

Simulation der Rotationslichtkurve von Intermediate-Polar-Veränderlichen, Vergleich mit den Messungen des IP J1832.4-1627 (AUID: 000-BNG-512) sowie die Bestimmung der Lage der magnetischen Achse des Weißen Zwergsterns

Erwin Schwab

Abstract: *A simple geometric model is presented to calculate the shape of the optical rotational light curve of stream-fed Intermediate Polars (IPs). The model is compared with measurements of the first known eclipsing stream-fed IP J1832.4-1627 (AUID: 000-BNG-512), recently discovered by the author. The double maximum present in the rotational light curve can be explained by the inclination i of the white dwarf rotation axis and the stellar latitude B where the matter from the donor star, is hitting the surface of the white dwarf. I found the equation $\Delta\varphi_{max} = 2 \cdot \arccos(\tan(B) / \tan(i))$ to describe the angular distance between the two maxima in the rotational phase. Applied to the J1832.4-1627 light curve measurements over several nights, assuming the inclination for the binary system is $i_{sys}=77.3^\circ$, the angle between the white dwarf magnetic pole axis and its rotation axis is deduced to be $22.2^\circ \begin{smallmatrix} +11.0^\circ \\ -7.7^\circ \end{smallmatrix}$.*

Den Intermediate-Polar-Veränderlichen (IP) J1832.4-1627 (AUID: 000-BNG-512) hat der Autor am 26.07.2019 bei der Suche nach dem Kometen P/2012 K3 (Gibbs) am Calar-Alto-Schmidt-Teleskop, unabhängig von PanStarrs, entdeckt [1]. Das Objekt hat die Koordinaten (2000.0) Ra 18h 32m 21.56s, Dec -16° 27' 24.2" und die Katalognummern USNO-B1.0 0735-0599207 bzw. Gaia DR2 4102856333775127296. Die Bedeckungs- und Rotationsperiode sowie die Einordnung als IP wurde von Schwab & Breitenstein 2019 im BAV Rundbrief veröffentlicht [2]. Genauere Elemente sowie zusätzliche wichtige Systemparameter wurden von Beuermann, Breitenstein & Schwab [3] publiziert. Es wurde gezeigt, dass jegliche Hinweise auf das Vorhandensein einer Akkretionsscheibe fehlen. Alle Indizien weisen darauf hin, dass es sich hierbei um den ersten bekannten stromgespeisten (stream-fed) IP handelt, bei dem auch die Bedeckung durch den Donator-Stern beobachtet werden kann. In den zuvor genannten Veröffentlichungen wurde jedoch nicht detailliert auf die Form der Rotationslichtkurve eingegangen, was ich hiermit nachholen möchte.

Vorgestellt wird ein einfaches geometrisches Modell, womit es möglich ist, die Form der Rotationslichtkurve zu verstehen und zumindest qualitativ mit den Messungen zu vergleichen. Auf die Bedeckungslichtkurve wird hier nicht eingegangen.

In der Literatur ist über Rotationslichtkurven-Modellierung im optischen Bereich von stromgespeisten (stream-fed) IPs nicht viel zu finden. Norton A.J. 1993 [4] zeigt simulierte Lichtkurven, jedoch im Röntgenbereich. Mir ist unklar, inwieweit diese in den optischen Bereich übertragbar sind. Ferrario & Wickramasinghe 1999 [5] zeigen eine einzige optische Lichtkurve für einen bestimmten Parametersatz.

Beim IP ohne Akkretionsscheibe fließt Materie vom Donator direkt zum Weißen Zwerg in Richtung der beiden magnetischen Pole (stream-fed im Gegensatz zu disc-fed). Die beiden Polgebiete des Weißen Zwerges werden dabei abwechselnd einmal pro Rotation mit Materiefluss versorgt (Poleflipping). Es entsteht eine säulenförmige

Schockfront mit erhöhter Emission im optischen Spektralbereich, unter bestimmten Bedingungen bis in den Röntgenbereich reichend. Die Emission dieser Schockfront kann die Helligkeit des Weißen Zwerges um ein Vielfaches übertreffen. Die Materie vom Donator-Stern kommend, fließt entlang des Magnetfeldes und trifft an einem bestimmten Breitengrad auf die Oberfläche des Weißen Zwergsterns. Die magnetische Achse des Weißen Zwerges kann gegenüber der Rotationsachse geneigt sein, so dass es sogar möglich sein kann, dass die Materie am Sternäquator auftrifft.

Modellbeschreibung

Angenommen wird, dass die Helligkeitsänderung ein rein perspektivischer Effekt ist. Sieht man die Materiesäule direkt von der Seite, dann ist deren Helligkeit am größten. Vorausgesetzt wurde, dass sich der Auftreffort der Materiesäule für beide Sternhemisphären am gleichen Breitengrad befindet. Es wurde eine gerade Säule angenommen, obwohl der Weg der Materie vermutlich durch das Magnetfeld gekrümmt wird. Weiterhin wurde gleichmäßig emittiertes Licht über die gesamte Länge der Materiesäule angenommen, realistischer wäre aber wohl eher eine exponentielle oder potenzielle Abnahme der Helligkeit, je weiter der Säulenabschnitt von der Oberfläche entfernt ist.

Die Variablen haben folgende Formelzeichen:

ε = Beobachterblickwinkel (90° ist Blick auf den Sternpol)

B = Breitengrad des Auftrefforts der Materie (0° ist Sternäquator)

φ = Rotationsphase des Sterns

r = Radialer Abstand vom Mittelpunkt des Sterns

x,y,z = Achsen im kartesischen Koordinatensystem

Für den Beobachterblickwinkel ε wurde 0° als Blick auf den Sternäquator definiert, den Inklinationwinkel der Rotationsachse des Sterns kann man daraus wie folgt berechnen:

$$(1) \quad i = 90^\circ - \varepsilon$$

Es wird die Transformation vom sphärischen zum kartesischen Koordinatensystem siehe Formel (2) - (4) verwendet, wobei ich „WD“ (White Dwarf) für das Koordinatensystem des Weißen Zwergsterns als Subskript benutze und „EP“ (Earth Perspective) für das des Beobachter-Koordinatensystems.

$$(2) \quad x_{WD} = r_{WD} \cdot \cos B \cdot \cos \varphi$$

$$(3) \quad y_{WD} = r_{WD} \cdot \cos B \cdot \sin \varphi$$

$$(4) \quad z_{WD} = r_{WD} \cdot \sin B$$

Für die Beschreibung der Ansicht des Beobachters wird eine Drehung des WD-Koordinatensystems um die x-Achse vorgenommen. Durch Veränderung des Beobachterblickwinkels ε , siehe Formel (5) - (7), ergibt sich das Beobachter-Koordinatensystem:

$$(5) \quad x_{EP} = x_{WD}$$

$$(6) \quad y_{EP} = y_{WD} \cdot \cos \varepsilon + z_{WD} \cdot \sin \varepsilon$$

$$(7) z_{EP} = z_{WD} \cdot \cos \varepsilon - y_{WD} \cdot \sin \varepsilon$$

Die x_{EP} - z_{EP} -Ebene ist somit der Anblick vom Beobachter. Der Abstand eines beliebigen Punktes von der Mitte (Sternmitte) in dieser Ebene ergibt sich mit folgender Formel:

$$(8) r_{EP} = \sqrt{z_{EP}^2 + x_{EP}^2}$$

Der Säulenauffort auf der Sternoberfläche als auch der Säulenfernpunkt für beliebige Sternrotationsphasen φ kann berechnet werden, so wie sie vom Beobachter gesehen werden. Die soeben beschriebenen Einzelschritte lassen sich in eine Formel zusammenfassen:

$$(9) r_{EP} = \sqrt{(r_{wd} \cdot \cos B \cdot \cos \varphi)^2 + (r_{wd} \cdot \sin B \cdot \cos \varepsilon - r_{wd} \cdot \cos B \cdot \sin \varphi \cdot \sin \varepsilon)^2}$$

Mit Formel (9) lässt sich direkt der Säulenauffort (bei $r_{WD}=1$) und der Säulenfernpunkt (z.B. bei $r_{WD}=3$) aus der Beobachtersicht berechnen und somit auch die perspektivisch verkürzte Säulenlänge:

$$(10) l_{EP(\varphi)} = r_{EP(\varphi)}^a - r_{EP(\varphi)}^i$$

Im bisher beschriebenen Modell ist der Stern selbst noch „durchsichtig“. In der Realität können Teile der Säule vom Stern verdeckt sein. Dieses Problem kann man mit einer Wenn-Bedingung lösen. Denn alle Punkte, die im Beobachtersystem negative y_{EP} -Werte und zugleich einen Abstand vom Mittelpunkt kleiner als 1 haben, werden vom Stern verdeckt ($y_{EP}<0$ UND $r_{EP}<1$).

Die beschriebene Prozedur ist auf beide Hemisphäre anzuwenden, mit dem Unterschied, dass der Beobachterwinkel ε bei einer Hemisphäre zu negieren ist und der Nullpunkt des Rotationsphase φ_0 der Hemisphären um 180° versetzt ist. Je kürzer die Säule $l_{EP(\varphi)}$ aufgrund der Perspektive dem Beobachter erscheint, desto geringer ist die Auswirkung auf die Lichtkurve.

Beispiele simulierter Rotationslichtkurven

Gezeigt werden vier Beispiele (Abbildung 1-4) mit unterschiedlichen Parametern (ε und B) anhand von jeweils drei Diagrammen:

- Diagramm links: Simulierte Lichtkurven. Perspektivische Säulenlänge gegen Rotationsphase für jede einzelne Hemisphäre (untere Lichtkurven mit Symbol + und -) und Summe der Hemisphären (obere Lichtkurve).
- Diagramm rechts oben: Der Stern aus der Beobachterperspektive (Ansicht der Ebene x_{EP} - z_{EP})
- Diagramm rechts unten: Der Stern aus der Seitenansicht (Ansicht der Ebene y_{EP} - z_{EP}). Der Pfeil ist die Blickrichtung des Beobachters.

In den Stern-Ansichten sind die Auftrefförter und Fernpunkte der Säule jeder Hemisphäre für die Rotationsphase in $3,6^\circ$ -Schritten eingezeichnet. Außerdem ist beispielhaft jeweils an zwei besonders wichtigen Phasenwinkel pro Hemisphäre die Säule eingezeichnet.

In Siegel et al. 1989 [6] ist das Verhältnis von Emissionsquellenschwerpunkt zum Sternradius mit ca. 2 angegeben. Deshalb verwende ich eine Säulenlänge von $L=2r_{WD}$ im Modell, dann liegt die Mitte der Säule ebenso bei $2r_{WD}$.

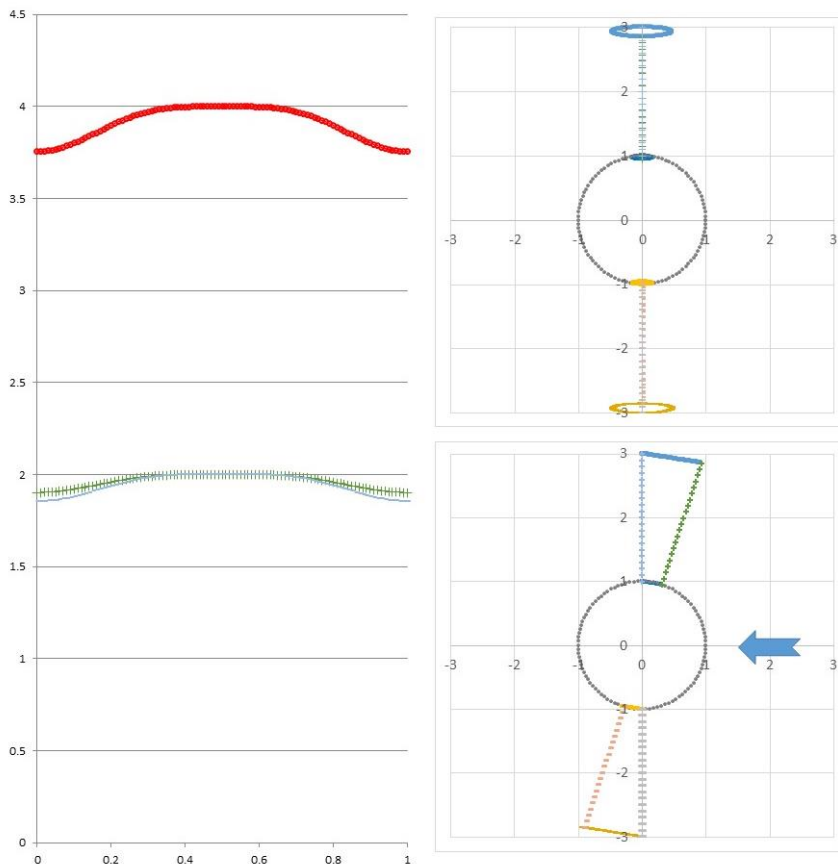


Abb. 1: Beobachterblickwinkel $\varepsilon = 9^\circ$; Auftreffort-Breitengrad $B = 81^\circ$

Eingezeichnet sind zwei Säulenpositionen auf jeder Hemisphäre (siehe Stern-Seitenansicht rechts unten). Die Position, an der vom Beobachter gesehen die Säule am längsten erscheint und die, an der sie am kürzesten erscheint. Das Minimum ist erreicht bei der größten perspektivischen Verkürzung der Säule, also dann, wenn die Säule der abgewandten Hemisphäre von der Erde weg zeigt und die der zugewandten zur Erde hin.

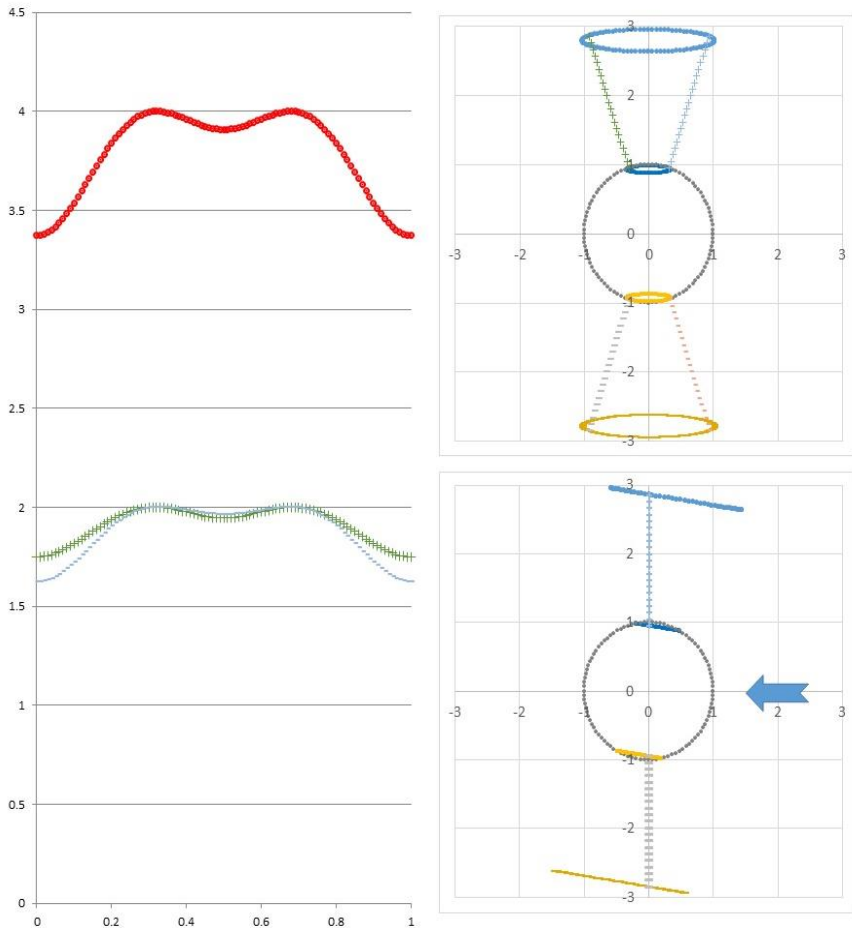


Abb. 2: Beobachterblickwinkel $\epsilon = 9^\circ$; Auftreffort-Breitengrad $B = 70^\circ$

Es wird ein Doppelmaximum mit Zwischenminimum sichtbar. Der Grund dafür ist, dass es nun auf beiden Hemisphären je zwei Säulenpositionen pro Rotation gibt, bei denen vom Beobachter gesehen die Säule am längsten erscheint, diese sind eingezeichnet. Sie liegen bei der Rotationsphase 0,32 und 0,68, was einer Phasenwindeldifferenz von $\Delta\varphi_{\max} = 128,4^\circ$ entspricht.

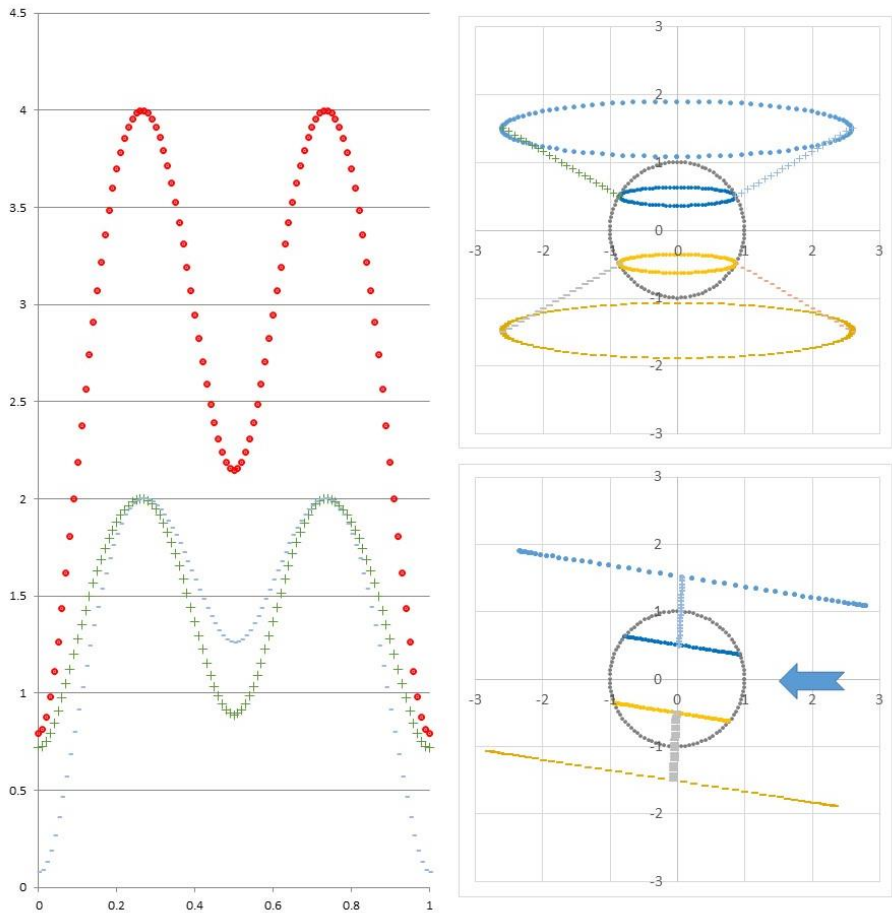


Abb. 3: Beobachterblickwinkel $\epsilon = 9^\circ$; Auftreffort-Breitengrad $B = 30^\circ$

Maxima und Minima treten viel stärker hervor, da sich aufgrund des Auftrefforts der Säule bei niedrigeren Breitengraden die Säulenlänge aus Beobachtersicht stärker ändern. Die Maxima liegen jeweils bei der Rotationsphase 0,26 und 0,74, was einer Phasenwinkeldifferenz von $\Delta\varphi_{\max} = 169,5^\circ$ entspricht. Die aus Beobachtersicht längsten Säulenpositionen sind eingezeichnet.

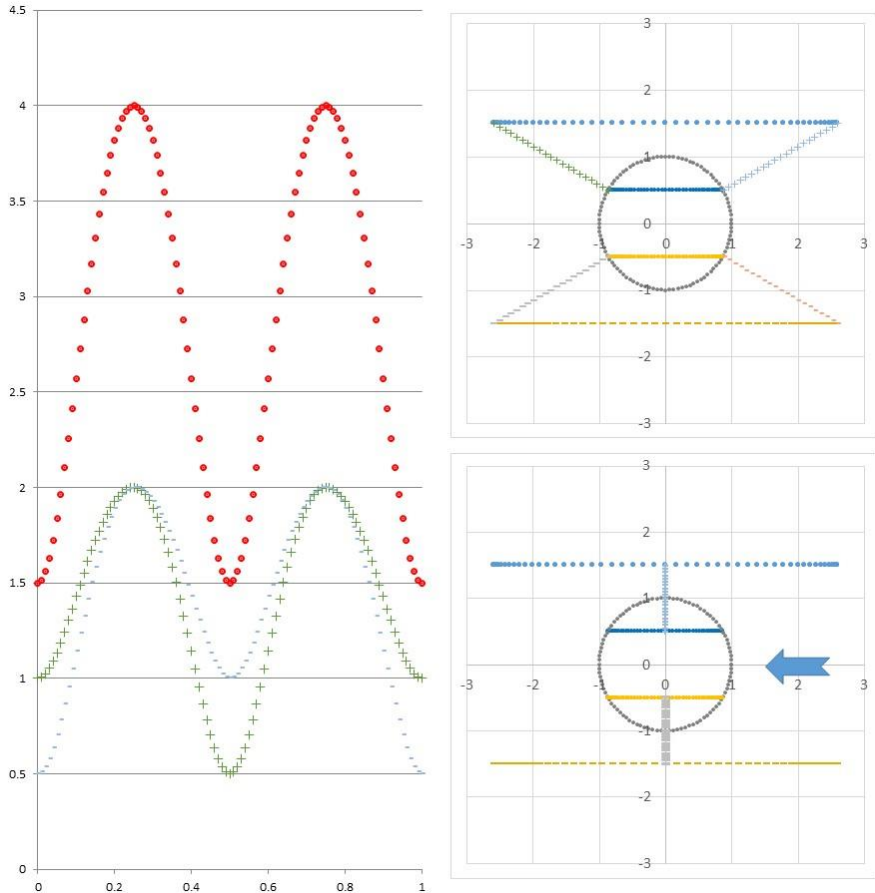


Abb. 4: Beobachterblickwinkel $\varepsilon = 0^\circ$; Auftreffort-Breitengrad $B = 30^\circ$

Beim Blick exakt auf den Äquator $\varepsilon = 0^\circ$ liegen die Maxima bei der Rotationsphase 0,25 und 0,75, was einer Phasenwindeldifferenz von $\Delta\varphi_{\max} = 180^\circ$ entspricht. Dies liegt daran, dass vom Beobachter aus gesehen die Säule jeder Hemisphäre, sobald sie bei diesen Phasen liegt, ihre maximal mögliche perspektivische Länge erreicht hat. Es entsteht eine Lichtkurve mit doppelter Frequenz – ziemlich heimtückisch, da man dann die Rotationszeit falsch bestimmen könnte.

Erkenntnisse aus der Simulation

Durch perspektivische Verkürzung der Säulenlänge des Materiestroms aufgrund der Sternrotation wird ein Helligkeitswechsel verursacht. Bei der Rotationsphase, bei der die Materiesäule am stärksten geneigt ist (auf der einen Sternhemisphäre zur Erde

hingeneigt, auf der anderen von der Erde weg), ist das Minimum in der Rotationslichtkurve erreicht.

Sobald die Winkelsumme aus Beobachterblickwinkel ϵ und Breitengrad des Materieauftrefforts B kleiner wird als 90° ($B+\epsilon < 90^\circ$) entsteht ein Doppelmaximum mit Zwischenminimum! Beim Blickwinkel $\epsilon=0^\circ$ (bzw. Inklination $i=90^\circ$) wird das Zwischenminimum genau so tief wie das Hauptminimum und es erscheint eine Frequenzverdoppelung.

Mittels der Simulation wurde klar, dass das Erscheinen eines Doppelmaximums Rückschlüsse auf bestimmte Parameter zulässt. Die Lage der Maxima entsprechen im Phasenwinkel dem Zeitpunkt, an dem die Materiesäule perspektivisch am längsten ist, was in den Fällen des Entstehens eines Doppelmaximums identisch ist mit dem verschwinden bzw. auftauchen des Auftrefforts der Materie am Rande der Sternscheibe. Ich erkannte, dass die trigonometrische Gesetzmäßigkeit vergleichbar ist mit der Gleichung, die man bezogen auf die Erde „Lichter Tag“ nennt [7]. Die Phasenwinkel-differenz $\Delta\varphi_{\max}$ der Maxima ist nur abhängig vom Breitengrad B des Auftrefforts der Materie sowie dem Beobachterblickwinkel ϵ und lässt sich wie folgt beschreiben.

$$(11) \Delta\varphi_{\max} = 2 \cdot \arccos(\tan B \cdot \tan \epsilon)$$

Mit $\epsilon=90^\circ$ -i kann man anstatt des Beobachterblickwinkels ϵ die Inklination i des Weißen Zwergsterns verwenden:

$$(12) \Delta\varphi_{\max} = 2 \cdot \arccos(\tan B / \tan i)$$

Sowohl diese trigonometrische Beschreibung als auch das vorgestellte vereinfachte Modell liefern die gleichen Ergebnisse für $\Delta\varphi_{\max}$. Mit zwei unabhängigen Methoden erhält man also identische Resultate. Ist der Beobachterblickwinkel (oder die Inklination) bekannt, kann mittels Gleichungen (11) bzw. (12) der Breitengrad des Auftrefforts des Materiestroms direkt berechnet werden. Unter der Annahme, dass sich die Inklination zumindest kurzzeitig nicht ändert, sollte eine Fluktuation des Breitengrades des Auftrefforts der Materie nachzuweisen sein. Die Lage des magnetischen Pols (bzw. der magnetischen Achse) ließe sich durch den Mittelwert der Auftrefförter bestimmen.

Vergleich der Simulation mit gemessenen Rotationslichtkurven des J1832.4-1627 (AUID: 000-BNG-512)

Für den Vergleich der Simulation mit den Daten wurden eigene Beobachtungen verwendet. Als Instrument diente das 0,8-m-Schmidt-Teleskop auf dem Calar Alto, Spanien. Referenzstern ist Gaia DR2 4102856265107069568 mit den Koordinaten RA, DEC (2000.0) 18 32 24.118, -16 28 08.13. Problematisch ist die hohe Sternendichte, weshalb der Hintergrund nicht in einer größeren Apertur im Umkreis des Veränderlichen bzw. Referenzsterns gemessen wurde, sondern separat in einem sternärmeren Gebiet in der Nähe. Für die photometrische Auswertung wurde die Software ImageJ verwendet [8]. In Abbildung 5 ist die Rotationsphase gegen die relative Helligkeit des Veränderlichen in der Nacht vom 11.06.2021 (Punkte) sowie die daran angepasste Simulation (durchgezogene Linie) dargestellt. Man erkennt, dass die Maxima in der Realität unterschiedlich hoch sind. Dies liegt an einem nicht berechenbaren Parameter, nämlich die Veränderung der Intensität des Materiestroms.

Am 4.8.2019 (Dreiecke) hatte der Materiestrom sogar so stark nachgelassen, dass gar keine Rotation mehr nachweisbar war. Diese Feststellung spielt aber für die weitere Auswertung eine untergeordnete Rolle, da ohnehin die Positionen der Maxima, nicht deren Amplitude, entscheidend sind. Darauf wird im nächsten Kapitel näher eingegangen.

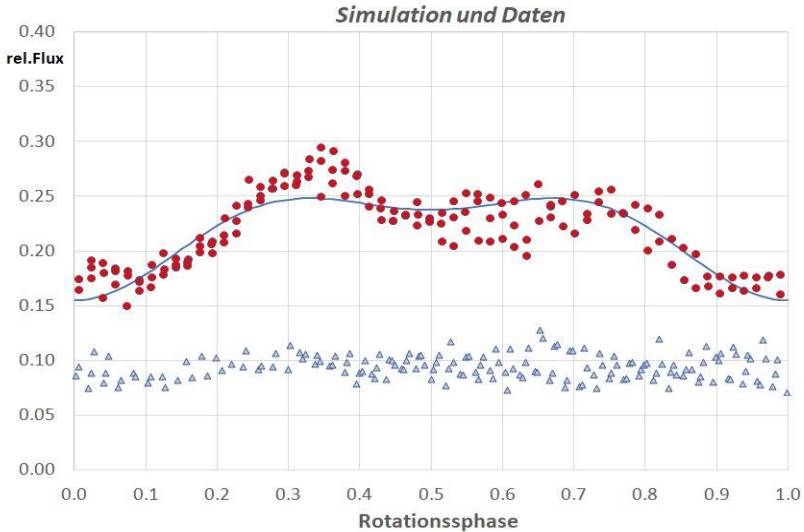


Abb. 5: Simulation und Daten

Bestimmung der magnetischen Achse des Weißen Zwerges

Im vorigen Kapitel haben wir gesehen, dass das Modell nicht optimal an die Daten angepasst werden kann, aufgrund der nicht vorhersagbaren Veränderung der Intensität des Materiestroms. Deshalb wurden die Positionen der Maxima mittels Anpassung an eine Gaußfunktion in den verschiedenen Beobachtungsnächten ermittelt, siehe Tabelle.

BJD_{max1} +240000	BJD_{max 2} +240000	$\Delta\phi_{\max}$ [°]	Fehler $\Delta\phi_{\max}$ [°]
58691.414296	58691.429653	122.1	6.7
58694.407106	58694.418677	92.0	7.8
58696.390529	58696.407017	131.1	7.5
58696.442195	58696.455702	107.4	15.4
58764.295114	58764.306017	86.7	7.1
58765.332323	58765.344523	97.0	9.3
58994.590342	58994.606054	125.0	7.4
59022.565846	59022.580889	119.6	7.0
59377.521187	59377.538068	134.3	8.6
59377.566276	59377.580487	113.0	8.0

Die Zeiten des Julianischen Datums (JD) wurden in die Baryzentrisch Dynamische Zeit (BJD_TDB) mittels des Online Applets von Jason Eastman [9] umgerechnet. In Spalte 1 und 2 sind jeweils die Zeiten des ersten (BJDmax1) und zweiten Maximums (BJDmax2) eingetragen. Geltend für die Rotationsperiode 0.045263 Tage (Elemente aus [3]) wurde mittels der Maxima-Zeiten die Phasenwinkeldifferenz $\Delta\phi_{\max}$ berechnet (Spalte 3).

In Abbildung 6 sind die einzelnen $\Delta\phi_{\max}$ Messungen gegen die Orbitalphase (Elemente aus [3]) aufgetragen, wobei die Orbitalphase der $\Delta\phi_{\max}$ Messungen aus dem Mittelwert von BJDmax1 und BJDmax2 errechnet wurden. Vermutet hatte ich, dass der Auftreffort der Materie während einer Orbitalphase einer bestimmten Gesetzmäßigkeit folgt, was allerdings aus der momentanen Datenlage nicht eindeutig ersichtlich wurde.

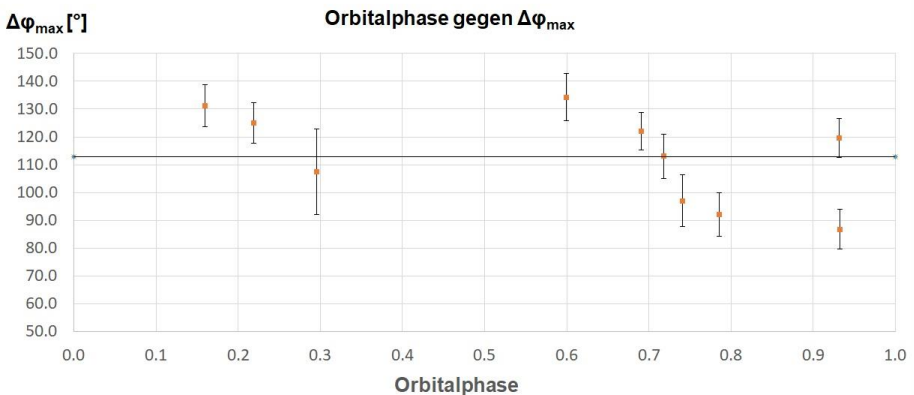


Abb. 6: Orbitalphase gegen $\Delta\phi_{\max}$

Stellt man die Formel (12) nach B um, dann lässt sich der Zusammenhang zwischen B und i für ein bestimmtes $\Delta\phi_{\max}$ berechnen oder graphisch darstellen.

$$(13) B = \arctan(\cos(\Delta\phi_{\max} / 2) \cdot \tan(i))$$

Der Mittelwert der Doppelmaxima-Phasenwinkelabstände aus der Tabelle (Spalte 3) beträgt $\Delta\phi_{\max}=112.8^{\circ}\pm 16.6^{\circ}$. Dieser Wert wurde in Abbildung 6 als horizontale Linie eingezeichnet. Da die Auftrefförter der Materie sich um den Mittelwert der $\Delta\phi_{\max}$ Messungen anordnen, kann angenommen werden, dass dies dem Breitengrad des Pols der magnetischen Achse entspricht. Geltend für diesen Mittelwert $\Delta\phi_{\max}=112.8^{\circ}$ sind in Abbildung 7 die möglichen Inklinationen der Rotationsachse des Weißen Zwerges gegen den Breitengrad des möglichen magnetischen Pols graphisch dargestellt.

Inklination gegen Breitengrad der magnetischen Achse für $\Delta\phi_{\max}=112.8^\circ$

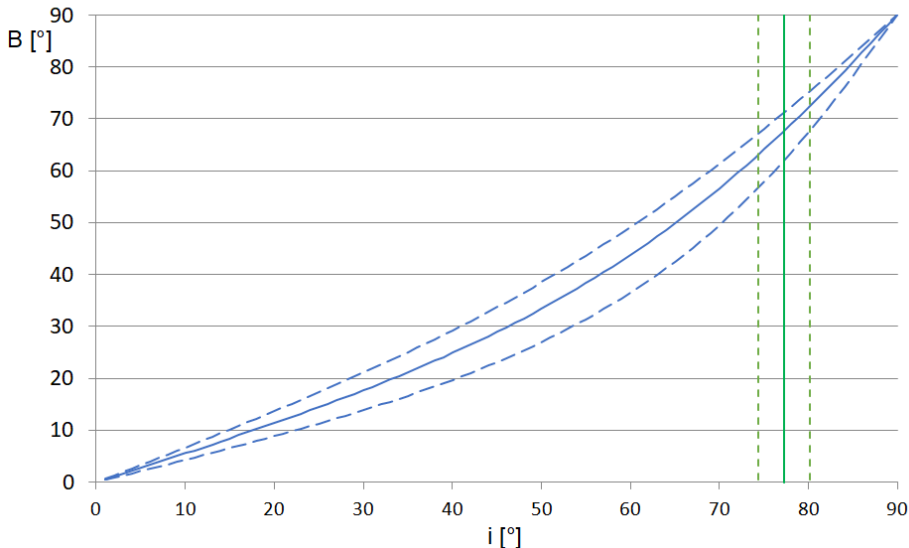


Abb. 7: Inklination i des Weißen Zwerges gegen Breitengrad B des magnetischen Pols für $\Delta\phi_{\max} = 112.8^\circ \pm 16.6^\circ$. Der senkrechte Strich ist die Inklination des Systems bei $i_{\text{sys}} = 77.3^\circ \pm 2.9^\circ$. Die Fehlerbereiche sind gestrichelt.

Beuermann, Breitenstein & Schwab [3] ist es gelungen, die Inklination des Doppelsternsystems zu ermitteln. Sie beträgt $i_{\text{sys}} = 77.3^\circ \pm 2.9^\circ$ für das Sternmassenverhältnis von $M_2/M_1 = 0.4$. Diese Inklination ist in Abbildung 7 als senkrechte Linie markiert (Fehlerbereich gestrichelt). Da bei engen Doppelsternsystemen die Orbitalachse parallel zu den Rotationsachsen ausgerichtet ist, kann man die Inklination des Weißen Zwerges mit der Orbitalinklination (Systeminklination) gleichsetzen $i_{\text{wd}} = i_{\text{sys}}$.

Setzt man nun $\Delta\phi_{\max} = 112.8^\circ \pm 16.6^\circ$ und die Inklination $i_{\text{wd}} = i_{\text{sys}} = 77.3^\circ \pm 2.9^\circ$ in Gleichung (13) ein, ergibt sich folgender stellarer Breitengrad des magnetischen Pols:

$$B_{\text{mpol}} = 67.8^\circ \begin{matrix} +7.7^\circ \\ -11.0^\circ \end{matrix}$$

Die Neigung β der Rotationsachse des Weißen Zwerges zu seiner magnetischen Achse, ist die Differenz von B_{mpole} zu 90° und beträgt somit:

$$\beta = 90^\circ - B_{\text{mpol}} = 22.2^\circ \begin{matrix} +11.0^\circ \\ -7.7^\circ \end{matrix}$$

Beuermann, Breitenstein & Schwab [3] haben mit einer anderen Methode, unabhängig zur geschilderten, $\beta = 21^\circ \pm 10^\circ$ bestimmt. Sie entdeckten eine Oszillation der Bedeckungszeitpunkte, aufgetragen gegen die Rotationsphase, woraus man ebenso β ermitteln kann. Der Vorteil der hier geschilderten Methode ist jedoch, dass man diese auch bei Systemen anwenden kann, bei denen aufgrund ungünstiger Inklination, keine

Bedeckung sichtbar ist. Dies ist z.B. beim IP V2400 Oph der Fall, bei dem auch ein Doppelmaximum in der Rotationslichtkurve nachgewiesen wurde, siehe Buckley et al. 1995 [10], jedoch keine Bedeckung aufgrund der Inklination von $\sim 10^\circ$ beobachtbar ist.

Danksagung

Mein Dank geht an Klaus Beuermann, der mir ausführlich die photometrische Auswertung mit der Software ImageJ erläuterte und von dem ich sehr viel über IPs gelernt habe. Der Zugang zum 0,8-m-Schmidt-Teleskop, Calar Alto, Spanien, wurde von der Europäischen Weltraumorganisation (ESA) finanziert, contract number 4000116155/15/D/AH (P2-NEO-VIII), und ermöglicht von Detlef Koschny, Co-Manager des near Earth object segments des Space Situational Awareness Programs der ESA.

Referenzen:

- [1] VSX-Datenbank-Eintrag:
<https://www.aavso.org/vsx/index.php?view=detail.top&oid=844744>
- [2] Schwab, E. & Breitenstein, P. 2019, BAV-Rundbrief, 68, 187
- [3] Anstehend zur Publikation: Beuermann, K., Breitenstein, P. & Schwab, E., J1832.4-1627, the first eclipsing stream-fed intermediate polar, A&A
- [4] Norton A.J. 1993, Simulation of X-ray light curves of intermediate polars, MNRAS, 265, 316.1993, MNRAS.265. 316N
- [5] Ferrario, L. & Wickramasinghe, D. T. 1999, MNRAS, 309, 517
- [6] Siegel, N., Reinsch, K., Beuermann, K., et al. 1989, A&A, 225, 97
- [7] Wikipedia: https://de.wikipedia.org/wiki/Lichter_Tag
- [8] Software ImageJ: <https://imagej.nih.gov/ij/>
- [9] Jason Eastman: <https://astroutils.astronomy.osu.edu/time/>
- [10] Buckley et al.1995, MNRAS, 275,1028

Erwin Schwab, Westendstr.8, 63329 Egelsbach, Germany, e.schwab@gsi.de