

# A型特異星とその振動

高田 将郎

〈東京大学大学院理学系研究科天文学専攻 〒113 東京都文京区弥生 2-11-16〉

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

A型特異星の振動は1978年に初めて発見され、以来約30例が報告されている。これまでこの振動は傾斜振動体モデルと呼ばれるモデルで理解されてきた。しかしながら、最近の観測でHR 3831という星の光度変化のパワー・スペクトルに予想されなかった周波数成分が発見された。我々は、傾斜振動体モデルの理論解析をおしすすめて磁場と自転によって振動のパターンがどのように歪められるかを調べた。その結果、上記の新事実がうまく説明できることがわかった。

## 1. 特異スペクトルを持つ星

A型特異星というのはスペクトルがA型の主系列星もしくはそれより少し進化した段階の星でありながら、通常のA型主系列星と比べるとSi, Srや多くの希土類元素の吸収線が強いという特徴を持った星である。こうした特異なスペクトルは星表面でこれらの元素の組成が異常に大きいために起こると考えられている。定量的な解析によれば最大で太陽組成の数千倍も多く存在するという結果が得られている。これが特異星と呼ばれる理由である。

この他にA型特異星には以下のような特徴がある。まず上記の異常を示す吸収線の強さは十日前後の周期で周期的に変動する。また星の光度を測ってみるとこれも吸収線強度と同様の周期変動を示す。さらにA型特異星では強い磁場が観測されている。その強度は数百から数万ガウスに渡り、形状は第一近似で双極子型と言われている。実はこれらの磁場の強さも上に述べた吸収線の強さと同期して変化するということがわかっている。

## 2. 傾斜回転体モデル

以上のような三つの時間変動を统一的に説明するものとして傾斜回転体 (oblique rotator) モデ

ルというのが広く受け入れられている。このモデルでは、上記の時間変動は星の自転による効果であるとみなす。まず磁場の変動は、双極子的な磁場の対称軸が自転軸とは一致せずに一定角度だけ傾いているとすることで説明できる。星の自転に伴って磁場強度の大きい部分(極に相当する部分)が観測者から見て手前に来ると観測される磁場は強くなり、遠ざかると観測される磁場は弱くなるというわけである。一方、吸収線強度の変動は、星表面にこれらの元素が非一様に分布していると考えられることで説明できる。特に吸収線が強い時に磁場も強くなるので、磁場の片方もしくは両方の極に集中した分布を考えると都合がよい。このように元素が特定の部分に集中すると、その部分の輻射に対する応答は他の部分と異なるようになる。その結果特定の波長域での光度も他の部分とは異なってくる。このようにして表面の明るさ分布にむらが生じるために、自転に伴って星全体の明るさが変化するように観測されるというわけだ。

以上のように傾斜回転体モデルはうまく現象を説明できるが、何故元素が磁場の極に集中して分布するのかということについてはまた別の説明が必要である。詳しくは述べないが拡散仮説と言って輻射圧によって元素が星の表面に浮き上がって

くるとする考え方が有名である。

### 3. 振動の発見

HR 図上の中央上から左斜め下の帯状の領域にセファイドやこと座 RR 星型変光星といった多くの脈動変光星が分布していることが知られている。これをセファイド不安定帯と呼ぶ。A 型特異星の HR 図上の分布の位置をみるとこのセファイド不安定帯と共通部分を持つことがわかる。実際この共通部分にはたて座  $\delta$  星型変光星という脈動変光星がある。従って、A 型特異星のうちセファイド不安定帯に含まれるものは脈動変光を示しても不思議ではない。そしてその周期はたて座  $\delta$  星型変光星に典型的な 2 時間程度と考えるのが自然である。これは星の力学的時間スケールに相当し、セファイド不安定帯に分布する脈動変光星は基本的にこの時間スケールの周期を持っているからである。しかしながら実際のところこのような周期の変光は観測されず、その結果 1978 年以前は A 型特異星は振動しない星と見なされていたのである。

ところが 1978 年になって話は一転する。A 型特異星で脈動変光を示すものが発見されたのである<sup>1)</sup>。しかも変光周期は 12 分と予想よりはるかに短いものであった。その上この新たに見つかった振動には以下のような注目すべき特徴がある。図 1 に光度曲線の一部を示すが、変光の振幅はミリ (1000 分の 1) 等級程度とたて座  $\delta$  星型変光星の典型的な変光振幅 10 分の数等級と比べればはるかに小さな値を持っていることがわかる。さらに変光振幅は各周期毎に少しずつ変化しており、ある周期ではほとんど振幅が 0 になる、つまり変光が消えてしまうというようなことが起こっている。この様子をもう詳しく見るために図 2 に同じ星の光度曲線のパワー・スペクトルを示す。振動が純粹に一つの正弦波で表される場合はパワー・スペクトルには単一のピークが現れるが、今の場合はそうっていない。大局的には大きな一つの

ピークに見えるものが拡大すると実際は数個のピークであることが知られている。これをパワー・スペクトルの微細構造と呼ぶ。これらのピークは等間隔に並んでおり、その間隔は磁場の変動周期すなわち星の自転周期に等しいということもわかっている。一方で変光振幅の変動と磁場の強度との関係を調べて見ると両者が完全に同期していることがわかっている。すなわち、磁場強度の最大最小と変光振幅の最大最小の時刻が一致するのである。

以上のような観測の結果を解釈するために Kurtz は傾斜振動体 (oblique pulsator) モデルを提唱した<sup>1)</sup>。これは先に述べた傾斜回転体モデルに振動を組み合わせたものである。その振動は球対称ではなく磁場の軸に関して対称なパターンを持つとみなされる (図 3 参照)。図 1 の星を例にと

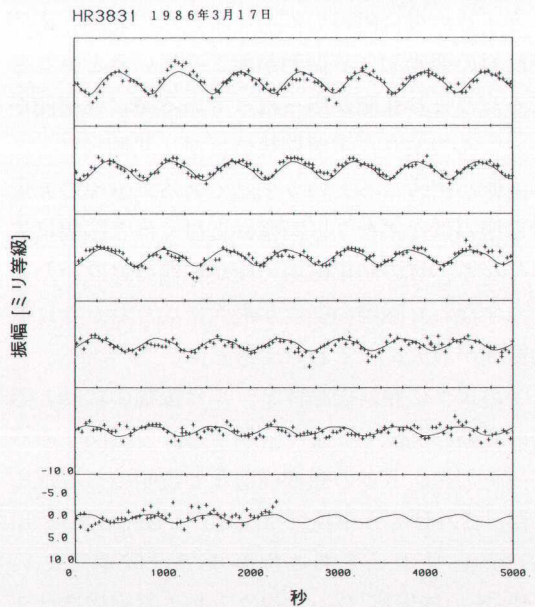


図 1 A 型特異星 HR 3831 の光度曲線。長時間の観測結果のため時系列を 5 つに折り畳んで表示してある。時間の経過とともに上から下の順に並べてある。

Shibahashi, H. 1991, in Challenges to Theories of the Structure of Moderate-Mass Stars, ed. D. O. Gough and J. Toomre (Springer-Verlag, Berlin), p. 393 による。

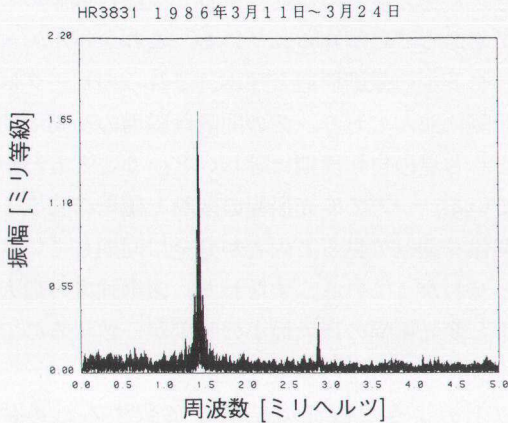


図2 A型特異星 HR 3831 の光度曲線のパワー・スペクトル。  
Kurtz, D. W., Shibahashi, H., Goode, P. R., 1990, MNRAS 247, 558 による。

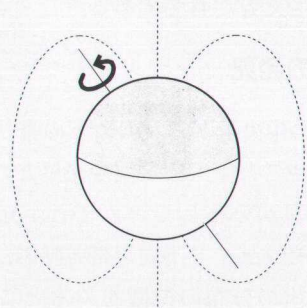


図3 傾斜振動体 (oblique pulsator) モデル。自転軸と一致しない磁場の軸に関して対称なパターンの振動が起こっている。

ると、この場合磁場の赤道を堺として北側と南側が反対の運動をする振動が起こっているとみなされる。つまり北側が出っぱっている時には南側がひっこんでおり、半周期後には逆に北側がひっこみ南側が出っぱるといふ振動である。磁場の赤道では振幅は0になり、両極に近づくほど振幅は大きくなる。この結果磁場の極が観測者に向いたとき、すなわち磁場の強度が最大になったときに振動振幅が最大になるわけである。

このように傾斜振動体モデルは振幅の変動と磁場の変動の関係をうまく説明する。では図2のパワー・スペクトルの微細構造まで説明できるだろうか。これはそう単純ではないが、Dziembowski と Goode によってある程度までは成功している<sup>2)</sup>。その結果パワー・スペクトルの微細構造は3つの成分から成るといふこと、そしてその両端の成分の高さの比は一般に等しくないということがわかった。ところが1993年になって新たな観測が出てきた。HR 3831 というA型特異星のパワー・スペクトルの微細構造に新たな成分が発見されたのだ<sup>3)</sup>。これまで3成分と思われていたものは実

は7つの成分の一部であるといふのである(図4参照)。この新たに見つかった4つの成分は一体どういふ起源のものであろうか。ここに至って傾斜振動体モデルを再検討する必要が生じたのである。

#### 4. 強い磁場と振動パターン

傾斜振動体モデルの理論解析では自転及び大局的な磁場のもとで振動がどのように歪められるかを調べるのが課題となる。そこでまず、磁場や自転のない場合に恒星の振動がどのように理解されるかについて触れておく。恒星振動の理論では星の固有モードの性質を調べるが、非動径振動の場合固有関数の角度部分は球面調和関数で表される。これは振動の角度方向のパターン、例えば星の表面がどのように変形するかを指定するもので

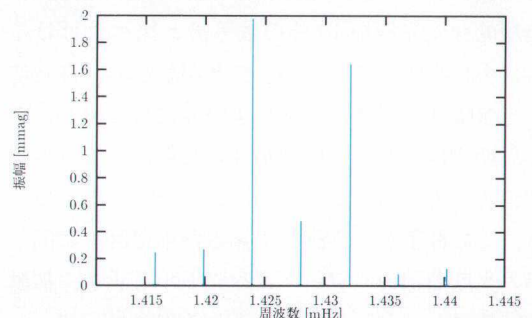


図4 A型特異星 HR 3831 のパワー・スペクトルの微細構造(模式図)。7つのピークのうち両端の4つが新たに見つかったものである。

ある。球面調和関数には二つの量子数  $l$  と  $m$  があって、前者は表面での節の総数を、後者は経度方向の節の数を表している。重要な点の一つの固有モードの固有関数は唯一つの球面調和関数を含むということである。すなわち固有モードを特定するとその表面での振動パターンは一組の  $(l, m)$  で表されるのだ。

ところが磁場がある場合、一つの固有モードの振動パターンが一組の  $(l, m)$  だけで表現されるという保証はない。磁場がない時には単一のパターン  $(l, m)$  で振動するモードは磁場によってパターンを歪められる、言い換えると振動パターンが幾つかの球面調和関数の重ね合わせで表現されるようになることが予想される。詳しく解析してみると磁場がないときには  $(l, m)$  のパターンを持つモードは双極子的な磁場によって  $(l, m)$  及び  $(l \pm 2, m)$  の重ね合わせで表されるようなパターンを持つようになることがわかった。  $l \pm 1$  のパターンが混じらないことは、以下のような偶奇性(パリティ)の議論によって理解できる。

$l$  が偶数のパターンというのは赤道に関して対称(偶パリティ)であり、 $l$  が奇数のパターンは赤道に関して反対称(奇パリティ)である。双極子的な磁場はもとのパターンの偶奇性を保存する。つまり赤道に関して対称(または反対称)の振動パターンが双極子磁場によって変形を受けたとしても、その対称性(または反対称性)は変わらないのである。これは磁場の力(ローレンツ力)の作用が磁場の向きとは無関係に赤道面に関して対称に働くということに由来する。

上記の選択則の具体的なイメージをつかむために例を挙げよう。簡単のために磁場のないときには球対称なモードを考える。星の様な物理状態では磁気流体力学近似がよく成立ち、磁力線は物質に凍結される。また星の大気のように磁気圧が支配的な状態では磁力線に沿った方向の運動は容易だが、垂直な方向の運動は強く押えられる。双極子的な磁場の場合、磁場の極では磁力線は星の表

面に垂直、赤道では平行になる。その結果球対称に膨張あるいは収縮しようとする運動は、磁場の両極ではあまり抵抗を受けないが赤道では強く抵抗を受ける。従って、球対称の運動は極で大きな振幅を持ち赤道で小さな振幅を持つように歪められるのである。これを球面調和関数のパターンの重ね合わせで解釈すれば球対称なパターン  $(l=0, m=0)$  に瓢箪型のパターン  $(l=2, m=0)$  が重ね合わされたということになる。同様に図3に示される  $(l=1, m=0)$  のパターンの振動は双極子磁場を考慮すると  $(l=3, m=0)$  のパターンを合わせ持つようになることが結論される。

一方、自転の効果を考慮すると話はもっと複雑になる。磁場の軸に関して対称なパターン  $(l=1, m=0)$  は自転によって生じるコリオリ力の影響で非軸対称なパターン  $(l=1, m=0)$  及び  $(l=1, m=\pm 1)$  を持つようになる。そしてそれらの非軸対称なパターンが磁場と自転によって歪められた結果、新たな非軸対称のパターン  $(l=3, m=\pm 1)$  とトロイダル成分というねじれ運動の成分が加わることになる。

さらに、これまで磁場を双極子と仮定してきたが、A型特異星の磁場はわずかに四重極子の成分も含むと言われている。そこで磁場の四重極子成分までも考慮すると、さらに加わるパターンの数は増える。こうして自転と磁場の双極子及び四重極子成分を考慮すると  $(l=1, m=0)$  のパターンは図5のように非常に多くのパターンを合わせ持つようになる<sup>4)</sup>。

## 5. 予想される光度変化

次にこのように変形されたパターンからはどのような光度変化が生じ、それがどうパワー・スペクトルに反映されるかを調べなければならない。一般に球対称でない振動パターンが自転軸に対して傾いている場合自転に伴って複雑な変光を示す。すなわち星に乗った系で見ると単一の周波数  $\nu$  で振動している  $(l, m)$  のパターンを持つモー

ドは周期  $T$  の自転の効果で観測者から見ると  $\nu - 1/T, \dots, \nu + 1/T$  の  $2l+1$  個の周波数成分の重ね合わさった変光を生じることがわかる。これらの自転の結果として生じる多数の周波数成分が観測されているパワー・スペクトルの微細構造に対応しそうである。実際、磁場の双極子成分のみを考慮した場合  $l=1$  から 3 個、 $l=3$  から 7 個の周波数成分が現れる。実はこれらは重なっているため、全部で 7 個の成分が観測されることになる。さらに磁場の四重極子成分まで考慮すると  $l=0, 1, 2, 3, 4, 5$  の 6 つのパターンから 11 個の周波数成分が生じることがわかる。観測されているパワー・スペクトルの微細構造は 7 成分であるから、磁場の四重極子成分まで考慮するとかえって観測と一致しなくなるように見える。しかしながら、11 個の成分のうち両端の 4 つは非常に小さく観測で検出されない可能性があるため観測と矛盾するとは速断できない。

以上のようにして理論的にパワー・スペクトルの微細構造を解釈できた。実際に適当な星のモデルを作って、磁場の軸が自転軸に対してなす角度  $\beta$  や自転軸が観測者の視線方向となす角度  $i$  など

のパラメータを指定してやると予期されるパワー・スペクトルが計算できる。図 6 にこのようにして計算したパワー・スペクトルの一例を示す<sup>5)</sup>。図 4 と比較すると、完全ではないにしても少なくとも定性的には観測を説明できているといえよう。このように観測と合わせることによっていくつかの不定パラメータ ( $\beta$  や  $i$ ) の値を決められるということは重要である。振動から何らかの情報をひきだすという姿勢は地震学 (seismology) や日震学 (helioseismology) に通じるもので、恒星の場合には星震学 (asteroseismology) と呼ばれる。

### 6. 未解決の問題

これまで見てきたことから傾斜振動体モデルは観測されている A 型特異星の光度変化をよく説明することがわかった。このことはこのモデルの基本的な正しさを意味するのであろう。しかしながら、A 型特異星及びその振動の研究には以下に挙げるような課題が残されている。

第一は、理論解析の手法に関するものである。前節の結果は磁場を振動の方程式に加わる摂動項として取り扱った。しかしながらこれは磁場の強

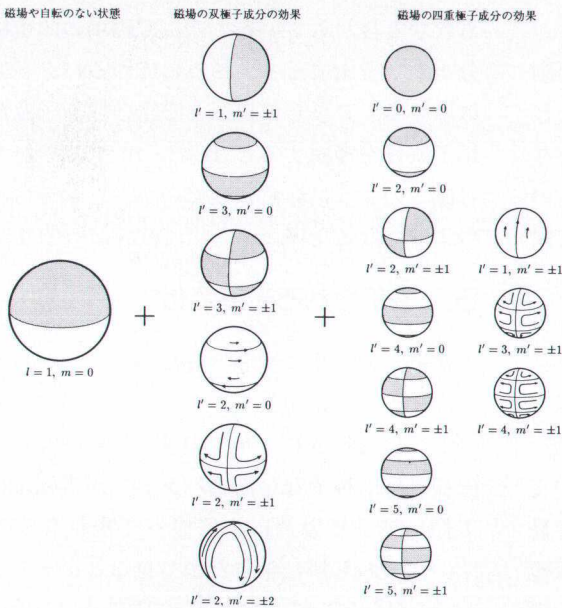


図5  $(l=1, m=0)$  の振動パターンに磁場と自転による変形。影つきパターンは通常の伸び縮み運動の成分 (スフェロイダル成分) を表し、流線つきパターンはねじれ運動の成分 (トロイダル成分) を表す。Takata, M., Shibahashi, H., 1995, PASJ 47, 219 による。

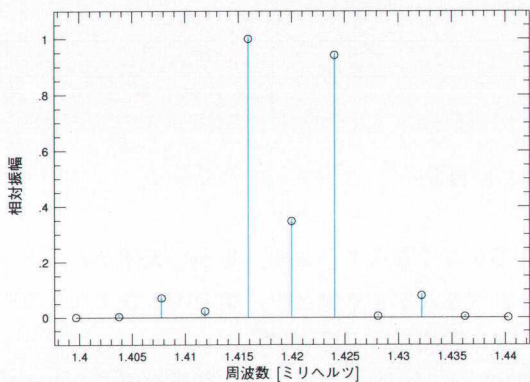


図6 理論的に予想されるパワー・スペクトルの一例。  
Takata, M., Shibahashi, H., 1995, PASJ 47, 219  
による。

さが熱力学的な圧力と比べて十分小さいことを仮定している。実際星の大部分では熱力学的な圧力は磁場の力に比べて支配的である。しかしながら、星の表面近傍半径で言うて表面からの深さが1%以下の範囲では実は磁場の力の方が圧倒的に強くなる。すなわち摂動論の仮定が厳密には成り立たないのである。従って、磁場の取り扱いをより適切なものにする必要がある。

第二に、振動の励起機構の問題がある。これまでは、振動が起こるとすればどんな様子になるかを問題にしてきた。しかしながらそもそもどうして振動が起こるかという問題が残っている。振動周期10分というのは異常に短い。従ってよく知られたセファイドやこと座RR星型変光星とは何か異なった励起のメカニズムがあっても不思議ではない。これまでに幾つかの仮説が提唱されているが、まだどれがよいとも決着はついていない。

最後に根本的なものとしてA型特異星そのものについての問題がある。化学組成異常の原因は何か、拡散仮説が正しいとすれば振動から何らかの証拠が得られないか、あるいはどうして大局的な磁場があるのか等々研究の余地のある疑問や問題が数多く残っている。

参 考 文 献

- 1) Kurtz, D. W., 1982, MNRAS 200, 807
- 2) Dziembowski, W., Goode, P. R., 1985, ApJ 296, L27
- 3) Kurtz, D. W., Kanaan, A., Martinez, P., 1993, MNRAS 260, 343
- 4) Takata, M., Shibahashi, H., 1994, PASJ 46, 301
- 5) Takata, M., Shibahashi, H., 1995, PASJ 47, 219

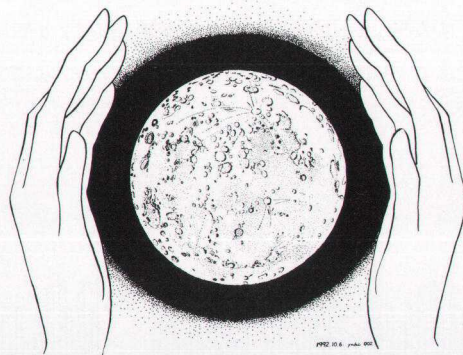
Ap stars and their oscillations

Masao TAKATA

Department of Astronomy, School of Science, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113

Abstract:

Rapid oscillations in Ap stars were first discovered in 1978. Since then, about thirty examples have been reported. These oscillations have been understood with a model called the oblique pulsator model. However, recent observation showed that there are unexpected components in the power spectrum of the light curve of a star HR 3831. We extended the theoretical analysis of the oblique pulsator model and studied how the oscillation pattern is distorted by the effect of the magnetic field and the rotation. As a result, we found that the new observational fact is well explained.



手中のLUNA  
大森幸子 (東京都)