

Über Veränderlichkeit der Eigenbewegung von δ Cassiopeiae.

Von L. Courvoisier.

Von den Beobachtern des bekannten Pulkowaer Zenitsterns δ Cassiopeiae sind bei der Bearbeitung ihrer Messungen, und zwar sowohl am Zenitteleskop wie am Passageninstrument im Ersten Vertikal¹⁾, wiederholt Abweichungen unter den Jahresmitteln der Zenitdistanzen festgestellt worden, die reell zu sein schienen, deren Ursache aber nach Ansicht der Bearbeiter erst durch genauere Untersuchung eines viel größeren Materials erkannt werden könnte. *Bonsdorff* vermutet veränderliche Eigenbewegung des Sterns; *Kostinsky* weist auf die Möglichkeit von lokalen Veränderungen der Polhöhe hin.

Die Frage ist inzwischen in ein neues Stadium getreten durch das Ergebnis lichtelektrischer Messungen von *Guthnick*, die den Stern als einen Bedeckungsveränderlichen mit der Periode von nahe 2.1 Jahren und der Bedeckungsdauer von etwa 20 Tagen darstellen. Eine erste Anzeige dieser Entdeckung findet sich im Jahresbericht der Sternwarte Berlin-Babelsberg für 1915²⁾; nach den mir neuerdings mündlich gemachten Angaben meines Kollegen dürfen die auf Grund weiterer Beobachtungen erhaltenen Epochen der Minima, bezw. die obige Periode, als völlig gesichert angesehen werden. Wir müssen also in der Tat bei den vorhandenen visuellen Beobachtungen des Sterns im allgemeinen eine periodische Verschiebung des Lichtschwerpunkts gegenüber dem Schwerpunkt des Systems erwarten, deren Bestimmung aus astrometrischen Material im übrigen durch die nunmehrige Kenntnis wichtiger Bahnelemente wesentlich erleichtert wird. Es schien daher schon eine kurze spezielle Bearbeitung der bis jetzt veröffentlichten Pulkowaer absoluten Ortsbestimmungen des Sterns in dieser Hinsicht aussichtsreich zu sein. Ich möchte die Ergebnisse eines derartigen, im Einverständnis mit dem Kollegen *Guthnick* unternommenen Versuches, im folgenden mitteilen.

Von den Pulkowaer Beobachtungen kommen für die Untersuchung in erster Linie diejenigen am großen Zenitteleskop in Betracht, und zwar in der einheitlichen Bearbeitung, welche die Messungen von *J. Bonsdorff* (1904.7–1907.2), *A. Orlov* (1907.2–1908.2) und *L. Semenow* (1908.2–1909.2) durch den letzteren erfahren haben³⁾. Anschließend weitere Beobachtungen von *Semenow* stehen bis 1911.44 zur Verfügung zugleich mit einer zusammenfassenden Behandlung seiner Polhöhenbestimmungen (1908.2–1911.4) aus Sternpaaren⁴⁾. Über 1912 hinauszugehen wäre vorerst unvorteilhaft, weil nur bis zu diesem Termin eine homogene Reduktion des internationalen Polhöhenmaterials vorliegt, dieses aber eine

sehr wünschenswerte Kontrolle der Pulkowaer Polhöhen-schwankungen abgibt.

Sodann können die Beobachtungen von *B. Wanach*⁵⁾ (1890.4–1891.4) und von *S. Kostinsky*⁶⁾ (1891.5–1892.7 und 1905.1–1906.7) am Passageninstrument im Ersten Vertikal zu Überschlagsrechnungen (Jahresmittel) dienen, während weitere Messungen von *Kostinsky* nach 1893 leider größtenteils durch einen groben systematischen Fehler entsteht und die daran anschließenden von *Pedaschenko* noch nicht publiziert sind. Eine speziellere Auswertung der Messungen an diesem Instrument würde sich wegen des Verdachts von nicht unmerklichen Wirkungen periodischer Saalrefraktion kaum lohnen.

Es sollen nun zunächst die Beobachtungen am Zenitteleskop behandelt werden. In der erwähnten ersten Arbeit von *Semenow* sind die gemessenen Zenitdistanzen zur Bildung der Bedingungsgleichungen in Gruppen von gewöhnlich acht Beobachtungen zu Mitteln zusammengezogen, wogegen in der zweiten Abhandlung nur etwa drei bis vier Beobachtungen eine Gruppe bilden. Ich habe daher, um das ganze Material in dieser Beziehung homogen zu machen, auch die über 1909.2 hinaus erhaltenen Zenitdistanzen von *Semenow* in gleicher Weise gemittelt wie die früheren und sie ebenfalls auf 1908.0 reduziert. In der umstehenden Tabelle sind alle Daten zur Ausgleichung vereinigt worden, und zwar bedeutet: z 1908.0 die unmittelbar beobachtete mittlere südliche Meridianzenitdistanz; $\varphi - \varphi_0$ (\mathcal{F}) die dem V. Bande der »Resultate des Internationalen Breitendienstes« S. 195 für Pulkowa entnommene Polhöhen-schwankung, bei deren Ableitung auf die Kettenmethode und die formelle Einführung des z -Gliedes in die Polbewegung verzichtet ist; $\varphi - \varphi_0$ (P) die für Parallaxe, vernachlässigte Nutationsglieder u. s. w. verbesserte, auf der Beobachtung der Sterngruppen nach der Horrebow-Talcottmethode beruhende, in Pulkowa direkt erhaltene Polhöhen-schwankung, wobei für *Semenow* die einheitlich bearbeiteten Werte aus der zitierten zweiten Arbeit benutzt sind; r die Korrektur von δ wegen »jährlicher Refraktion«, wie sie sich nach einer von mir erhaltenen empirischen Formel ergibt⁷⁾; $\Delta\alpha$, π und σ die Korrektur der angenommenen Aberrationskonstante (20".47), die Parallaxe und die maximale Verlagerung des Lichtschwerpunkts in δ ; endlich n_1 , n_2 , n_3 die noch zu besprechende Beobachtungsgröße der Bedingungsgleichungen in drei verschiedenen Ausglei-chungen.

¹⁾ Siehe besonders: Mitteilungen der Nikolai-Hauptsternwarte zu Pulkowo Nr. 13 (*J. Bonsdorff*), Nr. 17 (*S. Kostinsky*), Nr. 33 (*J. Bonsdorff*).

²⁾ V. J. S. 51.79. ³⁾ Pulk. Mitt. Nr. 32.

⁴⁾ Public. de l'Obs. Central Nicolas, Série II, Vol. XVIII.6.

⁵⁾ Archiv for Mathematik og Naturvidenskab 16.

⁶⁾ Mélanges math. et astron. tirés du Bull. de l'Acad. Imp. d. Sc. de St. Pétersbourg, T. VII, S. 367 ff. und Pulk. Mitt. Nr. 17, außerdem Public. de l'Obs. C. Nic. Série II, Vol. X.

⁷⁾ Beobachtungs-Ergebnisse der Kgl. Sternwarte zu Berlin Nr. 15, S. 71.

Beob- achter	Datum	z 1908.0	Beob.	$\varphi - \varphi_0(\mathcal{F})$	$\varphi - \varphi_0(P)$	r	δ -Koeffizienten von			n_1	n_2	n_3
							$\Delta\alpha$	π	σ			
B	1904.75	50.68	8	+0.10	+0.15	-0.04	+0.06	+0.81	+0.23	+0.08	+0.02	+0.08
	87	70	8	+0.14	+0.19	-0.02	+0.60	+0.55	+0.54	+0.08	+0.04	+0.08
	98	72	8	+0.14	+0.18	0.00	+0.81	+0.04	+0.78	+0.04	+0.02	+0.03
	1905.03	72	8	+0.12	+0.18	+0.01	+0.78	-0.22	+0.86	+0.01	0.00	+0.02
	11	54	7.5	+0.07	+0.14	+0.06	+0.57	-0.58	+0.95	+0.09	+0.13	+0.11
	25	47	7.5	-0.06	+0.02	+0.16	-0.10	-0.81	+0.99	-0.07	+0.07	-0.04
	38	43	7	-0.11	-0.08	+0.13	-0.64	-0.50	+0.89	-0.05	+0.06	-0.07
	47	32	8	-0.13	-0.11	+0.02	-0.80	-0.09	+0.74	+0.15	+0.15	+0.12
	53	47	7.5	-0.12	-0.09	-0.02	-0.79	+0.19	+0.62	+0.05	+0.01	+0.03
	62	48	8	-0.08	-0.04	-0.05	-0.57	+0.58	+0.39	+0.11	+0.04	+0.10
	67	60	8	-0.04	+0.03	-0.04	-0.35	+0.73	+0.26	+0.02	-0.04	+0.04
	71	58	8	-0.01	+0.06	-0.04	-0.16	+0.79	+0.14	+0.07	+0.01	+0.09
	78	69	8	+0.04	+0.12	-0.03	+0.19	+0.78	-0.06	0.00	-0.05	+0.03
	90	74	8	+0.10	+0.19	-0.02	+0.69	+0.42	-0.43	0.00	-0.04	+0.04
	1906.02	76	8	+0.10	+0.18	+0.01	+0.79	-0.17	-0.73	-0.05	-0.06	-0.02
	13	70	7	+0.04	+0.13	+0.07	+0.50	-0.64	-0.92	-0.11	-0.06	-0.07
	23	62	7	0.00	+0.08	+0.15	0.00	-0.81	-1.00	-0.15	-0.02	-0.12
	30	63	7	-0.04	+0.03	+0.19	-0.35	-0.72	-0.99	-0.24	-0.07	-0.22
	37	42	6.5	-0.08	-0.03	+0.14	-0.60	-0.54	-0.93	-0.02	+0.10	-0.02
	45	46	7	-0.11	-0.08	+0.05	-0.79	-0.17	-0.81	0.00	+0.03	-0.02
	48	52	7.5	-0.12	-0.09	+0.01	-0.79	-0.03	-0.76	-0.03	-0.04	-0.05
	52	44	7	-0.12	-0.09	-0.02	-0.79	+0.16	-0.67	+0.08	+0.04	+0.06
	60	59	8	-0.12	-0.10	-0.05	-0.63	+0.50	-0.46	-0.04	-0.11	-0.07
	63	50	7.5	-0.11	-0.09	-0.05	-0.50	+0.63	-0.37	+0.06	-0.01	+0.03
	68	52	8	-0.09	-0.08	-0.04	-0.29	+0.76	-0.22	+0.05	-0.01	+0.01
	72	63	8	-0.08	-0.06	-0.04	-0.09	+0.81	-0.10	-0.05	-0.11	-0.08
	77	57	7.5	-0.07	-0.05	-0.03	+0.16	+0.79	+0.06	+0.01	-0.04	-0.02
	83	60	8	-0.05	-0.01	-0.03	+0.41	+0.69	+0.23	0.00	-0.05	+0.01
	99	60	7.5	-0.01	+0.01	0.00	+0.81	+0.01	+0.64	+0.01	-0.01	-0.02
	1907.08	66	8	+0.02	+0.08	+0.04	+0.68	-0.45	+0.81	-0.06	-0.04	-0.05
	14	49	7.5	+0.04	+0.09	+0.08	+0.43	-0.68	+0.90	+0.09	+0.15	+0.09
O	20	61	6.5	+0.05	+0.11	+0.13	+0.16	-0.79	+0.96	-0.06	+0.03	-0.02
	25	76	7	+0.06	+0.11	+0.16	-0.11	-0.80	+0.99	-0.23	-0.11	-0.20
	39	69	7	+0.07	+0.07	+0.11	-0.76	-0.28	+0.96	-0.10	-0.03	-0.12
	42	52	8	+0.07	+0.05	+0.08	-0.81	+0.06	+0.94	+0.10	+0.14	+0.06
	54	65	7	+0.04	+0.02	-0.03	-0.76	+0.29	+0.76	+0.05	-0.02	+0.01
	60	55	7.5	+0.01	-0.01	-0.05	-0.63	+0.51	+0.64	+0.14	+0.05	+0.10
	64	48	8	-0.02	-0.03	-0.05	-0.50	+0.64	+0.54	+0.18	+0.09	+0.15
	67	47	7.5	-0.04	-0.04	-0.04	-0.35	+0.74	+0.47	+0.16	+0.08	+0.14
	71	52	8	-0.07	-0.08	-0.04	-0.17	+0.78	+0.37	+0.08	0.00	+0.05
	76	45	7.5	-0.10	-0.09	-0.03	+0.12	+0.79	+0.23	+0.11	+0.04	+0.10
	87	45	8	-0.15	-0.11	-0.02	+0.59	+0.55	-0.10	+0.05	-0.01	+0.07
	95	46	7	-0.15	-0.13	-0.01	+0.79	+0.13	-0.34	+0.03	-0.02	+0.03
	1908.11	41	8	-0.07	-0.12	+0.06	+0.58	-0.57	-0.76	+0.09	+0.11	+0.02
S	25	51	6	+0.06	+0.07	+0.16	-0.09	-0.81	-0.96	-0.05	+0.07	-0.01
	29	54	7	+0.10	+0.11	+0.18	-0.27	-0.77	-0.99	-0.06	+0.08	-0.02
	36	55	7	+0.17	+0.16	+0.16	-0.58	-0.57	-1.00	+0.02	+0.14	+0.04
	41	69	6.5	+0.21	+0.19	+0.09	-0.72	-0.37	-0.97	-0.01	+0.04	0.00
	46	73	7.5	+0.23	+0.21	+0.03	-0.80	-0.12	-0.92	+0.03	+0.02	+0.04
	54	72	7.5	+0.24	+0.22	-0.03	-0.78	+0.26	-0.80	+0.11	+0.04	+0.12
	59	64	7.5	+0.22	+0.21	-0.05	-0.66	+0.47	-0.69	+0.19	+0.10	+0.21
	62	62	8	+0.21	+0.19	-0.05	-0.56	+0.59	-0.62	+0.20	+0.11	+0.21
	67	73	8	+0.16	+0.16	-0.04	-0.36	+0.72	-0.49	+0.03	-0.05	+0.06
	74	52	7.5	+0.08	+0.10	-0.04	0.00	+0.81	-0.28	+0.16	+0.08	+0.21
	79	50	7.5	+0.01	+0.04	-0.03	+0.23	+0.78	-0.13	+0.10	+0.03	+0.16
	83	37	8	-0.04	-0.02	-0.03	+0.43	+0.69	0.00	+0.18	+0.11	+0.23

Beob- achter	Datum	z 1908.0	Beob.	$\varphi - \varphi_0 (\mathcal{F})$	$\varphi - \varphi_0 (P)$	r	δ -Koeffizienten von			n_1	n_2	n_3
							Δa	π	σ			
S	1908.87	50.31	8	-0.09	-0.09	-0.02	+0.57	+0.57	+0.12	+0.18	+0.12	+0.21
	98	22	8	-0.20	-0.24	0.00	+0.81	+0.04	+0.42	+0.14	+0.10	+0.13
	1909.06	27	8	-0.26	-0.29	+0.03	+0.72	-0.38	+0.62	0.00	-0.01	0.00
	11	29	8	-0.28	-0.31	+0.06	+0.59	-0.56	+0.72	-0.07	-0.05	-0.07
	17	17	8	-0.27	-0.28	+0.11	+0.31	-0.75	+0.83	+0.01	+0.08	+0.03
	30	40	8	-0.16	-0.16	+0.19	-0.34	-0.72	+0.98	-0.19	-0.04	-0.16
	39	42	7.5	0.00	-0.04	+0.11	-0.68	-0.44	+1.00	+0.03	+0.10	+0.02
	44	74	8	+0.09	+0.03	+0.06	-0.78	-0.22	+0.98	-0.15	-0.13	-0.18
	48	71	8	+0.16	+0.09	+0.01	-0.81	-0.02	+0.95	0.00	-0.03	-0.04
	52	69	8	+0.22	+0.15	-0.02	-0.80	+0.17	+0.91	+0.11	+0.05	+0.07
	61	76	8	+0.30	+0.27	-0.05	-0.59	+0.56	+0.78	+0.15	+0.06	+0.15
	65	94	8	+0.31	+0.29	-0.05	-0.43	+0.69	+0.70	-0.02	-0.11	-0.01
	69	88	8	+0.32	+0.30	-0.04	-0.25	+0.77	+0.62	+0.04	-0.04	+0.05
	72	76	7.5	+0.31	+0.30	-0.04	-0.12	+0.81	+0.54	+0.15	+0.07	+0.17
	75	94	8	+0.28	+0.28	-0.04	+0.04	+0.81	+0.47	-0.06	-0.14	-0.03
	79	87	7.5	+0.25	+0.26	-0.03	+0.25	+0.77	+0.37	-0.03	-0.10	+0.01
	87	74	7	+0.15	+0.14	-0.02	+0.59	+0.56	+0.14	-0.01	-0.07	+0.01
	94	68	7	+0.06	+0.04	-0.01	+0.76	+0.23	-0.06	-0.05	-0.10	-0.04
	1910.07	56	4.5	-0.12	-0.17	+0.04	+0.70	-0.41	-0.46	-0.16	-0.16	-0.18
	19	15	7.5	-0.27	-0.31	+0.13	+0.18	-0.78	-0.77	+0.01	+0.10	0.00
	27	43	8	-0.30	-0.34	+0.17	-0.19	-0.79	-0.90	-0.34	-0.21	-0.35
	31	36	8	-0.30	-0.34	+0.19	-0.38	-0.71	-0.95	-0.29	-0.14	-0.30
	36	22	7.5	-0.26	-0.33	+0.16	-0.59	-0.57	-0.98	-0.08	+0.04	-0.12
	41	52	8	-0.21	-0.30	+0.09	-0.73	-0.36	-1.00	-0.26	-0.21	-0.32
	46	42	7.5	-0.13	-0.21	+0.03	-0.80	-0.24	-0.99	-0.02	-0.03	-0.07
	54	61	8	+0.01	-0.06	-0.03	-0.76	+0.26	-0.92	-0.01	-0.08	-0.05
	60	69	8	+0.12	+0.08	-0.05	-0.62	+0.52	-0.83	+0.04	-0.05	+0.03
	68	70	7	+0.24	+0.25	-0.04	-0.27	+0.76	-0.66	+0.14	+0.06	+0.18
	76	83	8	+0.30	+0.30	-0.03	+0.08	+0.80	-0.46	+0.06	-0.01	+0.09
	82	89	8	+0.32	+0.31	-0.03	+0.39	+0.71	-0.28	+0.02	-0.05	+0.04
	89	86	9	+0.31	+0.25	-0.02	+0.65	+0.47	-0.06	+0.03	-0.03	0.00
	1911.02	58	7.5	+0.18	+0.08	+0.01	+0.79	-0.18	+0.31	+0.15	+0.12	+0.08
	09	62	8.5	+0.06	-0.01	+0.04	+0.64	-0.49	+0.50	-0.04	-0.04	-0.08
	14	54	8	-0.02	-0.08	+0.08	+0.45	-0.68	+0.62	-0.08	-0.04	-0.11
	19	39	7.5	-0.09	-0.16	+0.12	+0.21	-0.78	+0.72	-0.04	+0.04	-0.08
	27	30	8	-0.17	-0.24	+0.17	-0.19	-0.79	+0.86	-0.08	+0.05	-0.12
	37	41	10.5	-0.23	-0.31	+0.14	-0.60	-0.53	+0.97	-0.22	-0.12	-0.27

Die Bahnbewegung des Lichtschwerpunkts wurde der Einfachheit halber zwischen je zwei Konjunktionen der beiden Komponenten des Sterns als der Zeit proportional, d. h. als Kreisbewegung aufgefaßt. Demgemäß ist der obige Koeffizient von σ gleich dem Sinus des durch lineare zeitliche Interpolation zwischen den zwei die Epoche einschließenden Minima erhaltenen Phasenwinkels. Nach den Mitteilungen von *Guthnick* fand ein Hauptminimum (H) und ein Nebenminimum (N) an den Julianischen Daten: 2420161 (H) bzw. 2420522 (N) statt. Die Periode beträgt 759 Tage, setzt sich also aus den zwei Teilen 361+398 Tage zusammen, die auf eine merkliche Exzentrizität der Bahn schließen lassen. Die Unsicherheit der Periode dürfte nur wenige Tage betragen. Für die in Betracht kommende Beobachtungszeit findet man damit nachstehende Minima-Folge:

(N)	1890 Febr. 15	=	1890.12	Zwischenzeit 1.09
(H)	1891 März 20	=	1891.21	
(N)	1892 März 15	=	1892.20	» 0.99
(H)	1893 April 17	=	1893.29	» 1.09

(N)	1904 Sept. 3	=	1904.67	Zwischenzeit 1.09
(H)	1905 Okt. 6	=	1905.76	
(N)	1906 Okt. 2	=	1906.75	» 0.99
(H)	1907 Nov. 4	=	1907.84	» 1.09
(N)	1908 Okt. 30	=	1908.83	» 0.99
(H)	1909 Dez. 2	=	1909.92	» 1.09
(N)	1910 Nov. 28	=	1910.91	» 0.99
(H)	1911 Dez. 31	=	1912.00	» 1.09

Die beobachteten Zenitdistanzen des Sterns wurden einer ersten Ausgleichung unterworfen, nachdem sie für $\varphi - \varphi_0 (\mathcal{F})$ und für jährliche Refraktion verbessert waren. Um die Zahl der Unbekannten möglichst zu verringern, wurde einmal von der Einführung einer Korrektur der Eigenbewegung, die nach den Untersuchungen von *Semenow* nur ganz unbedeutend sein kann, abgesehen. Sodann sind auf der rechten Seite der Bedingungsgleichungen unter n_1 sogleich die Unterschiede der Einzelwerte von δ gegen das Mittel, und zwar, zur Vermeidung persönlicher Fehler, für jeden der drei Beobachter getrennt, gebildet worden. Bei den Beobachtungen von *Bonsdorff* und

Semenow konnte dieses Mittel nach Ausweis der Koeffizienten als genügend unabhängig von den drei noch übrig bleibenden Unbekannten Δa , π und σ angesehen werden, bei *Orlow* dagegen war noch eine kleine Korrektur desselben auf Grund plausibler Annahmen über die Werte der Unbekannten nötig.

Über die mittleren Deklinationen für die drei Beobachter ist zu bemerken, daß diejenige von *Orlow* sich nach Anbringung der erwähnten Korrektur nicht wesentlich von der *Bonsdorffschen* unterscheidet, daß hingegen die *Semenowsche* um $0''.06$ davon abweicht. Dieser Unterschied könnte auf fehlerhafter E.B. beruhen, da die Epochendifferenz immerhin mehr als drei Jahre beträgt; allein damit steht im Widerspruch, daß in den *Semenowschen*, ebenfalls mehr als 3-jährigen Beobachtungen sich ein auffälliger Gang von etwa $0''.10$ zeigt, der gerade im entgegengesetzten Sinne verläuft. Der Verdacht

Beob. B. u. O.	$\Delta a = -0''.006 \pm 0''.020$	$\pi = +0''.091 \pm 0''.020$	$\sigma = +0''.038 \pm 0''.017$	$\mu = \pm 0''.074$	
» S.	$+0.017 \pm 0.027$	$+0.129 \pm 0.024$	$+0.002 \pm 0.020$	± 0.100	(1)
Zusammen	$+0.006 \pm 0.017$	$+0.113 \pm 0.016$	$+0.019 \pm 0.013$	± 0.089	

Die Quadratsumme der übrig bleibenden Fehler sinkt in allen Fällen auf rund $0.6 \cdot [n_1 n_1]$ herab. Das Vorzeichen von σ besagt, daß die Deklination des Lichtschwerpunktes in der längeren Zwischenzeit zwischen dem Neben- und dem Hauptminimum die größere ist. Der Wert von σ kann für die Beobachter B. u. O. als reell angesehen werden, für S. verschwindet er dagegen, entsprechend der obigen Bemerkung. Für die folgenden allgemeinen Ausgleichungen dürfte das selbe gelten, da sich das Verhältnis der beiderseitigen Beträge nur wenig geändert haben wird.

Gleicht man zweitens das ganze Material unter Weglassung der Korrektur für jährliche Refraktion aus, wobei die numerischen Glieder n_2 (s. Tabelle) entstehen, so erhält man als Werte der Unbekannten:

$$\begin{aligned} \Delta a &= -0''.009 \pm 0''.015 & \sigma &= +0''.016 \pm 0''.012 \\ \pi &= -0.005 \pm 0.014 & \mu &= \pm 0.081 \end{aligned} \quad (2)$$

Die Fehlerquadratsumme sinkt kaum merklich. Ferner ist auch Δa und σ nur wenig von dem früheren verschieden, wogegen natürlich π stark verändert erscheint. Da der Stern eine erhebliche E.B. ($> 0''.3$) besitzt, so sollte man indessen keine so kleine Parallaxe erwarten, wie sie durch die zweite Ausgleichung angezeigt wird. Nach der *Kapteynschen* Formel¹⁾ ergibt sich: $\pi = +0''.054$. Das ist aber genau das Mittel der π aus beiden Ausgleichungen. Sieht man diese Parallaxe als der Größe nach zutreffend an, so wäre also zum mindesten das Vorhandensein einer »jährlichen Refraktion« in den Zenitdistanzen des Sterns angedeutet, und zwar in einem ähnlichen Grade, wie er sich bei meinen Untersuchungen dieser Erscheinung für δ Cassiopeiae ergeben hatte²⁾. Nach den sonstigen Erfahrungen auf diesem Gebiete muß man jedoch das Resultat der ersten Ausgleichung für die Parallaxe als das wahrscheinlichere betrachten.

Eine dritte allgemeine Ausgleichung endlich, bei welcher $\varphi - \varphi_0(P)$ verwendet und die jährliche Refraktion wie oben berücksichtigt wurde (n_3 der Tabelle), führt zu den Werten der Unbekannten:

$$\begin{aligned} \Delta a &= +0''.022 \pm 0''.017 & \sigma &= +0''.011 \pm 0''.014 \\ \pi &= +0.120 \pm 0.016 & \mu &= \pm 0.093 \end{aligned} \quad (3)$$

ist daher nicht von der Hand zu weisen, daß beim Beobachter *Semenow* eine merkliche und mit der Zeit veränderliche persönliche Gleichung besteht. Man kann leicht erkennen, daß die dadurch bedingte Vergrößerung der Deklinationen im Jahre 1908 den aus der Ausgleichung hervorgehenden Betrag von σ stark herabdrücken und — wie sich ergeben wird — in Gegensatz zu dem aus den Jahresmitteln abgeleiteten bringen muß.

Die Ausgleichung wurde sowohl in zwei Teilen, und zwar getrennt für die Beobachter B. u. O. (44 Bedingungengleichungen) einerseits und S. (49 Gleichungen) andererseits, als auch im ganzen über alle 93 Gleichungen vorgenommen. Dabei bekamen, wie auch bei den weiteren Ausgleichungen, alle Gleichungen das Gewicht 1. Die Werte der Unbekannten und der m. F. μ der Gewichtseinheit ergeben sich wie folgt:

Die Fehlerquadratsumme beträgt wiederum etwa $0.6 [n_3 n_3]$. Die Unbekannten unterscheiden sich nicht wesentlich von denen der ersten Ausgleichung, was bei σ dadurch erklärlich wird, daß sich Schwankungen von Jahresperiode bei seiner Bestimmung nahezu herausheben werden, allgemeiner aber durch die geringe Abweichung der $\varphi - \varphi_0(\mathcal{F})$ und $\varphi - \varphi_0(P)$ voneinander. Wir kommen damit zur kurzen Erörterung der Frage, welche Beträge von $\varphi - \varphi_0$ im vorliegenden Falle als die einwandfreiesten anzusehen sind. Wenn wir die Differenzen von $\varphi - \varphi_0(P)$ und $\varphi - \varphi_0(\mathcal{F})$ bilden und von ihnen jeweils den Mittelwert für den betreffenden Beobachter abziehen, d. h. wenn wir das mit den oben erwähnten kleinen Verbesserungen wegen Parallaxe u. s. w. versehene z -Glieder für Pulkowa ableiten und demselben hierauf das ebenso korrigierte des internationalen Breitendienstes gegenüberstellen, so ergeben sich aus dem ganzen Material die nachstehenden Mittelwerte für die Zehntel des Jahres.

Jahresbruchteil	$z_P - z_J$	z_J	z_P
0.0	$-0''.033$	$+0''.035$	$+0''.002$
0.1	-0.020	$+0.018$	-0.002
0.2	$+0.024$	$+0.008$	$+0.032$
0.3	$+0.025$	-0.012	$+0.013$
0.4	$+0.027$	-0.029	-0.002
0.5	$+0.009$	-0.024	-0.015
0.6	-0.005	$+0.004$	-0.001
0.7	-0.010	$+0.031$	$+0.021$
0.8	-0.020	$+0.048$	$+0.028$
0.9	-0.027	$+0.054$	$+0.027$
Mittel	± 0.020		± 0.014

Es ist wahrscheinlich, daß die Größen z nur noch die durch periodische Refraktionsänderungen hervorgerufenen Störungen in den gemessenen Polhöhen darstellen. Die Amplitude dieser Störungen ist in Pulkowa merklich geringer als auf den internationalen Stationen, und zwar so, daß die durchschnittliche Differenz der Störungen noch etwas größer ausfällt als die mittlere Pulkowaer Störung überhaupt beträgt. Außerdem ist aber diese Durchschnittsdifferenz nicht erheblicher als die mittlere Abweichung der Polhöhen der einzelnen internatio-

¹⁾ Van Rhijn, Derivation of the change of colour with distance and apparent magnitude. . . . Groningen 1915. ²⁾ a. a. O. S. 58.

nen Stationen von der gemeinsamen Polbewegung¹⁾. Somit können allgemein die Unterschiede der Störungen zwischen zwei Beobachtungsstationen von gleicher Größenordnung wie diese selbst sein, und es ist daher auch zu erwarten, daß am gleichen Orte zwei zu meist verschiedenen Tageszeiten ausgeführte Beobachtungsreihen, wie diejenigen von δ Cassiopeiae und der Sterngruppen in Pulkowa, systematisch wesentlich verschiedene Refraktionsstörungen erleiden. Wenn also einerseits — abgesehen von der Möglichkeit lokaler Polhöhenänderungen — kein Grund vorliegt, der in Pulkowa ausschließlich aus Nachtbeobachtungen erhaltenen Polhöhen-schwankung $\varphi - \varphi_0(P)$ in unserem Falle vor $\varphi - \varphi_0(\mathcal{F})$ den Vorzug zu geben, so muß andererseits hervorgehoben werden, daß $\varphi - \varphi_0(\mathcal{F})$ die reine, von den erwähnten Refraktionsstörungen unabhängige und ungleich genauere Darstellung der Polbewegung für Pulkowa bedeutet. Man wird demgemäß die Resultate der ersten Ausgleichung für die einwandfreiesten halten dürfen.

Der auf diese Weise abgeleitete Wert von σ (rund $+0.02$) ist verhältnismäßig wenig sicher begründet. Wesentlich zuverlässiger erscheinen die aus Jahresmitteldifferenzen direkt berechneten Beträge. Es stehen zu diesem Zweck unter dem bisher behandelten Beobachtungsmaterial je eine vollständige Periode des Sterns innerhalb der Beobachtungszeit eines und desselben Beobachters zur Verfügung, und zwar bei *Bonsdorff* mit den Minima 1904.67 (N), 1905.76 (H), 1906.75 (N), bei *Semenow* mit den Minima 1908.83 (N), 1909.92 (H), 1910.91 (N). Außerdem kann der Rest der *Bonsdorffs*chen Messungen und derjenigen von *Orlow* bis zum Minimum 1907.84 (H) mitverwendet werden unter der Voraussetzung, daß der persönliche Unterschied zwischen diesen beiden Beobachtern gering ist, was nach der früheren Bemerkung der Fall zu sein scheint. Bildet man sodann die Mittelwerte von n_1, n_2, n_3 und der Koeffizienten von σ zwischen den je zwei Minima und zieht sie voneinander ab, wobei auf kleine Verbesserungen wegen Parallaxe Rücksicht genommen wird, so erhält man entsprechend den obigen drei Ausgleichungen die folgenden Beträge von σ .

Beob.	1.	2.	3.	m. F.	Beob.
B.	$+0.065$	$+0.055$	$+0.066$	± 0.026	94 u. 104
B. u. O.	$(+0.049)$	$(+0.033)$	$(+0.038)$	± 0.025	104 u. 112
S.	$+0.049$	$+0.028$	$+0.062$	± 0.024	134 u. 106
Mittel	$+0.055$	$+0.040$	$+0.059$	± 0.016	

Der aus den Beobachtungen von *Bonsdorff* und *Orlow* hervorgehende Wert erhielt für das Mittel halbes Gewicht, weil er nicht ganz unabhängig bestimmt und hinsichtlich systematischer Fehler am meisten zweifelhaft ist. Als wahrscheinlichstes Resultat für σ wird man in diesem Falle das allgemeine Mittel: $+0.051 \pm 0.016$ betrachten können.

Von den für unseren Zweck verwendbaren Beobachtungen des Sterns am Passageninstrument im Ersten Vertikal habe ich die älteren, vor 1892.7 angestellten, um die von den Beobachtern *Wanach* und *Kostinsky* am gleichen Instrument aus je einer Gruppe heller Zenitsterne bestimmten und in den zitierten Arbeiten graphisch dargestellten Polhöhen-schwankungen korrigiert. Die während des ganzen Jahres beobachteten Zenitsterne waren bei *Wanach*: δ Cassiop., v Ursae maj. und

ι Draconis, bei *Kostinsky* kam noch σ Drac. dazu. Da sich δ Cassiop. selbst unter diesen Sternen befindet, so wird man aus der Reduktion der Beobachtungen auf diese Weise nicht den vollen Betrag von σ erhalten; dagegen hat das Verfahren andererseits den Vorteil, daß es sich dabei eigentlich um relative Messungen von δ Cassiop. handelt, die naturgemäß von systematischen Fehlern, z. B. der Polhöhe, namentlich aber persönlichen, freier sind. Dies zeigt sich auch in der Tat darin, daß die auf das System der Hauptzenitsterne bezogenen mittleren Deklinationen der einzelnen Sterne bei beiden Beobachtern innerhalb der zufälligen Fehler übereinstimmen. Wir dürfen also die in der nachstehenden Tabelle mitgeteilten Messungsergebnisse aus den Beobachtungsreihen beider Beobachter in systematischer Hinsicht als homogen betrachten. Die Angaben beziehen sich auf die Differenz $\varphi_\delta - \varphi$ zwischen der aus δ Cassiop. und den Hauptsternen bestimmten Polhöhe.

Epoche	$\varphi_\delta - \varphi$	Bb.	δ -Koeff. von σ	Epoche	$\varphi_\delta - \varphi$	Bb.	δ -Koeff. von σ
<i>Wanach</i>							
1890.41	-0.28	4	$+0.74$	1891.87	-0.02	1	-0.87
46	-0.01	6	$+0.83$	87	$+0.03$	1	-0.87
51	-0.16	3	$+0.90$	90	-0.10	1	-0.81
57	-0.07	3	$+0.96$	97	$+0.02$	1	-0.67
63	-0.14	3	$+0.99$	97	-0.07	1	-0.67
66	-0.19	3	$+1.00$	1892.00	-0.19	1	-0.59
70	-0.05	4	$+0.99$	00	-0.20	1	-0.59
71	-0.03	3	$+0.99$	02	$+0.22$	1	-0.54
72	-0.05	4	$+0.99$	05	-0.01	1	-0.46
74	-0.05	3	$+0.98$	06	$+0.41$	1	-0.43
81	$+0.11$	3	$+0.91$	06	-0.33	1	-0.43
93	-0.03	2	$+0.72$	06	-0.23	1	-0.43
97	$+0.03$	2	$+0.64$	07	-0.34	1	-0.40
1891.08	-0.07	4	$+0.36$	08	$+0.09$	1	-0.37
13	-0.02	3	$+0.23$	10	$+0.19$	1	-0.31
14	$+0.03$	2	$+0.20$	13	-0.14	1	-0.22
15	$+0.19$	1	$+0.17$	13	-0.13	1	-0.22
16	$+0.17$	2	$+0.14$	14	-0.07	1	-0.19
19	$+0.11$	4	$+0.06$	14	$+0.05$	1	-0.19
22	$+0.05$	3	-0.03	15	$+0.17$	1	-0.16
25	$+0.11$	7	-0.13	15	0.00	1	-0.16
28	$+0.13$	4	-0.22	16	$+0.14$	1	-0.13
31	0.00	6	-0.31	17	-0.32	1	-0.10
38	$+0.02$	8	-0.51	19	$+0.35$	1	-0.03
<i>Kostinsky</i>							
1891.55	$+0.16$	1	-0.88	20	$+0.07$	1	0.00
58	$(+0.26)$	1	-0.92	21	$+0.28$	1	$+0.03$
61	-0.13	1	-0.96	22	$+0.27$	1	$+0.06$
66	-0.03	1	-0.99	24	$(+0.33)$	1	$+0.12$
71	$+0.10$	1	-1.00	24	-0.01	1	$+0.12$
73	$+0.17$	1	-1.00	26	-0.18	1	$+0.17$
75	$(+0.14)$	1	-0.99	27	$+0.14$	1	$+0.20$
76	-0.10	1	-0.98	28	-0.03	1	$+0.23$
76	$+0.09$	1	-0.98	28	$+0.38$	1	$+0.23$
78	-0.06	1	-0.97	35	-0.08	1	$+0.42$
79	-0.09	1	-0.96	35	$+0.03$	1	$+0.42$
84	-0.03	1	-0.91	36	-0.05	1	$+0.44$
84	-0.10	1	-0.91	38	0.00	1	$+0.50$
85	-0.07	1	-0.90	40	-0.06	1	$+0.54$
86	-0.24	1	-0.88	43	-0.04	1	$+0.62$
				66	-0.03	1	$+0.97$

¹⁾ Resultate des Internat. Breitendienstes Bd. V, S. 182 u. 198.

Die eingeklammerten Messungen sind als zweifelhaft bezeichnet und deshalb mit halbem Gewicht versehen worden. Bildet man wiederum, wie oben, und zwar ohne Rücksicht auf den Beobachter, die Differenz der Mittelwerte zwischen den Minima 1890.12 (N), 1891.21 (H) und 1892.20 (N), so ergibt sich: $\sigma = +0''.053 \pm 0''.024$ (59 und 67 Beob.). Die Beobachtungen von *Wanach* beginnen 1890 erst einige Zeit nach dem Minimum. Diese Lücke läßt sich ziemlich gut durch die 1892 übrig bleibenden Messungen von *Kostinsky* ausfüllen, wodurch sowohl persönliche Unterschiede als auch etwaige Wirkungen periodischer Saalrefraktion besser ausgeglichen werden dürften. Man erhält so: $\sigma = +0''.035 \pm 0''.023$ (75 u. 67 Beob.) und als wahrscheinlichsten Wert aus diesen Beobachtungen das Mittel: $\sigma = +0''.044 \pm 0''.023$, das nach der obigen Bemerkung einen Minimalbetrag darstellen wird.

Schließlich findet man aus der späteren Beobachtungsreihe von *Kostinsky* 1905.1–1906.7 (s. die Tabelle auf S. 82 a. a. O.) in derselben Weise zwischen den Minima 1904.67, 1905.76 und 1906.75: $\sigma = +0''.032 \pm 0''.028$ (72 u. 80 Bb.). Die Korrekturen der Zenitdistanzen wegen Polhöschwankung sind hier den gleichzeitigen *Bonsdorffs*chen Nachtbeobachtungen der Sterngruppen am Zenitteleskop entnommen. Die Beobachtungen füllen das Jahresintervall zwischen den ersten zwei Minima nicht ganz aus, weshalb der Wert von σ mit Rücksicht auf eventuelle Störungen durch Saalrefraktion mit Jahresperiode nicht als völlig einwandfrei gelten kann.

Als Endresultat für die Amplitude σ der zweijährigen Lichtschwerpunktschwingung betrachte ich das Mittel des aus

der ersten Ausgleichung hervorgehenden Wertes und der letzten drei, teilweise Minimalwerte darstellenden Beträge, also in runder Zahl: $\sigma = +0''.04 \pm 0''.01$. Die Korrektur der Aberration ergibt sich zu $+0''.01$ und die Parallaxe zu $+0''.11$, wenn plausible Beträge der »jährlichen Refraktion« zugrunde gelegt werden.

Daß das Resultat von σ trotz seiner geringen Größe reelle Bedeutung hat, geht aus der auffallenden Übereinstimmung der Vorzeichen in allen Einzelbestimmungen hervor. Es ist zu beachten, daß es sich dabei nur um die Deklinationskomponente der Verlagerung handelt, die Gesamtverschiebung also wesentlich größer sein könnte. Außerdem wird diese Verschiebung wiederum nur einen Bruchteil der Distanz beider Sternkomponenten in der größten Elongation ausmachen; somit ist es nicht ganz ausgeschlossen, daß um jene Zeit (also z. B. Herbst 1917) der Stern, bei genügender Helligkeit seiner zweiten Komponente, länglich erscheint und eine Abschätzung des Positionswinkels der Schwingung möglich wäre. Abgesehen hiervon wird man natürlich vollen Aufschluß über die Bewegungsverhältnisse des Sterns erst aus Messungen in beiden Koordinatenrichtungen erhalten können. Dazu eignen sich aber ohne Zweifel Relativmessungen besser als die hier bearbeiteten absoluten Beobachtungen, die trotz ihrer Genauigkeit nur einen ersten Anhalt für weitere Untersuchungen abgeben konnten. Der Stern muß daher, ebenso wie *Polaris*¹⁾, als besonders lohnendes Objekt für visuelle oder photographische Messungen an größeren Refraktoren bezeichnet werden.

Berlin-Babelsberg, 1917 März 31.

L. Courvoisier.

¹⁾ Vgl. A. N. 203.85.

Über die Dichtigkeit der Verteilung der Meteore in den Meteorströmen. Von H. Svoboda.

Nehmen wir an, daß die Meteore in dem Strome so wie die Zentren sich berührender Kugeln vom Radius d geordnet sind. Es sind also in der Einheit des Raumes $V/2/(8d^3)$ Meteore. Ist die scheinbare Geschwindigkeit der Partikeln v' , so fallen auf die Erde in der Einheit der Zeit $[V/2/(8d^3)]\pi R^2 v'$ Meteore, wo R der Erdradius ist.

Die scheinbare Geschwindigkeit der Meteore ist durch die Formel ausgedrückt

$$v' = \{148.7 \times 10^6 \times \sin \vartheta / (86400 \times \sin \chi)\} \times V \text{ km/sec} \quad (1)$$

wenn ϑ den Winkel Erdbahn-Meteorbahn, χ die Abweichung der wahren von der scheinbaren Meteorbahn und V die Geschwindigkeit der Erde bedeutet.

Wenn das Aufleuchten der Meteore in der Höhe h stattfindet, so übersehen wir von einem Orte der Erdoberfläche aus eine Kalotte, deren Mittelpunktswinkel 2γ durch die Relation

$$\tan \gamma = V[(2R+h)/R^2] = V(2h/R) \quad (2)$$

gegeben ist, wobei R wieder den Erdradius bedeutet.

Ist z die Zenitdistanz des scheinbaren Radiationspunktes, dann projiziert sich, falls $\gamma+z < 90^\circ$, der Erdkreis in der zur scheinbaren Richtung der Meteore senkrechten Ebene in einer Ellipse, deren Inhalt $\pi(2R+h)\cos z$ ist.

Es dringen also in der Einheit der Zeit in die sichtbare Kalotte der Atmosphäre

$$V/2 \pi (2R+h) h v' \cos z / (8d^3) \quad (3)$$

Meteore ein.

Wenn man von dem Winkel ϑ , dessen Änderung während der Beobachtung sehr klein ist, der also als konstant betrachtet werden kann, absieht, so bleibt in der Formel (3) nur die eine während der Zeit der Beobachtung sich bedeutend ändernde Größe z . Darum müssen wir für $\cos z$ einen Mittelwert substituieren.

Es sei Θ_1 die Sternzeit am Anfange, Θ_2 die Sternzeit am Ende der Beobachtung, φ die geographische Breite des Beobachtungsortes, α und δ die Äquatorkoordinaten des Radiationspunktes; es ist also

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos(\Theta - \alpha)$$

sodaß wir als Mittelwert von $\cos z$ erhalten:

$$\frac{1}{[\Theta_2 - \Theta_1]\pi} \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} [\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos(\Theta - \alpha)] d\Theta.$$

$[\Theta_2 - \Theta_1]\pi$ ist der Unterschied der Sternzeiten in Bogenmaß ausgedrückt.

Wenn $[\Theta_2 - \Theta_1]_m$ den Unterschied in Zeitminuten bedeutet, gilt die Relation

$$[\Theta_2 - \Theta_1]\pi = (\pi/720) [\Theta_2 - \Theta_1]_m.$$

Nach der Integration bekommen wir für den Mittelwert die Relation

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + [(720 \cos \varphi \cos \delta / \{\pi [\Theta_2 - \Theta_1]_m\}) \times [\sin(\Theta_2 - \alpha) - \sin(\Theta_1 - \alpha)]] \quad (4)$$