分ごとの観測モード（LC）では，$2\pi\nu_S\tau\simeq0.663$ radであり，その結果たまたま$k>n$なるkに対して$|J_k(2\pi n\nu_S\tau)|\ll1$であるために，$n$次のエイリアシングの微細構造の多重度は実質的には$2n+1$である．実際，下段パネルに見るように，‘a’は$\nu_S-\nu_0$なので三重項，‘b’は$2\nu_S-\nu_0$なので五重項といった具合に，これもまた，理論予測と合致する．

図8は，同じくLCモードで得られたroAp星KIC 10195926のフーリエ・スペクトルである．この例では，真の星の脈動振動数はナイキスト周波数より高いが，真の振動数であることは単独のピークであることから証明される．この例では，振動数が一番低い‘a’は，$2\nu_S-\nu_0$の折返し偽信号の五重項である．同様に，‘b’は$-\nu_S+\nu_0$の三重項，‘c’は$3\nu_S-\nu_0$の七重項，‘d’は九重項，‘e’は十一重項，‘f’は$2\nu_S+\nu_0$の折返し偽信号の五重項の微細構造である．

このように，サンプリング間隔を周期的に変調してやれば，ナイキスト周波数よりも高い脈動であっても正しく解析できる．30分間隔でしかデータを取得しないケプラー宇宙望遠鏡のLCモードであっても，10分の周期のroAp星や，sdB星や白色矮星のコンパクト星の脈動が解析できるのである．これまでは手がつけられていなかった宝の山があるわけである．

図9に，462日間に及ぶケプラー宇宙望遠鏡による1分ごとの観測モード（SC）で得られたsdB星KIC 10139564のフーリエ・スペクトルを示す．左上のパネルはナイキスト周波数より低い5.471 mHz付近の拡大図で，5.47286 mHzにシャープな単独ピークが見られる．単独ピークであるゆえ，星の真の脈動振動数である．このモードの一次の折返し偽信号（$\nu_S-\nu_0$）を右上のパネルに示す．1分ごとの観測であるため，LCの場

合とは異なって偽信号は多重度がとても高く，11.52 mHz付近に林立して広がった構造が折返し偽信号である．当然ながら，ナイキスト周波数より高い．よく見ると，11.521から11.522 mHzにかけて，小さな振幅ながら鋭いピークが等間隔で並んでいる．そこで，5.47286 mHzの成分を取り除いたうえで再度フーリエ変換を施すと，右下のパネルに示したスペクトルとなり（上のパネルとは縦軸のスケールが異なっていることに注意），一連のピークが等間隔に並ぶ五重項であることが明確になった．そのそれぞれのピークは単独なので，これらはいずれもナイキスト周波数よりも高い，星の真の脈動振動数である．これらの折返し偽信号のうち，5.472 mHz付近（$-\nu_S+\nu_0$）のものは，左下パネルに見られる．

この節で示したように，サンプリング間隔を周期的に変調してやれば，ナイキスト周波数よりも高い脈動であっても正しく解析できる．これは，時間的なフーリエ解析にとどまらず，空間的なフーリエ解析にも適用することができることを最後に注記しておこう．

謝　辞

本稿で述べた研究の遂行にあたっては，日本学術振興会の日英共同研究（代表：柴橋）および英国王立協会の英日国際共同研究（代表：D. W. Kurtz）の支援を受けた．両会の支援に感謝する．

参考文献

1) Koch D. G., et al., 2010, ApJ 713, L79
2) Sterken C., 2005, ASPC 335, 215
3) Shibahashi H., Kurtz D. W., 2012, MNRAS 422, 738
4) Murphy S. J., Shibahashi H., Kurtz D. W., 2013, MNRAS 430, 2986.

校正時における追記

ケプラー衛星の運用は，当初の予定の3年間が過ぎた時点で，引き続きさらに3年間延長されることになったのだが，本稿が受理された矢先，衛星のリアクションホイールに不調を引き起こし，観測の運用を中断せざるをえない事態に陥った．楽観するのは困難な状況であるが，復旧できることを願うばかりである．

New Data Analysis Techniques Inspired by *Kepler* Space Telescope

Hiromoto Shibahashi
Department of Astronomy, The University of Tokyo, Tokyo 113–0033, Japan

Abstract: *Kepler* Space Telescope is providing tremendously massive photometric data sets spanning more than 3 years so far, at the time of writing, with revolutionarily high quality. I describe in this artcle newly developed techniques for data analysis, which are suitable for exploiting the *Kepler* data. They are powerful tools as following: (a) For binary stars with pulsating components, we can derive, from the light curve alone, all the parameters of a binary system traditionally extracted from spectroscopic radial velocities. (b) Since the time stamps are periodically modulated by variations in light arrival time at the satellite, real pulsation frequencies are distinguishable from their aliases, and their frequencies are completely recoverable, even in the super-Nyquist regime.