



BAV Mitteilungen

UX Trianguli, RR-Lyrae-Sterne und der Blazhko-Effekt

Herbert Achterberg

BAV MITTEILUNGEN NR. 145

Abstract: *In this paper the results of the investigation of the RR Lyrae star UX Trianguli in the years 1997 to 2001 are described in more detail and on a broader basis than in the IBVS Nr. 5210 (= BAV Mitteilungen Nr. 146), the first publication on that subject. First a short report is given how the Blazhko effect from UX Tri was discovered. In the middle part of the paper the variable stars of the RR Lyrae type, their pulsation and the different modes of their oscillations as well as the Blazhko effect in general are described. In the last section the methods and the results of the analysis of the CCD-observations from UX Tri and the Blazhko effect of this star are presented in detail.*

Im Folgenden soll über neuere Beobachtungen des RR Lyrae-Veränderlichen UX Trianguli berichtet werden, der einen starken Blazhko-Effekt zeigt. Genauere Untersuchungen dieses Sterns, die Dr. Husar und ich zusammen gemacht haben, ergaben interessante Ergebnisse, die im IBVS Nr. 5210 [1] und als BAV-Mitteilung Nr. 146 veröffentlicht worden sind.

Im ersten Teil dieses Berichtes wird über den zeitlichen Ablauf unserer ersten Beobachtungen von UX Tri und die Entdeckung des Blazhko-Effektes berichtet, woran man erkennen kann, dass es einiger Ausdauer bedarf, bevor sich Erfolge einstellen. Im mittleren Teil wird etwas allgemeiner auf die RR Lyrae-Sterne eingegangen und insbesondere ihre Pulsation, die verschiedenen Pulsationsarten und der Blazhko-Effekt beschrieben, um eine Vorstellung zu vermitteln, was in diesen Sternen eigentlich vor sich geht. Zum Schluss werden die Ergebnisse unserer Untersuchung an UX Tri im Einzelnen erörtert. Aus diesen Ausführungen kann man ersehen, wie man vorgehen muss, um aus ermittelten Maximumzeiten und Maximumhelligkeiten tiefere Zusammenhänge zu erschließen.

1. Die Veränderlichkeit der Lichtkurve von UX Tri

Den ersten Versuch, UX Tri zu beobachten, unternahm ich Anfang 1997. Er scheiterte kläglich, da ich den Stern nicht fand. Damals war ich noch ziemlich unerfahren und glaubte, im Zeitalter des Guide Star Catalog müsste die Position jedes Sterns bis etwa zur 14. Größenklasse auf wenige Bogensekunden genau angegeben sein. Das war aber ein Irrtum, denn ich konnte an der *damals* angegebenen Stelle und in deren unmittelbarer Nähe keinen Stern heller als 17 mag nachweisen. Erst als ich alle in Frage

kommenden Sterne in der näheren Nachbarschaft photometrierte, stellte ich fest, dass sich die Helligkeit eines Sterns, der sich in einem Abstand von knapp 2' von der damals angegebenen Position befindet, veränderte. Später stellte sich heraus, dass das tatsächlich der Veränderliche UX Tri war, der mit dem Stern GSC 2294:506 identisch ist. In der Tabelle 1 sind die wichtigsten Daten von UX Tri zusammengestellt.

Tabelle 1. Einige Daten von UX Trianguli

Identifizierung:	UX Tri = CSV 164 = NSV 616 = GSC 2295:506
Koordinaten (2000):	$\alpha = 1^{\text{h}} 45^{\text{m}} 35,0^{\text{s}}$ $\delta = 31^{\circ} 22' 50''$
Helligkeit:	ca. 12,7 bis 13,9 mag
Pulsationsperiode:	$P = 0,4669218$ [d]
Blazhko-Periode:	$P_B = 43,7$ [d]

Ich möchte hier einfügen, dass sich die Situation mit der Genauigkeit der angegebenen Veränderlichenpositionen, insbesondere seit der Hipparcos-Mission, erheblich verbessert hat: Bei den allermeisten der helleren auch im Hipparcos-Katalog stehenden Veränderlichen stimmt die angegebene Position im General Catalogue of Variable Stars (GCVS) jetzt auf rund eine Bogensekunde. Vor allem bei schwächeren Sternen muss man allerdings auch heute noch mit deutlich größeren Abweichungen rechnen.

Mit der erwähnten Feststellung von Helligkeitsänderungen war aber die Identifikation nicht abgeschlossen. Als ich den Stern in der nächsten Saison 1998 wieder untersuchte, konnte ich bei einer zweistündigen Beobachtung nur nahezu konstantes Licht feststellen. Außerdem war die mit 10,5 bis 11,5 mag angegebene Helligkeit um mehr als zwei Größenklassen heller als die beobachtete. Es war also überhaupt nicht sicher, ob es sich bei dem gefundenen Stern wirklich um den gesuchten Veränderlichen handelte. Schließlich wurde im BAV-Rundbrief für UX Tri ein ($B-R$)-Wert von +3h angegeben und ich schöpfte wieder Hoffnung, doch noch ein Maximum dieses Sterns beobachten zu können. Bei meiner nächsten Beobachtung im Januar 1999 fing ich mehrere Stunden vor der vorausgesagten Maximumzeit mit der Beobachtung an. Zunächst blieb die Helligkeit, wie bei der zweiten Beobachtung, praktisch konstant. Ich beobachtete aber weiter und endlich nach etwa 2½ Stunden stieg die Helligkeit ziemlich plötzlich steil an. Leider konnte ich das nachfolgende Maximum nicht beobachten, da aufziehende Wolken die Aufnahmeserie abrupt unterbrachen. Das war also nur ein halber Erfolg! Die Identifizierung des beobachteten Sterns bestätigte sich schließlich, da er mit dem in einer Aufsuchkarte [5] angegebenen Stern NSV 616 identisch ist.

Endlich – es war bereits Oktober 1999 geworden – gelang es mir, das erste Maximum von UX Tri zu beobachten (Kurve 5 in Bild 1). Das Maximum war flach und der ($B-R$)-Wert lag bei +4h, war also um eine Stunde größer als der im BAV-Rundbrief angegebene Wert. 23 Tage später beobachtete ich das nächste Maximum von UX Tri und ich war nicht wenig überrascht, als die Lichtkurve diesmal eine ganz andere Form hatte (Kurve 6 in Bild 1): Das Maximum war ziemlich spitz und um mehr als 0,3 mag heller als bei der vorangegangenen Beobachtung. Zunächst denkt man natürlich, es könnte sich auch um eine Fehlmessung handeln, aber mehrere weitere Beobachtungen zeigten eindeutig, dass die Lichtkurve von UX Tri tatsächlich veränderlich ist. Auch

der ($B-R$)-Wert war nicht konstant, sondern schwankte um mehr als eine Stunde hin und her.

In Bild 1 sind über der Phase die ersten fünf von mir gemessenen Lichtkurven des RR Lyrae-Sterns UX Tri mit beobachteten Helligkeitsmaxima aufgetragen, wobei die Phase mit einer von Dahm und Kleikamp angegebenen linearen Ephemeridenformel berechnet wurde [2]. Der Phasenwert 0,00 entspricht der mit der Ephemeridenformel berechneten Maximumzeit. Die angegebenen Helligkeitsdifferenzen Δm beziehen sich hier und im Folgenden auf den Referenzstern GSC 2294:1202. Man sieht ganz deutlich die starke Veränderung der Lichtkurve und die Phasenschwankungen der Maxima, die sich auch in einem stark schwankenden ($B-R$)-Wert bemerkbar machen.

UX Tri

Maximum 5:

20.10.1999 02^h 54^m ± 10^m UT (geoz.)

JD 2451471,6262 ± 0,007^d (heliöz.)

($B-R$) = 36^m = 0,025^d

Maximum 6:

11.11.1999 23^h 56,7^m ± 2,5^m UT (geoz.)

JD 2451494,5030 ± 0,0017^d (heliöz.)

($B-R$) = 33^m = 0,023^d

Maximum 7:

10.12.1999 00^h 52^m ± 5^m UT (geoz.)

JD 2451522,5401 ± 0,0035^d (heliöz.)

($B-R$) = 65^m = 0,045^d

Maximum 8:

22.09.2000 01^h 50^m ± 4^m UT (geoz.)

JD 2451810,5809 ± 0,0028^d (heliöz.)

($B-R$) = -3^m = -0,002^d

Maximum 9:

30.09.2000 01^h 33^m ± 8^m UT (geoz.)

JD 2451817,5694 ± 0,0056^d

($B-R$) = -25^m = -0,017^d

Quelle für Elemente: BAV Circ.2000

Instrument:

8" SC + ST8-CCD-Kamera, ohne Filter

Beobachter: ATB

Herbert Achterberg

Liegnitzer Str. 12

22850 Norderstedt

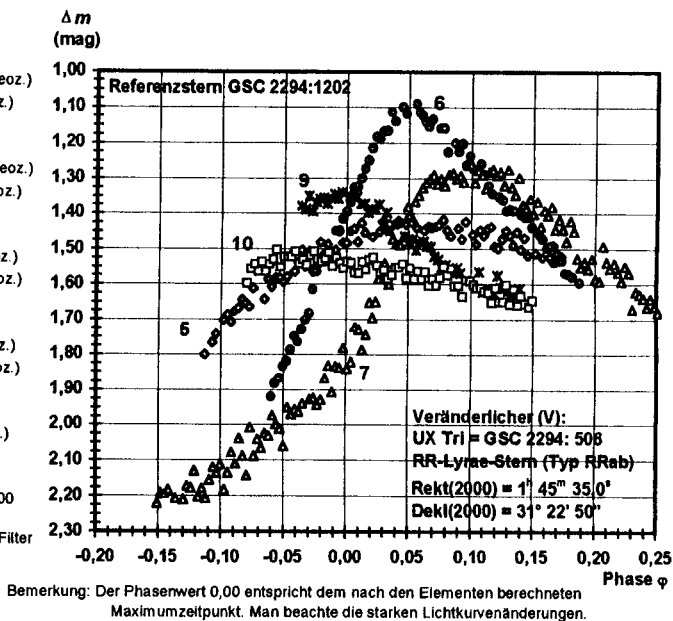


Bild 1. Lichtkurven von UX Tri zum Vergleich über der Phase φ aufgetragen

Im Sommer des Jahres 2000 machte ich Dr. Husar darauf aufmerksam, das UX Tri ein merkwürdiges Verhalten zeigt. Wir beschlossen UX Tri gemeinsam zu untersuchen und zu versuchen, dem merkwürdigen Verhalten auf die Spur zu kommen. Eine Zusammenarbeit zwischen uns hatte sich schon bei der Lösung des Problems mit dem Bedeckungsveränderlichen VW Peg gut bewährt: Man regt sich gegenseitig an und mit zwei Personen sind die erforderlichen Beobachtungsdaten auch schneller zu beschaffen.

Dr. Husar hatte gerade sein neues 16"-Teleskop installiert und machte damit gleich eine phänomenale Serienbeobachtung von UX Tri: 999 Aufnahmen im Abstand von

jeweils 25s. Bild 2 zeigt das Ergebnis in der Kurve H1. Wie sich später zeigen sollte, ist das gerade eine Lichtkurve von UX Tri mit minimalem Helligkeitshub. Eingetragen sind in dieses Diagramm noch drei weitere Lichtkurven (A11 + A19 + A20), die etwa den Verlauf bei maximalem Helligkeitshub zeigen. Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, dass diese drei Kurven bei einer Blazhko-Phase $\approx 0,44$ aufgenommen worden sind. Auf die Definition der Blazhko-Phase wird später noch genauer eingegangen. Hier soll nur gesagt werden, dass man gleiche Lichtkurven überhaupt nur bei gleicher Blazhko-Phase erwarten kann. Die entstehende Kombikurve zeigt eine ziemliche Streuung, die nicht allein durch Messfehler, sondern auch dadurch hervorgerufen wird, dass trotz nahezu gleicher Blazhko-Phase die Einzelkurven etwas voneinander abweichen. Auf diesen Aspekt wird im Abschnitt 5 am Ende des Berichtes noch einmal eingegangen.

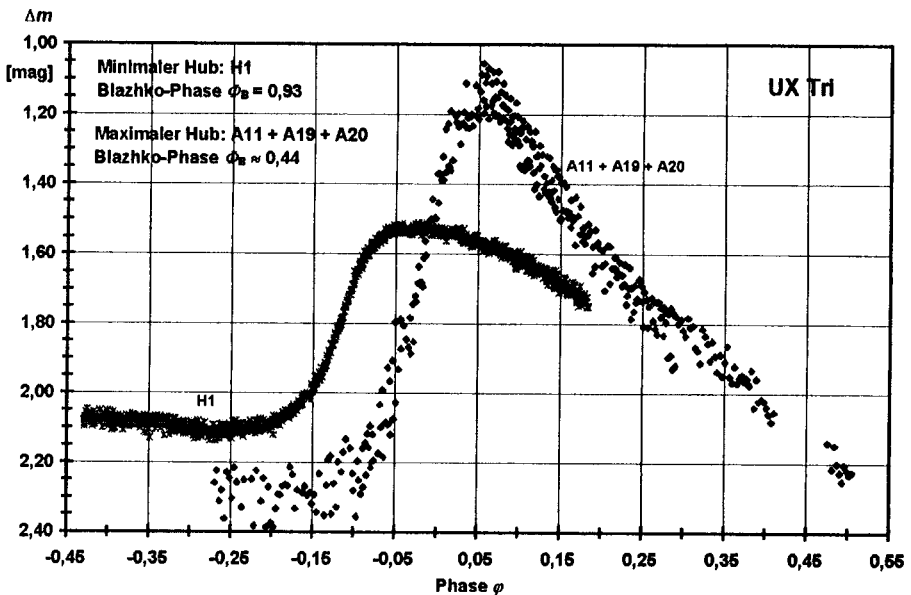


Bild 2 Lichtkurven von UX Tri mit minimalem und maximalem Helligkeitshub

Es kamen jetzt ziemlich schnell weitere Maximumbeobachtungen hinzu, so dass Anfang Dezember 2000 13 auswertbare Lichtkurven vorlagen und schon einige allgemeinere Aussagen gemacht werden konnten. Die Maximumhelligkeit schwankt um ca. 0,5 mag und auch die Minimumhelligkeit zeigt eine Variation von etwa 0,15 mag. Die Variabilität der Lichtkurve stand jetzt eindeutig fest, und es lag nahe anzunehmen, dass es sich dabei um einen Blazhko-Effekt handelt. Das musste jedoch erst bewiesen werden. Grundsätzlich hätte es sich auch um einen Halbbregelmäßigen handeln können, zumal UX Tri im New Catalogue of Suspected Variable Stars (NSV) als semiregular und mit etwa dem richtigen Helligkeitsbereich verzeichnet ist. Mittlerweile wissen wir auch, warum im GCVS für UX Tri viel zu große Helligkeiten angegeben sind: Bei der

Ableitung dieser Werte wurden Vergleichssterne mit falschen Helligkeitswerten verwendet [1].

Bevor auf den Blazhko-Effekt speziell von UX Tri genauer eingegangen wird, soll zunächst etwas über die RR Lyrae-Veränderlichen, ihre Pulsationen und den Blazhko-Effekt im Allgemeinen gesagt werden.

2. RR Lyrae-Sterne

Es dürfte in BAV-Kreisen allgemein bekannt sein, dass es sich bei den RR Lyrae-Sternen um Pulsationsveränderliche handelt, bei denen der Sternkörper radiale Schwingungen ausführt: Im zeitlichen Wechsel blähen sich die Sterne auf und ziehen sich wieder zusammen. Die Schwankungen des Sternradius liegen bei RRab-Sternen (siehe unten) in der Größenordnung von 10%. Die Helligkeitsschwankungen werden aber im wesentlichen nicht durch die periodischen Veränderungen des Sternradius hervorgerufen, sondern durch ebenfalls auftretende periodische Änderungen der Oberflächentemperatur, die bei einem typischen RRab-Stern etwa zwischen $T_{\text{eff}} = 6100\text{K}$ und $T_{\text{eff}} = 7500\text{K}$ schwankt. Da die Ausstrahlung proportional zur vierten Potenz der Temperatur ist, ergibt sich daraus für die angegebenen Mittelwerte der Temperaturen eine Änderung der Sternhelligkeit von ungefähr 0,9 mag. Die maximale Helligkeit tritt während der Expansionsphase und die minimale Helligkeit während der Kontraktionsphase des Sterns auf. Mit der Änderung der Oberflächentemperatur sind auch Änderungen des Spektraltyps verbunden.

Man unterscheidet zwei Typen von RR Lyrae-Sternen: Den Typ RRab mit steil ansteigender und langsam abfallender Lichtkurve und den Typ RRc mit einer weitgehend symmetrischen, fast sinusförmigen Lichtkurve. UX Tri gehört eindeutig zum Typ RRab. RRc-Sterne können leicht mit Bedeckungsveränderlichen vom Typ EB verwechselt werden. In der folgenden Tabelle sind einige Daten der beiden Typen von RR Lyrae-Sternen zusammengestellt (siehe zu den Eigenschaften und zum Verhalten der RR Lyrae-Sterne auch [3]):

Tabelle 2. Einige Daten von RR Lyrae-Sternen

	Typ RRab	Typ RRc
Anteil aller RR Lyrae-Sterne im galaktischen Feld	91%	9%
Periode (Gesamtbereich)	0,27 – 1,20 [d]	0,2 – 0,9 [d]
Periode (Hauptbereich)	0,34 – 0,75 [d]	0,2 – 0,44 [d]
Helligkeitsamplitude (visuell)	0,5 – 2,0 [mag]	0,2 – 0,6 [mag]
Spektraltypschwankungen	A8 – F6	A8 – F1

Das Verhältnis der Schwerpunkte der Periodenbereiche von RRc- und RRab-Sternen beträgt grob $0,38[\text{d}]/0,5[\text{d}] \approx 0,75$. Den tieferen Grund für diese Tatsache werden wir später noch kennen lernen. Im Bibliographic Catalogue of RR Lyrae Stars (1988) sind 6367 RR Lyrae-Feldsterne verzeichnet. RR Lyrae-Sterne kommen aber nicht nur im

galaktischen Feld vor, sondern es wurden auch etwa 2000 dieser Sterne in Kugelhaufen gefunden. Sie werden deshalb auch Haufenveränderliche genannt. Diese Tatsache und ihr geringer Metallgehalt weisen darauf hin, dass sie Angehörige der Population II sind. Allerdings gibt es auch Hinweise, dass ein Teil der RR Lyrae-Feldsterne zu der alten Scheibepopulation gehört. In der folgenden Tabelle sind einige physikalische Eigenschaften von RR Lyrae-Sternen angegeben [3]:

Tabelle 3. Physikalische Eigenschaften von RR Lyrae-Sternen

Masse M	$\approx 0,7 M_{\odot}$
Radius R	$\approx 4 - 6 R_{\odot}$
Effektivtemperatur $\langle T_e \rangle$	7400K bis 6100K (bei mittlerer Intensität)
Absolute Helligkeit $\langle M_V \rangle$	$+0,6 \pm 0,2$ [mag] (bei mittlerer Intensität)
Metallgehalt [Fe/H]	0,0 bis -2,5 (entsprechend 1 bis 1/300 des Sonnenwertes)

Das Zeichen \odot bezeichnet hier und im Folgenden Werte, die sich auf die Sonne beziehen. In spitze Klammern gesetzte Größen bedeuten, dass die angegebenen Werte bei mittlerer Intensität des RR Lyrae-Sterns gelten. [Fe/H] ist, wie in der Astrophysik üblich, der Logarithmus der auf die Sonne bezogenen Häufigkeiten von Eisen zu Wasserstoff und stellt ein Maß für den Metallgehalt dar. Innerhalb des angegebenen Temperaturbereiches liegen die Oberflächentemperaturen bei RRc-Sternen bei höheren und bei RRab-Sternen bei niedrigeren Werten. Man sieht, dass die absolute Helligkeit der RR Lyrae-Sterne bei mittlerer Intensität in einem engen Bereich liegt, so dass sich diese Sterne als Standardlichtquellen („Standardkerzen“) zur photometrischen Entfernungsbestimmung eignen. Vernachlässigt man die interstellare Absorption, so beträgt z.B. die Entfernung zu einem RR Lyrae-Stern mit einer mittleren scheinbaren Helligkeit $(m_{\max} + m_{\min})/2 = 10,6$ mag etwa 1000 pc.

RR Lyrae-Sterne sind sehr alte Himmelskörper. Ihr Alter liegt in der Größenordnung von 15 Milliarden Jahren (abhängig vom Wert der Hubble-Konstanten, so dass man in der Literatur etwas unterschiedliche Werte findet). Sie haben einen großen Teil ihres Lebens also schon hinter sich. Wir wollen den Lebensweg eines RR Lyrae-Sterns im *Hertzsprung-Russel-Diagramm* (HRD) verfolgen. Jeder Fixstern hat entsprechend seiner Oberflächentemperatur (x -Achse) und seiner absoluten Helligkeit (y -Achse) im HRD eine bestimmte Lage. Nach der Bildung eines zukünftigen RR Lyrae-Sternes befindet sich ein solcher Stern, wie das Bild 3 zeigt, auf der Hauptreihe bei einer absoluten Helligkeit $M_V \approx 5,6$ mag und einem Spektraltyp K0. Seine Masse beträgt etwa $0,8 M_{\odot}$. Zu dieser Zeit ist der Stern natürlich noch kein RR Lyrae-Stern, sondern ein ganz normaler Hauptreihenstern. Erst in einem relativ kurzen Abschnitt seines späteren Lebens kommt der Stern in den Zustand eines RR Lyrae-Sterns.

Hauptreihensterne sind gekennzeichnet durch die thermonukleare Reaktion des Wasserstoffbrennens im Kern des Sterns, bei der Wasserstoff in Helium umgewandelt wird. Nach etwa $15 \cdot 10^9$ Jahren ist der Wasserstoff im inneren Kern des Sterns verbraucht und es beginnt ein Wasserstoff-Schalenbrennen. Diese Schale wandert immer weiter nach außen, so dass sich der Stern aufbläht, sich zum Riesenstern entwickelt und im HRD nach oben auf den Riesenast wandert. Im Kern des Sterns sammelt sich immer

mehr Helium an, so dass die Kerndichte kontinuierlich ansteigt, bis schließlich das Elektronengas im Kern entartet. Der Kern implodiert, weil der Gravitationskraft nun keine Kraft mehr entgegenwirkt. Die Implosion hört erst auf, wenn die Kerntemperatur bei der Implosion auf etwa $80 \cdot 10^6 \text{K}$ angestiegen ist, das Heliumbrennen zündet und die Entartung des Elektronengases aufgehoben wird.

Durch diesen rigorosen Vorgang, der sehr schnell in wenigen Stunden abläuft und deshalb auch *Helium-Flash* genannt wird, entstehen auch Explosionswellen, die der Stern überlebt, dabei aber eine Masse von etwa $0,1 M_{\odot}$ verliert, so dass er nach dem Flash eine Masse von rund $0,7 M_{\odot}$ hat. Es stellt sich nun ein neuer Gleichgewichtszustand ein mit Heliumbrennen im Kern und mit Wasserstoffbrennen in einer Schale. Beim Heliumbrennen wird Kohlenstoff aus Helium gebildet. Der Stern erscheint nach dem Helium-Flash an einer anderen Stelle im HRD, und zwar auf dem sogenannten Horizontalast (genauer auf dem Anfangs-Horizontalast, Zero Age Horizontal Branch, ZAHB) (siehe Bild 3). Die genaue Stelle hängt von der Masse des Sterns und der chemischen Zusammensetzung ab: Je größer die Masse ist, um so weiter rechts taucht der Stern auf dem Horizontalast auf und umgekehrt.

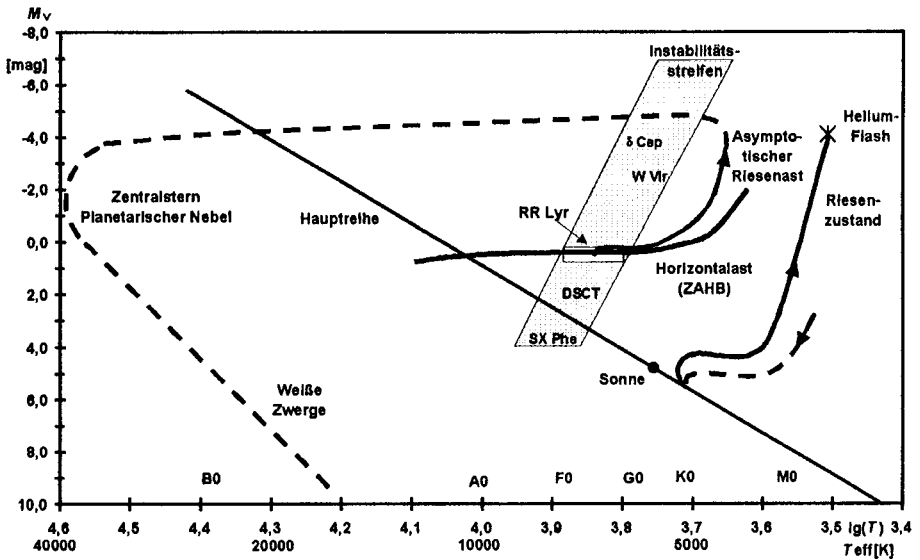


Bild 3 Entwicklungsweg eines RR Lyrae-Sterns im Hertzsprung-Russell-Diagramm (schematisiert)

In der Nähe des Horizontalastes verbleibt der Stern etwa 10^8 Jahre, das ist weniger als 1% des bisherigen Lebensalters. Dann ist das Helium im Kern verbraucht. Es beginnt ein Heliumschalenbrennen, wodurch sich der Stern aufbläht und zum so genannten asymptotischen Riesenast wandert. Bei einer Masse von $0,7 M_{\odot}$ kann allerdings nie die nächste thermonukleare Reaktion des Kohlenstoffbrennens einsetzen. Der Stern

wandert daher im HRD nach links in das Gebiet der Planetarischen Nebel, wo er sich seiner äußeren Hülle entledigt und endet schließlich als Weißer Zwerg, nachdem alle thermonuklearen Reaktionen in ihm erloschen sind.

Das Besondere bei den RR Lyrae-Sternen ist, dass sie nach dem *Helium-Flash* mit einer Masse von etwa $0,7 M_{\odot}$ auf dem Horizontalast in den so genannten *Instabilitätsstreifen* fallen. Dieser erstreckt sich im HRD grob von einer Stelle mit $T_{\text{eff}} \approx 9000\text{K}$ und $M_V \approx +4$ mag nach rechts oben in einen Bereich mit $T_{\text{eff}} \approx 5000\text{K}$ und $M_V \approx -7$ mag (grauer Streifen in Bild 3). In diesen Streifen fallen die meisten Pulsationssterne: oben die Cepheiden, etwas tiefer und nach rechts versetzt die W Virginis-Sterne, dann folgen nach unten die RR Lyrae-Sterne, etwas oberhalb der Hauptreihe die δ Scuti-Sterne und schließlich unterhalb der Hauptreihe die SX Phoenix-Sterne. Alle diese Sterne zeigen Pulsationen, die von ähnlicher Natur sind. Es gibt auch noch einige andere Typen veränderlicher Sterne, die pulsieren, wie die Mira-, β -Cephei- und ZZ Ceti-Sterne. Da bei der Pulsation dieser Sterntypen andere Effekte als bei den klassischen Pulsationssternen eine entscheidende Rolle spielen, sind diese Veränderlichen nicht im Hertzsprung-Russel-Diagramm von Bild 3 eingezeichnet.

Was hat es mit dem Instabilitätsstreifen auf sich? Jeder Körper ist mehr oder weniger gut zu Schwingungen befähigt. Das ist uns aus dem Alltag geläufig. Wenn man die Saite eines Musikinstrumentes anzupft, ein Weinglas anschlägt oder auch nur einfach auf den Tisch klopft, werden diese Körper zu Schwingungen angeregt und senden deshalb Schallwellen aus. Aber nicht nur feste Körper, sondern auch flüssige oder gasförmige können schwingen, wenn sie durch ein Gefäß oder geeignete Kräfte in einer bestimmten Form gehalten werden. Beispiele hierfür sind Blasinstrumente oder Fixsterne. Normalerweise schwingen die Körper aber nur, wenn die Schwingungen angeregt werden. Sobald die Anregung aufhört, klingen die Schwingungen schnell ab.

Wenn ein Fixstern durch eine externe Kraft kurz komprimiert und danach wieder freigegeben werden würde, so würde er bestrebt sein, wieder in den vorherigen Gleichgewichtszustand zu gelangen. Dort angekommen würde er wegen der Trägheit der Masse über die vorherige Ruhelage hinausschwingen und dann wegen der Gravitationsanziehung auch zurückschwingen und wieder kontrahieren. Die Periode der auftretenden Eigenschwingungen hängt von den Eigenschaften des Sterns ab. Bei den meisten Fixsternen klingen solche Schwingungen, nachdem die erregende Störung verschwunden ist, schnell ab und der Stern kommt in seinem früheren Gleichgewichtszustand wieder zur Ruhe.

Von den Pulsationssternen, zu denen auch die RR Lyrae-Sterne gehören, wissen wir aber, dass sie Jahre, Jahrtausende und höchstwahrscheinlich auch Jahrtausende ungedämpfte Schwingungen ausführen. Hier muss also ein ständig wirkender Anregungsmechanismus wirksam sein. Schon 1917 hat Eddington die grundlegenden Ideen dafür entwickelt: Es muss einen Mechanismus geben, mit dem der Energiefluss aus dem Innern des Sterns so gesteuert wird, dass eine Anfachung der Pulsation auftritt. Dazu ist es erforderlich, dass diese Steuerung von den Schwingungen des Sterns selbst ausgeht. Zu Beginn des vorigen Jahrhunderts waren weder die thermonuklearen Vorgänge im Sterninnern noch der Sternaufbau in Struktur und chemischer Zusammensetzung hinreichend bekannt, so dass erst später in den 50er und 60er

Jahren des vorigen Jahrhunderts Fortschritte bei der Erklärung der Schwingungsanfangung von Pulsationssternen gemacht werden konnten.

Heute wissen wir, dass der aus dem Kern des Sterns kommende Energiefluss konstant ist und nicht von den Schwingungen in den äußeren Schichten des Sterns beeinflusst wird. Als steuerndes Element des Energieflusses im Sinne von Eddington hat sich eine Schicht herausgestellt, die doppelt ionisiertes Helium enthält. Wenn diese *He II-Schicht* nur teilweise ionisiert ist, ist der über alle Frequenzen der Strahlung gemittelte Absorptionskoeffizient pro Masseneinheit, die sogenannte *Opazität* κ , proportional zu $\rho^{0,7}$, wobei ρ die Gasdichte ist. Die Absorption dieser Schicht nimmt also mit steigender Dichte zu und umgekehrt. Bei der Kontraktion des Sterns vergrößert sich also die Absorption der He II-Schicht, so dass sich durch die aufgenommene, aus dem Sterninneren kommende Strahlungsenergie ihre Temperatur und damit der Druck erhöht. Die Folge ist, dass sie sich ausdehnt. Dieser Effekt ist in der Phase größter Kontraktion am stärksten, so dass die anschließende Expansion gefördert und die Sternpulsation angetrieben wird. Dieser Vorgang wird *κ -Mechanismus* genannt.

Die He II-Schicht hat aber noch eine andere Wirkung. Wenn eine solche Schicht durch Absorption Energie aufnimmt, wird sie sich zunächst einmal erwärmen. Solange sie noch nicht vollkommen ionisiert ist, führt aber die in der Schicht absorbierte Energie auch zu einer Erhöhung des Ionisationsgrades und damit wegen der steigenden Teilchenzahl zu einer Druckerhöhung, die insbesondere nach der Phase stärkster Kontraktion wirksam ist. Dieser als *γ -Mechanismus* bezeichnete Effekt bewirkt ebenfalls eine treibende Kraft für die Sternpulsation.

Die durch die Eigenfrequenz des Sterns gegebene Schwingungsperiode muss zu den Zeitkonstanten des κ - und γ -Mechanismus passen, damit eine genügend starke Anfangung der Schwingungen auftritt. Es müssen also ziemlich einschränkende Nebenbedingungen erfüllt sein, damit ungedämpfte Sternpulsationen entstehen können. Das ist der Grund, warum nur in bestimmten Bereichen des Hertzsprung-Russel-Diagramms – eben in dem Instabilitätsstreifen – Pulsationssterne auftreten. Erwähnt sei noch, dass die hier gegebene Erklärung für das Auftreten der Sternpulsationen nur eine sehr vereinfachende Darstellung ist und die Verhältnisse in der Realität erheblich komplizierter sind. Trotz aller Fortschritte gibt es auf diesem Gebiet auch heute noch zahlreiche ungelöste Probleme.

3. Schwingungsmoden in Fixsternen

Nachdem nun wenigstens im Groben verständlich ist, wie die Schwingungen der Pulsationssterne angeregt werden, muss nun noch geklärt werden, welche Schwingungszustände und welche Schwingungsperioden auftreten können. Erst dann ist es möglich, sich eine bessere Vorstellung davon zu machen, wie ein Fixstern pulsiert und welche weiteren Effekte auftreten können.

Um das Grundlegende deutlicher zu machen, sollen zunächst die Verhältnisse an einigen anschaulichen mechanischen Beispielen erläutert werden. Die meisten Körper

sind mehr oder weniger fähig, Schwingungen ausführen. Es kann sich dabei um gasförmige, flüssige oder feste Körper handeln. Die Frequenzen f bzw. deren Kehrwerte, die Perioden P , mit denen die Körper schwingen können, hängen von ihren Eigenschaften und den äußeren Randbedingungen ab. Diese Frequenzen werden daher als *Eigenfrequenzen* der jeweiligen Anordnung bezeichnet. Ein allgemein bekanntes Beispiel ist die Saite eines Musikinstrumentes: Ihre Eigenfrequenz hängt von der Spannung der Saite und der Saitenlänge ab. In den meisten Fällen gibt es aber nicht nur eine einzige Eigenfrequenz, sondern sehr viele. Hierzu auch ein Beispiel aus der Musik: Bläst man bei einer bestimmten Fingerhaltung normal in eine Blockflöte, so erklingt ein bestimmter Ton, der Grundton; bläst man bei gleicher Fingerhaltung erheblich stärker, erklingt der erste Oberton, der bei der Oktave liegt, also genau die doppelte Frequenz des Grundtones hat. Hier liegt der Fall von *harmonischen* Eigenschwingungen vor, deren Frequenzen ein *ganzzahliges* Vielfaches der Grundfrequenz sind. Welcher Oberton, d.h. welche Eigenfrequenz auftritt, hängt, wie wir gerade gesehen haben, von der Anregung ab.

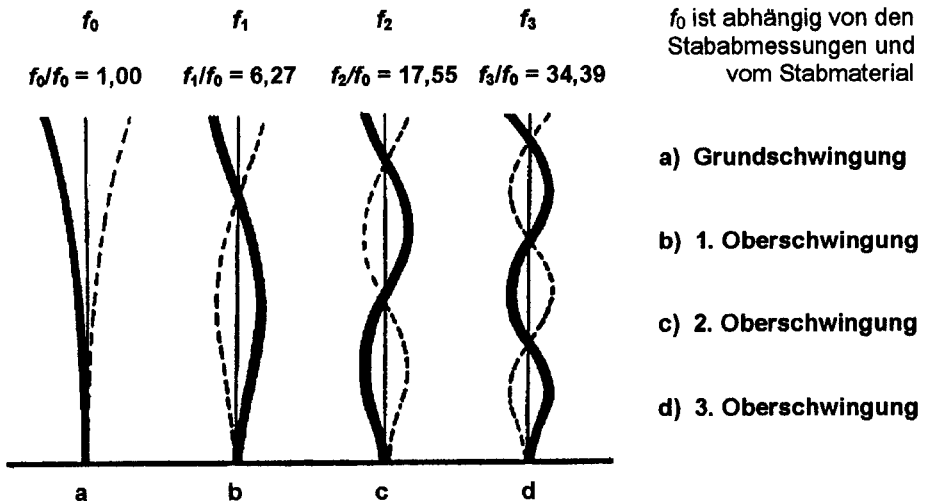


Bild 4. Biegeschwingungen eines einseitig eingeklemmten Stabes

Im allgemeinen Fall müssen die Eigenfrequenzen eines Körpers aber nicht in einem ganzzahligen Verhältnis zur Grundschwingung stehen, sondern es gibt auch *unharmonische* Eigenfrequenzen, die uns nur weniger geläufig sind. Als Beispiel wählen wir die Transversalschwingungen eines Stabes, also eines besonders einfachen Körpers, der im wesentlichen nur eine Längsausdehnung hat. Ein einseitig eingespannter Stab (zur Demonstration eignet sich ein dünner Stahlstab) kann Biegeschwingungen (Transversalschwingungen) ausführen, wie sie das Bild 4 zeigt. Je nach der Anregung, kann der Stab Schwingungen mit der Grundfrequenz, aber auch mit einer der möglichen Oberschwingungen ausführen. Die Frequenz f_0 der Grundschwingung hängt von den geometrischen Stabdimentionen (Länge und Querausdehnung in Schwingungsrichtung) und vom Stabmaterial (Elastizitätsmodul und Dichte) ab. Die Verhältnisse der Eigenfrequenzen zur Grundfrequenz betragen (auf zwei Stellen abgerundet)

$f_1/f_0 = 6,27$, $f_2/f_0 = 17,55$, $f_3/f_0 = 34,39$, $f_4/f_0 = 56,84$ usw. Sie haben völlig krumme Werte, die geringfügig vom Stabquerschnitt abhängig sind. Es handelt sich also um *unharmonische* Oberschwingungen.

Ein ähnlicher Sachverhalt, den Bild 5 zeigt, liegt vor, wenn beide Enden des Stabes frei sind. Die Verhältnisse der Eigenfrequenzen zur Grundfrequenz betragen hier $f_1/f_0 = 2,76$, $f_2/f_0 = 5,41$, $f_3/f_0 = 8,94$, $f_4/f_0 = 13,35$ usw. Auch hier treten also *unharmonische* Oberwellen auf. Die Stellen, an denen sich der Stab dauernd in Ruhe befindet, bezeichnet man als »Knoten« und die Stellen mit den größten Auslenkungen als »Bäuche«. Der Stab kann auch zu Längsschwingungen angeregt werden. In diesem Fall treten *harmonische* Oberschwingungen auf, weil immer nur eine ganzzahlige Anzahl von Wellenlängen in die Stablänge hineinpasst. Man sieht also, dass ein bestimmter Körper in ganz verschiedenen Zuständen, auch *Moden* genannt, schwingen kann und die möglichen Eigenfrequenzen von den Eigenschaften des Körpers und den Randbedingungen abhängen. Bei flächenhaften oder räumlich ausgedehnten Körpern ist die Vielfalt an möglichen Schwingungsmoden meist noch erheblich größer.

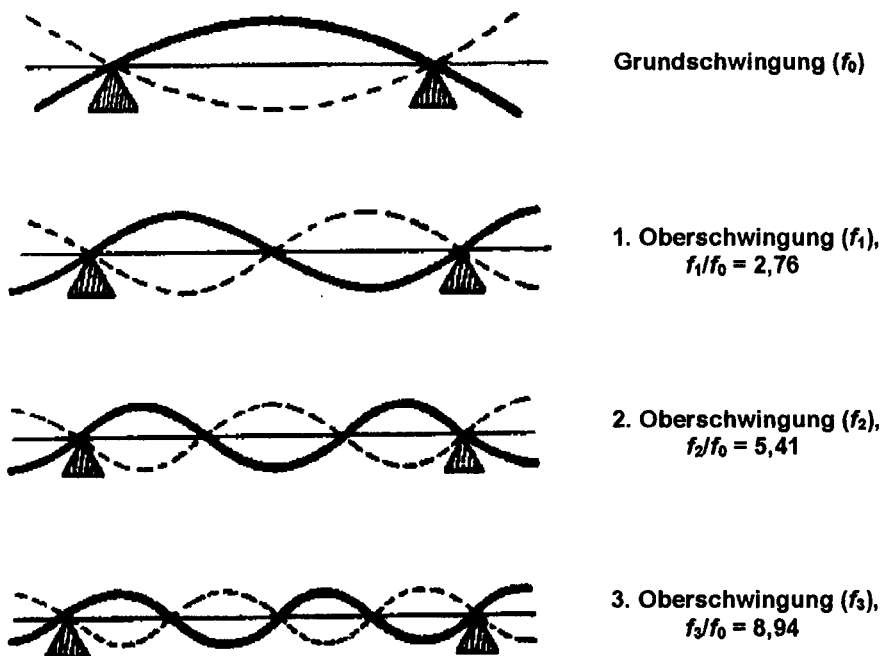
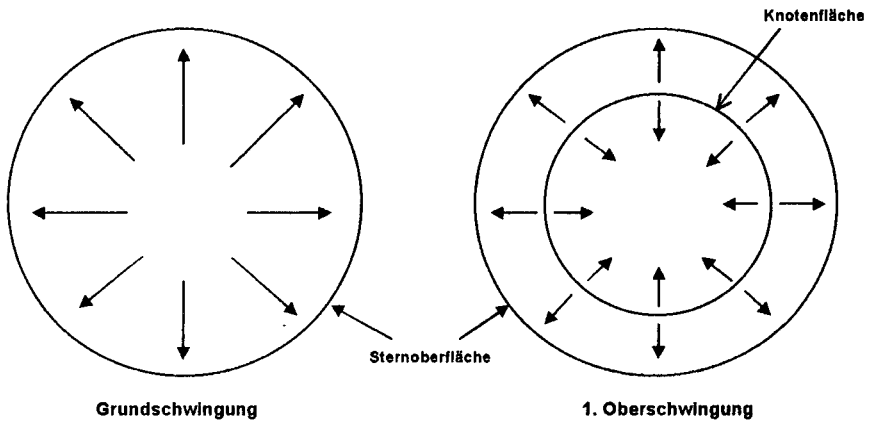


Bild 5. Transversale Schwingungen eines an beiden Enden freien Stabes

Nach diesen Vorbemerkungen kommen wir nun zu den verschiedenen Schwingungszuständen von Fixsternen. Fixsterne sind ja bekanntlich Gasbälle, die durch die

Eigengravitation zusammengehalten werden und die eine kugelförmige Gestalt haben, wenn nicht Fliehkräfte oder die Gravitation anderer Körper einen maßgeblichen Einfluss ausüben. Warum solche Gasbälle ungedämpfte Schwingungen ausführen können, wurde schon erörtert. In der hauptsächlich vorkommenden Grundschiwingung treten, wie Bild 6, links, in einem Sternquerschnitt zeigt, *rein radiale* Bewegungen im Stern auf. Zu einem gegebenen Zeitpunkt bewegt sich dann in allen Teilen des Sterns die Materie entweder in Richtung auf das Zentrum oder in der Gegenrichtung vom Zentrum weg, so dass sich der Stern periodisch aufbläht und wieder zusammenzieht.



Dargestellt ist die Richtung der Materiebewegung im Sternquerschnitt in der Expansionsphase. Nicht maßstabgerecht !

Bild 6. Die ersten beiden Schwingungsmoden bei einem Pulsationsveränderlichen bei rein radialen Schwingungen

Unter gewissen Bedingungen können aber auch andere rein radiale Schwingungszustände auftreten, die Oberschwingungen der Grundschiwingung sind. Bei der ersten Oberschwingung gibt es, wie im Sternquerschnitt des Bildes 6, rechts, dargestellt ist, eine innere, zur Sternoberfläche konzentrische Kugelfläche, auf der die Sternmaterie keine Schwingungen ausführt. Diese Kugelfläche stellt also eine Knotenfläche dar, an der sich die Materie (mit Ausnahme von statistischen Bewegungen) ständig in Ruhe befindet. Wenn die Sternmaterie infolge der Sternschwingung außerhalb dieser Knotenfläche radial nach außen strömt, bewegt sie sich zur gleichen Zeit innerhalb der Knotenfläche radial nach innen und umgekehrt. Bei der 2. Oberschwingung treten entsprechend zwei konzentrische kugelförmige Knotenflächen im Inneren des Sternes auf.

Solche radialen Schwingungen lassen sich auch als stehende Schallwellen interpretieren (Infraschall wegen der tiefen Frequenzen). Eine Schallwelle läuft z.B. aus dem Zentrum in Richtung Oberfläche, wird dort reflektiert und gelangt wieder zum Zentrum, wo ebenfalls eine Reflexion stattfindet. Dieser Vorgang, der sich ständig wiederholt, dauert bei der Grundschiwingung genau eine Schwingungsperiode P_0 , die sich aus der

zurückgelegten Wegstrecke $2R$ und der Schallgeschwindigkeit v berechnen lässt, $P_0 = 2R/v$. Es können sich nur Schwingungen mit solchen Perioden bzw. Frequenzen ausbilden, bei denen die zum Ausgangspunkt zurückkommenden Schallwellen in Phase mit den abgehenden Schallwellen sind. Schallwellen mit anderen Frequenzen bzw. Perioden werden unterdrückt (Resonanz). Bei der praktischen Berechnung von P besteht die Hauptschwierigkeit darin, dass die Schallgeschwindigkeit v im Sterninneren nicht konstant ist, sondern mit zunehmender Tiefe stark ansteigt.

Während RRab-Sterne normalerweise in der radialen Grundschiwingung pulsieren, schwingen RRC-Sterne im allgemeinen in der ersten radialen Oberschiwingung.

In diesem Zusammenhang ist wichtig, dass das Verhältnis der Perioden radialer Oberschiwingungen zur Periode der Grundschiwingung nicht ganzzahlig ist, sondern krumme Werte annimmt. Ebenso wie beim erörterten Beispiel der Transversalschiwingungen eines Stabes handelt es sich hier um *unharmonische* Oberschiwingungen. Das Periodenverhältnis P_1/P_0 von 1. Oberschiwingung zur Grundschiwingung ist etwas von den Sterneigenschaften abhängig und liegt bei RR Lyrae-Sternen in der Nähe von 0,746, also grob bei 0,75. Da RRC-Sterne in der ersten Oberschiwingung pulsieren, wird nun verständlich, warum der Periodenbereich dieser Sterne bei kleineren Werten liegt als der Periodenbereich der RRab-Sterne und die Perioden der RRC-Sterne nur etwa $\frac{3}{4}$ so lang sind wie die Perioden der RRab-Sterne. Bei δ Cephei-Sternen liegt dieses Periodenverhältnis von 1. Oberschiwingung zur Grundschiwingung bei etwa 0,705 und bei δ Scuti-Sternen bei etwa 0,77. Das Verhältnis von zweiter Oberschiwingung zur Grundschiwingung beträgt $P_2/P_0 \approx 0,59$. Man hat die Periodenverhältnisse P_1/P_0 und P_2/P_0 sowohl theoretisch berechnet als auch durch Analysen der beobachteten Lichtkurven ermittelt.

Bereits 1881 hat Ritter für die Periode der rein radialen Grundschiwingung einer *homogenen* Kugel eine Formel angegeben:

$$P_0 = Q_0 (\rho / \rho_{\odot})^{3/2}, \quad (1)$$

wobei ρ die Dichte ist und die Schwingungskonstanten Q_0 den folgenden Wert hat,

$$Q_0 \approx 0,166 \text{ [d]} \quad \text{für } c_p/c_v = 5/3. \quad (1a)$$

Da ein Fixstern keine homogene Kugel darstellt, kann man nicht erwarten, dass sich befriedigende Werte für P_0 aus dieser Formel ergeben werden. Immerhin ist die Abhängigkeit von der Dichte ρ richtig, wenn man einen *mittleren* Wert für ρ verwendet, der sich aus dem Quotienten Sternmasse/Volumen ergibt. 85 Jahre später fand Christi 1966 nach umfangreichen Rechnungen, die auch den inneren Sternaufbau berücksichtigen, eine genauere Beziehung für die Schwingungskonstante,

$$Q_0 \approx 0,022 (R/R_{\odot})^{3/2} / (M/M_{\odot})^{3/2}. \quad (1b)$$

Mit den typischen Daten eines RR Lyrae-Sterns ($R = 5R_{\odot}$, $M = 0,7 M_{\odot}$) erhält man

aus dieser Beziehung für die Periode der Grundschiwingung den Wert $P_0 \approx 0,48[\text{d}]$, der etwa in der Mitte des Periodenbereiches der RRab-Sterne liegt.

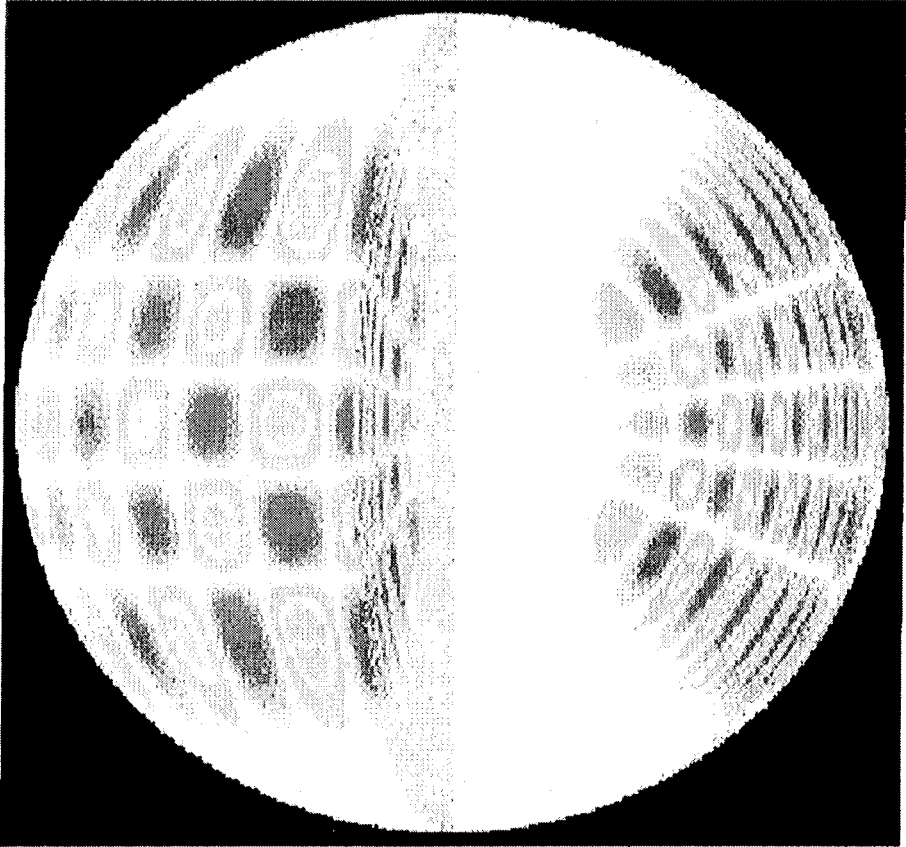


Bild 7. Nichtradiale Schwingungen eines Fixsterns höherer Ordnung (Quelle Europäische Südsternwarte ESO)

Die Gaskugeln der Sterne können aber auch zu *nichtradialen* Schwingungen angeregt werden. Dann treten außer den Bewegungen der Sternmaterie in rein radialer Richtung auch Bewegungen in dazu senkrechter Richtung auf. Es sind dann sehr viele Schwingungsmoden möglich, die sich durch die Gesamtzahl l der Knotenlinien auf der Kugeloberfläche, durch die Anzahl m der azimuthalen Knotenlinien durch die Pole und durch die Anzahl n der radialen Knotenkugelflächen im Sterninneren charakterisieren lassen. Bei $l = 1$ liegen Dipolschwingungen, bei $l = 2$ Quadupolschwingungen, bei $l = 3$ Oktupolschwingungen u.s.w. vor. In dieser Terminologie können aber auch rein radiale Schwingungen beschrieben werden, die bei $l = 0$ auftreten ($n = 0$ Grundschiwingung, $n = 1$ erste Oberschiwingung). Bild 7 zeigt ein Beispiel für nichtradiale Oszillationen.

nen eines Fixsterns höherer Ordnung. In der linken Bildhälfte sehen wir auf die Oberfläche des Sterns und in der rechten Bildhälfte ist der Stern aufgeschnitten, so dass wir in das Innere des Fixsterns hineinschauen können. Das Sterninnere ist in ein System von Zellen aufgeteilt und durch die Schwingungen strömt die Materie periodisch zwischen benachbarten Zellen hin und her. Auch die verschiedenen Moden der nichtradialen Schwingungen lassen sich als stehende Schallwellen interpretieren. Die in Bild 7 dargestellten Zellen geben die räumliche Struktur der stehenden Schallwellen an. Es können auch mehrere Schwingungsmoden gleichzeitig vorhanden sein.

Auch bei unserer Sonne treten zahlreiche derartige Schwingungen mit Perioden im Minutenbereich auf, deren Amplituden und deren Wellenlängen aber sehr klein gegen den Sonnenradius sind, so dass sie nicht leicht beobachtet werden können. Die Anregung dieser Schwingungen geschieht durch die turbulenten Strömungen in der Konvektionszone der Sonne, so dass etwas andere Verhältnisse vorliegen als bei den klassischen Pulsationssternen. Das Gebiet der Helioseismologie beschäftigt sich mit der Erforschung dieser Schwingungen. Die Ergebnisse dieser Forschung bringen neue Erkenntnisse über den inneren Aufbau der Sonne. Natürlich sind derartige Schwingungen auch bei anderen Fixsternen zu erwarten und tatsächlich hat man solche Oszillationen in hohen Moden neuerdings auch (z.B. bei α Centauri A) nachweisen können.

4. Blazhko-Effekt

Die meisten bekannten RR Lyrae Sterne zeigen eine weitgehend regelmäßige Wiederholung ihrer Lichtkurve von Zyklus zu Zyklus, wenigstens in Zeiträumen seit ihrer Entdeckung, d.h. in einer Größenordnung von rund einem Jahrhundert. Zu Beginn des vorigen Jahrhunderts stellte jedoch S. N. Blazhko, der damals an der Sternwarte in Moskau arbeitete, fest, dass beim RR Lyrae-Stern RW Draconis Unregelmäßigkeiten auftreten: Die Lichtkurve ist bei diesem Stern veränderlich und diese Veränderungen wiederholten sich nach $41,6^d$ oder rund 94 Pulsationszyklen. Es liegt eine periodische Amplitudenmodulation der Lichtkurve vor. Später sind noch weitere RR Lyrae-Sterne mit periodischen Veränderungen der Lichtkurve entdeckt worden, einer Erscheinung, die nach dem Entdecker *Blazhko-Effekt* genannt wird. Dieses Phänomen ist meistens auch mit einer Phasenmodulation der Lage des Helligkeitsmaximums verbunden. Diese Phasenmodulation bewirkt, dass die mit einer einfachen, meist linearen Ephemeridenformel berechneten ($B-R$)-Werte der Maximumzeiten Schwankungen unterworfen sind, die sich mit der Periode der Lichtkurvenveränderungen wiederholen. Diese Periode der Lichtkurvenveränderungen wird *Blazhko-Periode* P_B genannt.

Ein typisches Kennzeichen des Blazhko-Effektes ist seine Veränderlichkeit [3]. Z.B. wiederholen sich die Lichtkurven nach einer Blazhko-Periode meist nicht exakt, sondern nur näherungsweise. Ein weiteres Beispiel für die Veränderlichkeit dieses Effektes ist sein völliges Verschwinden bei dem Stern RR Geminorum in der Zeit um 1940.

Es sind aber auch RR Lyrae-Sterne entdeckt worden, bei denen schon starke Lichtkurvenänderungen in wesentlich kürzeren Zeitskalen, nämlich nach bereits einem einzigen Zyklus, auftreten. Analysen haben ergeben, dass diese Sterne gleichzeitig in

zwei Schwingungsmoden pulsieren. Man unterscheidet daher heute zwischen zwei Typen von RR Lyrae-Sternen mit veränderlicher Lichtkurve: den Sternen mit klassischem Blazhko-Effekt und den Doppelmoden-RR Lyrae-Sternen.

Die Sterne mit klassischem Blazhko-Effekt haben Modulationsperioden, die zwischen 10^d und 533^d liegen, wobei die Werte am häufigsten in den Bereich zwischen 20^d und 45^d fallen. Heute sind etwa 50 derartige Sterne im galaktischen Feld bekannt, bei denen der Blazhko-Effekt beobachtet wurde und bei denen Angaben über die Blazhko-Periode vorliegen. Es ist aber zu vermuten, dass es deutlich mehr Exemplare von dieser Art, insbesondere mit kleineren Lichtkurvenschwankungen, gibt. Auch in Kugelhaufen wurden Sterne mit klassischem Blazhko-Effekt entdeckt.

Bei den Doppelmoden-RR Lyrae-Sternen treten gleichzeitig Pulsationen mit zwei Perioden auf, so dass sich eine in der Form veränderliche Lichtkurve ergibt. Diese Sterne werden deshalb auch doppelperiodische RR Lyrae-Sterne genannt und mit RRd (d von double) bzw. im GCVS mit RR(B) (B von beat) bezeichnet. Bisher wurden die meisten Sterne dieser Art in Kugelhaufen entdeckt. Nur drei Fälle sind aus dem galaktischen Feld bekannt, von denen nur ein einziger Stern (AQ Leo) genauer untersucht worden ist. Solche doppel- oder sogar mehrfachperiodischen Sterne gibt es auch unter den Cepheiden und δ Scuti-Sternen.

Wenn sich zwei Schwingungen überlagern, deren Perioden P_0 und P_1 sich nicht stark voneinander unterscheiden, tritt eine Schwebung auf. Die resultierende Schwingung schwankt dann in der Amplitude und für die Schwebungsperiode P_B gilt dann die Beziehung

$$1/P_B = |1/P_1 - 1/P_0| \quad (2a)$$

oder bei Einführung der Frequenz $f = 1/P$

$$f_B = |f_1 - f_0|, \quad (2b)$$

wobei die Betragsstriche nur bewirken sollen, dass f_B bzw. P_B unabhängig von der Reihenfolge der Summanden nicht negativ wird. Das Auftreten von Schwebungen bei der Überlagerung von zwei Schwingungen legt daher nahe anzunehmen, dass eine Modulation der Lichtkurve bei RR Lyrae-Sternen durch das Zusammenwirken von zwei Schwingungen etwas unterschiedlicher Periode zustande kommt.

Das allein reicht aber noch nicht aus. Da die Lichtkurve sich nicht nur in der Amplitude, sondern auch in der Form verändert, müssen beide Schwingungen über einen *nichtlinearen physikalischen Prozess* miteinander gekoppelt sein, so dass alle Kombinationsfrequenzen f_{ij} beider Schwingungen entstehen können [4],

$$f_{ij} = |if_1 \pm jf_0| \quad i, j \text{ ganz} . \quad (3)$$

Bei den Doppelmoden-RR Lyrae-Sternen hat man durch Analyse der Lichtkurve festgestellt, dass diese Sterne *gleichzeitig* in der radialen Grund- und der 1. Oberschwingung pulsieren. Beim gut untersuchten Stern AQ Leonis ergibt sich die Schwebungsperiode P_B bei einem Verhältnis $P_1/P_0 = 0,746$ und einer Periode $P_1 = 0,41^d$ zu $P_B =$

$P_1/(1-P_1/P_0) \approx 4 P_1 \approx 1,6^d$, einem Wert, der im Vergleich zu den Perioden beim klassischen Blazhko-Effekt sehr niedrig ist. Bei δ Scuti-Sternen sind auch Fälle bekannt, bei denen gleichzeitige Oszillationen von Grund- und 2. Oberschwingung sowie von 1. und 2. Oberschwingung auftreten. Doppelmodensterne spielen in der Astrophysik eine wichtige Rolle, weil aus den beobachteten Sternpulsationen eine von anderen Methoden unabhängige Bestimmung der Sternmasse möglich ist [3].

Während bei den Doppelmodensternen die Vorgänge schon relativ gut verstanden werden, sind die Verhältnisse bei den RR Lyrae-Sternen mit klassischem Blazhko-Effekt noch weitgehend ungeklärt. Sicher ist nur, dass die beiden Perioden P_0 und P_1 ziemlich dicht zusammenliegen müssen, da die Blazhko-Perioden größer als 10^d sind. Unklar ist, wie es zu zwei Schwingungen kommen kann, deren Perioden sich nur entsprechend wenig unterscheiden. Es gibt zwar eine Reihe von Hypothesen für die Entstehung des klassischen Blazhko-Effektes, aber keine dieser Hypothesen konnte sich bis jetzt als zutreffend erweisen. Horace A. Smith gibt in seinem Buch über die RR Lyrae-Sterne [3] folgende Hypothesen an:

Tabelle 4. Hypothesen für die Entstehung des klassischen Blazhko-Effektes

1. Resonanzeffekte von radialen Schwingungsmoden
2. Resonanzeffekte von Schwingungsmoden die auch nichtradiale Schwingungen einschließen
3. Aufspaltung von radialen Schwingungsmoden, verursacht durch nichtadiabatische Effekte
4. Gezeiteneffekte in Doppelsternsystemen
5. Auswirkungen eines schiefen Rotators
6. Auswirkungen von magnetischen Zyklen

Die ersten drei Hypothesen gehen u.a. davon aus, dass zwei Resonanzsysteme mit gleicher Resonanzfrequenz vorliegen. Diese Resonanzfrequenz spaltet bei Kopplung der Systeme in zwei dicht beieinanderliegende Frequenzen auf. Das ist ein allgemein gültiger und bekannter physikalischer Effekt. Die letzten zwei Hypothese nehmen eine Neigung der Rotationsachse gegen das Schwingungsmuster des Sterns bzw. den Einfluss eines Magnetfeldes auf die Pulsation an.

5. Der Blazhko-Effekt des Sternes UX Trianguli

Nach diesen Bemerkungen über RR Lyrae-Sterne im Allgemeinen sowie über ihre Pulsationen, die verschiedenen möglichen Schwingungsmoden und den Blazhko-Effekt im Besonderen kommen wir jetzt zu der anfänglich gestellten Frage zurück, ob es sich bei den beobachteten Lichtkurvenveränderungen von UX Tri tatsächlich um einen Blazhko-Effekt handelt. Nachdem die Veränderlichkeit der Lichtkurve von UX Tri durch die Beobachtungen sicher belegt war, musste als nächstes eine Periodizität in den Lichtkurvenveränderungen festgestellt und die Periode dieser Veränderungen ermittelt werden.

Zur Lösung dieser Aufgabe war es notwendig, eine oder mehrere charakteristische Größen der Lichtkurve auf eine Periodizität zu untersuchen. In Frage kommende charakteristische Größen der Lichtkurven von RR Lyrae-Sternen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Tabelle 5. Charakteristische Größen der Lichtkurve eines RR Lyrae-Sterns

1. Helligkeit im Maximum
2. Helligkeit im Minimum
3. Helligkeitshub
4. $(B-R)$ -Wert der Maximumzeit gegen eine Ephemeride, die mit einer linearen Formel berechnet wird
5. Zeitdauer $M-m$ des Helligkeitsanstieges zwischen einem Maximum und dem davor liegenden Minimum

Es ist selbstverständlich, dass man für die Lösung der anstehenden Aufgabe diejenigen charakteristischen Größen auswählt, die sich am leichtesten und am sichersten ermitteln lassen. Das Minimum von UX Tri ist flach und bei einer Helligkeit von fast 14 mag macht sich das Rauschen schon deutlich bemerkbar, jedenfalls bei Verwendung der zur Verfügung stehenden kleineren Teleskope. So kamen alle Charakteristika, bei denen das Minimum eine Rolle spielt, nicht in Betracht und es blieben für die Untersuchung die Maximumhelligkeiten und die $(B-R)$ -Werte der Maximumzeiten übrig.

Wenn man $(B-R)$ -Werte der Maximumzeiten genauer untersuchen will, ist es zweckmäßig, von einer gesicherten Ephemeridenformel auszugehen, die alle bisherigen Beobachtungen berücksichtigt. Bei einem Stern mit Blazhko-Effekt ist es aber gar nicht so einfach, richtige lineare Elemente, also Ausgangsepoche E_0 und Periode P , für die Ephemeridenformel zu ermitteln. Durch den Blazhko-Effekt streuen die $(B-R)$ -Werte sehr stark und man muss damit rechnen, dass sie durch Auswahlwirkungen nicht statistisch normalverteilt sind. Genaugenommen muss man so vorgehen, dass die Messwerte zunächst vom Blazhko-Effekt befreit werden, ehe man die linearen Elemente ermittelt. In der Praxis muss man allerdings zunächst, um den Blazhko-Effekt überhaupt ermitteln zu können, mit irgendwelchen provisorischen Werten rechnen. Später, wenn der Blazhko-Effekt erkannt und genügend viele Messwerte vorliegen, ist es zweckmäßig von einem geeigneten Zeitpunkt an, die Elemente (wenigstens vorübergehend) als endgültig zu betrachten, um nicht bei jedem neuen Beobachtungsergebnis neue Elemente berechnen zu müssen.

Alle $(B-R)$ -Werte der im Folgenden angegebenen Ergebnisse sind mit der hier angegebenen Ephemeridenformel ermittelt worden:

$$\begin{aligned} t(\text{Max}) = \text{HJD } 2450753,488 + 0,4669218[d] \times E, & \quad (4) \\ \pm 0,005 \quad \pm 0,0000003[d] & \end{aligned}$$

wobei E die Epochenzahl ist. Bild 8 zeigt das zugehörige $(B-R)$ -Diagramm. Die links im Diagramm angegebenen $(B-R)$ -Werte stammen von Maximumzeiten, die Meinunger

aus Sonneberger Überwachungsaufnahmen aus den Jahren 1957 bis 1979 abgeleitet hat [5] und rechts sind Werte eingetragen, die sich aus Maximumzeiten von CCD-Beobachtungen im Zeitraum von Ende 1996 bis Ende 2001 ergeben haben.

Man erkennt die große, zum größten Teil vom Blazhko-Effekt verursachte Streuung der $(B-R)$ -Werte, die sich ziemlich gleichmäßig über den gesamten Beobachtungsbereich erstreckt. Die Streuung beträgt etwa $\pm 1^h$. Aus der Tatsache, dass sich alle $(B-R)$ -Werte weitgehend symmetrisch zur Nulllinie anordnen, ist ersichtlich, dass sich mit der oben angegebenen Ephemeridenformel die Maximumzeiten von UX Tri im gesamten Beobachtungszeitraum *im Mittel* befriedigend berechnen lassen.

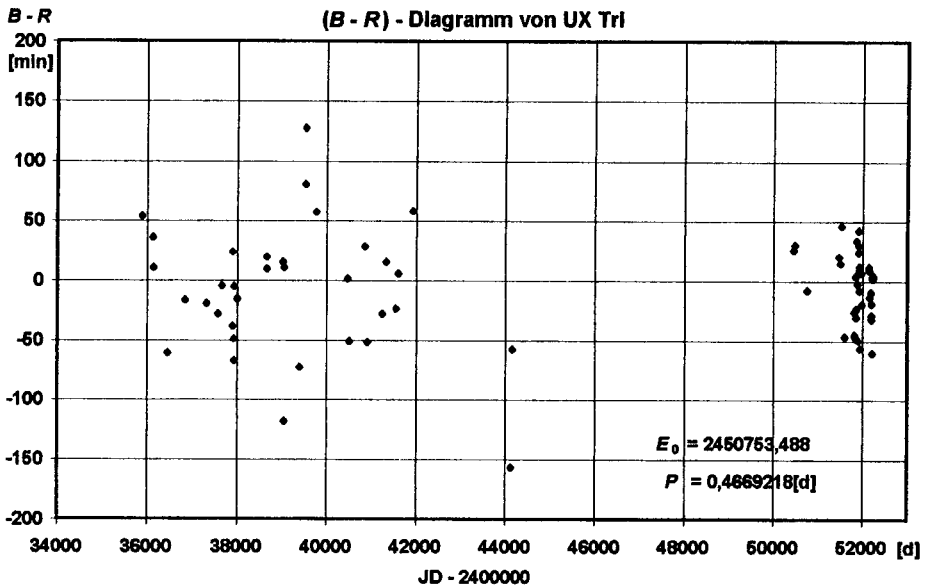


Bild 8. $(B-R)$ -Diagramm der UX Tri-Beobachtungen berechnet mit Gl. (4)

Es galt nun herauszufinden, ob es sich bei den beobachteten Variationen der Lichtkurve tatsächlich um den Blazhko-Effekt handelt oder ob es nur irreguläre Veränderungen sind. Letzteres musste durchaus in Betracht gezogen werden, da UX Tri im NSV-Katalog als Halbregelmäßiger angegeben ist. Falls eine gewisse Periodizität der Lichtkurvenvariationen vorliegt, musste zunächst festgestellt werden, ob es sich um den klassischen Blazhko-Effekt oder um einen Doppelmodenstern vom Typ RRd handelt. Dies war im Prinzip leicht zu ermitteln.

Im Gegensatz zu den relativ langen Blazhko-Perioden bei den Sternen mit klassischem Blazhko-Effekt sind die Schwebungsperioden bei den RRd-Sternen vergleichsweise kurz und betragen höchstens einige Tage. Das ist auch ein wesentliches Charakteristikum der Doppelmodensterne. Daraus folgt, dass sich bei RRd-Sternen schon nach einem Tag größere Änderungen der Lichtkurve ergeben müssen, während beim

klassischen Blazhko-Effekt nach so kurzer Zeit noch keine stärkeren Lichtkurvenänderungen auftreten. Zur Unterscheidung zwischen klassischem Blazhko-Stern und Doppelmodenstern muss man also nur die Lichtkurven in zwei aufeinander folgenden Nächten beobachten. Das ist im Prinzip natürlich einfach, bei dem wechselhaften Wetter in Norddeutschland gelang das aber erst Anfang November 2000. Es konnten keine größeren Lichtkurvenänderungen festgestellt werden, so dass die Möglichkeit ausschied, UX Tri könnte ein RRd-Stern sein.

Zur Ermittlung der Blazhko-Periode bin ich zunächst ganz primitiv vorgegangen. Aus den bis Dezember 2000 vorliegenden 13 von uns aufgenommenen Lichtkurven mit Maxima suchte ich mir Paare aus, bei denen die Lichtkurven mindestens 10 Tage auseinander liegen und sich möglichst wenig voneinander unterscheiden. Ich fand zwei Paare, die in einem zeitlichen Abstand von 87 und 43 Tagen aufgenommen worden waren. Das Verhältnis dieser Abstände liegt nahe bei 2:1, so dass der Blazhko-Effekt u.U. eine Periode von etwa 43^d haben konnte. Natürlich war das zunächst nur eine Hypothese und ein erster Hinweis, in welchem Bereich man etwa suchen musste. Nach diesem Ergebnis hätte auch die Blazhko-Periode bei etwa der Hälfte, einem Drittel oder einem Viertel von 43^d liegen können.

Um klarere Ergebnisse zu erzielen, wurden die $(B-R)$ -Werte und die Maximumhelligkeiten über der *Blazhko-Phase* Φ_B aufgetragen, die durch folgende Beziehung definiert ist

$$\Phi_B = \text{Frac}((t - E_{B0})/P_B). \quad (5)$$

Dabei ist P_B die (angenommene) Blazhko-Periode, E_{B0} eine beliebige Anfangsepoche (die aber natürlich innerhalb einer Untersuchungsreihe immer den gleichen Wert haben muss), t die Zeit der Beobachtung und $\text{Frac}(x)$ bedeutet die Nachkommastellen von x .

Durch die Einführung der Blazhko-Phase Φ_B erzielt man eine Faltung der Messwerte mit der Blazhko-Periode. Das Prinzip der Faltung wird z.B. auch angewandt, wenn Helligkeitswerte eines Veränderlichen vorliegen, die sich über viele Perioden erstrecken, und diese Messwerte auf eine Periode reduziert werden sollen, um z.B. eine Periodizität erkennen zu können. Wenn nämlich bei Vorhandensein einer Periodizität die richtige Periode für die Reduktion gewählt wird, ordnen sich die Messpunkte entlang einer Kurve an, wobei die Streuung der Messwerte im Vergleich zu anderen benachbarten Periodenwerten einen minimalen Wert annimmt. Dies gilt auch für die eben geschilderte Darstellung der Maximumhelligkeiten und der $(B-R)$ -Werte der Maximumzeiten über der Blazhko-Phase Φ_B . Diese Darstellung wird im Folgenden als *Blazhko-Diagramm* der jeweils untersuchten charakteristischen Lichtkurvengröße bezeichnet. Durch Minimierung der Streuungen der Messwerte in dieser Darstellung bei Variation des Wertes P_B ist es möglich, diese Periode mit einiger Genauigkeit zu ermitteln.

Bild 9 zeigt das Blazhko-Diagramm für die $(B-R)$ -Werte der aus den CCD-Beobachtungen ermittelten Maximumzeiten des Sterns UX Tri für einen Blazhko-Periodenwert von $P_B = 41,7^d$. Man erkennt, dass die Messpunkte über das ganze Diagramm verstreut sind, so dass dieser Periodenwert nicht mit der realen Blazhko-Periode dieses RR

Lyrae-Sterns übereinstimmen kann. Vergrößert man nun den Periodenwert P_B in Schritten von etwa $0,1^d$ bis $0,2^d$, so sieht man, dass sich die Messpunktstreuung im Blazhko-Diagramm kontinuierlich bis zum Wert $P_B \approx 43,7^d$ verkleinert und bei einer weiteren Zunahme von P_B wieder vergrößert. Bei $43,7^d$, also ganz in der Nähe des schon vermuteten Wertes, muss also die reale Blazhko-Periode von UX Tri liegen. Auf die geschilderte Weise lässt sich P_B »von Hand und mit Augenmaß« mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 0,2^d$ ermitteln.

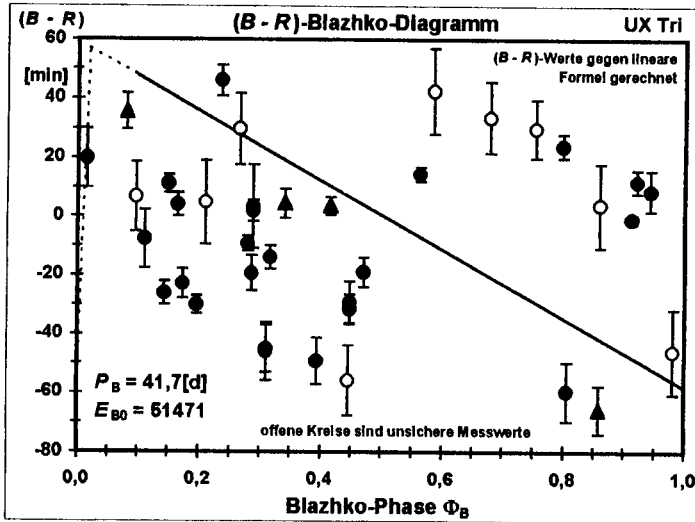


Bild 9. $(B-R)$ -Blazhko-Diagramm der CCD-Maximumzeiten von UX Tri für einen Blazhko-Periodenwert $P_B = 41,7^d$. Bei der realen Blazhko-Periode liegen die Messpunkte in der Nähe der eingezeichneten Geraden (siehe Text und Bild 10).

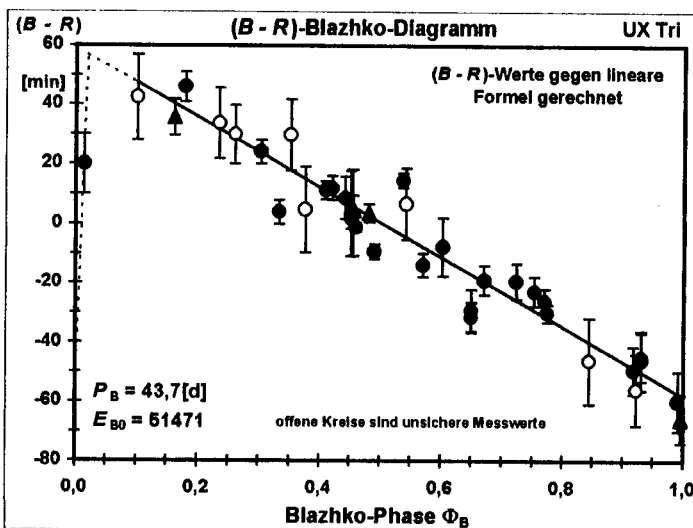


Bild 10. $(B-R)$ -Blazhko-Diagramm der aus CCD-Beobachtungen ermittelten Maximumzeiten von UX Tri bei der realen Blazhko-Periode von $P_B = 43,7^d$.

In Bild 10 ist das Blazhko-Diagramm der aus CCD-Maximumzeiten ermittelten ($B-R$)-Werte bei minimaler Streuung, also bei der realen Blazhko-Periode von UX Tri, dargestellt. Die ($B-R$)-Werte ordnen sich in diesem Diagramm mit kleinen Streuungen entlang einer Kurve an, die hier durch zwei eingezeichnete Geraden approximiert ist. Das zeigt eindeutig, dass die Lichtkurvenveränderungen von UX Tri tatsächlich periodisch sind und es sich bei diesen Variationen um den klassischen Blazhko-Effekt handelt.

Im größten Teil der Blazhko-Phase tritt, wie Bild 10 zeigt, erstaunlicherweise sogar ein ziemlich genauer linearer Abfall der ($B-R$)-Werte auf. Da die Blazhko-Phase zyklisch durchlaufen wird, müssen die am rechten Rande des Diagramms auftretenden großen negativen ($B-R$)-Wert auf der linken Diagrammseite im Bereich $\Phi_B \approx 0,00$ bis $0,04$ auf große positive Wert übergehen. Da in diesem Phasenbereich nur ein einziger Messpunkt liegt, ist der genaue ($B-R$)-Verlauf dort unbekannt und daher nur gestrichelt gezeichnet. Die eingezeichnete gestrichelte ansteigende Gerade soll nur andeuten, dass hier ein steiler Übergang auftritt. Auf einige Einzelheiten dieses Diagramms wird später noch eingegangen.

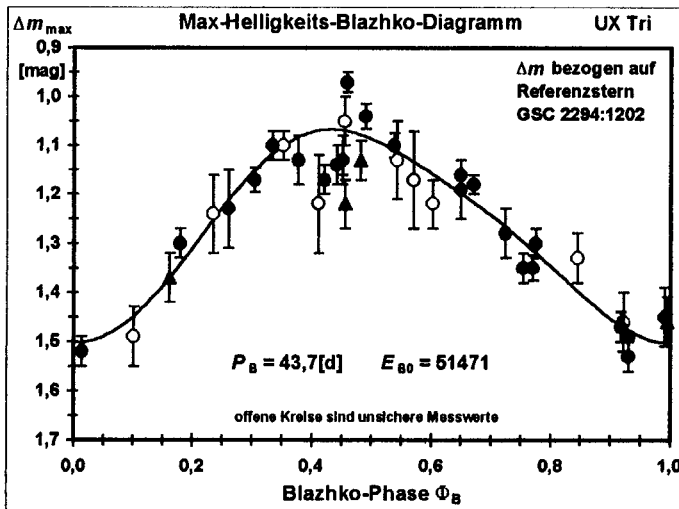


Bild 11.
Blazhko-Diagramm der CCD-Maximumhelligkeiten von UX Tri bei einer Blazhko-Periode $P_B = 43,7^d$

Auch die Messwerte der Maximumhelligkeit können dazu verwendet werden, um nach dem eben geschilderten Verfahren die Blazhko-Periode zu ermitteln. Wie bei den ($B-R$)-Werten der Maximumzeiten ordnen sich auch bei den Maximumhelligkeiten die Messpunkte im Blazhko-Diagramm bei einer Blazhko-Perioden $P_B = 43,7^d$ entlang einer Kurve an. Das Blazhko-Diagramm für die Maximumhelligkeiten ist in Bild 11 für diesen Periodenwert angegeben. Die Übereinstimmung der auf diese Weise ermittelten Werte der Blazhko-Periode einerseits aus den ($B-R$)-Werten und andererseits aus den Werten der Maximumhelligkeit ist natürlich eine Voraussetzung dafür, dass es sich bei der ermittelten Periode wirklich um die Blazhko-Periode handelt.

Bei der geschilderten Methode, bei der man nur in einem engen Periodenbereich nach der Blazhko-Periode sucht, besteht die Gefahr, dass man Periodenwerte übersieht, bei denen sich die Messwerte ebenfalls entlang einer Kurve anordnen. Um solche Fälle aufzuspüren, ist eine Suche in einem großen Periodenbereich, etwa von 10^d bis 500^d erforderlich. »Von Hand« ist das kaum noch zu bewerkstelligen und es ist sinnvoll solche Arbeiten dem Computer zu überlassen, der auch genauere Werte für die Blazhko-Periode ermitteln kann.

Ich schrieb deshalb ein Programm, das für einen gegebenen Periodenwert P_B die Streuung der Messwerte im Blazhko-Diagramm berechnet. Der Kehrwert dieser Streuung stellt ein Maß für den relativen Anteil dieses Periodenwertes im Ensemble der verwendeten Messwerte dar. Wenn der Periodenwert P_B mit einer hinreichend kleinen Schrittweite gescannt wird und man den Kehrwert der berechneten Streuungen über der Periode darstellt, erhält man auf diese Weise ein *Periodogramm*, ein Diagramm, in dem die Stärke der Spektralanteile im jeweils verwendeten Datensatz über der Periode P_B dargestellt wird. Es handelt sich also um eine Spektraldarstellung mit dem einzigen Unterschied, dass die Amplitudenwerte über der Periode anstatt, wie meist üblich, über der Frequenz aufgetragen sind.

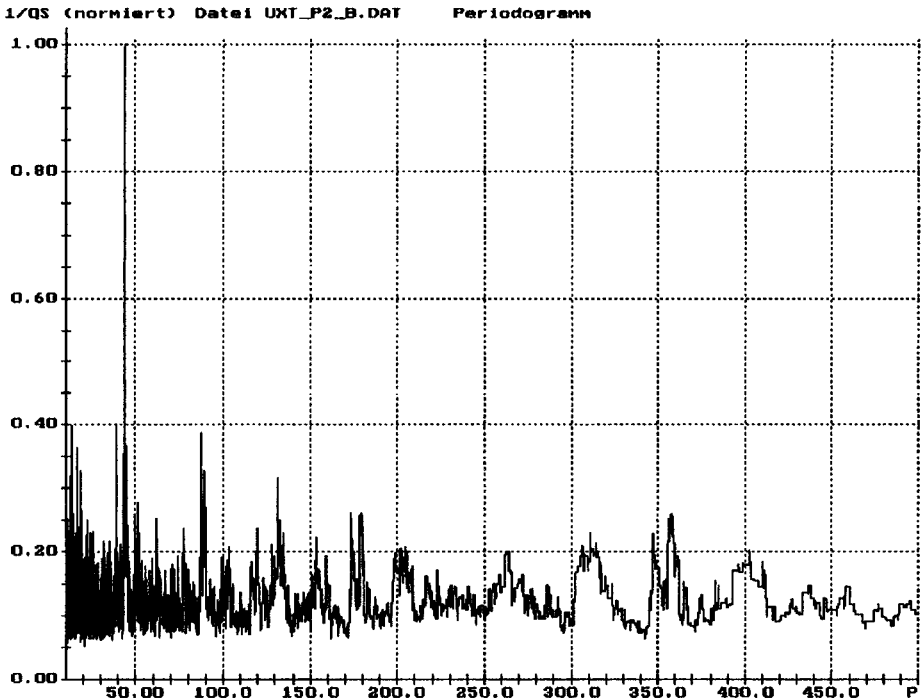


Bild 12. Periodogramm der CCD-(B-R)-Werte von UX Tri im Periodenbereich von 10^d bis 500^d . Die größte Spektrallinie liegt bei der Periode $P_B = 43,68^d$.

Bild 12 zeigt ein auf diese Weise gewonnenes Periodogramm im Periodenbereich von 10^d bis 500^d , bei dem ein Datensatz verwendet wurde, der alle aus CCD-Maximumzeiten von UX Tri ermittelten $(B-R)$ -Werte enthält. Man sieht, dass bei $43,68^d$ eindeutig die größte Spektrallinie im ganzen untersuchten Periodenbereich auftritt. Das Rauschen liegt bei etwa 10% der Maximalamplitude und aus dem Rauschen treten nur einige kleinere Spektrallinien hervor, so dass es kaum einen Zweifel darüber geben kann, dass die große und schmale Spektrallinie von der Blazhko-Periode herrührt. Von den kleineren Spektrallinien soll eine etwas breitere bei 88^d erwähnt werden. In einen Zeitraum von 88 Tagen fallen gerade zwei Blazhko-Perioden, so dass bei dieser Periode die Streuung der Messwerte ein sekundäres Minimum annehmen muss. Auch beim dreifachen und vierfachen Wert der Blazhko-Periode treten noch kleinere Spektrallinien auf, da hier eine entsprechende ganzzahlige Anzahl von Blazhko-Perioden in diese Zeitintervalle fällt.

Die spektrale Auflösung der Periodogramme lässt sich erhöhen, indem man den berechneten und dargestellten Periodenbereich verkleinert, z.B. auf das Intervall von 36^d bis 50^d . Man erkennt dann, dass die Hauptspektrallinie eine endliche Breite von etwa $0,1^d$ hat und daher auch mit einer Toleranz des ermittelten Blazhko-Periodenwertes P_B in dieser Größenordnung gerechnet werden muss.

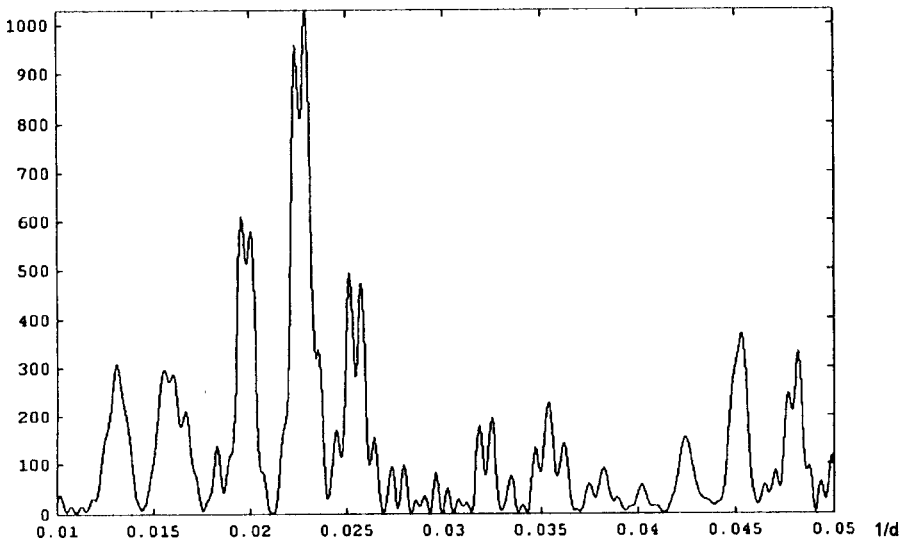


Bild 13. Spektrum der CCD- $(B-R)$ -Werte erstellt mit dem Programm Period98. Die größte Amplitude tritt bei der Periode $P_B = 43,68^d$ auf.

Zur Überprüfung der Ergebnisse wurde mit einem professionellen Periodensuchprogramm, nämlich mit dem Programm PERIOD98 von Sperl (Uni Wien) [6], das Spektrum der gleichen $(B-R)$ -Werte berechnet. Bild 13 zeigt das Ergebnis für einen Frequenzbereich von $0,01 [1/d]$ bis $0,05 [1/d]$, entsprechend einem Periodenbereich von

20^d bis 100^d . Die größte Amplitude tritt bei einer Periode von $1/(0,0228925[1/d]) = 43,66^d$ auf in Übereinstimmung mit dem oben angegebenen Ergebnis aus meinem Programm.

Auch die Maximumhelligkeiten wurden mit den Periodensuchprogrammen analysiert. In Bild 14 ist ein Beispiel für ein Periodogramm der CCD-Maximumhelligkeiten von UX Tri dargestellt, das mit dem selbstgeschriebenen Programm berechnet wurde. Die größte Spektrallinie tritt hier bei $43,70^d$ auf, einer Blazhko-Periode, die um $0,02^d$ größer ist als der aus den $(B-R)$ -Werten ermittelte Periodenwert. Das Programm PERIOD98 lieferte im Fall der Maximumhelligkeiten eine Blazhko-Periode von $43,79^d$.

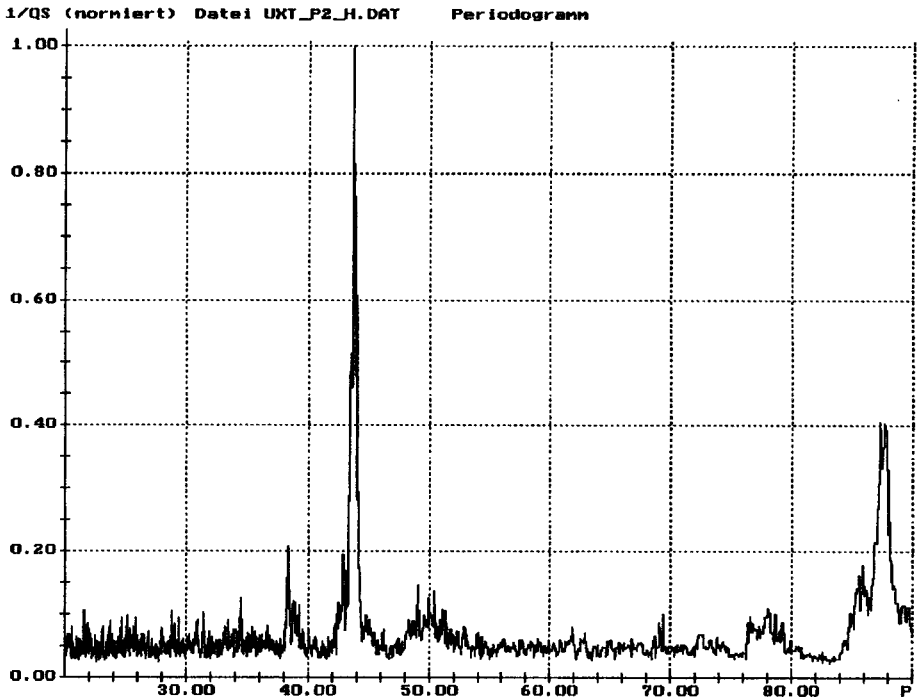


Bild 14. Periodogramm der CCD-Maximumhelligkeiten im Periodenbereich von 20^d bis 90^d . Die größte Amplitude tritt bei einer Periode $P_B = 43,70^d$ auf.

Aus allen mit den erwähnten Periodensuchprogrammen ermittelten Periodenwerten ergibt sich ein Mittelwert der Blazhko-Periode von UX Tri (gültig für den Zeitraum von JD 2450446 bis JD 2452275 entsprechend Ende 1996 bis Ende 2001), der bei $43,7^d \pm 0,1^d$ liegt.

Die geringen Unterschiede in der Blazhko-Periode, die sich einerseits aus den $(B-R)$ -Werten der Maximumzeiten und andererseits aus den Maximumhelligkeiten ergeben haben, sind verständlich, da bei der Ableitung dieser Werte völlig verschiedene Daten-

sätze verwendet wurden. Die Messwerte sind mit Fehlern behaftet, die, insbesondere bei den Helligkeiten, ziemlich groß sind, und die Anzahl der Messwerte ist mit 35 bzw. 33 noch ziemlich gering. Außerdem muss mit einer gewissen Inkonzanz der Blazhko-Periode von UX Tri im Beobachtungszeitraum gerechnet werden. So ist es nicht verwunderlich, dass Streuungen in der Größenordnung von $0,1^d$ auftreten. Die in der Literatur zu findenden Werte von Blazhko-Perioden sind im allgemeinen auch nur auf $0,1^d$ genau angegeben.

Nachdem die Blazhko-Periode von UX Tri mit einer einigermaßen befriedigenden Genauigkeit ermittelt worden ist, lassen sich mit Hilfe der gezeigten Blazhko-Diagramme genauere Vorhersagen für die Maximumzeit und die Maximumhelligkeit machen. Das Verfahren ist einfach: Man berechnet zunächst mit der linearen Ephemeridenformel Gl. (4) einen Näherungswert $t_{\max}(\text{lin})$ für die Maximumzeit und im Anschluss die zugehörige Blazhko-Phase Φ_B mit der Gl. (5). Bei diesem Phasenwert liest man an der eingezeichneten Kurve im $(B-R)$ -Blazhko-Diagramm (Bild 10) den zugehörigen $(B-R)$ -Wert ab und addiert ihn zu $t_{\max}(\text{lin})$, um die korrigierte Maximumzeit $t_{\max}(\text{kor})$ zu erhalten. Der restliche Fehler der korrigierten Maximumzeit liegt im Phasenbereich von $\Phi_B = 0,04$ bis $1,00$ meist unter 10^m . An der eingezeichneten Kurve im Blazhko-Diagramm für die Maximumhelligkeiten (Bild 11) kann man schließlich beim ermittelten Phasenwert Φ_B unmittelbar die Helligkeitsdifferenz zum Referenzstern ablesen.

Wir gehen noch einmal zu dem in Bild 10 dargestellten Blazhko-Diagramm der $(B-R)$ -Werte zurück, die aus den CCD-Maximumzeiten abgeleitet wurden. Hier sind zwei Besonderheiten bemerkenswert, so dass auf diese Erscheinungen noch hingewiesen und näher eingegangen werden sollen. Das erste ist die schon erwähnte, weitgehend lineare Abhängigkeit der $(B-R)$ -Werte über weite Bereiche der Blazhko-Phase Φ_B . Diese Abhängigkeit war kaum zu erwarten und z.Z. ist keine theoretische Erklärung dieses Phänomens bekannt. Dieser Verlauf könnte ein wichtiger Hinweis für Theoretiker sein, die bemüht sind, eine Erklärung für den Blazhko-Effekt zu finden. Um einen Überblick über dieses Verhalten zu bekommen, wäre es allerdings wichtig, bei anderen Sternen mit Blazhko-Effekt das $(B-R)$ -Blazhko-Diagramm der Maximumzeiten aus Messwerten zu ermitteln, die man entweder der Literatur entnimmt oder die man selbst misst. Auf jeden Fall schließt die beobachtete lineare Abhängigkeit der $(B-R)$ -Werte eine Erklärung der periodischen $(B-R)$ -Schwankungen durch Lichtlaufeffekte in einem Doppelsternsystem aus, die man grundsätzlich auch in Betracht ziehen muss.

Die zweite Besonderheit, die mit der ersten zusammenhängt, ist das Auftreten der steilen Flanke im $(B-R)$ -Blazhko-Diagramm von UX Tri. Wegen der geringen Anzahl der Messpunkte ist in diesem Phasenbereich der Verlauf der $(B-R)$ -Abhängigkeit unbekannt und daher nur gestrichelt eingezeichnet. Sicher ist nur, dass die $(B-R)$ -Werte in einem schmalen Bereich der Blazhko-Phase von großen negativen Werten auf große positive Werte ansteigen müssen. In zeitlichem Maß ausgedrückt beträgt die Breite dieses Bereiches nur wenige Tage, also nur einige Prozent der Blazhko-Periode, so dass es bei dem veränderlichen Wetter in Norddeutschland nur mit Glück möglich ist, in diesem Zeitabschnitt eine Lichtkurve aufzunehmen. Wir hatten dieses Glück bisher nur ein einziges Mal. Obgleich wir sehr auf der Hut waren und jede Gelegenheit nutzten, UX Tri zu beobachten, gelang uns wetterbedingt seit Herbst 1999 keine weitere Beobachtung in diesem Bereich der Blazhko-Phase.

Im ersten Augenblick könnte man denken, dass ein so steiler Anstieg oder vielleicht sogar ein Sprung unwahrscheinlich ist und in der Natur gar nicht auftreten kann. Diese Ansicht ist aber nicht richtig, wie die folgende Überlegung zeigt. Die Lichtkurve ist im Bereich des steilen Anstieges im ($B-R$)-Blazhko-Diagramm sehr flach. Kleinste Änderungen der Lichtkurve im Umkreis des Maximums können deshalb große Änderungen der Maximumzeit bewirken. Wenn z.B. die Lichtkurve an der linken Seite des flachen Bereiches absinkt und gleichzeitig am rechten Rande des flachen Bereiches ansteigt, ist es möglich, dass sich das Maximum auch bei kleinen Lichtkurvenschwankungen bereits um ein großes Stück nach rechts verlagert, was einem raschen Anstieg des ($B-R$)-Wertes entspricht.

Bei solchen flach verlaufenden Lichtkurven nimmt die Genauigkeit, mit der die Maximumzeit ermittelt werden kann, rapide ab. Kleinste Störungen rufen schon große Änderungen in der Maximumzeit hervor. Natürlich ist es unsinnig, in solchen Fällen dem Punkt mit der größten gemessenen Helligkeit das Maximum zuzuordnen. Man muss wegen der Streuungen der Messwerte auf jeden Fall von einer Ausgleichslichtkurve ausgehen, bei der über benachbarte Punkte gemittelt wird. Aber auch bei dieser Vorgehensweise bleibt die Toleranz der Maximumzeiten recht groß. Das Pogson-Verfahren, bei dem im wesentlichen die Flanken zur Bestimmung der Maximumzeit herangezogen werden, darf wegen der unsymmetrischen Lichtkurven bei RR Lyrae-Sternen nur mit größter Vorsicht verwendet werden. Die *genaue* Ermittlung der Maximumzeiten ist allgemein bei RR Lyrae-Sternen immer noch ziemlich unbefriedigend und stellt ein ungelöstes Problem dar!

Wenn man sich den linearen Abfall im ($B-R$)-Blazhko-Diagramm des Bildes 10 ansieht, so erkennt man, dass nicht alle Messpunkte innerhalb ihres Fehlerbalkens auf der mittleren Geraden liegen. Wenn auch die Abweichung von der mittleren Geraden bei den meisten Punkten kleiner als 10^m ist, so treten in einzelnen Fällen auch bei Punkten mit sehr kleiner Toleranz Abweichungen bis zu 20^m auf. Diese Abweichungen, die nicht durch Messfehler zu erklären sind, könnten durch Unregelmäßigkeiten des Blazhko-Effektes verursacht werden, dessen Konstanz nach Angaben in der Literatur nicht sehr hoch sein soll. Eine andere Möglichkeit ist, dass bei UX Tri außer der Haupt-Blazhko-Periode mit $43,7^d$ *gleichzeitig* noch weitere unharmonische Blazhko-Perioden mit kleineren Amplituden vorhanden sind, die die irregulären Veränderungen der Lichtkurve nur vortäuschen. Es sind Sterne mit mehreren gleichzeitig auftretenden Blazhko-Perioden bekannt, so dass diese Hypothese gar nicht so unwahrscheinlich ist. Bei dem begrenzten Datenmaterial ist es allerdings zur Zeit unmöglich, solche zusätzlichen Blazhko-Perioden aufzuspüren.

Die Ergebnisse, über die bisher berichtet wurde, beziehen sich, soweit sie den Blazhko-Effekt von UX Tri betreffen, ausschließlich auf CCD-Messungen im Zeitraum von Ende 1996 bis Ende 2001. Es liegen aber auch noch photographische Beobachtungen aus den Jahren 1957 bis 1979 vor [5], bei denen die ($B-R$)-Werte eine Streuung von rund $\pm 80^m$ haben, falls man drei Ausreißer unbeachtet lässt. Diese Streuung liegt nur etwas über den Streuungen der ($B-R$)-Werte der CCD-Messungen, so dass man vermuten kann, dass auch in diesem Zeitbereich ein Blazhko-Effekt vorliegt. Es konnte jedoch weder für den ganzen Bereich der photographischen Beobachtungen und natürlich erst recht nicht für den Gesamtbereich aller Beobachtungen eine einheit-

liche Blazhko-Periode gefunden werden. Nur in der zweiten Hälfte der photographischen Beobachtungen (JD 2439023 bis JD 2441931 entsprechend Sept.1965 bis Sep.1973) konnte ein Blazhko-Effekt mit einer Periode von $40,0^d \pm 0,1^d$ entdeckt werden. Da für diese Bestimmung nur 13 (*B-R*)-Werte zur Verfügung standen, muss dieses Ergebnis aber als unsicher bezeichnet werden. Bei so wenigen Messwerten ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich die Punkte im Blazhko-Diagramm rein *zufällig* entlang einer glatten Kurve anordnen, nicht genügend klein.

Warum im Gesamtbereich keine einheitliche Blazhko-Periode gefunden werden konnte, kann zwei Ursachen haben. Einmal könnten die (*B-R*)-Messwerte der photographischen Beobachtungen so stark streuen, dass der Blazhko-Effekt vollständig verdeckt wird. Mit einer geschätzten Toleranz von 15^m bis maximal 30^m sollte er allerdings noch genügend über dem Rauschen liegen und erkennbar sein, so dass dieser Grund nicht sehr wahrscheinlich ist. Die zweite Ursache könnte eine oder sogar mehrfache Änderung der Blazhko-Periode sein. Wegen der bekannten Irregularität des Blazhko-Effektes ist diese Vermutung am wahrscheinlichsten.

Aus den dargelegten Ergebnissen kann man ersehen, dass auch der kleine Amateur selbst am Rande einer Großstadt, wenn er genügend ausdauernd ist, zu Resultaten kommen kann, die auch für die professionellen Astronomen sehr interessant sind. Andererseits müssen noch auf viele Fragen bei UX Tri Antworten gefunden werden. Dazu gehören eine Erklärung für den steilen Anstieg und den linearen Abfall im (*B-R*)-Blazhko-Diagramm, das Problem der Konstanz des Blazhko-Effektes und die Vermutung weiterer gleichzeitig auftretender Blazhko-Perioden. Zur Lösung dieser Fragen ist es auf jeden Fall notwendig, UX Trianguli weiter möglichst intensiv zu beobachten.

Literatur:

- [1] Achterberg, H., Husar, D.: The RRab Star UX Tri: Discovery of a Blazhko Effekt with changing Period, IBVS 5210 (= BAV Mitteilung Nr. 146)
- [2] Dahm, M., Kleikamp, W.: Verbesserte Elemente für einige RR Lyrae-Sterne, BAV Rundbrief 48 (1999), S.189
- [3] Smith, H. A.: RR Lyrae Stars, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge University Press 1995
- [4] Hoffmeister, C., Richter, G., Wenzel, W.: Veränderliche Sterne, 3. Auflage, Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1990
- [5] Meinunger, L.: Veränderliche im Feld Beta Trianguli, MVS 11, 1, 1986
- [6] Sperl, M.: 1996 – 2001, Period98 (ein Periodensuchprogramm),
siehe: <http://dsn.astro.univie.ac.at/period98/>

13. März 2002

Herbert Achterberg, Liegnitzer Str. 12, D-22850 Norderstedt

Bundesdeutsche Arbeitsgemeinschaft für Veränderliche Sterne e.V. (BAV)

B A V

Munsterdamm 90

D-12169 Berlin

Germany