UEBER
DEN URSPRUNG DER KOMETEN

MIT WESENTLICHER UNTERSTÜTZUNG DES MAG. JOHANNES BRAAE

VON

ELIS STRÖMGREN

D. KGL. DANSKE VIDENSK. SELSK. SKRIFTER. 7. RÆKKE, NATURV. OG MATHEMATISK AFD. XI. 4

KØBENHAVN
HOVEDKOMMISSIONÆR: ANDR. FRED. HØST & SØN, KGL. HOF-BOGHANDEL
BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI
1914

Bei der vorliegenden Arbeit bin ich von mehreren Herren tatkräftig unterstützt worden. In erster Linie danke ich Herrn Magister J. Braae, der einen wesentlichen Teil der Rechenarbeit mit Interesse und Geschick ausgeführt hat. Ausserdem haben die Herren G. J. Arvin, H. P. C. Hansen, K. O. S. Lehmann, J. Fischer Petersen und K. H. R. Thomsen an der Arbeit teilgenommen.

Für eine aus dem Carlsbergfond erhaltene pekuniäre Unterstützung erlaube ich mir, an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank abzustatten.

Elis Strömgren.

EINLEITUNG.

Seitdem Tycho Brahe den Beweis dafür geliefert hatte, dass die Kometen Himmelskörper sind und keine blossen Erscheinungen in der Erdatmosphäre, und seitdem die Entdeckung des Newtonschen Gravitationsgesetzes sofort eine wenigstens sehr genäherte Vorstellung von der Natur der Kometenbahnen gegeben hatte, hat sich das Problem der Kosmogonie der Kometen naturgemäss — in Astronomen- und Laienkreisen — eines immer wachsenden Interesses erfreuen können.

Wenn wir einen Blick auf die Kometenlitteratur der letzten Jahre werfen, begegnen wir einer Menge grösserer und kleinerer Abhandlungen und Aufsätze, mit Warscheinlichkeitsschlüssen, statistischen Untersuchungen und von physikalischen Gesetzen ausgehenden Spekulationen, die alle darauf hinzielen, den Ursprung der Kometen zu ergründen.

Sehen wir von den, in einigen Fällen relativ plausiblen, aber noch öfter ganz in der Luft schwebenden, reinen Spekulationen ab, so können wir die auf eine Kometenkosmogonie zielenden Arbeiten in drei Hauptgruppen einteilen.

Die erste Gruppe umfasst solche Arbeiten, die nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung untersuchen, ob die Annahme einer interstellaren Herkunft der Kometen im grossen ganzen zu solchen Bahnen führen würde, die den tatsächlich vorliegenden Kometenbahnexzentrizitäten entsprechen. Unter den Astronomen, die auf diesem Gebiete gearbeitet haben, sind besonders zu nennen: Laplace, Gauss, Schiaparelli, Seeliger, v. Niessl, Fabry und Hillebrand.

Die zweite Gruppe von Arbeiten beschäftigt sich mit einer statistischen Untersuchung über die Verteilung der anderen Kometenbahnelemente, vor allem der Periheldistanzen, Perihellängen und Neigungen, und den aus dieser Verteilung über den Ursprung der Kometen zu ziehenden Schlüssen. Auf diesem Gebiete haben eine sehr grosse Anzahl Astronomen gearbeitet, wie die zu der ersten Gruppe gehörenden mit wechselnden Resultaten. Ich nenne nur einige wenige von den hier tätigen Astronomen: Lambert, Bode, Laplace, Mohn, Fabry, Holetschek und in der letzten Zeit Jantzen und W. H. Pickering.

Die dritte Gruppe, zu der die vorliegende Abhandlung gehört, verfolgt denselben Zweck, nur arbeitet sie mit anderen Mitteln. Von der unleugbaren, aber bis

in die letzte Zeit unbeachtet gebliebenen, Tatsache ausgehend, dass die in unsren Kometenbahnverzeichnissen angeführten, durch Beobachtungen in der Nähe des Perihels ermittelten Bahnexzentrizitäten (bzw. 5 anderen Bahnelemente) ein Produkt sind aus den ursprünglichen Werten und der störenden Einwirkung seitens der grossen Planeten, untersucht diese Gruppe von Arbeiten (Thraen, Fabry, Fayet und der Unterzeichnete) die einzelnen konkreten Fälle, um mit Hilfe von rückwärtsgeführten Störungsrechnungen die ursprünglichen Bahnformen festzustellen. Eine kurze Historik der betreffenden Litteratur habe ich vor einigen Jahren in der Publ. 1 der Kopenhagener Sternwarte (V. J. S. 45, 4. Heft) gegeben[1].

Schon durch die früher erschienenen Arbeiten dieser Gruppe war es wahrscheinlich gemacht worden, durch die jetzt vorliegende wird es zur Gewissheit erhoben, dass das ganze Problem der Kometenkosmogonie dadurch ungeheuer vereinfacht wird, dass die hyperbolischen Kometenbahnen, wenn wir uns an das bis jetzt vorliegende Material halten, durch die Untersuchungen der jetzt angedeuteten Art ganz einfach aus dem Probleme überhaupt eliminiert werden.

In der vorliegenden Abhandlung werden die in dem oben erwähnten Aufsatz skizzierten, bezw. geplanten, Rechnungen gegeben werden. Da diese Abhandlung einen wenigstens vorläufigen Abschluss meiner Untersuchungen auf dem Gebiete der Kometenkosmogonie bilden soll, werde ich, der Vollständigkeit und Übersichtlichkeit wegen, im Laufe der Darstellung die wichtigeren Resultate und Sätze aus meinen früheren Arbeiten zusammenstellen.

Von den Untersuchungen über die Verteilung der Periheldistanzen, Perihellängen, Knotenlängen und Neigungen der bis jetzt bekannten Kometen lässt sich sagen, das keine solchen systematischen Eigenschaften nachgewiesen worden sind, die als entscheidende Gründe für einen extrasolaren Ursprung der Kometen angeführt werden könnten. Es ist im Gegenteil durch Holetschek's Arbeiten wahrscheinlich gemacht worden, dass die tatsächlich vorhandenen Anzeichen dieser Art einfach aus irdischen Sichtbarkeitsverhältnissen erklärt werden können. In diesem Zusammenhang möchte ich auch betonen, dass irgend ein wirklich nachweisbarer reeller systematischer Zug in der Verteilung der betreffenden Bahnelemente im allgemeinen noch kein Beweis für einen extrasolaren Ursprung der Kometen wäre, da man eine von der Aussenwelt unabhängige systematische Verteilung der Reste der Nebelmasse, aus der wir uns das Sonnensystem entstanden denken, als sehr gut möglich annehmen könnte.

[1] Eine Übersicht der verschiedenen mit der Kometenkosmogonie zusammenhängenden Untersuchungen hat Ottavio Bianco in den Schriften der Reale Accademia delle Scienze di Torino (1911—12) veröffentlicht.

Die Geschichte der Untersuchungen über die wahrscheinliche Anzahl ausgeprägt hyperbolischer Bahnen, wenn wir einen extrasolaren Ursprung der Kometen annehmen, verglichen mit den vorliegenden, aus den Beobachtungen hervorgegangenen, Verzeichnissen der Kometenbahnexzentrizitäten, ist sehr interessant.

Auf Grund verschiedener Annahmen über die Voraussetzungen des Problems sind nacheinander LAPLACE, SCHIAPARELLI, SEELIGER und FABRY abwechselnd zu entgegengesetzten Resultaten gekommen[1]. Durch die Rücksichtnahme auf die Bewegung des Sonnensystems ist es endlich FABRY gelungen, dies verwickelte Problem zu lösen[2]. Sein Endresultat kann in der folgenden Form ausgedrückt werden: wenn wir annähmen, dass die Kometen von aussen in das Sonnensystem eindrängen, müssten sie alle in hyperbolischen Bahnen hereinkommen, und zwar müssten sich unter diesen Bahnen eine beträchtliche Anzahl stark hyperbolischer Natur befinden.

Dies, übrigens von HILLEBRAND bestätigte, Resultat FABRY's dürfte wohl als die endgültige Antwort der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf die vorliegende Frage gelten können. Daraus, sollte man dann meinen, könnte der sichere Schluss gezogen werden: da wir in unseren Kometenbahnverzeichnissen nur ganz wenige hyperbolische, stark ausgeprägt hyperbolische Bahnen überhaupt nicht finden, muss wenigstens die überwiegende Mehrzahl der bekannten Kometen unsrem Sonnensystem immer angehört haben.

Die Sache ist nun aber, wie SCHIAPARELLI in einem Aufsatze in den Juni- und Juli-Heften des Bull. Astr. für 1910 gezeigt hat, in der Tat nicht so einfach. Ehe wir diesen Punkt weiter verfolgen, wollen wir uns erst über eine andere Frage orientieren.

Bei allen den jetzt angedeuteten Arbeiten über Kometenkosmogonische Fragen, wurde immer die stille Voraussetzung gemacht, dass die in den vorhandenen Kometenbahnverzeichnissen aufgeführten Bahnelemente ein treues Bild der Bewegung der Kometen darstellen. Für 5 Elemente (π, Ω, i, T, q) trifft nun diese Voraussetzung im grossen ganzen zu, für das 6te, die Exzentrizität (e), aber nicht.

Von den sog. periodischen (d. h. kurzperiodischen) Kometen sprechen wir hier, wie in der ganzen vorliegenden Arbeit, nicht. In ihrer jetzigen Form gehören die Bahnen dieser Kometen dem Gebiete ganz anderer Probleme an, obwohl sie ja wahrscheinlicher Weise alle einmal eine ähnliche Bahnform wie die anderen besessen haben. Da in unsren Kometenbahnverzeichnissen ausserdem keine stark hyperbolischen Bahnen zu finden sind, sprechen wir also hier nur von den Kometen, deren Bahnform der Parabel nahe kommt, d. h. wir sprechen von den Kometen, deren Bahnexzentrizitäten nahe gleich eins sind.

Die Exzentrizität dieser Bahnen hat nun den Elementen π, Ω, i, T, q gegenüber eine ganz eigentümliche Stellung. Wenn wir uns eins von den fünf genannten

[1] Vgl. HILLEBRAND: Über die wahrscheinliche Bahnform und den Ursprung der Kometen, p. 1—3.
[2] Etudes sur la probabilité des comètes hyperboliques et l'origine des comètes, p. 157—158.

Elementen um eine Kleinigkeit korrigiert denken, spielt dies für den Karakter der betreffenden Bahn gar keine Rolle. Ganz anders mit der Exzentrizität: für eine Bahn, die der Parabel sehr nahe kommt, also leicht hyperbolisch oder sehr langgestreckt elliptisch ist, wird eine relativ kleine Korrektion der Exzentrizität eine fundamentale Rolle spielen können, indem eine solche Korrektion die Ellipse in eine Hyperbel oder die Hyperbel in eine Ellipse verwandeln, d. h. den ganzen kosmogonischen Karakter der Bahn vollständig umändern kann. Es ist deshalb einleuchtend, dass bei der Bestimmung der Exzentrizität einer Kometenbahn ganz besonders vorsichtig vorgegangen werden muss: es muss nach jeder Fehlerquelle Umschau gehalten werden. Und eine solche Fehlerquelle haben wir in der Einwirkung der grossen Planeten auf den Kometen während seiner Wanderung gegen die inneren Teile des Sonnensystems, wo er schliesslich entdeckt und beobachtet wird und wo das kleine Stück seiner Bahn liegt, aus dem die Bahnelemente berechnet werden.

I. Oskulierende Exzentrizitäten. Methode der Rückwärtsrechnung.

In der Regel wird eine Kometenbahnbestimmung mit der Angabe der Bahnelemente abgeschlossen, wie sie direkt mit Hilfe des vorhandenen Beobachtungsmaterials erhalten wurden, mit oder ohne Rücksicht auf diejenigen Störungen, welche der Komet während der Beobachtungszeit durch die Einwirkung der grösseren Planeten erlitten hat.

Thraen ist der erste, welcher eine Rückwärtsrechnung der Störungen (für den Kometen 1886 II) ausgeführt hat, um die Einwirkung der Planetenstörungen vor der Beobachtungszeit zu ermitteln, d. h. um die Bahn abzuleiten, in welcher sich der Komet ursprünglich unserer Sonne genähert hat. Thraen führte die Rechnung mit Jupiter und Saturn als störenden Planeten aus und erhielt für die Bahnexzentrizitäten folgende Werte:

Oskulationsepoche.	e
1885 Dez. 8	1·000228
1884 Aug. 15	1·000177
1883 April 23	1·000052
1882 Okt. 5	1·000002

Hieraus folgerte Thraen, dass, wenn wir zeitlich noch weiter zurückgingen, die Bahnexzentrizität des Kometen 1886 II unter die Einheit herabsinken würde, und dass also der Komet sich ursprünglich in einer elliptischen Bahn unserer Sonne genähert habe.

Als ich im Jahre 1895 die Berechnung der Bahn des Kometen 1890 II abgeschlossen und für diese eine unzweifelhaft hyperbolische Exzentrizität gefunden hatte, deren mittlerer Fehler nicht den 21ten Theil ihres Überschusses über die Einheit betrug ($e = 1{\cdot}000\,4103 \pm 0{\cdot}000\,0193$)[1] beschloss ich, wie es THRAEN bezüglich des Kometen 1886 II gemacht hatte, zu untersuchen, welchen Einfluss auf die Bahnexzentrizität eine Rückwärtsrechnung der Störungen seitens der grossen Planeten haben würde. Die Rechnung wurde nach der Enckeschen Methode ausgeführt, und zwar wurden Jupiter und Saturn als störende Planeten herangezogen. Ich stand eben im Begriff, die gewonnenen Störungswerte für die Berechnung der Bahnexzentrizität zu verwenden, als meine Aufmerksamkeit auf einen Umstand gelenkt wurde, welchen THRAEN übersehen hatte, der mir aber für die in Frage stehende Aufgabe eine entscheidende Rolle zu spielen schien.

Wenn wir die Störungen nach der Enckeschen Methode rückwärts rechnen, so erhalten wir für verschiedene Epochen die Koordinaten und die Geschwindigkeitskomponenten des Kometen in Bezug auf den Schwerpunkt der Sonne. Wir können nun zwar für einen beliebigen Zeitpunkt aus den so ermittelten Koordinaten und Geschwindigkeiten nach den aus den Keplerschen Gesetzen folgenden Vorschriften[2] einen Kegelschnitt, die sogenannten oskulierenden Elemente, berechnen, die uns als ein Hilfsmittel bei einer weiter zu führenden Störungsrechnung dienen können; diese Elemente geben aber für die von dem Kometen im Raume beschriebene Bahn niemals einen exakten Ausdruck. Um uns darüber klar zu werden, haben wir nur den Begriff der oskulierenden Elemente zu definieren. Wir können die Definition in der folgenden Weise formulieren: die für eine bestimmte Epoche oskulierenden Elemente geben diejenige Bahn um den Schwerpunkt der Sonne an, in welcher der Komet laufen würde, wenn in diesem Augenblicke die störenden Planeten vernichtet würden, wenn also der Komet nur der Anziehung der Sonne überlassen würde, und ausserdem die Sonne selbst mit ihrer, von den Störungen der grossen Planeten verursachten Geschwindigkeit sich fortbewegte.[3]

In den durch die Störungsrechnung erhaltenen Werten der Koordinaten und Geschwindigkeiten des Kometen sind die durch die störenden Planeten bewirkten Schwankungen in den Koordinaten und Geschwindigkeiten der Sonne mit enthalten.

[1] Berechnung der Bahn des Kometen 1890 II. Acta reg. soc. phys. Lund. T. VI. 1896.

[2] $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$

$$C_1 = x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}$$

$$C_2 = y\frac{dz}{dt} - z\frac{dy}{dt}$$

$$C_3 = z\frac{dx}{dt} - x\frac{dz}{dt}$$

$$p = \frac{1}{w^2 k^2}\left\{C_1{}^2 + C_2{}^2 + C_3{}^2\right\}$$

$$e^2 = \left(\frac{p}{r} - 1\right)^2 + \frac{p}{w^2 k^2 r^2}\left\{x\frac{dx}{dt} + y\frac{dy}{dt} + z\frac{dz}{dt}\right\}^2,$$ wo w das benutzte Zeitintervall bedeutet.

[3] Dieser letztere Umstand wird bei der Definition der oskulierenden Elemente nicht immer klar ausgesprochen. In TISSERAND's „Mécanique céleste" z. B. werden die osk. Elemente in folgender Weise definiert (I, 166): „... ce sont donc les éléments de l'orbite elliptique invariable que décrirait la planète, si, à partir de l'instant t_0, elle cessait d'être attirée par les autres planètes", wo neben „elle" die Worte „et le soleil" eingeschaltet werden sollte.

Wenn wir nur mit einem störenden Planeten rechnen, wird die periodische Bewegung der Sonne eine kleine Ellipse; sind zwei störende Planeten vorhanden, bekommen wir zwei superponierte Ellipsen, und in den Bahnelementen des Kometen muss eine Periodizität hervortreten, welche zusammengesetzt ist aus den Perioden der Bahnbewegung der störenden Planeten um die Sonne, Perioden, die aber durch die fortschreitende Bewegung des Kometen im Weltraume modifiziert sind, da die Schwankungen in den Koordinaten und Geschwindigkeiten der Sonne für die oskulierenden Elemente des Kometen je nach der eigenen Lage und der eigenen Bewegung des Kometen eine verschiedene Rolle spielen.

Was zuerst die Schwankungen in den Geschwindigkeitskomponenten betrifft, so wird ihre Einwirkung auf die oskulierende Bahn des Kometen zunehmen, je weiter sich der Komet von der Sonne entfernt, weil mit wachsender Sonnendistanz die eigenen Geschwindigkeitskomponenten des Kometen abnehmen, während die Geschwindigkeiten der Sonne zwischen bestimmten Maximal- und Minimalwerten oszillieren. Bezüglich der Schwankung in den Koordinaten der Sonne ist das Verhältnis umgekehrt, weil sich diese ebenso wie die Geschwindigkeitskomponenten der Sonne innerhalb gewisser fester Grenzen halten, während die Koordinaten des Kometen mit wachsender Sonnendistanz immer grösser werden.

Da also die oskulierenden Exzentrizitäten des Kometen (wie die oskulierenden Bahnelemente überhaupt) eine periodische Schwankung aufweisen müssen, welche mit wachsender Sonnendistanz jedenfalls nicht abnehmen wird, und da sie also nicht gegen einen gewissen Endwert konvergieren, können sie offenbar für unsern Zweck nicht verwertet werden.

Diese Auseinandersetzung wird durch die folgende Tabelle der oskulierenden Exzentrizitäten des Kometen 1890 II vollständig bestätigt:

Oskulierende Exzentrizitäten des Kometen 1890 II.

1889	Sept. 18	$e = 1{\cdot}000\,3620$
	April 11	1916
1888	Nov. 2	1586
	Mai 26	1828
1887	Dez. 2	2311
	Juli 11	2862
	Febr. 1	3392
1886	Aug. 25	3856
	März 18	4214
1885	Okt. 9	4449
	Mai 2	4537
1884	Nov. 23	4479
	Juni 16	4267
	Jan. 8	3904

Es ist nun leicht, diese Schwierigkeit zu beseitigen. Wir brauchen nur nach bekannten Regeln die Bewegung des Kometen auf den Schwerpunkt desjenigen Systems, welches von der Sonne und den störenden Planeten gebildet wird, zu beziehen. Dann verschwindet die Periodizität in den Geschwindigkeiten des Kometen, und die Exzentrizitätswerte werden allmählich gegen einen bestimmten Wert konvergieren.

Hier kommt aber noch etwas hinzu. Wenn wir uns vorstellen, dass wir die Bewegung des Kometen so weit rückwärts verfolgt haben, dass die Störungen von jetzt an verschwindend klein sind, so bewegt sich der Komet in einem Kegelschnitte ganz so als ob die Massen der Sonne und der Planeten im Schwerpunkt der Sonne vereinigt wären. Wir haben deshalb in den in der Fussnote auf der Seite 9 gegebenen Formeln statt k^2 einen anderen Wert: $k^2(1+\Sigma m_1)$ zu setzen, wo m_1 die Masse eines der betreffenden Planeten bedeutet.

Wenn dies berücksichtigt wird, gibt die Rechnung die Schwerpunktsexzentrizität in bezug auf die Gesamtmasse der Sonne und der Planeten, und dieser Wert stellt die Exzentrizität dar, die wirklich die ursprüngliche Beschaffenheit der Kometenbahn kennzeichnet.

Für die Berechnung dieser auf die Gesamtmasse bezogenen Schwerpunktselemente haben wir also in folgender Weise zu verfahren. Zu den ungestörten Koordinaten x_0, y_0, z_0 und Geschwindigkeiten $\frac{dx_0}{dt}$, $\frac{dy_0}{dt}$, $\frac{dz_0}{dt}$ des Kometen werden die Störungswerte ξ, η, ζ, $\frac{d\xi}{dt}$, $\frac{d\eta}{dt}$, $\frac{d\zeta}{dt}$ des Kometen und die Koordinaten $\xi\odot$, $\eta\odot$, $\zeta\odot$ und Geschwindigkeiten $\frac{d\xi\odot}{dt}$, $\frac{d\eta\odot}{dt}$, $\frac{d\zeta\odot}{dt}$ der Sonne in bezug auf den Schwerpunkt des Systems addiert. Für die sechs letzteren Grössen haben wir die folgenden Ausdrücke:

$$\xi\odot = -\frac{\Sigma m x_1}{1+\Sigma m_1} \quad \eta\odot = -\frac{\Sigma m y_1}{1+\Sigma m_1} \quad \zeta\odot = -\frac{\Sigma m z_1}{1+\Sigma m_1}$$

$$\frac{d\xi\odot}{dt} = -\frac{\Sigma m_1 \frac{dx_1}{dt}}{1+\Sigma m_1} \quad \frac{d\eta\odot}{dt} = -\frac{\Sigma m_1 \frac{dy_1}{dt}}{1+\Sigma m_1} \quad \frac{d\zeta\odot}{dt} = -\frac{\Sigma m_1 \frac{dz_1}{dt}}{1+\Sigma m_1}.$$

In den Formeln in der Fussnote auf Seite 9 ist statt k^2 der Wert $k^2(1+\Sigma m_1)$ zu setzen.

Es kann eigentümlich erscheinen, dass von allen früheren Verfassern die Tatsache übersehen worden war, dass man, um aus den Kometenbahnexzentrizitäten einige kosmogonische Schlussfolgerungen ziehen zu können, nicht nur eine Rückwärtsrechnung der Kometenstörungen ausführen, sondern auch die Exzentrizitäten wegen der Störungen der Sonne reduzieren muss.

Das Übersehen dieser Tatsache beruht wahrscheinlich darauf, das man sich über die Grösse des Einflusses der Störungen, der direkten Kometenstörungen sowie

der Sonnenstörungen, auf die Bahnexzentrzität keine richtige Vorstellung gebildet hat. Wir wollen zunächst diese Frage etwas näher ins Auge fassen.

Schon aus der Rechnung THRAEN's ist es einleuchtend, welche Bedeutung die Störungen des Kometen für die oskulierenden Elemente besitzen, und aus meiner Rechnung für den Kometen 1890 II (s. die Tabelle auf der S. 10) geht hervor, dass die Reduktion für die Sonnenstörungen eine ebenso wichtige Rolle spielt.

Für die Bahnelemente der beiden in Frage stehenden Kometen ist der Effekt der Störungen von derselben Grössenordnung wie die Korrektionen, deren Ableitung der Zweck der ganzen vorhergegangenen, zeitraubenden Bahnberechnung gewesen ist. Und es gibt keinen Grund, weshalb wir annehmen sollten, dass es sich nicht ebenso bei allen anderen Kometenbahnen verhält.

Es stellt sich also heraus, dass die Reduktion wegen der Störungen nicht eine Korrektion darstellt, welche nur eine kleine Verbesserung der früher erhaltenen Werte bedeutet; im Gegenteil, sie hat eine durchaus fundamentale Bedeutung, und das Resultat der ganzen vorherigen Bahnberechnungsarbeit wird ohne diese Reduktion in kosmogonischer Hinsicht völlig nichtssagend.

Von allen denjenigen parabelnahen Elementensystemen, welche bis jetzt berechnet sind, gibt es nur einen sehr kleinen Bruchteil, der für kosmogonische Zwecke im obigen Sinne verwertet werden kann. Es sind hauptsächlich nur Kometen aus den letzten Jahrzehnten, welche in bezug auf das Beobachtungsmaterial so beschaffen sind, dass die Bahnelemente die für unsern Zweck nötige Genauigkeit besitzen. Insbesondere sind so gut wie alle Kometen, für welche nur eine rein parabolische Bahn berechnet ist, auszuschalten[1].

Eine notwendige Bedingung für die Verwendung der Bahnexzentrizität für kosmogonische Zwecke ist ferner, dass schon bei der Bahnberechnung Rücksicht auf die Störungen genommen wurde. In solchen Fällen, wo die Beobachtungszeit so kurz ist, dass die Störungen keine Rolle spielen können, ist sie zweifelsohne auch zu kurz, als dass die Exzentrizität die für kosmogonische Schlussfolgerungen nötige Genauigkeit besitzen könnte.

Wenn indessen für einen bestimmten Kometen die Anzahl der Beobachtungen genügend gross ist und die Beobachtungszeit genügend lang, und wenn die Störungen berücksichtigt werden, ist es von entscheidender Bedeutung, welche von den grösseren Planeten bei der Störungsrechnung heranzuziehen sind.

In bezug auf diese Frage findet sich oft in Kometenbahnberechnungen eine Auseinandersetzung, die als unrichtig bezeichnet werden muss. Ein graphischer Überschlag hat ergeben, dass der Komet keinem der grösseren Planeten sehr nahe kommt, und der Berechner zieht daraus die Schlussfolgerung, dass die Störungen unberücksichtigt bleiben können oder dass es jedenfalls genügt, wenn man auf den grössten Planeten, Jupiter, Rücksicht nimmt.

Dazu ist aber zu bemerken, dass die Störungsrechnung sich auf die Differenz

[1] Vgl. hierzu den Artikel von LEUSCHNER in den Publ. of the Astr. Soc. of the Pacific, Vol. 19, p. 67—71.

zwischen der Einwirkung des störenden Planeten auf die Sonne und auf den Kometen stützt. Die Bedingung dafür, dass wir bei der Störungsrechnung einen störenden Planeten unberücksichtigt lassen können, ist deshalb entweder, dass die Einwirkung des Planeten auf die Sonne annähernd gleich gross ist wie seine Wirkung auf den Kometen, oder aber dass der Effekt sowohl für die Sonne wie für den Kometen auf Grund der Kleinheit der Masse oder wegen der Grösse der Entfernung ausser Acht gelassen werden kann.

Demgemäss müssen wir die Frage in zwei Teile zerlegen. Wir untersuchen die Einwirkung sämtlicher störender Planeten auf die Bewegung der Sonne. Diese Störungskomponente ist für sämtliche Bahnberechnungen von derselben Grössenordnung. Wir ersehen daraus, welche von den störenden Planeten niemals unberücksichtigt bleiben dürfen. Dann gilt es für jeden konkreten Fall zu entscheiden, ob auf Grund der speziellen Lage der Kometenbahn auch andere Planeten mit in Betracht kommen müssen.

Um einen Überschlag über die Einwirkung sämtlicher grösserer Planeten auf die Sonne zu machen, können wir jeden Planeten für sich behandeln, ohne dass wir dabei Grössen von niedriger als zweiter Ordnung bezüglich der Massen vernachlässigen.

Wenn wir mit (r) die grösste Entfernung der Sonne von dem gemeinsamen Schwerpunkt bezeichnen und mit (V) die grösste lineare Geschwindigkeit der Sonne, so erhalten wir bei Vernachlässigung von Grössen zweiter Ordnung:

$$(r) = m_1 a_1 (1 + e_1)$$

$$(V) = m_1 \frac{k}{\sqrt{a_1}} \sqrt{\frac{1 + e_1}{1 - e_1}}$$

wo k die Gaussische Konstante, m_1 die Masse des Planeten, a_1 die halbe grosse Achse der Bahn und e_1 die Exzentrizität bedeuten. Eine leichte Rechnung ergibt dann die folgende kleine Tafel (die Geschwindigkeiten gelten für ein Intervall von 40 Tagen):

	Merkur	Venus	Erde	Mars	Jupiter	Saturn	Uranus	Neptun
(r)	0·0000000	0·0000018	0·0000028	0·0000006	0·0052044	0·0028817	0·0009141	0·0015423
(V)	0·0000001	0·0000020	0·0000020	0·0000002	0·0003018	0·0000672	0·0000074	0·0000065

Es geht aus dieser Tabelle, wenn wir die dort gegebenen Werte mit den bei Kometen vorkommenden Koordinaten und Geschwindigkeiten vergleichen, hervor, dass bei der Störungsrechnung die Berücksichtigung der vier inneren Planeten nur dann nötig ist, wenn sie sich dem Kometen sehr stark nähern. Nur in diesem Falle können sie bei der Berechnung der oskulierenden Elemente eine Rolle spielen. Bei der darauf folgenden Rückwärtsrechnung und Reduktion für die Störungen der Sonne können sie immer vernachlässigt werden.

Uranus und Neptun sind so weit entfernt, dass in der Nähe des Periheldurch-

gangs, d. h. während der Beobachtungszeit, die Störungen für den Kometen und für die Sonne fast gleich gross sein müssen. Diese Planeten brauchen wohl deshalb bei der Bahnbestimmung niemals berücksichtigt zu werden. Bei der Rückwärtsrechnung der Störungen können diese zwei Planeten nur dann einen beträchtlichen Einfluss haben, wenn der Komet ihnen besonders nahe kommt.

Bei Jupiter und Saturn erreichen dagegen die Koordinaten und Geschwindigkeiten der Sonne so grosse Beträge, dass keiner von diesen Planeten bei der Berechnung einer Kometenbahn vernachlässigt werden darf, wenn auch der Komet während seiner ganzen Bahn nicht in ihre Nähe kommt.

Wir wollen die Ergebnisse der vorigen Darstellung kurz zusammenfassen.

1. Von den zur Zeit vorliegenden Kometenbahnexzentrizitäten parabelnaher Bahnen können nur die wenigsten für kosmogonische Zwecke verwertet werden. In den meisten Fällen kann wegen der Unzulänglichkeit des Beobachtungsmaterials die nötige Genauigkeit nicht erreicht werden.

2. Die in den Kometenbahnverzeichnissen direkt gegebene oskulierende Exzentrizität kann bei Bahnen, die der Parabel sehr nahe kommen, nicht zu kosmogonischen Zwecken benutzt werden. **Die Angabe der Umlaufszeit in den Kometenbahnverzeichnissen ist bei solchen Bahnen wertlos und irreführend.**

3. Um einen reellen Nutzen aus der grossen Arbeit, welche eine Kometenbahnberechnung verursacht, ziehen zu können, ist es notwendig, die Bedingungsgleichungen für die Elementenkorrektionen durch Berechnung der Störungen zu verbessern, und zwar sind bei der Störungsrechnung die Planeten Jupiter und Saturn immer zu berücksichtigen.

4. Aus den auf diese Weise erhaltenen oskulierenden Elementen bekommt man durch Rückwärtsrechnung der Störungen, durch Reduktion wegen der Sonnenstörungen und unter Berücksichtigung der Gesamtmasse der Sonne und der störenden Planeten einen Exzentrizitätswert, der, wenn die Rechnung genügend weit rückwärts geführt ist, die ursprüngliche Bahn des Kometen karakterisiert.

Wir sind also zu diesem Resultate gekommen: wenn wir eine genaue Rückwärtsrechnung der Störungen ausführen, erhalten wir, nach der Reduktion auf den Schwerpunkt und unter Rücksichtnahme auf die Gesamtmasse (Sonne + Planeten) ein Elementensystem, das wirklich die ursprüngliche Bahn des Kometen karakterisiert, n. b. wenn die Berechnung der Störungen genügend weit rückwärts geführt war.

Da diese letzte Bedingung natürlich von entscheidender Bedeutung ist, bleibt es eine wichtige Aufgabe zu bestimmen, wie weit rückwärts die Störungsrechnung

auszuführen ist. Die prinzipiell einfachste Methode wäre die folgende. Wir denken uns zunächst die Rückwärtsrechnung der Störungen eine Zeit lang in aller Strenge ausgeführt und nehmen an, dass wir die Bewegung des Kometen in dieser Weise bis zu einem Punkte seiner Bahn verfolgt haben, wo er ganz weit draussen war. Es handelt sich dann bei der Weiterführung der Rechnung nur um Störungen 1ster Ordnung. Da unser Problem sich nur mit Bahnen beschäftigt, die der Parabel sehr nahe kommen, können wir auch, wegen der Kleinheit der Störungen, von jetzt an unsren Störungsformeln eine exakte Parabelform zu Grunde legen.

Wir bilden dann die Störungsgleichung des zu untersuchenden Bahnelementes. Wenn es möglich ist, diese Gleichung in eine nach der Zeit integrable Form zu bringen, haben wir, um den Gesamtbetrag der Störungen zu ermitteln, nur zwischen $t = -\infty$ und $t = t_0$ zu integrieren, wenn t_0 die Epoche bedeutet, bis zu welcher die numerische Integration rückwärts ausgeführt war. Dann wäre der ganze Störungsbetrag berücksichtigt worden.

Wir wählen im Folgenden immer das Bahnelement $\frac{1}{a}$.

Wir gehen von den bekannten Differentialgleichungen elliptischer Elemente aus:

$$
\begin{aligned}
\frac{da}{dt} &= \frac{2}{\mu a}\frac{\partial R}{\partial \varepsilon}, \\
\frac{de}{dt} &= -\sqrt{1-e^2}\,\frac{1-\sqrt{1-e^2}}{\mu a^2 e}\frac{\partial R}{\partial \varepsilon} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{\mu a^2 e}\frac{\partial R}{\partial \pi}, \\
\frac{d\pi}{dt} &= \frac{\operatorname{tg}{}^1/_2 J}{\mu a^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial J} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{\mu a^2 e}\frac{\partial R}{\partial e}, \\
\frac{dJ}{dt} &= -\frac{1}{\mu a^2\sqrt{1-e^2}\,\sin J}\frac{\partial R}{\partial \Omega} - \frac{\operatorname{tg}{}^1/_2 J}{\mu a^2\sqrt{1-e^2}}\left(\frac{\partial R}{\partial \pi} + \frac{\partial R}{\partial \varepsilon}\right), \qquad (1) \\
\frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{\mu a^2\sqrt{1-e^2}\,\sin J}\frac{\partial R}{\partial J}, \\
\frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{\operatorname{tg}{}^1/_2 J}{\mu a^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial J} + \sqrt{1-e^2}\,\frac{1-\sqrt{1-e^2}}{\mu a^2 e}\frac{\partial R}{\partial e} - \frac{2}{\mu a}\frac{\partial R}{\partial a},
\end{aligned}
$$

wo R die Störungsfunktion bedeutet und $\mu = \frac{k\sqrt{1+m}}{a^{3/2}}$, und führen in diese Gleichungen statt a und ε die Elemente q (Periheldistanz) und T (Perihelzeit) ein.

Die zwei verschiedenen Elementensysteme sind durch folgende Gleichungen miteinander verbunden:

$$
\begin{aligned}
q &= a(1-e) \\
e &= e \\
\pi &= \pi \\
J &= J \qquad (2) \\
\Omega &= \Omega \\
T &= \frac{\pi}{\mu} - \frac{\varepsilon}{\mu} + \tau
\end{aligned}
$$

wenn τ einen festgelegten Zeitpunkt bedeutet, der so bestimmt ist, dass (in dem elliptischen Systeme) die mittlere Länge für diese Zeit gleich ε ist.

Wir haben also:

$$
\begin{aligned}
\frac{dq}{dt} &= (1-e)\frac{da}{dt} - a\frac{de}{dt} \\
\frac{de}{dt} &= \frac{de}{dt} \\
\frac{d\pi}{dt} &= \frac{d\pi}{dt} \\
\frac{dJ}{dt} &= \frac{dJ}{dt} \\
\frac{d\Omega}{dt} &= \frac{d\Omega}{dt} \\
\frac{dT}{dt} &= \frac{1}{\mu}\frac{d\pi}{dt} - \frac{1}{\mu}\frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{3}{2}\cdot\frac{\tau - T}{a}\cdot\frac{da}{dt}
\end{aligned}
\tag{3}
$$

und durch Einsetzen von (1) in die rechten Seiten der Gleichungen (3) erhalten wir die Differentialkoeffizienten der Elemente q, e, π, J, Ω und T ausgedrückt durch die partiellen Differentialquotienten der Störungsfunktion, genommen in bezug auf die gewöhnlichen elliptischen Elemente.

Wenn wir mit $\frac{\partial R}{\partial a}, \frac{\partial R}{\partial e}$ etc. diese nach den gewöhnlichen elliptischen Elementen genommenen Derivierten der Störungsfunktion bezeichnen und mit $\left(\frac{\partial R}{\partial q}\right), \left(\frac{\partial R}{\partial e}\right)$ etc. die nach den neuen Elementen genommenen, so haben wir laut den Gleichungen (2):

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial R}{\partial a} &= (1-e)\left(\frac{\partial R}{\partial q}\right) - \frac{3}{2}\,\frac{1-e}{q}\,(\tau - T)\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right) \\
\frac{\partial R}{\partial e} &= \left(\frac{\partial R}{\partial e}\right) - \frac{q}{1-e}\left(\frac{\partial R}{\partial q}\right) \\
\frac{\partial R}{\partial \pi} &= \left(\frac{\partial R}{\partial \pi}\right) + \frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right) \\
\frac{\partial R}{\partial J} &= \left(\frac{\partial R}{\partial J}\right) \\
\frac{\partial R}{\partial \Omega} &= \left(\frac{\partial R}{\partial \Omega}\right) \\
\frac{\partial R}{\partial \varepsilon} &= -\frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right).
\end{aligned}
\tag{4}
$$

Durch Einsetzen dieser Ausdrücke in die Gleichungen (1) und (3) erhalten wir schliesslich, nach leicht verständlicher Reduktion, wenn $m = 0$ gesetzt wird:

$$
\begin{aligned}
\frac{dq}{dt} &= \frac{\sqrt{q(1+e)}}{ke}\left(\frac{\partial R}{\partial \pi}\right) + \frac{q^2}{k^2 e}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right) \\
\frac{de}{dt} &= -\frac{q(1+e)}{k^2 e}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right) - \frac{(1-e)\sqrt{1+e}}{ke\sqrt{q}}\left(\frac{\partial R}{\partial \pi}\right) \\
\frac{d\pi}{dt} &= -\frac{\sqrt{q(1+e)}}{ke}\left(\frac{\partial R}{\partial q}\right) + \frac{(1-e)\sqrt{1+e}}{ke\sqrt{q}}\left(\frac{\partial R}{\partial e}\right) + \frac{\operatorname{tg} {}^1\!/_2 J}{k\sqrt{q(1+e)}}\left(\frac{\partial R}{\partial J}\right) \\
\frac{dJ}{dt} &= -\frac{\operatorname{tg} {}^1\!/_2 J}{k\sqrt{q(1+e)}}\left(\frac{\partial R}{\partial \pi}\right) - \frac{1}{k \sin J \sqrt{q(1+e)}}\left(\frac{\partial R}{\partial \Omega}\right) \\
\frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{k \sin J \sqrt{q(1+e)}}\left(\frac{\partial R}{\partial J}\right) \\
\frac{dT}{dt} &= -\frac{q^2}{k^2 e}\left(\frac{\partial R}{\partial q}\right) + \frac{q(1+e)}{k^2 e}\left(\frac{\partial R}{\partial e}\right).
\end{aligned}
\tag{5}
$$

Durch Kombination der zwei ersten Gleichungen (5) oder auch direkt aus der ersten Gleichung (1) und der letzten Gleichung (4) erhalten wir die für parabelnahe Bahnen wichtige Gleichung:

$$
\frac{d\frac{1}{a}}{dt} = \frac{2}{k^2}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right). \tag{6}
$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich folgendes Resultat. Wenn wir für eine zur Zeit t_0 parabolische Bahn die ursprüngliche halbe grosse Achse (a) berechnen wollen, haben wir:

$$
0 = \frac{1}{a} + \frac{2}{k^2}\int_{-\infty}^{t_0}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right) dt
$$

das ist

$$
\frac{1}{a} = -\frac{2}{k^2}\int_{-\infty}^{t_0}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right) dt. \tag{7}
$$

Für eine zur Zeit t_0 parabelnahe Bahn mit der grossen Achse $2a_0$ erhalten wir, wenn die Abweichung von der Parabelform so geringfügig ist, dass unsere sich an die Parabel anschliessenden Entwickelungen Gültigkeit haben:

$$
\frac{1}{a} = \frac{1}{a_0} - \frac{2}{k^2}\int_{-\infty}^{t_0}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right) dt. \tag{8}
$$

Nach Lagrange gelten für die Bewegung eines gestörten Körpers um den Schwerpunkt des Systems, wenn wir uns mit den Grössen erster Ordnung in bezug auf die störende Masse begnügen[1], genau dieselben Störungsgleichungen wie für

[1] Wenn es in irgend einem Falle nötig sein sollte, höhere Glieder zu berücksichtigen, kann dies leicht mit Hilfe der Gleichung (b) in dem Aufsatz „Über den zweiten Teil der Störungsfunktion" (A. N. 3878) geschehen.

den Fall der relativen Bewegung um die Sonne, wenn wir nur im zweiten Teil der Störungsfunktion die Koordinaten des störenden und des gestörten Körpers vertauschen.

Wir haben also, wenn wir im Folgenden Alles auf den Schwerpunkt des Systems „Sonne-störender Planet" beziehen wollen, für die Störungsfunktion den Ausdruck:

$$R = k^2 m_1 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{x x_1 + y y_1 + z z_1}{r^3}\right)$$

oder

$$R = k^2 m_1 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{r_1}{r^2} \cos \Phi\right) \tag{9}$$

wo $x\ y\ z$ die Koordinaten des gestörten, $m_1\ x_1\ y_1\ z_1$ die Masse und die Koordinaten des störenden Körpers bedeuten und

$$\rho = [(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2]^{1/2}$$

oder

$$\rho = [r^2 - 2 r r_1 \cos \Phi + r_1{}^2]^{1/2}. \tag{10}$$

In dem Falle, der für uns die Hauptrolle spielt, wo der Komet sich weit ausserhalb der störenden Bahn befindet, lässt sich $\frac{1}{\rho}$ nach Potenzen von $\frac{r_1}{r}$ entwickeln:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{r} + \frac{r_1}{r^2} \cos \Phi + \frac{r_1{}^2}{r^3}\left(-\frac{1}{2} + \frac{3}{2}\cos^2 \Phi\right) + \frac{r_1{}^3}{r^4}\left(-\frac{3}{2}\cos \Phi + \frac{5}{2}\cos^3 \Phi\right) \tag{11}$$
$$+ \frac{r_1{}^4}{r^5}\left(\frac{3}{8} - \frac{15}{4}\cos^2 \Phi + \frac{35}{8}\cos^4 \Phi\right) + \frac{r_1{}^5}{r^6}\left(\frac{15}{8}\cos \Phi - \frac{35}{4}\cos^3 \Phi + \frac{63}{8}\cos^5 \Phi\right) + \ldots$$

Das Glied $\frac{r_1}{r^2} \cos \Phi$ hebt sich gegen den zweiten Teil der Störungsfunktion auf, und das erste Glied rechts in (11) wird von der Störungsfunktion abgetrennt, wodurch die Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} + k^2 \frac{x}{r^3} &= \frac{\partial R}{\partial x} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} + k^2 \frac{y}{r^3} &= \frac{\partial R}{\partial y} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} + k^2 \frac{z}{r^3} &= \frac{\partial R}{\partial z} \end{aligned} \tag{12}$$

die folgende Form erhalten:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} + k^2 (1 + m_1) \frac{x}{r^3} &= \frac{\partial R_1}{\partial x} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} + k^2 (1 + m_1) \frac{y}{r^3} &= \frac{\partial R_1}{\partial y} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} + k^2 (1 + m_1) \frac{z}{r^3} &= \frac{\partial R_1}{\partial z}, \end{aligned} \tag{13}$$

wo $R_1 = k^2 m_1 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{r_1}{r^2} \cos \Phi - \frac{1}{r}\right)$,

also:

$$R_1 = k^2 m_1 \left[\frac{r_1{}^2}{r^3}\left(-\frac{1}{2} + \frac{3}{2}\cos^2 \Phi\right) + \frac{r_1{}^3}{r^4}\left(-\frac{3}{2}\cos \Phi + \frac{5}{2}\cos^3 \Phi\right)\right. \tag{14}$$
$$\left. + \frac{r_1{}^4}{r^5}\left(\frac{3}{8} - \frac{15}{4}\cos^2 \Phi + \frac{35}{8}\cos^4 \Phi\right) + \frac{r_1{}^5}{r^6}\left(\frac{15}{8}\cos \Phi - \frac{35}{4}\cos^3 \Phi + \frac{63}{8}\cos^5 \Phi\right) + \ldots\right].$$

Die Änderung des zweiten Gliedes links in den Gleichungen (12), die aus dem ersten Gliede der Entwickelung der Störungsfunktion stammt, entspricht, wie aus dem Vergleich von (12) und (13) ersichtlich, einer Vermehrung der in dem Schwerpunkt des Systems gedachten Sonnenmasse um die Masse des störenden Planeten. Das, was wir jetzt berechnen, wenn wir in die Störungsgleichungen statt R den Wert R_1 aus (14) einsetzen, sind also die Störungen der auf den Schwerpunkt des Systems und auf die zentrale Masse $1 + m_1$ bezogenen Elemente.

Wir sollten also jetzt versuchen, den Ausdruck für $\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)$ in eine nach der Zeit integrable Form zu bringen. Dies Problem habe ich in einer Abhandlung: Analytische Störungsausdrücke für parabolische Bahnen (A. N. 4033-34) behandelt[1]. Die Integration der Störungsgleichungen führt auf Gammafunktionen.

Im Laufe der Untersuchung zeigte es sich aber[2], dass man das Problem wesentlich vereinfachen kann. Wir bringen zunächst den Ausdruck für $\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)$ in eine für numerische Integration bequeme Form und führen die Integration des Elementes $\frac{1}{a}$ (Störungen erster Ordnung in bezug auf die Massen) noch einige Jahre weiter rückwärts.

Wir hatten, wenn wir die Klammer um den Ausdruck $\frac{\partial R}{\partial T}$ jetzt weglassen:

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{a_0} - \frac{2}{k^2}\int_{-\infty}^{t_0} \frac{\partial R}{\partial T}\,dt$$

$$R = k^2 m_1 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{x x_1 + y y_1 + z z_1}{r^3} - \frac{1}{r}\right). \tag{15}$$

Aus (15) erhalten wir nach leichter Reduktion:

$$\frac{\partial R}{\partial T} = k^2 m_1 \left\{\left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{r^3}\right)\left[x_1 \frac{\partial x}{\partial T} + y_1 \frac{\partial y}{\partial T} + z_1 \frac{\partial z}{\partial T} - r \frac{\partial r}{\partial T}\right] + \frac{3}{r^4}(x x_1 + y y_1 + z z_1)\frac{\partial r}{\partial T}\right\}. \tag{16}$$

Wenn wir die Ebene des störenden Planeten zur xy-Ebene wählen, erhalten wir für die Koordinaten des gestörten und des störenden Körpers:

$$\begin{aligned} x &= r\cos(L+v) & x_1 &= r_1 \cos(l_1 - K) \\ y &= r\sin(L+v)\cos J & y_1 &= r_1 \sin(l_1 - K) \\ z &= r\sin(L+v)\sin J & z_1 &= 0 \end{aligned} \tag{17}$$

[1] In seiner Abhandlung „Recherches concernant les excentricités des Comètes" hat FAYET dasselbe Problem, und zwar mit ähnlichen Resultaten, gelöst.

[2] Ein Satz über Kometenstörungen (A. N. 4058).

wo L = Länge des Kometenbahnperihels, gerechnet in der Kometenbahn von dem aufsteigenden Knoten der Kometenbahn auf der störenden Bahn, K = Länge dieses Knotens gerechnet in der störenden Bahn, J = gegenseitiger Neigung der störenden und der gestörten Bahn, und l_1 = Länge des störenden Planeten in der Bahn.

L und K ergeben sich durch die Gleichungen:

$$L = \omega - \Phi \qquad K = \Omega_1 + \Psi$$

wo ω die Länge des Kometenperihels, gerechnet in der Bahn von dem aufsteigenden Knoten der Kometenbahn auf der Ekliptik, Ω_1 die Länge des aufsteigenden Knotens der störenden Bahn auf der Ekliptik bedeuten und Φ, Ψ, J in gewöhnlicher Weise durch das Formelsystem:

$$\sin\frac{J}{2}\sin\frac{\Psi+\Phi}{2} = \sin\frac{\Omega-\Omega_1}{2}\sin\frac{i+i_1}{2}$$

$$\sin\frac{J}{2}\cos\frac{\Psi+\Phi}{2} = \cos\frac{\Omega-\Omega_1}{2}\sin\frac{i-i_1}{2}$$

$$\cos\frac{J}{2}\sin\frac{\Psi-\Phi}{2} = \sin\frac{\Omega-\Omega_1}{2}\cos\frac{i+i_1}{2}$$

$$\cos\frac{J}{2}\cos\frac{\Psi-\Phi}{2} = \cos\frac{\Omega-\Omega_1}{2}\cos\frac{i-i_1}{2}$$

erhalten werden.

Für die in (16) vorkommenden Grössen $\frac{\partial x}{\partial T}$ etc. erhalten wir, unter Beachtung der Relationen $p = r(1 + e\cos v)$, $\frac{\partial r}{\partial T} = -\frac{ke\sin v}{\sqrt{p}}$ und $\frac{\partial v}{\partial T} = -\frac{k\sqrt{p}}{r^2}$:

$$\frac{\partial x}{\partial T} = \frac{k}{\sqrt{p}}[e\sin L + \sin(L+v)]$$

$$\frac{\partial y}{\partial T} = -\frac{k}{\sqrt{p}}\cos J\,[e\cos L + \cos(L+v)]$$

$$\frac{\partial z}{\partial T} = -\frac{k}{\sqrt{p}}\sin J\,[e\cos L + \cos(L+v)]\,.$$

Unter der Voraussetzung, dass wir bei der Berechnung der Störungen jetzt von der Abweichung der Kometenbahnexzentrizität von der Einheit absehen dürfen (die hierdurch vernachlässigten Grössen sind, wie numerisch leicht zu zeigen ist, in den wirklich parabelnahen Fällen vollständig verschwindend), ziehen sich diese Gleichungen folgender Weise zusammen:

$$\frac{\partial x}{\partial T} = 2\frac{k}{\sqrt{p}}\sin(L + {}^1/_2 v)\cos{}^1/_2 v$$

$$\frac{\partial y}{\partial T} = -2\frac{k}{\sqrt{p}}\cos J\cos(L + {}^1/_2 v)\cos{}^1/_2 v \qquad (18)$$

$$\frac{\partial z}{\partial T} = -2\frac{k}{\sqrt{p}}\sin J\cos(L + {}^1/_2 v)\cos{}^1/_2 v$$

woraus sich dann ergibt:

$$x_1 \frac{\partial x}{\partial T} + y_1 \frac{\partial y}{\partial T} + z_1 \frac{\partial z}{\partial T} = 2 \frac{k}{\sqrt{p}} r_1 [\cos (l_1 - K) \sin (L + {}^1/_2 v) -$$
$$- \sin (l_1 - K) \cos (L + {}^1/_2 v) \cos J] \cos {}^1/_2 v .$$

Durch Einführung der Hilfsgrössen B und b:

$$b \sin B = \sin (L + {}^1/_2 v) \qquad b \cos B = - \cos (L + {}^1/_2 v) \cos J$$

erhalten wir:

$$x_1 \frac{\partial x}{\partial T} + y_1 \frac{\partial y}{\partial T} + z_1 \frac{\partial z}{\partial T} = 2 \frac{k}{\sqrt{p}} r_1 b \sin (l_1 - K + B) \cos {}^1/_2 v . \tag{19}$$

Für den Ausdruck $x x_1 + y y_1 + z z_1$ haben wir:

$$x x_1 + y y_1 + z z_1 = r r_1 [\cos (l_1 - K) \cos (L + v) + \sin (l_1 - K) \sin (L + v) \cos J] .$$

Wenn wir $a \sin A = - \sin (L + v) \cos J \qquad a \cos A = \cos (L + v)$ setzen, so ergibt sich:

$$x x_1 + y y_1 + z z_1 = r r_1 a \cos (l_1 - K + A). \tag{20}$$

Mit Rücksicht auf (19) und (20) erhalten wir dann aus (16):

$$\frac{d \frac{1}{a}}{dt} = \frac{2}{k^2} \frac{\partial R}{\partial T} = 2 m_1 \frac{k}{\sqrt{p}} \left[\left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{r^3} \right) [2 r_1 b \sin (l_1 - K + B) \cos {}^1/_2 v + r \sin v] - \right.$$
$$\left. - 3 \frac{r_1}{r^3} \sin v \, a \cos (l_1 - K + A) \right] . \tag{21}$$

Für den Kometen 1890 II habe ich[1] durch Rückwärtsrechnung der Störungen bis 1884 Jan. 8 die für dies Datum gültigen, auf den Schwerpunkt des Systems Sonne—Jupiter—Saturn bezogenen Ekliptikalkoordinaten und Geschwindigkeitskomponenten abgeleitet. (Vgl. S. 50).

Mit der zentralen Masse: Sonne + Jupiter + Saturn (= 1·001 2399) erhalten wir hieraus das auf S. 51 gegebene Elementensystem (Schwerpunktssystem, bezogen auf die Masse: ☉ + ♃ + ♄), also eine elliptische Bahn.

Wir gehen dann von diesem Elementensystem aus und berechnen, unter Vernachlässigung der Grösse $(1 - e)$ mit Hilfe von der Formel (21) durch numerische Integration die von Jupiter und Saturn verursachten Störungen noch weiter rückwärts. Für die Grössen Φ, Ψ, L, K, J erhalten wir unter Benutzung der im Berliner Jahrbuch für die störenden Planeten gegebenen Koordinaten (eine Reduktion der letzteren Grössen auf den Schwerpunkt würde nur ganz unbeträchtliche Korrektionen mit sich bringen) die auf Seite 51 gegebenen Werte.

Die nach der Formel (21) ausgeführte Rechnung ergibt die zwei Tafeln auf S. 51, wo w das Intervall bedeutet, und zwar bei den Jupiterstörungen 160 und bei den Saturnstörungen 320 Tage. Die Werte sind in Einheiten der siebenten Stelle gegeben.

Die zwei Tafeln geben das Resultat, dass die Rückwärtsrechnung der Störungen für Jupiter und Saturn bis Anfang 1878, resp. 1875 den positiven (d. h. elliptischen) Wert von $1 : a$ (+ 0·000 0787), den wir für 1884 Jan. 8·0 erhalten hatten, nur um etwa 70 Einheiten der siebenten Stelle vermindert.

---

[1] Über Kometenbahnexzentrizitäten. II. Stockholm 1899.

Wenn wir eine möglichst exakte Antwort haben wollten auf die Frage, welchen Wert die Grösse $1:a$ für den Kometen 1890 II ursprünglich gehabt hat, könnten wir jetzt von 1878 April 29 (resp. 1875 April 15) an die Störungen nach den A. N. 4033–34 auseinandergesetzten Prinzipien entwickeln. Wenn wir uns aber damit begnügen wollen, zu konstatieren, ob wir auf Grund der ausgeführten Rückwärtsrechnung die Frage von der ursprünglichen Bahnform jetzt lösen können, oder ob es nötig ist, die Rückwärtsrechnung noch weiter zu führen, können wir einen leichteren, aber nichtsdestoweniger ebenso sicheren Weg wählen.

Der Ausdruck für die ursprüngliche halbe grosse Achse lautet:

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{a_0} - \int_{-\infty}^{t_0} 2 m_1 \frac{k}{\sqrt{p}} \left[\left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{r^3} \right) [2 r_1 b \sin (l_1 - K + B) \cos {}^1/_2 v + r \sin v] \right.$$
$$\left. - 3 \frac{r_1}{r^3} \sin v \, a \cos (l_1 - K + A) \right] dt$$

oder, wenn wir $\Delta\left(\frac{1}{a}\right) = \frac{1}{a} - \frac{1}{a_0}$ setzen, für unseren jetzigen Zweck besser:

$$\Delta\left(\frac{1}{a}\right) = - \int_{-\infty}^{t_0} 2 m_1 \frac{k}{\sqrt{p}} \left[\left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{r^3} \right) [2 r_1 b \sin (l_1 - K + B) \cos {}^1/_2 v + r \sin v] \right.$$
$$\left. - 3 \frac{r_1}{r^3} \sin v \cos \Phi \right] dt \tag{22}$$

wo Φ durch die Gleichung $\rho^2 = r^2 - 2 r r_1 \cos \Phi + r_1{}^2$ definiert ist.

Wenn wir $\frac{1}{\rho^3}$ nach Potenzen von $\frac{r_1}{r}$ entwickeln, erhalten wir folgende für $\frac{r_1}{r} < 1$ unbedingt konvergente Reihe:

$$\frac{1}{\rho^3} = \frac{1}{r^3} + 3 \frac{r_1}{r^4} \cos \Phi + \frac{r_1{}^2}{r^5} \left(-\frac{3}{2} + \frac{15}{2} \cos^2 \Phi \right) + \frac{r_1{}^3}{r^6} \left(-\frac{15}{2} \cos \Phi + \frac{35}{2} \cos^3 \Phi \right)$$
$$+ \frac{r_1{}^4}{r^7} \left(\frac{15}{8} - \frac{105}{4} \cos^2 \Phi + \frac{315}{8} \cos^4 \Phi \right) + \cdots . \tag{23}$$

Unter dem Integralzeichen in (22) hebt sich das erste aus $\left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{r^3}\right) r \sin v$ stammende Glied gegen das Glied $-3 \frac{r_1}{r^3} \sin v \cos \Phi$ auf, und wenn wir die Reihe für $\frac{1}{\rho^3}$ in der folgenden Weise schreiben:

$$\frac{1}{\rho^3} = \frac{1}{r^3} P_0{}^3 (\cos \Phi) + \frac{r_1}{r^4} P_1{}^3 (\cos \Phi) + \frac{r_1{}^2}{r^5} P_2{}^3 (\cos \Phi) + \cdots$$
$$+ \frac{r_1{}^{n-1}}{r^{n+2}} P^3_{n-1} (\cos \Phi) + \cdots \tag{24}$$

und beachten, dass $dt = \frac{r^2}{k\sqrt{p}} dv$ ist, so erhalten wir statt (22):

$$\Delta \frac{1}{a} = -2 m_1 \frac{1}{p} \int_{-\infty}^{t_0} \left\{ \begin{array}{l} 2 b \sin (l_1 - K + B) \left[\frac{r_1{}^2}{r^2} P_1{}^3 (\cos \Phi) + \frac{r_1{}^3}{r^3} P_2{}^3 (\cos \Phi) + \cdots + \frac{r_1{}^{n+1}}{r^{n+1}} P^3_n (\cos \Phi) + \cdots \right] \cos {}^1/_2 v \\ + \left[\frac{r_1{}^2}{r^2} P_2{}^3 (\cos \Phi) + \frac{r_1{}^3}{r^3} P_3{}^3 (\cos \Phi) + \cdots + \frac{r_1{}^{n+1}}{r^{n+1}} P^3_{n+1} (\cos \Phi) + \cdots \right] \sin v \end{array} \right\} dv . \tag{25}$$

Aus der Theorie der Kugelfunktionen ist es bekannt, dass in der Entwickelung

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\sqrt{r^2 - 2rr_1 \cos \Phi + r_1^2}} = \frac{1}{r}\left[1 + \left(\frac{r_1}{r}\right) P_1^1 (\cos \Phi) + \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 P_2^1 (\cos \Phi) + \cdots + \left(\frac{r_1}{r}\right)^n P_n^1 (\cos \Phi) + \cdots\right] \tag{26}$$

die Koeffizienten P_n^1 der stets giltigen Ungleichung

$$-1 \leqq P_n^1 (\cos \Phi) \leqq +1$$

unterworfen, also numerisch kleiner sind als die Koeffizienten in der Entwickelung von $\frac{1}{r - r_1}$. In entsprechender Weise kann es bewiesen werden[1], dass ganz allgemein in der Entwickelung

$$\frac{1}{\rho^p} = \frac{1}{r^p}\left[1 + \left(\frac{r_1}{r}\right) P_1^p (\cos \Phi) + \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 P_2^p (\cos \Phi) + \cdots\right]$$

die Ungleichung

$$-\frac{(n+1)\cdots(n+p-1)}{(p-1)!} \leqq P_n^p (\cos \Phi) \leqq +\frac{(n+1)\cdots(n+p-1)}{(p-1)!} \tag{27}$$

stattfindet, die Koeffizienten also immer numerisch kleiner sind als die Koeffizienten der Entwickelung von $\frac{1}{(r - r_1)^p}$. Wir haben also in unserem Falle, wo $p = 3$:

$$-\frac{(n+1)(n+2)}{2} \leqq P_n^3 (\cos \Phi) \leqq +\frac{(n+1)(n+2)}{2}. \tag{28}$$

Wenn wir dann ausserdem beachten, dass der Koeffizient b immer numerisch $\leqq 1$ ist, können wir aus (25) folgende Ungleichung bilden, wenn wir mit R_1 den Maximalwert, $a_1 (1 + e_1)$, von r_1 bezeichnen:

$$\left|\Delta \frac{1}{a}\right| < \frac{m_1}{q} \int_{-\infty}^{t_0} \left[2 \sum_1^\infty \frac{(n+1)(n+2)}{2} \left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1} \cos {}^1/_2 v \, dv + \sum_1^\infty \frac{(n+2)(n+3)}{2} \left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1} \sin v \, dv\right] \tag{29}$$

unter der Voraussetzung, dass wir den zwei Summenintegralen dasselbe Vorzeichen geben.

Wir haben aber

$$\int_{-\infty}^{t_0} \frac{1}{r^n} \sin v \, dv = \frac{4}{q^n} \int_{-\infty}^{t_0} \cos^{2n+1} {}^1/_2 v \sin {}^1/_2 v \, d\, {}^1/_2 v = -\frac{2q}{(n+1) r^{n+1}}$$

und also

$$\int_{-\infty}^{t_0} \sum_1^\infty \frac{(n+2)(n+3)}{2} \left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1} \sin v \, dv = -q \sum_1^\infty \frac{n+3}{r} \left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1}. \tag{30}$$

[1] Verallgemeinerung eines Satzes aus der Theorie der Kugelfunktionen. Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik, Stockholm 1906.

Für die erste Summe in (29) können wir schreiben:

$$2\sum{}' \frac{(n+1)(n+2)}{2}\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1}\cos{}^1/_2\, v < 2\sum{}' \frac{(n+2)(n+3)}{2}\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1}\frac{\sin v}{2\sin{}^1/_2\, v}. \quad (31)$$

In unserem Problem erstreckt sich die Integration von $v = -180°$ bis zu einem Werte v_0, der immer in dem dritten Quadranten liegt. Der Ausdruck $\frac{1}{\sin{}^1/_2\, v}$ hat also in dem Wert $\frac{1}{\sin{}^1/_2\, v_0}$ seinen numerischen Maximalwert, und wir erhalten deshalb aus (31):

$$2\int_{-\infty}^{t_0}\sum_1^{\infty}{}' \frac{(n+1)(n+2)}{2}\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1}\cos{}^1/_2\, v\, dv \text{ numerisch kleiner als}$$

$$\frac{1}{\sin{}^1/_2\, v_0}\int_{-\infty}^{t_0}\sum_1^{\infty}{}' \frac{(n+2)(n+3)}{2}\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1}\sin v\, dv$$

und also mit Hilfe von (30) numerisch kleiner als

$$\frac{q}{\sin{}^1/_2\, v_0}\sum_1^{\infty} \frac{n+3}{r}\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1}. \quad (32)$$

Wenn wir dann in (29) einsetzen, erhalten wir schliesslich den für unser Problem wichtigen, in der Anwendung sehr bequemen Satz:

$$\left|\Delta\left(\frac{1}{a}\right)\right| < m_1\left(1+\frac{1}{\sin{}^1/_2\, v_0}\right)\sum_1^{\infty}{}' \frac{n+3}{r}\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1} \quad (33)$$

wo wir den numerischen Wert von $\sin{}^1/_2\, v_0$ mit positivem Vorzeichen anzuwenden haben.

Für kleine Werte von $\frac{R_1}{r}$ konvergiert die Summe

$$\sum_1^{\infty}{}' \frac{n+3}{r}\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1} \quad (34)$$

schnell. In ungünstigeren Fällen könnte man den geschlossenen Ausdruck

$$\sum_1^{\infty}{}' \frac{n+3}{r}\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+1} = \frac{1}{R_1}\sum_3^{\infty}{}' (n+1)\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n} = \frac{1}{R_1}\left\{\frac{1}{\left(1-\frac{R_1}{r}\right)^2} - \left[1+2\frac{R_1}{r}+3\left(\frac{R_1}{r}\right)^2\right]\right\} \quad (35)$$

benutzen.

Wir wenden jetzt die Formel (33) auf den Kometen 1890 II an.

Wir blieben in der Rückwärtsrechnung der Störungen der Schwerpunktselemente für Jupiter bei 1878 April 29 und für Saturn bei 1875 April 15 stehen. Die für die Berechnung der Formel (33) nötigen Werte lauten:

Komet — Jupiter	Komet — Saturn
$m_1 = 1:1047{\cdot}355$	$m_1 = 1:3501{\cdot}6$
$v_0 = -149°\,41'{\cdot}70$	$v_0 = -152°\,3'{\cdot}56$
$\log r = 1{\cdot}44476$	$\log r = 1{\cdot}51380$
$\log R_1 = 0{\cdot}73670$	$\log R_1 = 1{\cdot}00319$

Hieraus ergibt sich

für die Jupiterstörungen : $|\Delta(1:a)| < 0{\cdot}000\,0142$

für die Saturnstörungen : $|\Delta(1:a)| < 0{\cdot}000\,0109$

woraus wir den Schluss ziehen können, dass die strenge Berücksichtigung der Störungen seitens Jupiter und Saturn vor 1878, bezw. 1875 die elliptische Natur der Bahn des Kometen 1890 II nicht wegbringen würde. Durch eine weitergeführte Rückwärtsrechnung der speziellen Störungen hätten wir die Grenzen des Einflusses der betreffenden zwei Planeten noch bedeutend enger ziehen können. Für unseren Zweck ist ja aber das erhaltene Resultat entscheidend.

Durch die Formel (33) sind wir also in den Stand gesetzt, eine obere Grenze für den nicht gerechneten Teil der Störungen durch eine ausserordentlich einfache Rechnung mit mathematischer Strenge zu bestimmen. Indirekte können wir aber dann auch entscheiden, wie weit rückwärts wir die Störungsrechnung führen müssen, um sicher zu sein, dass der unberücksichtigte Teil der Störungen verschwindend klein ist.

Bei den in dieser Abhandlung behandelten Kometen ist die exakte Rückwärtsrechnung der Störungen in allen Fällen bis zu nahe derselben Zeit (etwa 6 Jahren) vor dem Periheldurchgang durchgeführt worden. Die darauf folgende einfachere Rechnung (Störungen erster Ordnung) umfasst auch für alle Kometen ungefähr denselben Zeitraum, und dies hat zur Folge, dass wir in allen diesen Fällen für $\left|\Delta\left(\frac{1}{a}\right)\right|$ beinahe denselben numerischen Wert erhalten wie für den Kometen 1890 II.

Es ist aber zu der Anwendung der Formel (33) zu bemerken, dass wir für $\left|\Delta\left(\frac{1}{a}\right)\right|$, d. h. für die Maximalgrenze der unberücksichtigten Störung in $\frac{1}{a}$, immer in jedem konkreten Falle einen bedeutend niedrigeren Wert feststellen können, ohne dass wir genötigt wären, die Störungsrechnung weiter rückwärts zu führen. Bei der Ableitung der Formel (33) haben wir für b und für $P_n^3(\cos\Phi)$ ihre theoretischen Maximalwerte benutzt. Es ist aber leicht, in jedem konkreten Falle, d. h. für jede Kometenbahn, je nach den Werten der Bahnelemente, spezielle Maximalwerte zu berechnen, die einen niedrigeren Betrag aufweisen.

Die oben für den Kometen 1890 II gegebenen Werte von $\left|\Delta\left(\frac{1}{a}\right)\right|$ genügen aber, um zu beweisen, dass die bei unsren Rechnungen unberücksichtigt gebliebenen Reste der Störungen sehr klein sind. Wir wollen daher diesen Punkt nicht weiter verfolgen.

II. Die numerische Rechnung und deren Verwertung.

Jetzt kehren wir zu der Einleitung zurück. Auf S. 7 haben wir das Endresultat der Fabry'schen Wahrscheinlichkeitsuntersuchung in der folgenden Form wiedergegeben: wenn wir annähmen, dass die Kometen von aussen in das Sonnensystem eindrängen, müssten sie alle in hyperbolischen Bahnen hereinkommen, und zwar müsste sich unter diesen Bahnen eine beträchtliche Anzahl stark hyperbolischer Natur befinden.

Wir fügten an der betreffenden Stelle folgende Bemerkung hinzu. „Daraus, sollte man dann meinen, könnte der sichere Schluss gezogen werden: da wir in unsren Kometenbahnverzeichnissen nur ganz wenige hyperbolische, stark ausgeprägt hyperbolische Bahnen überhaupt nicht finden, muss wenigstens die überwiegende Mehrzahl der bekannten Kometen unsrem Sonnensystem immer angehört haben". In der Tat hat auch Fabry selbst einen solchen Satz, und zwar in noch bestimmterer Form, ausgesprochen.[1]

In einem in den Juni- und Juli-Heften 1910 des Bull. Astr. veröffentlichten Aufsatze hat nun Schiaparelli folgende Überlegung gemacht. Wir nehmen für einen Augenblick an, dass die Kometen interstellaren Ursprungs wären und also alle von aussen in das Sonnensystem hineingedrungen wären. Durch die Störungen seitens der grossen Planeten würden die Bahnen alle modifiziert werden, und eine gewisse Anzahl Bahnen würden in elliptische umgeändert werden. Die hyperbolischen Kometen würden aber, für den Fall, dass die Hyperbolizität nicht auf dem Wege nach aussen in Elliptizität verwandelt würde, das System wieder verlassen, während die in elliptischen Bahnen laufenden Kometen in unsrem Systeme bleiben würden. Im Laufe der Zeiten würde diese natürliche Auswahl schliesslich zu dem Resultate führen, dass sich im Sonnensystem eine grosse Anzahl elliptischer Kometenbahnen vorfinden würde, während hyperbolische Bahnen immer nur in relativ geringer Zahl vorhanden sein würden.

Wenn es deshalb im Sonnensystem eine, wenn auch geringe, Anzahl hyperbolischer Bahnen mit Sicherheit gibt, dann liegt sehr wohl die Möglichkeit vor, dass alle Kometen einen extrasolaren Ursprung haben.

Die Frage lautet also jetzt nicht mehr so: gibt es eine beträchtliche Anzahl Hyperbelbahnen im Sonnensystem? Sie spitzt sich vielmehr in die folgende Form zu: gibt es überhaupt in unsrem Systeme verbürgte hyperbolische Kometenbahnen? Es ist die Aufgabe der vorliegenden Abhandlung, diese Frage zu beantworten.

Für den Kometen 1890 II haben wir oben den wichtigen Satz erhalten: wenn wir die Störungen der grossen Planeten berücksichtigen, erhalten wir für die ursprüngliche Bahn dieses Kometen eine entschiedene Ellipse.

Nachdem Fayet im Jahre 1900 für den Kometen 1892 II eine ähnliche Untersuchung mit demselben Resultat ausgeführt hatte, publizierte er 1906 seine grosse

[1] l. c. p. 158.

Abhandlung: "Recherches concernant les excentricités des comètes". Diese Abhandlung gibt die Resultate einer approximativen Rückwärtsrechnung für etwa 150 Kometen.

Die Resultate der Fayetschen Rechnung sind in den einzelnen Fällen aus den folgenden Gründen nicht entscheidend: 1) hat FAYET eine grosse Anzahl Kometen mitgenommen, deren Bahnelemente viel zu ungenau sind, um zu Exzentrizitätsuntersuchung angewandt zu werden; so sind z. B. eine grosse Anzahl Parabelbahnen (2/3 des ganzen Materials) berücksichtigt worden (vgl. oben S. 12) und viele, für welche die Bahnberechnung ohne Rücksicht auf Störungen ausgeführt war (vgl. S. 12), 2) hat der Verf. nur Jupiter als störenden Planeten berücksichtigt und 3) ist die Berechnungsmethode selbst nur eine approximative: die Kometenbahn wird immer bei der Rechnung als exakte Parabel, die Jupiterbahn als exakter Kreis behandelt, und es handelt sich immer nur um Störungen 1ster Ordnung. Als Überschlagsrechnung haben aber die Fayetschen Resultate wegen des grossen Materials einen sehr bedeutenden Wert.

Die Resultate der Fayetschen Arbeit können in der folgenden Weise angegeben werden: Die Rückwärtsrechnung der Störungen vermindert in den aller meisten Fällen die Exzentrizität, in der Weise, dass die elliptischen Bahnen noch stärker elliptisch werden und die hyperbolischen in elliptische oder jedenfalls schwächer hyperbolische (Vgl. hierzu A. N. 4033 p. 2).

Für einige kritische Fälle rechnet FAYET dann die Störungen nach genaueren Methoden (Spezielle Störungen erster Ordnung) und zwar mit dem Resultate, dass die Hyperbolizität entweder verschwindet oder doch so schwach wird, dass sie als ziemlich illusorisch betrachtet werden kann. Nur für zwei Kometen, für welche eine zuverlässige Bahnberechnung vorliegt, die Kometen 1890 II und 1898 VII blieb die Hyperbolizität entschieden grösser als der mittlere Fehler der Bahnexzentrizität.

Wenn also aus den jetzt erwähnten Untersuchungen das Resultat mit einem beträchtlichen Wahrscheinlichkeitsgrade hervorgeht, dass die überwiegende Mehrzahl der bis jetzt bekannten Kometenbahnen ursprünglich elliptisch waren, kann das Problem doch nicht als gelöst betrachtet werden, bis für die kritischen Grenzfälle eine exakte Untersuchung vorliegt.

Zu diesem Zwecke haben wir nach demselben Programme wie dem am Kometen 1890 II angewandten die exakte Rückwärtsrechnung für noch 7 Kometen ausgeführt, die alle in bezug auf die Genauigkeit der Bahnbestimmung zu den zuverlässigsten gehören und die alle eine kritische Exzentrizität besitzen. Für die fünf (1886 I, 1886 II, 1886 IX, 1897 I, 1898 VII) hatte die Bahnbestimmung, ebenso wie für den Kometen 1890 II, eine entschiedene Hyperbolizität gegeben, die zwei übrigen Bahnen (1882 II, 1902 III) waren elliptisch, aber der Parabel sehr nahe.

Wir haben unten die wichtigsten Resultate dieser Rechnung zusammengestellt. Der Vollständigkeit wegen haben wir den Kometen 1890 II hier mit aufgenommen. Mit Ausnahme von diesem letzten Kometen, für den die Rechnung schon vor vielen Jahren fertig vorlagen, sind alle Bahnen der Einheitlichkeit wegen auf das Aequinoktium 1900·0 bezogen worden.

Um anderen Rechnern eine unnütze Arbeit zu sparen, geben wir zunächst für den Zeitraum 1871 Febr. 5—1904 Dez. 9 die aus den Polarkoordinaten des Berliner Jahrbuchs berechneten, rechtwinkeligen Koordinaten der Planeten Jupiter und Saturn (x_1 y_1 z_1) nebst den diesen zwei Planeten entstammenden Störungskomponenten der Sonne (X_2 Y_2 Z_2 in der v. Oppolzerschen Bezeichnung), alles auf 1900·0 bezogen. Nach der Berechnung der auf $\odot + m_{♃} + m_{♄}$ bezogenen Schwerpunktselemente ist die Rechnung aus Bequemlichkeitsrücksichten in jedem Falle auf das Aequinoktium bezogen worden, für welches die bei der fortgesetzten Störungsrechnung nötigen Polarkoordinaten der störenden Planeten im B. J. gegeben sind.

Koordinaten der Planeten Jupiter und Saturn nebst den diesen zwei Planeten entstammenden Störungskomponenten der Sonne (w = 40 Tagen), alles auf 1900.0 bezogen.

	(♃)						(♄)					
	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2
1904												
Dez. 9	+ 4.30541	+ 2.46474	— 0.10631	— 159.29	— 91.19	+ 3.93	+ 7.7010	— 6.1574	— 0.2049	— 10.86	+ 8.68	+ 0.29
Okt. 30	+ 4.45014	+ 2.18366	— 0.10852	— 165.04	— 80.98	+ 4.02	+ 7.5722	— 6.3303	— 0.1968	— 10.64	+ 8.90	+ 0.28
Sept. 20	+ 4.57759	+ 1.89410	— 0.11031	— 170.07	— 70.37	+ 4.11	+ 7.4397	— 6.4997	— 0.1887	— 10.43	+ 9.11	+ 0.26
Aug. 11	+ 4.68722	+ 1.59716	— 0.11167	— 174.37	— 59.42	+ 4.15	+ 7.3035	— 6.6665	— 0.1804	— 10.21	+ 9.32	+ 0.25
Juli 2	+ 4.77857	+ 1.29398	— 0.11259	— 177.89	— 48.17	+ 4.19	+ 7.1636	— 6.8297	— 0.1721	— 9.99	+ 9.52	+ 0.24
Mai 23	+ 4.85127	+ 0.98577	— 0.11308	— 180.63	— 36.70	+ 4.21	+ 7.0203	— 6.9895	— 0.1636	— 9.76	+ 9.72	+ 0.23
April 13	+ 4.90504	+ 0.67370	— 0.11312	— 182.55	— 25.07	+ 4.21	+ 6.8737	— 7.1462	— 0.1551	— 9.53	+ 9.91	+ 0.21
März 4	+ 4.93968	+ 0.35900	— 0.11272	— 183.67	— 13.35	+ 4.19	+ 6.7236	— 7.2992	— 0.1464	— 9.30	+ 10.09	+ 0.20
Jan. 24	+ 4.95510	+ 0.04291	— 0.11189	— 183.95	— 1.59	+ 4.15	+ 6.5702	— 7.4485	— 0.1378	— 9.06	+ 10.28	+ 0.19
1903												
Dez. 15	+ 4.95120	— 0.27335	— 0.11062	— 183.43	+ 10.13	+ 4.10	+ 6.4136	— 7.5944	— 0.1291	— 8.83	+ 10.45	+ 0.18
Nov. 5	+ 4.92809	— 0.58856	— 0.10891	— 182.09	+ 21.75	+ 4.02	+ 6.2539	— 7.7366	— 0.1203	— 8.58	+ 10.62	+ 0.17
Sept. 26	+ 4.88590	— 0.90149	— 0.10679	— 179.96	+ 33.20	+ 3.93	+ 6.0911	— 7.8750	— 0.1114	— 8.34	+ 10.79	+ 0.15
Aug. 17	+ 4.82487	— 1.21094	— 0.10426	— 177.07	+ 44.44	+ 3.83	+ 5.9256	— 8.0097	— 0.1025	— 8.10	+ 10.96	+ 0.14
Juli 8	+ 4.74523	— 1.51574	— 0.10132	— 173.42	+ 55.40	+ 3.70	+ 5.7571	— 8.1405	— 0.0936	— 7.85	+ 11.10	+ 0.13
Mai 29	+ 4.64747	— 1.81473	— 0.09800	— 169.07	+ 66.02	+ 3.56	+ 5.5858	— 8.2674	— 0.0845	— 7.60	+ 11.25	+ 0.11
April 19	+ 4.53196	— 2.10681	— 0.09430	— 164.03	+ 76.25	+ 3.41	+ 5.4119	— 8.3904	— 0.0755	— 7.35	+ 11.40	+ 0.10
März 10	+ 4.39926	— 2.39089	— 0.09024	— 158.35	+ 86.06	+ 3.25	+ 5.2352	— 8.5092	— 0.0664	— 7.10	+ 11.54	+ 0.09
Jan. 29	+ 4.24997	— 2.66596	— 0.08585	— 152.08	+ 95.40	+ 3.07	+ 5.0561	— 8.6240	— 0.0573	— 6.84	+ 11.67	+ 0.08
1902												
Dez. 20	+ 4.08474	— 2.93104	— 0.08113	— 145.25	+ 104.22	+ 2.89	+ 4.8748	— 8.7350	— 0.0481	— 6.58	+ 11.80	+ 0.06
Nov. 10	+ 3.90430	— 3.18520	— 0.07611	— 137.92	+ 112.51	+ 2.69	+ 4.6911	— 8.8416	— 0.0390	— 6.31	+ 11.92	+ 0.05
Okt. 1	+ 3.70939	— 3.42757	— 0.07080	— 130.12	+ 120.24	+ 2.48	+ 4.5051	— 8.9440	— 0.0298	— 6.06	+ 12.04	+ 0.04
Aug. 22	+ 3.50085	— 3.65734	— 0.06524	— 121.92	+ 127.37	+ 2.27	+ 4.3169	— 9.0424	— 0.0206	— 5.80	+ 12.15	+ 0.03
Juli 13	+ 3.27954	— 3.87378	— 0.05944	— 113.36	+ 133.90	+ 2.05	+ 4.1267	— 9.1360	— 0.0114	— 5.54	+ 12.26	+ 0.02
Juni 3	+ 3.04634	— 4.07619	— 0.05343	— 104.49	+ 139.81	+ 1.83	+ 3.9346	— 9.2255	— 0.0022	— 5.27	+ 12.36	0.00
April 24	+ 2.80218	— 4.26394	— 0.04722	— 95.35	+ 145.09	+ 1.60	+ 3.7405	— 9.3108	+ 0.0070	— 5.01	+ 12.46	— 0.01
März 15	+ 2.54802	— 4.43649	— 0.04084	— 86.01	+ 149.75	+ 1.38	+ 3.5447	— 9.3916	+ 0.0162	— 4.74	+ 12.55	— 0.02
Febr. 3	+ 2.28486	— 4.59334	— 0.03432	— 76.49	+ 153.77	+ 1.15	+ 3.3472	— 9.4680	+ 0.0254	— 4.47	+ 12.64	— 0.03

	(♃)						(♄)					
	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2
1901												
Dez. 25	+ 2.01369	— 4.73411	— 0.02768	— 66.85	+ 157.17	+ 0.92	+ 3.1482	— 9.5398	+ 0.0346	— 4.20	+ 12.72	— 0.05
Nov. 15	+ 1.73551	— 4.85841	— 0.02094	— 57.16	+ 159.94	+ 0.69	+ 2.9477	— 9.6073	+ 0.0438	— 3.93	+ 12.80	— 0.06
Okt. 6	+ 1.45133	— 4.96591	— 0.01413	— 47.38	+ 162.10	+ 0.46	+ 2.7458	— 9.6703	+ 0.0529	— 3.66	+ 12.87	— 0.07
Aug. 27	+ 1.16219	— 5.05647	— 0.00727	— 37.61	+ 163.67	+ 0.24	+ 2.5426	— 9.7286	+ 0.0621	— 3.38	+ 12.94	— 0.08
Juli 18	+ 0.86911	— 5.12987	— 0.00039	— 27.89	+ 164.64	+ 0.01	+ 2.3383	— 9.7822	+ 0.0712	— 3.11	+ 13.00	— 0.10
Juni 8	+ 0.57309	— 5.18600	+ 0.00650	— 18.23	+ 165.05	— 0.21	+ 2.1328	— 9.8316	+ 0.0802	— 2.83	+ 13.05	— 0.11
April 29	+ 0.27518	— 5.22486	+ 0.01336	— 8.68	+ 164.90	— 0.42	+ 1.9263	— 9.8762	+ 0.0893	— 2.56	+ 13.11	— 0.12
März 20	— 0.02365	— 5.24643	+ 0.02018	+ 0.74	+ 164.22	— 0.63	+ 1.7189	— 9.9152	+ 0.0982	— 2.28	+ 13.15	— 0.13
Febr. 8	— 0.32240	— 5.25078	+ 0.02694	+ 10.01	+ 163.03	— 0.84	+ 1.5108	— 9.9515	+ 0.1072	— 2.00	+ 13.19	— 0.14
1900												
Dez. 30	— 0.62016	— 5.23807	+ 0.03359	+ 19.10	+ 161.34	— 1.03	+ 1.3020	— 9.9816	+ 0.1160	— 1.73	+ 13.23	— 0.15
Nov. 20	— 0.91586	— 5.20844	+ 0.04015	+ 27.99	+ 159.18	— 1.23	+ 1.0925	— 10.0076	+ 0.1249	— 1.45	+ 13.26	— 0.17
Okt. 11	— 1.20863	— 5.16212	+ 0.04658	+ 36.66	+ 156.57	— 1.41	+ 0.8825	— 10.0290	+ 0.1336	— 1.17	+ 13.28	— 0.18
Sept. 1	— 1.49756	— 5.09940	+ 0.05288	+ 45.09	+ 153.53	— 1.59	+ 0.6721	— 10.0457	+ 0.1424	— 0.89	+ 13.30	— 0.19
Juli 23	— 1.78175	— 5.02058	+ 0.05897	+ 53.26	+ 150.08	— 1.76	+ 0.4613	— 10.0577	+ 0.1510	— 0.61	+ 13.32	— 0.20
Juni 13	— 2.06036	— 4.92604	+ 0.06492	+ 61.17	+ 146.24	— 1.93	+ 0.2504	— 10.0649	+ 0.1596	— 0.33	+ 13.33	— 0.21
Mai 4	— 2.33255	— 4.81617	+ 0.07063	+ 68.79	+ 142.04	— 2.08	+ 0.0393	— 10.0676	+ 0.1681	— 0.05	+ 13.33	— 0.22
März 25	— 2.59753	— 4.69144	+ 0.07613	+ 76.12	+ 137.48	— 2.23	— 0.1717	— 10.0655	+ 0.1765	+ 0.23	+ 13.33	— 0.23
Febr. 13	— 2.85455	— 4.55228	+ 0.08141	+ 83.15	+ 132.60	— 2.37	— 0.3827	— 10.0587	+ 0.1849	+ 0.51	+ 13.33	— 0.24
Jan. 4	— 3.10284	— 4.39922	+ 0.08643	+ 89.87	+ 127.41	— 2.50	— 0.5935	— 10.0472	+ 0.1931	+ 0.79	+ 13.32	— 0.26
1899												
Nov. 25	— 3.34171	— 4.23281	+ 0.09120	+ 96.27	+ 121.92	— 2.64	— 0.8040	— 10.0309	+ 0.2013	+ 1.07	+ 13.30	— 0.27
Okt. 16	— 3.57049	— 4.05363	+ 0.09568	+ 102.36	+ 116.20	— 2.74	— 1.0142	— 10.0100	+ 0.2094	+ 1.35	+ 13.28	— 0.28
Sept. 6	— 3.78854	— 3.86226	+ 0.09988	+ 108.12	+ 110.20	— 2.85	— 1.2239	— 9.9846	+ 0.2173	+ 1.63	+ 13.25	— 0.29
Juli 28	— 3.99525	— 3.65934	+ 0.10379	+ 113.51	+ 103.96	— 2.95	— 1.4330	— 9.9545	+ 0.2252	+ 1.90	+ 13.22	— 0.30
Juni 18	— 4.19008	— 3.44553	+ 0.10738	+ 118.58	+ 97.51	— 3.04	— 1.6414	— 9.9196	+ 0.2330	+ 2.18	+ 13.18	— 0.31
Mai 9	— 4.37247	— 3.22150	+ 0.11065	+ 123.31	+ 90.85	— 3.12	— 1.8490	— 9.8800	+ 0.2406	+ 2.46	+ 13.14	— 0.32
März 30	— 4.54193	— 2.98796	+ 0.11360	+ 127.69	+ 84.00	— 3.19	— 2.0559	— 9.8360	+ 0.2482	+ 2.74	+ 13.09	— 0.33
Febr. 18	— 4.69803	— 2.74561	+ 0.11622	+ 131.69	+ 76.98	— 3.26	— 2.2617	— 9.7872	+ 0.2556	+ 3.01	+ 13.04	— 0.34
Jan. 9	— 4.84030	— 2.49519	+ 0.11848	+ 135.40	+ 69.80	— 3.31	— 2.4664	— 9.7340	+ 0.2630	+ 3.29	+ 12.99	— 0.35
1898												
Nov. 30	— 4.96837	— 2.23744	+ 0.12041	+ 138.72	+ 62.47	— 3.36	— 2.6700	— 9.6762	+ 0.2701	+ 3.57	+ 12.92	— 0.36
Okt. 21	— 5.08193	— 1.97316	+ 0.12198	+ 141.68	+ 55.01	— 3.40	— 2.8723	— 9.6138	+ 0.2772	+ 3.84	+ 12.86	— 0.37
Sept. 11	— 5.18062	— 1.70311	+ 0.12320	+ 144.29	+ 47.44	— 3.43	— 3.0733	— 9.5469	+ 0.2841	+ 4.11	+ 12.78	— 0.38
Aug. 2	— 5.26418	— 1.42808	+ 0.12405	+ 146.53	+ 39.75	— 3.45	— 3.2728	— 9.4755	+ 0.2909	+ 4.39	+ 12.70	— 0.39
Juni 23	— 5.33239	— 1.14890	+ 0.12454	+ 148.40	+ 31.98	— 3.46	— 3.4708	— 9.3997	+ 0.2975	+ 4.66	+ 12.62	— 0.40
Mai 14	— 5.38504	— 0.86636	+ 0.12467	+ 149.91	+ 24.12	— 3.47	— 3.6671	— 9.3194	+ 0.3040	+ 4.93	+ 12.53	— 0.41
April 4	— 5.42196	— 0.58130	+ 0.12444	+ 151.04	+ 16.19	— 3.46	— 3.8617	— 9.2348	+ 0.3104	+ 5.20	+ 12.43	— 0.42
Febr. 23	— 5.44309	— 0.29454	+ 0.12384	+ 151.79	+ 8.21	— 3.45	— 4.0544	— 9.1457	+ 0.3167	+ 5.47	+ 12.33	— 0.43
Jan. 14	— 5.44829	— 0.00691	+ 0.12288	+ 152.17	+ 0.19	— 3.43	— 4.2453	— 9.0524	+ 0.3227	+ 5.73	+ 12.23	— 0.44
1897												
Dez. 5	— 5.43752	+ 0.28073	+ 0.12156	+ 152.17	— 7.86	— 3.40	— 4.4340	— 8.9548	+ 0.3286	+ 6.00	+ 12.12	— 0.44
Okt. 26	— 5.41082	+ 0.56755	+ 0.11989	+ 151.78	— 15.92	— 3.36	— 4.6207	— 8.8530	+ 0.3344	+ 6.26	+ 12.00	— 0.45
Sept. 16	— 5.36820	+ 0.85269	+ 0.11786	+ 151.00	— 23.99	— 3.32	— 4.8055	— 8.7468	+ 0.3400	+ 6.53	+ 11.88	— 0.46
Aug. 7	— 5.30975	+ 1.13533	+ 0.11548	+ 149.84	— 32.04	— 3.25	— 4.9875	— 8.6366	+ 0.3455	+ 6.79	+ 11.75	— 0.47

	(♃)						(♄)					
	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2
(1897)												
Juni 28	−5.23561	+1.41461	+0.11277	+148.28	−40.06	−3.19	−5.1672	−8.5221	+0.3508	+7.04	+11.62	−0.48
Mai 19	−5.14592	+1.68968	+0.10972	+146.32	−48.04	−3.11	−5.3444	−8.4036	+0.3557	+7.30	+11.48	−0.49
April 9	−5.04090	+1.95972	+0.10633	+143.96	−55.96	−3.03	−5.5191	−8.2812	+0.3608	+7.56	+11.34	−0.49
Febr. 28	−4.92079	+2.22389	+0.10264	+141.19	−63.81	−2.95	−5.6913	−8.1548	+0.3656	+7.81	+11.19	−0.50
Jan. 19	−4.78587	+2.48135	+0.09863	+138.02	−71.56	−2.84	−5.8606	−8.0243	+0.3702	+8.06	+11.04	−0.51
1896												
Dez. 10	−4.63649	+2.73136	+0.09433	+134.44	−79.20	−2.74	−6.0271	−7.8902	+0.3746	+8.31	+10.87	−0.52
Okt. 31	−4.47301	+2.97303	+0.08974	+130.46	−86.71	−2.62	−6.1906	−7.7522	+0.3788	+8.55	+10.71	−0.52
Sept. 21	−4.29586	+3.20561	+0.08487	+126.06	−94.06	−2.49	−6.3512	−7.6105	+0.3829	+8.80	+10.54	−0.53
Aug. 12	−4.10551	+3.42836	+0.07974	+121.24	−101.25	−2.36	−6.5087	−7.4650	+0.3868	+9.04	+10.37	−0.54
Juli 3	−3.90244	+3.64048	+0.07437	+116.03	−108.23	−2.21	−6.6630	−7.3162	+0.3904	+9.27	+10.18	−0.54
Mai 24	−3.68721	+3.84125	+0.06877	+110.38	−115.01	−2.06	−6.8140	−7.1633	+0.3939	+9.51	+10.00	−0.55
April 14	−3.46042	+4.02997	+0.06295	+104.35	−121.53	−1.90	−6.9617	−7.0073	+0.3972	+9.74	+9.81	−0.56
März 5	−3.22269	+4.20595	+0.05693	+97.91	−127.79	−1.73	−7.1059	−6.8477	+0.4003	+9.97	+9.61	−0.56
Jan. 25	−2.97469	+4.36854	+0.05073	+91.07	−133.75	−1.55	−7.2465	−6.6845	+0.4032	+10.20	+9.41	−0.57
1895												
Dez. 16	−2.71715	+4.51710	+0.04436	+83.85	−139.39	−1.37	−7.3838	−6.5185	+0.4059	+10.42	+9.20	−0.57
Nov. 6	−2.45083	+4.65106	+0.03785	+76.24	−144.69	−1.18	−7.5173	−6.3491	+0.4084	+10.64	+8.99	−0.58
Sept. 27	−2.17651	+4.76986	+0.03122	+68.27	−149.60	−0.98	−7.6470	−6.1766	+0.4107	+10.86	+8.77	−0.58
Aug. 18	−1.89504	+4.87297	+0.02449	+59.93	−154.11	−0.77	−7.7730	−6.0010	+0.4128	+11.07	+8.55	−0.59
Juli 9	−1.60728	+4.95992	+0.01767	+51.26	−158.19	−0.56	−7.8951	−5.8224	+0.4147	+11.28	+8.32	−0.59
Mai 30	−1.31417	+5.03031	+0.01080	+42.27	−161.80	−0.35	−8.0134	−5.6409	+0.4164	+11.48	+8.08	−0.60
April 20	−1.01661	+5.08375	+0.00389	+32.98	−164.92	−0.13	−8.1274	−5.4566	+0.4178	+11.68	+7.84	−0.60
März 11	−0.71560	+5.11989	−0.00303	+23.41	−167.52	+0.10	−8.2374	−5.2695	+0.4191	+11.88	+7.60	−0.60
Jan. 30	−0.41214	+5.13845	−0.00995	+13.60	−169.56	+0.33	−8.3434	−5.0800	+0.4200	+12.07	+7.35	−0.61
1894												
Dez. 21	−0.10725	+5.13929	−0.01682	+3.57	−171.04	+0.56	−8.4448	−4.8878	+0.4210	+12.26	+7.09	−0.61
Nov. 11	+0.19801	+5.12216	−0.02365	−6.65	−171.91	+0.79	−8.5422	−4.6930	+0.4216	+12.44	+6.84	−0.61
Okt. 2	+0.50257	+5.08702	−0.03039	−17.01	−172.15	+1.05	−8.6350	−4.4959	+0.4220	+12.62	+6.56	−0.62
Aug. 23	+0.80535	+5.03386	−0.03701	−27.48	−171.75	+1.26	−8.7234	−4.2965	+0.4222	+12.79	+6.30	−0.62
Juli 14	+1.10525	+4.96276	−0.04351	−38.01	−170.68	+1.50	−8.8074	−4.0949	+0.4222	+12.96	+6.03	−0.62
Juni 4	+1.40117	+4.87363	−0.04986	−48.57	−168.92	+1.73	−8.8870	−3.8914	+0.4220	+13.12	+5.75	−0.62
April 25	+1.69200	+4.76687	−0.05601	−59.09	−166.47	+1.96	−8.9620	−3.6856	+0.4215	+13.28	+5.46	−0.63
März 16	+1.97663	+4.64266	−0.06197	−69.53	−163.31	+2.18	−9.0326	−3.4782	+0.4208	+13.43	+5.17	−0.63
Febr. 4	+2.25396	+4.50134	−0.06769	−79.84	−159.46	+2.40	−9.0980	−3.2688	+0.4199	+13.58	+4.88	−0.63
1893												
Dez. 26	+2.52295	+4.34331	−0.07317	−89.97	−154.88	+2.61	−9.1586	−3.0577	+0.4188	+13.72	+4.58	−0.63
Nov. 16	+2.78249	+4.16905	−0.07837	−99.85	−149.61	+2.81	−9.2146	−2.8452	+0.4174	+13.85	+4.28	−0.63
Okt. 7	+3.03157	+3.97911	−0.08328	−109.43	−143.64	+3.01	−9.2662	−2.6311	+0.4159	+13.98	+3.97	−0.63
Aug. 28	+3.26919	+3.77412	−0.08787	−118.66	−136.99	+3.19	−9.3124	−2.4156	+0.4141	+14.10	+3.66	−0.63
Juli 19	+3.49437	+3.55477	−0.09212	−127.47	−129.68	+3.36	−9.3536	−2.1987	+0.4121	+14.22	+3.34	−0.63
Juni 9	+3.70618	+3.32182	−0.09603	−135.82	−121.74	+3.52	−9.3900	−1.9809	+0.4099	+14.33	+3.02	−0.63
April 30	+3.90378	+3.07613	−0.09957	−143.65	−113.20	+3.66	−9.4215	−1.7619	+0.4074	+14.43	+2.69	−0.62
März 21	+4.08632	+2.81857	−0.10272	−150.91	−104.09	+3.79	−9.4478	−1.5420	+0.4048	+14.52	+2.37	−0.62
Febr. 9	+4.25304	+2.55011	−0.10547	−157.55	−94.47	+3.91	−9.4692	−1.3213	+0.4019	+14.61	+2.04	−0.62

	(♃)						(♄)					
	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2
1892												
Dez. 31	+ 4.40325	+ 2.27174	— 0.10782	— 163.53	— 84.37	+ 4.00	— 9.4852	— 1.0998	+ 0.3988	+ 14.69	+ 1.70	— 0.62
Nov. 21	+ 4.53630	+ 1.98453	— 0.10974	— 168.80	— 73.84	+ 4.08	— 9.4962	— 0.8778	+ 0.3955	+ 14.76	+ 1.37	— 0.62
Okt. 12	+ 4.65169	+ 1.68959	— 0.11124	— 173.34	— 62.96	+ 4.15	— 9.5020	— 0.6553	+ 0.3920	+ 14.83	+ 1.02	— 0.61
Sept. 2	+ 4.74891	+ 1.38805	— 0.11231	— 177.12	— 51.77	+ 4.19	— 9.5027	— 0.4325	+ 0.3883	+ 14.89	+ 0.68	— 0.61
Juli 24	+ 4.82757	+ 1.08109	— 0.11293	— 180.11	— 40.33	+ 4.21	— 9.4984	— 0.2094	+ 0.3843	+ 14.94	+ 0.33	— 0.60
Juni 14	+ 4.88733	+ 0.76989	— 0.11312	— 182.28	— 28.71	+ 4.22	— 9.4888	+ 0.0137	+ 0.3802	+ 14.98	— 0.02	— 0.60
Mai 5	+ 4.92802	+ 0.45569	— 0.11286	— 183.64	— 16.98	+ 4.21	— 9.4738	+ 0.2369	+ 0.3758	+ 15.02	— 0.38	— 0.60
März 26	+ 4.94947	+ 0.13971	— 0.11216	— 184.17	— 5.20	+ 4.17	— 9.4536	+ 0.4600	+ 0.3712	+ 15.04	— 0.73	— 0.59
Febr. 15	+ 4.95160	— 0.17682	— 0.11102	— 183.88	+ 6.57	+ 4.12	— 9.4282	+ 0.6827	+ 0.3664	+ 15.06	— 1.09	— 0.59
Jan. 6	+ 4.93448	— 0.49266	— 0.10946	— 182.78	+ 18.25	+ 4.06	— 9.3976	+ 0.9051	+ 0.3615	+ 15.07	— 1.45	— 0.58
1891												
Nov. 27	+ 4.89818	— 0.80659	— 0.10746	— 180.88	+ 29.79	+ 3.97	— 9.3614	+ 1.1270	+ 0.3563	+ 15.07	— 1.81	— 0.57
Okt. 18	+ 4.84295	— 1.11739	— 0.10505	— 178.19	+ 41.11	+ 3.87	— 9.3203	+ 1.3483	+ 0.3509	+ 15.06	— 2.18	— 0.57
Sept. 8	+ 4.76903	— 1.42389	— 0.10224	— 174.75	+ 52.18	+ 3.75	— 9.2740	+ 1.5688	+ 0.3453	+ 15.04	— 2.54	— 0.56
Juli 30	+ 4.67681	— 1.72492	— 0.09904	— 170.59	+ 62.92	+ 3.61	— 9.2223	+ 1.7884	+ 0.3395	+ 15.01	— 2.91	— 0.55
Juni 20	+ 4.56672	— 2.01937	— 0.09545	— 165.73	+ 73.28	+ 3.46	— 9.1654	+ 2.0070	+ 0.3335	+ 14.98	— 3.28	— 0.55
Mai 11	+ 4.43923	— 2.30612	— 0.09150	— 160.22	+ 83.23	+ 3.30	— 9.1030	+ 2.2245	+ 0.3274	+ 14.93	— 3.65	— 0.54
April 1	+ 4.29499	— 2.58416	— 0.08721	— 154.10	+ 92.71	+ 3.13	— 9.0354	+ 2.4406	+ 0.3210	+ 14.88	— 4.02	— 0.53
Febr. 20	+ 4.13456	— 2.85248	— 0.08259	— 147.41	+ 101.70	+ 2.95	— 8.9630	+ 2.6554	+ 0.3145	+ 14.81	— 4.39	— 0.52
Jan. 11	+ 3.95870	— 3.11015	— 0.07766	— 140.21	+ 110.15	+ 2.75	— 8.8854	+ 2.8687	+ 0.3078	+ 14.74	— 4.76	— 0.51
1890												
Dez. 2	+ 3.76814	— 3.35628	— 0.07244	— 132.53	+ 118.04	+ 2.55	— 8.8022	+ 3.0803	+ 0.3009	+ 14.65	— 5.13	— 0.50
Okt. 23	+ 3.56372	— 3.59003	— 0.06696	— 124.43	+ 125.34	+ 2.34	— 8.7142	+ 3.2901	+ 0.2938	+ 14.56	— 5.50	— 0.49
Sept. 13	+ 3.34625	— 3.81065	— 0.06122	— 115.95	+ 132.05	+ 2.12	— 8.6210	+ 3.4980	+ 0.2865	+ 14.45	— 5.87	— 0.48
Aug. 4	+ 3.11662	— 4.01744	— 0.05527	— 107.16	+ 138.13	+ 1.90	— 8.5230	+ 3.7039	+ 0.2791	+ 14.34	— 6.23	— 0.47
Juni 25	+ 2.87575	— 4.20974	— 0.04912	— 98.09	+ 143.59	+ 1.68	— 8.4198	+ 3.9075	+ 0.2715	+ 14.22	— 6.60	— 0.46
Mai 16	+ 2.62462	— 4.38700	— 0.04279	— 88.80	+ 148.42	+ 1.45	— 8.3115	+ 4.1089	+ 0.2638	+ 14.08	— 6.96	— 0.45
April 6	+ 2.36417	— 4.54871	— 0.03631	— 79.32	+ 152.62	+ 1.22	— 8.1984	+ 4.3079	+ 0.2559	+ 13.94	— 7.32	— 0.44
Febr. 25	+ 2.09540	— 4.69442	— 0.02971	— 69.72	+ 156.19	+ 0.99	— 8.0805	+ 4.5043	+ 0.2478	+ 13.79	— 7.68	— 0.42
Jan. 16	+ 1.81933	— 4.82377	— 0.02300	— 60.02	+ 159.13	+ 0.76	— 7.9578	+ 4.6981	+ 0.2396	+ 13.63	— 8.04	— 0.41
1889												
Dez. 7	+ 1.53697	— 4.93644	— 0.01619	— 50.27	+ 161.47	+ 0.53	— 7.8302	+ 4.8890	+ 0.2313	+ 13.45	— 8.40	— 0.40
Okt. 28	+ 1.24934	— 5.03219	— 0.00936	— 40.52	+ 163.20	+ 0.30	— 7.6980	+ 5.0769	+ 0.2228	+ 13.26	— 8.75	— 0.38
Sept. 18	+ 0.95747	— 5.11082	— 0.00247	— 30.79	+ 164.34	+ 0.08	— 7.5610	+ 5.2620	+ 0.2142	+ 13.07	— 9.10	— 0.37
Aug. 9	+ 0.66236	— 5.17226	+ 0.00440	— 21.12	+ 164.90	— 0.14	— 7.4194	+ 5.4439	+ 0.2055	+ 12.86	— 9.44	— 0.36
Juni 30	+ 0.36505	— 5.21639	+ 0.01128	— 11.54	+ 164.92	— 0.36	— 7.2735	+ 5.6224	+ 0.1966	+ 12.65	— 9.78	— 0.34
Mai 21	+ 0.06652	— 5.24324	+ 0.01811	— 2.09	+ 164.39	— 0.57	— 7.1232	+ 5.7975	+ 0.1876	+ 12.42	— 10.11	— 0.33
April 11	— 0.23222	— 5.25286	+ 0.02488	+ 7.22	+ 163.35	— 0.77	— 6.9685	+ 5.9690	+ 0.1785	+ 12.19	— 10.44	— 0.31
März 2	— 0.53021	— 5.24536	+ 0.03157	+ 16.36	+ 161.80	— 0.97	— 6.8093	+ 6.1369	+ 0.1693	+ 11.95	— 10.77	— 0.30
Jan. 21	— 0.82649	— 5.22092	+ 0.03816	+ 25.29	+ 159.78	— 1.17	— 6.6459	+ 6.3010	+ 0.1600	+ 11.69	— 11.09	— 0.28
1888												
Dez. 12	— 1.12012	— 5.17972	+ 0.04463	+ 34.02	+ 157.31	— 1.36	— 6.4787	+ 6.4613	+ 0.1506	+ 11.43	— 11.40	— 0.27
Nov. 2	— 1.41018	— 5.12201	+ 0.05096	+ 42.51	+ 154.40	— 1.54	— 6.3073	+ 6.6176	+ 0.1411	+ 11.16	— 11.71	— 0.25
Sept. 23	— 1.69578	— 5.04814	+ 0.05712	+ 50.75	+ 151.08	— 1.71	— 6.1321	+ 6.7699	+ 0.1315	+ 10.88	— 12.01	— 0.23
Aug. 14	— 1.97608	— 4.95845	+ 0.06311	+ 58.73	+ 147.36	— 1.88	— 5.9529	+ 6.9180	+ 0.1218	+ 10.58	— 12.30	— 0.22

	(♃)						(♄)					
	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2
(1888)												
Juli 5	−2.25022	−4.85329	+0.06890	+66.43	+143.27	−2.03	−5.7701	+7.0617	+0.1120	+10.29	−12.59	−0.20
Mai 26	−2.51738	−4.73312	+0.07448	+73.84	+138.83	−2.18	−5.5836	+7.2008	+0.1022	+9.98	−12.87	−0.18
April 16	−2.77681	−4.59840	+0.07982	+80.95	+134.06	−2.33	−5.3938	+7.3358	+0.0923	+9.66	−13.14	−0.17
März 7	−3.02776	−4.44964	+0.08493	+87.76	+128.97	−2.46	−5.2006	+7.4660	+0.0823	+9.33	−13.40	−0.15
Jan. 27	−3.26951	−4.28735	+0.08977	+94.25	+123.60	−2.59	−5.0040	+7.5915	+0.0723	+9.00	−13.65	−0.13
1887												
Dez. 18	−3.50138	−4.11211	+0.09436	+100.43	+117.94	−2.71	−4.8043	+7.7124	+0.0623	+8.66	−13.90	−0.11
Nov. 8	−3.72272	−3.92450	+0.09864	+106.27	+112.03	−2.82	−4.6014	+7.8284	+0.0522	+8.31	−14.14	−0.09
Sept. 29	−3.93293	−3.72515	+0.10263	+111.78	+105.88	−2.92	−4.3958	+7.9394	+0.0421	+7.95	−14.36	−0.08
Aug. 20	−4.13142	−3.51471	+0.10632	+116.96	+99.50	−3.01	−4.1874	+8.0454	+0.0321	+7.59	−14.58	−0.06
Juli 11	−4.31766	−3.29384	+0.10970	+121.77	+92.89	−3.09	−3.9761	+8.1462	+0.0218	+7.22	−14.79	−0.04
Juni 1	−4.49110	−3.06321	+0.11274	+126.28	+86.13	−3.17	−3.7624	+8.2419	+0.0116	+6.84	−14.98	−0.02
April 22	−4.65134	−2.82358	+0.11546	+130.43	+79.18	−3.24	−3.5462	+8.3322	+0.0014	+6.46	−15.17	0.00
März 13	−4.79789	−2.57564	+0.11784	+134.22	+72.05	−3.30	−3.3279	+8.4172	−0.0087	+6.07	−15.35	+0.02
Febr. 1	−4.93039	−2.32016	+0.11987	+137.66	+64.78	−3.35	−3.1074	+8.4972	−0.0189	+5.67	−15.51	+0.03
1886												
Dez. 23	−5.04844	−2.05787	+0.12155	+140.74	+57.37	−3.39	−2.8849	+8.5716	−0.0291	+5.27	−15.67	+0.05
Nov. 13	−5.15174	−1.78958	+0.12288	+143.46	+49.83	−3.42	−2.6605	+8.6404	−0.0392	+4.87	−15.81	+0.07
Okt. 4	−5.24000	−1.51606	+0.12384	+145.82	+42.19	−3.45	−2.4343	+8.7036	−0.0494	+4.46	−15.94	+0.09
Aug. 25	−5.31300	−1.23812	+0.12445	+147.82	+34.45	−3.46	−2.2067	+8.7614	−0.0595	+4.05	−16.06	+0.11
Juli 16	−5.37049	−0.95657	+0.12469	+149.44	+26.62	−3.47	−1.9775	+8.8134	−0.0696	+3.63	−16.17	+0.13
Juni 6	−5.41231	−0.67223	+0.12457	+150.70	+18.72	−3.47	−1.7471	+8.8598	−0.0796	+3.21	−16.26	+0.15
April 27	−5.43835	−0.38593	+0.12409	+151.58	+10.76	−3.46	−1.5156	+8.9006	−0.0895	+2.78	−16.35	+0.16
März 18	−5.44848	−0.09851	+0.12324	+152.09	+2.75	−3.44	−1.2831	+8.9356	−0.0995	+2.36	−16.42	+0.18
Febr. 6	−5.44269	+0.18920	+0.12203	+152.21	−5.29	−3.41	−1.0498	+8.9648	−0.1093	+1.93	−16.48	+0.20
1885												
Dez. 28	−5.42091	+0.47635	+0.12047	+151.95	−13.35	−3.38	−0.8157	+8.9884	−0.1190	+1.50	−16.53	+0.22
Nov. 18	−5.38324	+0.76211	+0.11855	+151.31	−21.42	−3.33	−0.5812	+9.0060	−0.1287	+1.07	−16.56	+0.24
Okt. 9	−5.32969	+1.04562	+0.11628	+150.27	−29.48	−3.28	−0.3462	+9.0180	−0.1383	+0.64	−16.58	+0.25
Aug. 30	−5.26040	+1.32604	+0.11367	+148.84	−37.52	−3.22	−0.1110	+9.0240	−0.1479	+0.20	−16.59	+0.27
Juli 21	−5.17552	+1.60252	+0.11072	+147.02	−45.52	−3.15	+0.1243	+9.0242	−0.1573	−0.23	−16.59	+0.29
Juni 11	−5.07520	+1.87423	+0.10744	+144.79	−53.47	−3.07	+0.3595	+9.0188	−0.1666	−0.66	−16.58	+0.31
Mai 2	−4.95973	+2.14034	+0.10384	+142.16	−61.35	−2.98	+0.5945	+9.0072	−0.1758	−1.09	−16.55	+0.32
März 23	−4.82933	+2.40002	+0.09993	+139.12	−69.14	−2.88	+0.8291	+8.9900	−0.1850	−1.52	−16.51	+0.34
Febr. 11	−4.68436	+2.65244	+0.09572	+135.68	−76.83	−2.77	+1.0632	+8.9670	−0.1940	−1.95	−16.46	+0.36
Jan. 2	−4.52517	+2.89682	+0.09121	+131.82	−84.39	−2.66	+1.2966	+8.9384	−0.2028	−2.38	−16.39	+0.37
1884												
Nov. 23	−4.35217	+3.13236	+0.08643	+127.56	−91.80	−2.53	+1.5292	+8.9038	−0.2115	−2.80	−16.31	+0.39
Okt. 14	−4.16580	+3.35826	+0.08138	+122.88	−99.06	−2.40	+1.7609	+8.8634	−0.2201	−3.22	−16.23	+0.40
Sept. 4	−3.96655	+3.57379	+0.07608	+117.78	−106.12	−2.26	+1.9914	+8.8176	−0.2286	−3.64	−16.12	+0.42
Juli 26	−3.75494	+3.77819	+0.07054	+112.28	−112.97	−2.11	+2.2206	+8.7660	−0.2369	−4.06	−16.01	+0.43
Juni 16	−3.53156	+3.97076	+0.06478	+106.36	−119.59	−1.95	+2.4484	+8.7088	−0.2451	−4.47	−15.89	+0.45
Mai 7	−3.29705	+4.15077	+0.05882	+100.04	−125.95	−1.78	+2.6747	+8.6458	−0.2531	−4.87	−15.75	+0.46
März 28	−3.05205	+4.31761	+0.05267	+93.32	−132.02	−1.61	+2.8992	+8.5776	−0.2609	−5.27	−15.60	+0.47
Febr. 17	−2.79727	+4.47057	+0.04635	+86.21	−137.78	−1.43	+3.1219	+8.5038	−0.2686	−5.67	−15.45	+0.49
Jan. 8	−2.53345	+4.60912	+0.03989	+78.71	−143.20	−1.24	+3.3426	+8.4246	−0.2761	−6.06	−15.28	+0.50

	(♃)						(♄)					
	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2
1883												
Nov. 29	−2.26139	+4.73266	+0.03328	+70.84	−148.25	−1.04	+3.5613	+8.3400	−0.2834	−6.45	−15.10	+0.51
Okt. 20	−1.98190	+4.84064	+0.02658	+62.60	−152.90	−0.84	+3.7776	+8.2502	−0.2906	−6.83	−14.91	+0.53
Sept. 10	−1.69585	+4.93262	+0.01978	+54.02	−157.13	−0.63	+3.9915	+8.1549	−0.2975	−7.20	−14.71	+0.54
Aug. 1	−1.40413	+5.00812	+0.01292	+45.11	−160.89	−0.42	+4.2029	+8.0545	−0.3043	−7.56	−14.50	+0.55
Juni 22	−1.10768	+5.06677	+0.00601	+35.89	−164.18	−0.19	+4.4118	+7.9490	−0.3109	−7.92	−14.28	+0.56
Mai 13	−0.80747	+5.10820	−0.00091	+26.39	−166.95	+0.03	+4.6178	+7.8386	−0.3173	−8.28	−14.05	+0.57
April 3	−0.50449	+5.13212	−0.00784	+16.63	−169.17	+0.26	+4.8209	+7.7232	−0.3235	−8.62	−13.81	+0.58
Febr. 22	−0.19976	+5.13833	−0.01473	+6.64	−170.83	+0.49	+5.0210	+7.6029	−0.3294	−8.96	−13.56	+0.59
Jan. 13	+0.10565	+5.12664	−0.02158	−3.54	−171.90	+0.72	+5.2179	+7.4778	−0.3352	−9.29	−13.31	+0.60
1882												
Dez. 4	+0.41070	+5.09693	−0.02835	−13.89	−172.32	+0.96	+5.4114	+7.3482	−0.3408	−9.61	−13.05	+0.61
Okt. 25	+0.71429	+5.04916	−0.03502	−24.35	−172.11	+1.19	+5.6017	+7.2138	−0.3461	−9.92	−12.78	+0.61
Sept. 15	+1.01534	+4.98335	−0.04156	−34.89	−171.24	+1.43	+5.7884	+7.0750	−0.3513	−10.22	−12.50	+0.62
Aug. 6	+1.31273	+4.89960	−0.04795	−45.46	−169.69	+1.66	+5.9716	+6.9318	−0.3562	−10.52	−12.21	+0.63
Juni 27	+1.60536	+4.79807	−0.05417	−56.02	−167.44	+1.89	+6.1511	+6.7843	−0.3609	−10.80	−11.92	+0.63
Mai 18	+1.89211	+4.67899	−0.06020	−66.52	−164.49	+2.12	+6.3267	+6.6326	−0.3654	−11.08	−11.62	+0.64
April 8	+2.17190	+4.54267	−0.06600	−76.89	−160.82	+2.34	+6.4984	+6.4768	−0.3696	−11.35	−11.31	+0.65
Febr. 27	+2.44363	+4.38950	−0.07156	−87.09	−156.45	+2.55	+6.6660	+6.3170	−0.3736	−11.61	−11.00	+0.65
Jan. 18	+2.70624	+4.21994	−0.07685	−97.07	−151.36	+2.76	+6.8298	+6.1533	−0.3774	−11.86	−10.68	+0.66
1881												
Dez. 9	+2.95868	+4.03451	−0.08185	−106.76	−145.57	+2.96	+6.9893	+5.9860	−0.3811	−12.10	−10.36	+0.66
Okt. 30	+3.19994	+3.83385	−0.08654	−116.10	−139.10	+3.14	+7.1445	+5.8149	−0.3845	−12.33	−10.03	+0.66
Sept. 20	+3.42903	+3.61859	−0.09091	−125.05	−131.96	+3.32	+7.2954	+5.6403	−0.3877	−12.55	−9.70	+0.67
Aug. 11	+3.64503	+3.38952	−0.09492	−133.55	−124.18	+3.48	+7.4418	+5.4622	−0.3904	−12.76	−9.36	+0.67
Juli 2	+3.84705	+3.14744	−0.09858	−141.53	−115.79	+3.63	+7.5837	+5.2808	−0.3930	−12.96	−9.02	+0.67
Mai 23	+4.03423	+2.89322	−0.10185	−148.96	−106.83	+3.76	+7.7210	+5.0963	−0.3954	−13.15	−8.68	+0.67
April 13	+4.20578	+2.62780	−0.10473	−155.78	−97.33	+3.88	+7.8538	+4.9088	−0.3975	−13.33	−8.33	+0.67
März 4	+4.36104	+2.35219	−0.10721	−161.93	−87.34	+3.98	+7.9820	+4.7183	−0.3994	−13.50	−7.98	+0.68
Jan. 23	+4.49933	+2.06744	−0.10926	−167.41	−76.92	+4.07	+8.1052	+4.5250	−0.4011	−13.66	−7.63	+0.68
1880												
Dez. 14	+4.62008	+1.77463	−0.11089	−172.15	−66.13	+4.13	+8.2236	+4.3289	−0.4024	−13.81	−7.27	+0.68
Nov. 4	+4.72279	+1.47489	−0.11209	−176.13	−55.00	+4.18	+8.3370	+4.1303	−0.4036	−13.96	−6.91	+0.68
Sept. 25	+4.80704	+1.16939	−0.11286	−179.32	−43.62	+4.21	+8.4456	+3.9293	−0.4046	−14.09	−6.55	+0.67
Aug. 16	+4.87250	+0.85932	−0.11318	−181.71	−32.05	+4.22	+8.5492	+3.7260	−0.4053	−14.21	−6.20	+0.67
Juli 7	+4.91893	+0.54590	−0.11306	−183.29	−20.34	+4.21	+8.6480	+3.5204	−0.4058	−14.32	−5.83	+0.67
Mai 28	+4.94614	+0.23034	−0.11249	−184.05	−8.57	+4.19	+8.7416	+3.3128	−0.4060	−14.43	−5.47	+0.67
April 18	+4.95409	−0.08611	−0.11149	−183.96	+3.20	+4.14	+8.8302	+3.1034	−0.4061	−14.52	−5.10	+0.67
März 9	+4.94274	−0.40222	−0.11005	−183.07	+14.90	+4.08	+8.9136	+2.8920	−0.4058	−14.60	−4.74	+0.66
Jan. 29	+4.91223	−0.71677	−0.10820	−181.38	+26.47	+4.00	+8.9918	+2.6791	−0.4054	−14.68	−4.37	+0.66
1879												
Dez. 20	+4.86271	−1.02856	−0.10592	−178.91	+37.84	+3.90	+9.0665	+2.4639	−0.4042	−14.74	−4.01	+0.66
Nov. 10	+4.79441	−1.33637	−0.10323	−175.67	+48.96	+3.78	+9.1346	+2.2480	−0.4033	−14.80	−3.64	+0.65
Okt. 1	+4.70774	−1.63904	−0.10014	−171.70	+59.78	+3.65	+9.1975	+2.0308	−0.4021	−14.84	−3.28	+0.65
Aug. 22	+4.60308	−1.93545	−0.09668	−167.03	+70.23	+3.51	+9.2550	+1.8125	−0.4008	−14.88	−2.91	+0.64
Juli 13	+4.48088	−2.22450	−0.09284	−161.70	+80.28	+3.35	+9.3073	+1.5930	−0.3991	−14.91	−2.55	+0.64

	(♃)						(♄)					
	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2
(1879)												
Juni 3	+ 4.34175	— 2.50513	— 0.08866	— 155.76	+ 89.87	+ 3.18	+ 9.3544	+ 1.3728	— 0.3973	— 14.93	— 2.19	+ 0.63
April 24	+ 4.18631	— 2.77634	— 0.08414	— 149.24	+ 98.97	+ 3.00	+ 9.3962	+ 1.1516	— 0.3952	— 14.94	— 1.83	+ 0.63
März 15	+ 4.01521	— 3.03719	— 0.07931	— 142.19	+ 107.55	+ 2.81	+ 9.4328	+ 0.9299	— 0.3930	— 14.94	— 1.47	+ 0.62
Febr. 3	+ 3.82922	— 3.28675	— 0.07418	— 134.66	+ 115.58	+ 2.61	+ 9.4642	+ 0.7077	— 0.3905	— 14.93	— 1.12	+ 0.62
1878												
Dez. 25	+ 3.62863	— 3.52411	— 0.06882	— 126.71	+ 123.06	+ 2.40	+ 9.4900	+ 0.4851	— 0.3878	— 14.92	— 0.76	+ 0.61
Nov. 15	+ 3.41526	— 3.74866	— 0.06318	— 118.36	+ 129.91	+ 2.19	+ 9.5108	+ 0.2622	— 0.3848	— 14.89	— 0.41	+ 0.60
Okt. 6	+ 3.18947	— 3.95959	— 0.05730	— 109.67	+ 136.16	+ 1.97	+ 9.5265	+ 0.0392	— 0.3817	— 14.86	— 0.06	+ 0.60
Aug. 27	+ 2.95219	— 4.15626	— 0.05122	— 100.71	+ 141.78	+ 1.75	+ 9.5370	— 0.1839	— 0.3783	— 14.82	+ 0.29	+ 0.59
Juli 18	+ 2.70436	— 4.33808	— 0.04495	— 91.50	+ 146.78	+ 1.52	+ 9.5421	— 0.4068	— 0.3748	— 14.78	+ 0.63	+ 0.58
Juni 8	+ 2.44694	— 4.50452	— 0.03853	— 82.11	+ 151.15	+ 1.29	+ 9.5420	— 0.6295	— 0.3710	— 14.72	+ 0.97	+ 0.57
April 29	+ 2.18092	— 4.65512	— 0.03197	— 72.57	+ 154.89	+ 1.06	+ 9.5367	— 0.8519	— 0.3671	— 14.66	+ 1.31	+ 0.56
März 20	+ 1.90729	— 4.78949	— 0.02530	— 62.93	+ 158.02	+ 0.83	+ 9.5263	— 1.0738	— 0.3629	— 14.59	+ 1.64	+ 0.56
Febr. 8	+ 1.62706	— 4.90730	— 0.01854	— 53.22	+ 160.53	+ 0.61	+ 9.5108	— 1.2951	— 0.3585	— 14.51	+ 1.98	+ 0.55
1877												
Dez. 30	+ 1.34125	— 5.00832	— 0.01172	— 43.50	+ 162.44	+ 0.38	+ 9.4898	— 1.5156	— 0.3540	— 14.43	+ 2.30	+ 0.54
Nov. 20	+ 1.05089	— 5.09224	— 0.00486	— 33.79	+ 163.76	+ 0.16	+ 9.4640	— 1.7355	— 0.3493	— 14.34	+ 2.63	+ 0.53
Okt. 11	+ 0.75699	— 5.15906	+ 0.00202	— 24.14	+ 164.50	— 0.06	+ 9.4333	— 1.9544	— 0.3443	— 14.24	+ 2.95	+ 0.52
Sept. 1	+ 0.46055	— 5.20863	+ 0.00889	— 14.56	+ 164.69	— 0.28	+ 9.3977	— 2.1721	— 0.3392	— 14.13	+ 3.27	+ 0.51
Juli 23	+ 0.16258	— 5.24095	+ 0.01574	— 5.10	+ 164.34	— 0.49	+ 9.3570	— 2.3887	— 0.3339	— 14.02	+ 3.58	+ 0.50
Juni 13	— 0.13592	— 5.25604	+ 0.02253	+ 4.23	+ 163.46	— 0.70	+ 9.3114	— 2.6042	— 0.3285	— 13.90	+ 3.89	+ 0.49
Mai 4	— 0.43398	— 5.25398	+ 0.02924	+ 13.39	+ 162.09	— 0.90	+ 9.2608	— 2.8182	— 0.3228	— 13.78	+ 4.19	+ 0.48
März 25	— 0.73064	— 5.23494	+ 0.03586	+ 22.36	+ 160.24	— 1.10	+ 9.2054	— 3.0307	— 0.3170	— 13.65	+ 4.49	+ 0.47
Febr. 13	— 1.02496	— 5.19912	+ 0.04237	+ 31.13	+ 157.93	— 1.29	+ 9.1452	— 3.2417	— 0.3111	— 13.52	+ 4.79	+ 0.46
Jan. 4	— 1.31603	— 5.14674	+ 0.04874	+ 39.68	+ 155.17	— 1.47	+ 9.0802	— 3.4509	— 0.3049	— 13.37	+ 5.08	+ 0.45
1876												
Nov. 25	— 1.60294	— 5.07811	+ 0.05496	+ 47.98	+ 152.00	— 1.65	+ 9.0108	— 3.6583	— 0.2987	— 13.23	+ 5.37	+ 0.44
Okt. 16	— 1.88482	— 4.99352	+ 0.06101	+ 56.03	+ 148.43	— 1.81	+ 8.9366	— 3.8639	— 0.2922	— 13.07	+ 5.65	+ 0.43
Sept. 6	— 2.16083	— 4.89338	+ 0.06687	+ 63.80	+ 144.48	— 1.97	+ 8.8574	— 4.0674	— 0.2856	— 12.92	+ 5.93	+ 0.42
Juli 28	— 2.43015	— 4.77809	+ 0.07252	+ 71.30	+ 140.18	— 2.13	+ 8.7742	— 4.2688	— 0.2789	— 12.75	+ 6.20	+ 0.41
Juni 18	— 2.69199	— 4.64810	+ 0.07795	+ 78.50	+ 135.54	— 2.27	+ 8.6864	— 4.4681	— 0.2720	— 12.59	+ 6.47	+ 0.39
Mai 9	— 2.94563	— 4.50391	+ 0.08314	+ 85.40	+ 130.58	— 2.41	+ 8.5940	— 4.6651	— 0.2650	— 12.41	+ 6.74	+ 0.38
März 30	— 3.19031	— 4.34603	+ 0.08807	+ 92.00	+ 125.32	— 2.54	+ 8.4976	— 4.8597	— 0.2578	— 12.24	+ 7.00	+ 0.37
Febr. 19	— 3.42535	— 4.17501	+ 0.09273	+ 98.27	+ 119.78	— 2.66	+ 8.3966	— 5.0519	— 0.2505	— 12.05	+ 7.25	+ 0.36
Jan. 10	— 3.65007	— 3.99142	+ 0.09712	+ 104.23	+ 113.98	— 2.77	+ 8.2916	— 5.2414	— 0.2431	— 11.87	+ 7.50	+ 0.35
1875												
Dez. 1	— 3.86388	— 3.79589	+ 0.10123	+ 109.85	+ 107.92	— 2.88	+ 8.1822	— 5.4282	— 0.2356	— 11.68	+ 7.75	+ 0.34
Okt. 22	— 4.06616	— 3.58905	+ 0.10503	+ 115.15	+ 101.64	— 2.97	+ 8.0688	— 5.6124	— 0.2279	— 11.48	+ 7.99	+ 0.32
Sept. 12	— 4.25638	— 3.37155	+ 0.10852	+ 120.11	+ 95.14	— 3.06	+ 7.9516	— 5.7939	— 0.2202	— 11.28	+ 8.22	+ 0.31
Aug. 3	— 4.43401	— 3.14408	+ 0.11168	+ 124.73	+ 88.44	— 3.14	+ 7.8303	— 5.9726	— 0.2123	— 11.08	+ 8.45	+ 0.30
Juni 24	— 4.59859	— 2.90734	+ 0.11451	+ 129.00	+ 81.56	— 3.21	+ 7.7052	— 6.1480	— 0.2043	— 10.87	+ 8.67	+ 0.29
Mai 15	— 4.74960	— 2.66204	+ 0.11701	+ 132.93	+ 74.50	— 3.27	+ 7.5762	— 6.3204	— 0.1962	— 10.66	+ 8.89	+ 0.28
April 5	— 4.88668	— 2.40894	+ 0.11917	+ 136.50	+ 67.29	— 3.33	+ 7.4434	— 6.4897	— 0.1881	— 10.45	+ 9.11	+ 0.26
Febr. 24	— 5.00949	— 2.14880	+ 0.12097	+ 139.72	+ 59.93	— 3.37	+ 7.3070	— 6.6560	— 0.1798	— 10.23	+ 9.32	+ 0.25
Jan. 15	— 5.11764	— 1.88236	+ 0.12243	+ 142.58	+ 52.44	— 3.41	+ 7.1670	— 6.8187	— 0.1715	— 10.01	+ 9.52	+ 0.24

	(♃)						(♄)					
	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2	x_1	y_1	z_1	X_2	Y_2	Z_2
1874												
Dez. 6	−5.21084	−1.61044	+0.12350	+145.08	+44.84	−3.44	+7.0235	−6.9783	−0.1630	−9.78	+9.72	+0.23
Okt. 27	−5.28882	−1.33382	+0.12426	+147.22	+37.13	−3.46	+6.8766	−7.1343	−0.1545	−9.55	+9.91	+0.21
Sept. 17	−5.35141	−1.05332	+0.12464	+148.99	+29.33	−3.47	+6.7264	−7.2870	−0.1459	−9.32	+10.10	+0.20
Aug. 8	−5.39839	−0.76974	+0.12465	+150.39	+21.44	−3.47	+6.5730	−7.4360	−0.1372	−9.09	+10.28	+0.19
Juni 29	−5.42957	−0.48391	+0.12429	+151.41	+13.49	−3.47	+6.4164	−7.5814	−0.1285	−8.85	+10.46	+0.18
Mai 20	−5.44491	−0.19666	+0.12358	+152.06	+5.49	−3.45	+6.2567	−7.7232	−0.1197	−8.61	+10.63	+0.16
April 10	−5.44430	+0.09115	+0.12250	+152.33	−2.55	−3.43	+6.0939	−7.8612	−0.1109	−8.37	+10.80	+0.15
März 1	−5.42771	+0.37870	+0.12106	+152.22	−10.62	−3.40	+5.9283	−7.9956	−0.1020	−8.13	+10.96	+0.14
Jan. 20	−5.39520	+0.66513	+0.11927	+151.72	−18.70	−3.35	+5.7598	−8.1258	−0.0930	−7.88	+11.12	+0.13
1873												
Dez. 11	−5.34675	+0.94959	+0.11713	+150.83	−26.79	−3.31	+5.5884	−8.2524	−0.0840	−7.63	+11.27	+0.11
Nov. 1	−5.28252	+1.23126	+0.11463	+149.54	−34.85	−3.25	+5.4146	−8.3752	−0.0750	−7.38	+11.41	+0.10
Sept. 22	−5.20266	+1.50927	+0.11180	+147.85	−42.89	−3.18	+5.2382	−8.4938	−0.0659	−7.13	+11.56	+0.09
Aug. 13	−5.10729	+1.78281	+0.10864	+145.76	−50.88	−3.10	+5.0592	−8.6081	−0.0568	−6.87	+11.69	+0.08
Juli 4	−4.99665	+2.05100	+0.10514	+143.27	−58.81	−3.02	+4.8779	−8.7185	−0.0477	−6.61	+11.82	+0.06
Mai 25	−4.87099	+2.31303	+0.10134	+140.36	−66.65	−2.92	+4.6943	−8.8248	−0.0385	−6.35	+11.95	+0.05
April 15	−4.73062	+2.56808	+0.09723	+137.05	−74.40	−2.82	+4.5084	−8.9268	−0.0294	−6.09	+12.07	+0.04
März 6	−4.57589	+2.81533	+0.09283	+133.33	−82.03	−2.71	+4.3204	−9.0247	−0.0202	−5.83	+12.18	+0.03
Jan. 25	−4.40720	+3.05398	+0.08814	+129.18	−89.52	−2.59	+4.1304	−9.1183	−0.0110	−5.57	+12.29	+0.01
1872												
Dez. 16	−4.22497	+3.28326	+0.08318	+124.63	−96.85	−2.45	+3.9384	−9.2076	−0.0018	−5.30	+12.40	0.00
Nov. 6	−4.02967	+3.50239	+0.07796	+119.66	−104.00	−2.32	+3.7446	−9.2925	+0.0074	−5.03	+12.49	−0.01
Sept. 27	−3.82184	+3.71062	+0.07250	+114.27	−110.95	−2.17	+3.5491	−9.3731	+0.0166	−4.77	+12.59	−0.02
Aug. 18	−3.60202	+3.90721	+0.06681	+108.47	−117.66	−2.01	+3.3519	−9.4493	+0.0257	−4.50	+12.68	−0.03
Juli 9	−3.37085	+4.09150	+0.06092	+102.26	−124.12	−1.85	+3.1531	−9.5210	+0.0349	−4.23	+12.76	−0.05
Mai 30	−3.12899	+4.26281	+0.05483	+95.65	−130.30	−1.68	+2.9529	−9.5882	+0.0441	−3.95	+12.84	−0.06
April 20	−2.87709	+4.42043	+0.04855	+88.63	−136.18	−1.50	+2.7513	−9.6510	+0.0532	−3.68	+12.91	−0.07
März 11	−2.61590	+4.56380	+0.04213	+81.23	−141.72	−1.31	+2.5484	−9.7093	+0.0623	−3.41	+12.98	−0.08
Jan. 31	−2.34618	+4.69228	+0.03557	+73.44	−146.90	−1.11	+2.3443	−9.7630	+0.0714	−3.13	+13.04	−0.10
1871												
Dez. 22	−2.06878	+4.80538	+0.02889	+65.30	−151.69	−0.91	+2.1391	−9.8122	+0.0805	−2.86	+13.10	−0.11
Nov. 12	−1.78453	+4.90260	+0.02212	+56.80	−156.05	−0.76	+1.9330	−9.8568	+0.0895	−2.58	+13.15	−0.12
Okt. 3	−1.49434	+4.98349	+0.01528	+47.96	−159.97	−0.49	+1.7259	−9.8968	+0.0985	−2.30	+13.20	−0.13
Aug. 24	−1.19912	+5.04758	+0.00838	+38.82	−163.40	−0.27	+1.5181	−9.9322	+0.1073	−2.02	+13.24	−0.14
Juli 15	−0.89981	+5.09455	+0.00145	+29.38	−166.33	−0.05	+1.3096	−9.9630	+0.1162	−1.74	+13.27	−0.15
Juni 5	−0.59744	+5.12411	−0.00548	+19.67	−168.72	+0.18	+1.1005	−9.9891	+0.1250	−1.47	+13.30	−0.17
April 26	−0.29301	+5.13601	−0.01240	+9.73	−170.54	+0.41	+0.8908	−10.0106	+0.1338	−1.19	+13.33	−0.18
März 17	+0.01244	+5.13001	−0.01927	−0.42	−171.77	+0.65	+0.6807	−10.0274	+0.1425	−0.91	+13.35	−0.19
Febr. 5	+0.31785	+5.10599	−0.02607	−10.73	−172.38	+0.88	+0.4703	−10.0396	+0.1511	−0.63	+13.37	−0.20

Rückwärtsrechnung der Störungen für 8 Kometen.

Die Rechnung ist für die Planeten Jupiter und Saturn ausgeführt worden. Mit Rücksicht auf die Bedeutung der anderen Planeten s. oben S. 12—14. Vgl. auch in bezug auf Uranus und Neptun die berechneten Werte bei FAYET (Recherches concernant etc. p. 106—109).

Bemerkung: bei den Elementenangaben wird immer mit mittlerem Fehler, nicht mit wahrscheinlichem, gerechnet.

Komet 1882 II.

Oskulationsepoche: 1882 Sept. 20·5 M. Z. B.

$$T = 1882 \text{ Sept. } 17{\cdot}261\,3083 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 69^\circ\,35'\,16''{\cdot}05 \\ \Omega &= 346\;\;0\;38{\cdot}80 \\ i &= 141\;59\;44{\cdot}23 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1882{\cdot}0$$

$$\log q = 7{\cdot}889\,3177 \pm 0{\cdot}000\,0511$$

$$e = 0{\cdot}999\,9078 \pm 0.000\,0021$$

KREUTZ: Untersuchungen über das System der Kometen 1843 I, 1880 I und 1882 II. II Theil p. 35.

Publikationen der Sternwarte in Kiel. VI.

Elemente auf 1900·0 bezogen.

Oskulationsepoche: 1882 Sept. 20·5 M. Z. B.

$$T = 1882 \text{ Sept. } 17{\cdot}261\,3083 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 69^\circ\,35'\,14''{\cdot}20 \\ \Omega &= 346\;15\;41{\cdot}92 \\ i &= 141\;59\;52{\cdot}63 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1900{\cdot}0$$

$$\log q = 7{\cdot}889\,3177 \pm 0.000\,0511$$

$$e = 0{\cdot}999\,9078 \pm 0{\cdot}000\,0021$$

$$\frac{1}{a} = +0{\cdot}011\,8963 \pm 0{\cdot}000\,2710$$

Bei der Bearbeitung der Störungen dieses Kometen nach der Enckeschen Methode hatte KREUTZ bemerkt, dass die indirekten Störungsglieder diskontinuierlich verlaufen, und er hat sie aus diesem Grunde weggelassen. Bei der auf der Kopenhagener Sternwarte ausgeführten Rückwärtsrechnung stiessen wir auch auf dieses exzeptio-

nelle Verhalten der indirekten Glieder, das in der abnorm kleinen Sonnendistanz in der Nähe des Perihels begründet ist. Da die Berechnung der Störungen nach der Enckeschen Methode also in diesem Falle versagt, habe ich[1], um dem Problem eine einwandfreie Behandlung zu geben, die Frage der Störungen sonnennaher Kometen näher untersucht. Von der Tatsache ausgehend, dass ein solcher Komet das Bahnstück in der Nähe vom Perihel mit sehr grosser Geschwindigkeit, also in sehr kurzer Zeit, durchläuft, habe ich seine Bewegung in diesem Teile der Bahn in erster Approximation so behandelt, als ob sich der störende Planet während dieser Bewegung in einem Punkt in Ruhe befände, was in der Tat annähernd der Fall ist.

Unter dieser Bedingung erhält man für die Störung in $1:a$ einen sehr einfachen Ausdruck.

Wir hatten oben:

$$\frac{\mathrm{d}\frac{1}{a}}{\mathrm{d}t} = \frac{2}{k^2}\frac{\partial R}{\partial T} \tag{36}$$

In diesem Falle, wo es sich um die Bewegung innerhalb der Bahn des störenden Planeten handelt, wird die Störungsfunktion am zweckmässigsten in der gewöhnlichen Form:

$$R = k^2 m_1 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{xx_1 + yy_1 + zz_1}{r_1^3}\right)$$

definiert. Die Gleichung (36) definiert dann die Störung des oskulierenden Bahnelementes $1:a$.

Unter gewöhnlichen Umständen ist R eine Funktion der Koordinaten des gestörten und des störenden Körpers. In unserem Falle, wo wir für die in Frage kommende Zeit den störenden Planeten als unbeweglich betrachten, wird R nur durch die Koordinaten des gestörten Körpers Funktion der Zeit. Wir können uns hier naturgemäss auf die erste Potenz der störenden Masse beschränken und setzen deshalb in R für die Koordinaten des Kometen die ungestörten Werte ein. Diese sind aber Funktionen von $(t-T)$, und dadurch erhalten wir:

$$\frac{\partial R}{\partial T} = -\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}$$

und also aus (36) für die Störung zwischen den Zeiten t_1 und t_2 einfach:

$$\Delta\left(\frac{1}{a}\right) = -\frac{2}{k^2}\left(R_{t_2} - R_{t_1}\right).$$

Für den hier vorliegenden konkreten Fall, den Kometen 1882 II, stellt sich die Rechnung folgendermassen:

[1] Theorie der Störungen sonnennaher Kometen, angewandt auf den Kometen 1882 II (Publ. og m. M. fra Københavns Obs. No. 4 und A. N. 4527).

In der Kreutzschen Rechnung ist die Oskulationsepoche auf 1882 Sept. 20·5 M. Z. B. gelegt, also der Perihelzeit (Sept. 17·261 3083) sehr nahe. Bei unserer Störungsrechnung wollten wir die durch die indirekten Glieder verursachte Unsicherheit vermeiden und haben deshalb einen dem Perihel nicht zu nahe liegenden Zeitpunkt, Aug. 21·0, als Oskulationsepoche gewählt. Nach der oben angedeuteten Methode habe ich dann die Jupiterstörungen zwischen den zwei um das Perihel symmetrisch liegenden Epochen Aug. 20·522 6166 und Okt. 15·0 berechnet und das folgende Resultat gefunden:

Störung in $1:a$ von Aug. 26·522 6166 bis Sept. 17·261 3083 = — 0·000 0061
" " " " Sept. 17·261 3083 " " Okt. 15·0 = + 0·000 0027

Hieraus geht hervor, dass die Störung in diesem Stück der Bahn in Anbetracht des grossen Wertes von $1:a$ keine Rolle spielen kann; sie ist deshalb bei der folgenden Rechnung unberücksichtigt geblieben.

Störungen der rechtwinkeligen Ekliptikalkoordinaten.

In Einheiten der siebenden Stelle.

(1900·0)

		ξ	η	ζ			ξ	η	ζ
1882	Sept. 5	+ 2	+ 4	+ 2		Sept. 20	+ 3658	+ 814	+ 4576
	Aug. 26	0	0	0		Aug. 11	+ 4462	+ 420	+ 5818
	Aug. 16	0	0	0		Juli 2	+ 5239	— 162	+ 7161
	Aug. 6	+ 2	+ 5	+ 3		Mai 23	+ 5960	— 929	+ 8592
	Juli 27	+ 7	+ 13	+ 8		April 13	+ 6604	— 1874	+ 10099
	Juli 17	+ 15	+ 28	+ 18		März 4	+ 7148	— 2988	+ 11676
	Juli 7	+ 27	+ 48	+ 32	1881	Jan. 23	+ 7582	— 4261	+ 13314
	Juni 27	+ 44	+ 74	+ 51	1880	Dez. 14	+ 7887	— 5682	+ 15009
	Juni 17	+ 66	+ 107	+ 77		Nov. 4	+ 8054	— 7238	+ 16757
	Juni 7	+ 95	+ 145	+ 110		Sept. 25	+ 8072	— 8915	+ 18554
	Mai 28	+ 132	+ 190	+ 151		Aug. 16	+ 7935	— 10702	+ 20396
	Mai 18	+ 175	+ 240	+ 200		Juli 7	+ 7635	— 12584	+ 22282
	Mai 8	+ 228	+ 295	+ 258		Mai 28	+ 7169	— 14548	+ 24209
	April 28	+ 289	+ 354	+ 326		April 18	+ 6532	— 16579	+ 26176
	April 18	+ 359	+ 416	+ 405		März 9	+ 5724	— 18665	+ 28179
	April 8	+ 439	+ 480	+ 495	1880	Jan. 29	+ 4741	— 20792	+ 30219
	März 29	+ 528	+ 546	+ 596	1879	Dez. 20	+ 3586	— 22947	+ 32293
	März 19	+ 628	+ 612	+ 708		Nov. 10	+ 2258	— 25116	+ 34400
	März 9	+ 736	+ 678	+ 832		Okt. 1	+ 760	— 27286	+ 36540
	Febr 27	+ 855	+ 741	+ 968		Aug. 22	— 904	— 29445	+ 38710
	Febr 17	+ 983	+ 802	+ 1115		Juli 13	— 2732	— 31582	+ 40910
	Febr. 7	+ 1119	+ 858	+ 1274		Juni 3	— 4719	— 33684	+ 43138
	Jan. 28	+ 1264	+ 909	+ 1444		April 24	— 6859	— 35741	+ 45394
1882	Jan. 18	+ 1417	+ 955	+ 1626		März 15	— 9148	— 37741	+ 47677
1881	Dez. 9	+ 2097	+ 1064	+ 2460	1879	Febr. 3	— 11576	— 39675	+ 49986
	Okt. 30	+ 2857	+ 1025	+ 3450	1878	Dez. 25	— 14139	— 41534	+ 52319

		ξ	η	ζ			ξ	η	ζ
	Nov. 15	— 16828	— 43309	+ 54676		Sept. 1	— 52248	— 55395	+ 81934
	Okt. 6	— 19635	— 44991	+ 57056		Juli 23	— 55756	— 55707	+ 84512
	Aug. 27	— 22552	— 46573	+ 59459		Juni 13	— 59272	— 55880	+ 87103
	Juli 18	— 25570	— 48048	+ 61882		Mai 4	— 62785	— 55912	+ 89707
	Juni 8	— 28680	— 49410	+ 64326		März 25	— 66288	— 55804	+ 92323
	April 29	— 31874	— 50653	+ 66789		Febr. 13	— 69770	— 55557	+ 94950
	März 20	— 35141	— 51773	+ 69271	1877	Jan. 4	— 73223	— 55174	+ 97588
1878	Febr. 8	— 38472	— 52766	+ 71771	1876	Nov. 25	— 76639	— 54655	+ 100237
1877	Dez. 30	— 41858	— 53627	+ 74288		Okt. 16	— 80009	— 54003	+ 102895
	Nov. 20	— 45289	— 54353	+ 76821		Sept. 6	— 83326	— 53221	+ 105562
	Okt. 11	— 48755	— 54943	+ 79370					

Berechnung der auf die Masse $\odot + ♃ + ♄$ bezogenen Schwerpunktselemente.

1876 Sept. 6·0 M. Z. B.

$$x_0 = -2{\cdot}279\,6817 \qquad y_0 = +14{\cdot}582\,779 \qquad z_0 = -10{\cdot}645\,350$$

$$\xi = -8\,3326 \qquad \eta = -5\,322 \qquad \zeta = +10\,556$$

$$\xi\odot = -4658 \qquad \eta\odot = +5\,826 \qquad \zeta\odot = +18$$

$$40\frac{dx_0}{dt} = +0{\cdot}031\,59769 \qquad 40\frac{dy_0}{dt} = -0{\cdot}172\,5114 \qquad 40\frac{dz_0}{dt} = +0{\cdot}125\,0710$$

$$40\frac{d\xi}{dt} = +32873 \qquad 40\frac{d\eta}{dt} = -846 \qquad 40\frac{d\zeta}{dt} = -2671$$

$$40\frac{d\xi\odot}{dt} = -28330 \qquad 40\frac{d\eta\odot}{dt} = +450 \qquad 40\frac{d\zeta\odot}{dt} = +74$$

$$x = -2{\cdot}288\,480 \qquad 40\frac{dx}{dt} = +0{\cdot}031\,6431$$

$$y = +14{\cdot}583\,283 \qquad 40\frac{dy}{dt} = -0{\cdot}172\,5510$$

$$z = -10{\cdot}634\,776 \qquad 40\frac{dz}{dt} = +0{\cdot}124\,8113$$

Schwerpunktselemente, bezogen auf die Masse $\odot + ♃ + ♄$, gültig für die Zeit: 1876 Sept. 6·0 M. Z. B.

$$T = 1882 \text{ Sept. } 16{\cdot}099 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 67^\circ\,33'\,29''{\cdot}09 \\ \Omega &= 343\;41\;49{\cdot}35 \\ i &= 141\;28\;\;5{\cdot}14 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1900{\cdot}0$$

$$\log q = 7{\cdot}883\,1666$$

$$e = 0{\cdot}999\,9071$$

$$\frac{1}{a} = +0{\cdot}012\,1471$$

Berechnung der Störungen erster Ordnung.

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 67^\circ\,33'\,31''\!\cdot\!80 \\ \Omega &= 343\;25\;\;6\cdot38 \\ i &= 141\;27\;55\cdot87 \end{aligned}\right\}\;1880\cdot0$$

	System Komet — ♃	System Komet — ♄
Φ =	358° 4′·89	356° 47′·63
Ψ =	245 43·01	233 19·19
L =	69 28·64	70 45·90
K =	344 55·50	345 57·19
J =	142 1·23	142 59·84

♃

	$w\,\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$			
1877 Febr. 12	−5·73			
		+2·42		
1876 Sept. 6	−3·31		−27	
		+2·15		−17
März 30	−1·16		−44	
		+1·71		+10
1875 Okt. 22	+0·55		−51	
		+1·20		−7
Mai 15	+1·75		−53	
		+67		+2
1874 Dez. 6	+2·42		−52	
		+15		+6
Juni 29	+2·57		−45	
		−30		+7
Jan. 20	+2·27		−33	
		−63		+12
1873 Aug. 13	+1·64		−19	
		−82		+14
März 6	+0·82		+1	
		−81		+20
1872 Sept. 27	+0·01		+18	
		−63		+17
April 20	−0·62		+31	
		−32		+13
1871 Nov. 12	−0·94		+33	
		+1		+2
Juli 5	−0·93		+26	
		+27		−7
1870 Dec. 27	−0·66		+12	
		+39		−14
Juli 20	−0·27			

♄

	$w\,\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$			
1876 Sept. 6	+0·32			
		−1·99		
1875 Okt. 22	−1·67		+1·20	
		−79		−58
1874 Dez. 6	−2·46		+62	
		−17		+28
Jan. 20	−2·63		−30	
		+32		−13
1873 März 6	−2·48		+15	
		+17		−15
1872 April 20	−2·16		+4	
		+32		−11
1871 Juni 5	−1·78		+6	
		+38		+4
1870 Juli 20	−1·37		+3	
		+41		−3
1869 Sept. 3	−0·98		−2	
		+39		−5
1868 Okt. 18	−0·63		−4	
		+35		−2

Endresultat für die halbe grosse Achse des Kometen 1882 II:

$$\frac{1}{a} = +\,0{\cdot}012\,1471 + 0.000\,0017 = +\,0{\cdot}012\,1488.$$

Komet 1886 I.

Oskulationsepoche: 1885 Dez. 3·0 M. Z. B.

$$T = 1886 \text{ April } 5{\cdot}992\,8226 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 126^\circ\,34'\,38''{\cdot}54 \\ \Omega &= 36\;22\;16{\cdot}43 \\ i &= 82\;37\;\;5{\cdot}30 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1886{\cdot}0$$

$$\log q = 9{\cdot}807\,7947 \pm 0.000\,0017$$

$$e = 1{\cdot}000\,4461 \pm 0{\cdot}000\,0141$$

Erich Redlich: Über die Bahn des Kometen 1886 I. A. N. 4477—78. Bahnbestimmung aus 963 Beobachtungen in der Zeit 1885 Dez. 1—1886 Juli 30 (242 Tage). Sämtliche 8 grosse Planeten berücksichtigt bei der Störungsrechnung.

Auf 1900·0 bezogen:

Oskulationsepoche: 1885 Dez. 3·0 M. Z. B.

$$T = 1886 \text{ April } 5{\cdot}992\,8226 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 126^\circ\,34'\,43''{\cdot}04 \\ \Omega &= 36\;33\;59{\cdot}42 \\ i &= 82\;37\;10{\cdot}16 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1900.0$$

$$\log q = 9{\cdot}807\,7947 \pm 0{\cdot}000\,0017$$

$$e = 1{\cdot}000\,4461 \pm 0{\cdot}000\,0141$$

$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,6944 \pm 0{\cdot}000\,0220$$

(1900·0)

	ξ	η	ζ		ξ	η	ζ
1886 Febr. 6	+ 71	— 25	— 13	1883 Nov. 29	+ 10721	— 9796	+ 1043
1885 Dez. 28	+ 11	— 4	— 1	Okt. 20	+ 11672	— 11276	+ 1289
Nov. 18	+ 4	— 2	— 1	Sept. 10	+ 12614	— 12896	+ 1570
Okt. 9	+ 60	— 24	— 6	Aug. 1	+ 13538	— 14661	+ 1889
Aug. 30	+ 183	— 78	— 15	Juni 22	+ 14433	— 16575	+ 2247
Juli 21	+ 378	— 167	— 25	Mai 13	+ 15291	— 18646	+ 2648
Juni 11	+ 647	— 297	— 33	April 3	+ 16101	— 20876	+ 3093
Mai 2	+ 990	— 473	— 38	Febr. 22	+ 16855	— 23270	+ 3584
März 23	+ 1406	— 701	— 38	1883 Jan. 13	+ 17541	— 25831	+ 4123
Febr. 11	+ 1894	— 988	— 32	1882 Dez. 4	+ 18151	— 28563	+ 4711
1885 Jan. 2	+ 2450	— 1339	— 16	Okt. 25	+ 18673	— 31468	+ 5350
1884 Nov. 23	+ 3072	— 1760	+ 9	Sept. 15	+ 19099	— 34549	+ 6041
Okt. 14	+ 3755	— 2259	+ 47	Aug. 6	+ 19418	— 37806	+ 6785
Sept. 4	+ 4494	— 2841	+ 99	Juni 27	+ 19621	— 41240	+ 7583
Juli 26	+ 5284	— 3513	+ 167	Mai 18	+ 19697	— 44851	+ 8435
Juni 16	+ 6118	— 4282	+ 254	April 8	+ 19639	— 48638	+ 9342
Mai 7	+ 6991	— 5153	+ 361	Febr. 27	+ 19435	— 52600	+ 10303
März 28	+ 7896	— 6134	+ 491	1882 Jan. 18	+ 19078	— 56732	+ 11319
Febr. 17	+ 8824	— 7231	+ 647	1881 Dez. 9	+ 18558	— 61033	+ 12389
1884 Jan. 8	+ 9768	— 8449	+ 830	Okt. 30	+ 17870	— 65497	+ 13513

	ξ	η	ζ		ξ	η	ζ
Sept. 20	+ 17003	— 70120	+ 14689	Nov. 4	+ 2858	— 111916	+ 25872
Aug. 11	+ 15949	— 74895	+ 15917	Sept. 25	+ 114	— 117602	+ 27472
Juli 2	+ 14704	— 79816	+ 17196	Aug. 16	— 2858	— 123354	+ 29113
Mai 23	+ 13259	— 84874	+ 18525	Juli 7	— 6060	— 129160	+ 30794
April 13	+ 11609	— 90062	+ 19902	Mai 28	— 9493	— 135008	+ 32512
März 4	+ 9748	— 95371	+ 21327	April 18	— 13155	— 140886	+ 34268
1881 Jan 23	+ 7672	— 100789	+ 22798	1880 März 9	— 17047	— 146782	+ 36059
1880 Dez. 14	+ 5377	— 106308	+ 24313				

1880 März 9·0 M. Z. B.

$$x_0 = +13{\cdot}117\,41 \qquad y_0 = +8{\cdot}209\,121 \qquad z_0 = -9{\cdot}429\,997$$
$$\xi = -\ 1\,70 \qquad \eta = -\ 14\,678 \qquad \zeta = +\ 3\,606$$
$$\xi\odot = -\ 7\,26 \qquad \eta\odot = -\ 441 \qquad \zeta\odot = +\ 221$$

$$40\frac{dx_0}{dt} = -0{\cdot}147\,7034 \qquad 40\frac{dy_0}{dt} = -0{\cdot}084\,79689 \qquad 40\frac{dz_0}{dt} = +0{\cdot}153\,5464$$
$$40\frac{d\xi}{dt} = +\ 4006 \qquad 40\frac{d\eta}{dt} = +\ 58998 \qquad 40\frac{d\zeta}{dt} = -\ 1809$$
$$40\frac{d\xi\odot}{dt} = +\ 30 \qquad 40\frac{d\eta\odot}{dt} = -\ 36139 \qquad 40\frac{d\zeta\odot}{dt} = +\ 17$$

$$x = +13{\cdot}108\,45 \qquad 40\frac{dx}{dt} = -0{\cdot}147\,2998$$
$$y = +\ 8{\cdot}194\,002 \qquad 40\frac{dy}{dt} = -0{\cdot}084\,5683$$
$$z = -\ 9{\cdot}426\,170 \qquad 40\frac{dz}{dt} = +0{\cdot}153\,3672$$

Schwerpunktselemente, bezogen auf die Masse $\odot + ♃ + ♄$, gültig für die Zeit:

1880 März 9·0 M. Z. B.

T = 1886 April 5·902 M. Z. B.

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 126^\circ\,39'\,14''{\cdot}31 \\ \Omega &= 36\,27\,36{\cdot}17 \\ i &= 82\,44\,49{\cdot}43 \end{aligned}\right\}\ \text{M. Aequ. 1900·0}$$
$$\log q = 9{\cdot}806\,8080$$
$$e = 1{\cdot}000\,0092$$
$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,0143$$
$$\left.\begin{aligned} \omega &= 126^\circ\,39'\,7''{\cdot}90 \\ \Omega &= 36\,10\,51{\cdot}90 \\ i &= 82\,44\,42{\cdot}48 \end{aligned}\right\}\ 1880{\cdot}0$$

	System Komet — ♃	System Komet — ♄
Φ =	358° 49′·23	357° 33′·40
Ψ =	296 49·05	283 13·62
L =	127 49·90	129 5·73
K =	36 1·55	35 51·62
J =	82 9·12	82 10·11

♃

	w	$\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$					
1881 Jan. 23	— 16·82						
		+8·58					
1880 Aug. 16	— 8·24		—1·98				
		+6·60		— 89			
März 9	— 1·64		—2·87		+1·43		
		+3·73		+ 54		—1·14	
1879 Okt. 1	+ 2·09		—2·33		+ 29		
		+1·40		+ 83		— 36	
April 24	+ 3·49		—1·50		— 7		
		— 10		+ 76		— 20	
1878 Nov. 15	+ 3·39		— 74		— 27		
		— 84		+ 49		+ 8	
Juni 8	+ 2·55		— 25		— 19		
		—1·09		+ 30		+ 5	
1877 Dez. 30	+ 1·46		+ 5		— 14		
		—1·04		+ 16		+ 3	
Juli 23	+ 0·42		+ 21		— 11		
		— 83		+ 5		+ 7	
Febr. 13	— 0·41		+ 26		— 4		
		— 57		+ 1		— 2	
1876 Sept. 6	— 0·98		+ 27		— 6		
		— 30		— 5		+ 8	
März 30	— 1·28		+ 22		+ 2		
		— 8		— 3		— 5	
1875 Okt. 22	— 1·36		+ 19		— 3		
		+ 11		— 6		+ 4	
Mai 15	— 1·25		+ 13		+ 1		
		+ 24		— 5		— 2	
1874 Dez. 6	— 1·01		+ 8		— 1		
		+ 32		— 6			
Juni 29	— 0·69		+ 2				
		+ 34					
Jan. 20	— 0·35						

♄

	w	$\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$					
1881 Jan. 23	— 41·54						
		+23·64					
1880 März 9	— 17·90		—11·19				
		+12·45		+4·32			
1879 April 24	— 5·45		— 6·87		— 90		
		+ 5·58		+3·42		— 70	
1878 Juni 8	+ 0·13		— 3·45		—1·60		+1·41
		+ 2·13		+1·82		+ 71	
1877 Juli 23	+ 2·26		— 1·63		— 89		— 32
		+ 50		+ 93		+ 39	
1876 Sept. 6	+ 2·76		— 70		— 50		— 11
		— 20		+ 43		+ 28	
1875 Okt. 22	+ 2·56		— 27		— 22		— 18
		— 47		+ 21		+ 10	
1874 Dez. 6	+ 2·09		— 6		— 12		— 3
		— 53		+ 9		+ 7	
Jan. 20	+ 1·56		+ 3		— 5		
		— 50		+ 4			
1873 März 6	+ 1·06		+ 7				
		— 43					
1872 April 20	+ 0·63						

$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,0143 + 0{\cdot}000\,0072 = -0{\cdot}000\,0071.$$

Komet 1886 II.

Oskulationsepoche: 1885 Dez. 10·5 M. Z. B.

T = 1886 Mai 3·324041 M. Z. B.

$$\left.\begin{array}{rl} \omega = & 119^\circ\,36'\,28''\!\cdot\!76 \\ \Omega = & 68\;19\;\;9\cdot63 \\ i = & 84\;26\;\;4\cdot59 \end{array}\right\}\text{M. Aequ. 1886·0}$$

$$\log q = 9\cdot680\,5802 \pm 0\cdot000\,0018$$

$$e = 1\cdot000\,2286 \pm 0\cdot000\,0044$$

A. Thraen: Definitive Bahnbestimmung des Kometen 1886 II A. N. 3160–61.

Bahnbestimmung aus 760 Beobachtungen in der Zeit 1885 Dez. 3—1886 Juli 26 (236 Tage).

Störungen seitens Venus, Erde und Jupiter. Saturn ist merkwürdiger Weise nicht berücksichtigt worden. In Anbetracht der ausgeprägten Elliptizität der ursprünglichen Bahn (s. S. 46) ist dieser Umstand aber hier ohne wesentliche Bedeutung.

Auf 1900·0 bezogen:

Oskulationsepoche 1885 Dez. 10·5 M. Z. B.

T = 1886 Mai 3·324041 M. Z. B.

$$\left.\begin{array}{rl} \omega = & 119^\circ\,36'\,35''\!\cdot\!15 \\ \Omega = & 68\;30\;52\cdot56 \\ i = & 84\;26\;\;6\cdot34 \end{array}\right\}\text{M. Aequ. 1900·0}$$

$$\log q = 9\cdot680\,5802 \pm 0\cdot000\,0018$$

$$e = 1\cdot000\,2286 \pm 0\cdot000\,0044$$

$$\frac{1}{a} = -\,0\cdot000\,4770 \pm 0\cdot000\,0091$$

(1900·0)

	ξ	η	ζ		ξ	η	ζ
1886 Febr. 6	+ 46	— 31	+ 4	1883 Nov. 29	+ 8342	— 11700	+ 7625
1885 Dez. 28	+ 4	— 3	+ 1	Okt. 20	+ 9117	— 13520	+ 8800
Nov. 18	+ 8	— 5	+ 1	Sept. 10	+ 9898	— 15527	+ 10069
Okt. 9	+ 61	— 43	+ 12	Aug. 1	+ 10677	— 17728	+ 11430
Aug. 30	+ 169	— 119	+ 38	Juni 22	+ 11448	— 20131	+ 12883
Juli 21	+ 330	— 240	+ 87	Mai 13	+ 12204	— 22739	+ 14425
Juni 11	+ 547	— 408	+ 163	April 3	+ 12938	— 25558	+ 16055
Mai 2	+ 818	— 629	+ 272	Febr. 22	+ 13642	— 28593	+ 17770
März 23	+ 1142	— 908	+ 422	1883 Jan. 13	+ 14307	— 31846	+ 19570
Febr. 11	+ 1518	— 1251	+ 618	1882 Dez. 4	+ 14927	— 35319	+ 21451
1885 Jan. 2	+ 1943	— 1665	+ 869	Okt. 25	+ 15491	— 39013	+ 23412
1884 Nov. 23	+ 2416	— 2157	+ 1180	Sept. 15	+ 15992	— 42929	+ 25451
Okt. 14	+ 2934	— 2736	+ 1559	Aug. 6	+ 16420	— 47065	+ 27565
Sept. 4	+ 3494	— 3410	+ 2013	Juni 27	+ 16767	— 51421	+ 29751
Juli 26	+ 4094	— 4191	+ 2546	Mai 18	+ 17024	— 55994	+ 32008
Juni 16	+ 4731	— 5088	+ 3164	April 8	+ 17180	— 60781	+ 34334
Mai 7	+ 5402	— 6112	+ 3870	Febr. 27	+ 17228	— 65778	+ 36726
März 28	+ 6103	— 7275	+ 4668	1882 Jan. 18	+ 17157	— 70980	+ 39181
Febr. 17	+ 6829	— 8587	+ 5559	1881 Dez. 9	+ 16959	— 76382	+ 41698
1884 Jan. 8	+ 7578	— 10059	+ 6545	Okt. 30	+ 16624	— 81975	+ 44275

	ξ	η	ζ		ξ	η	ζ
Sept. 20	+ 16144	— 87755	+ 46910	März 4	+ 11279	— 119134	+ 60892
Aug. 11	+ 15509	— 93712	+ 49601	1881 Jan. 23	+ 9763	— 125837	+ 63839
Juli 2	+ 14713	— 99838	+ 52347	1880 Dez. 14	+ 8052	— 132658	+ 66834
Mai 23	+ 13748	— 106124	+ 55145	Nov. 4	+ 6142	— 139583	+ 69874
April 13	+ 12605	— 112559	+ 57993	Sept. 25	+ 4027	— 146602	+ 72960

1880 Nov. 4·0 M. Z. B.

$$x_0 = +5{\cdot}719\,837 \qquad y_0 = +11{\cdot}567\,072 \qquad z_0 = -11{\cdot}143\,741$$

$$\xi = +616 \qquad \eta = -13\,955 \qquad \zeta = +6\,987$$

$$\xi\odot = -6\,882 \qquad \eta\odot = -2\,585 \qquad \zeta\odot = +222$$

$$40\frac{dx_0}{dt} = -0{\cdot}071\,28910 \qquad 40\frac{dy_0}{dt} = -0{\cdot}132\,7442 \qquad 40\frac{dz_0}{dt} = +0{\cdot}181\,8268$$

$$40\frac{d\xi}{dt} = +20115 \qquad 40\frac{d\eta}{dt} = +6974 \qquad 40\frac{d\zeta}{dt} = -3063$$

$$40\frac{d\xi\odot}{dt} = +12086 \qquad 40\frac{d\eta\odot}{dt} = -3458 \qquad 40\frac{d\zeta\odot}{dt} = -12$$

$$x = +5{\cdot}713\,571 \qquad 40\frac{dx}{dt} = -0{\cdot}070\,96709$$

$$y = +11{\cdot}550\,532 \qquad 40\frac{dy}{dt} = -0{\cdot}132\,3926$$

$$z = -11{\cdot}136\,532 \qquad 40\frac{dz}{dt} = +0{\cdot}181\,5193$$

Schwerpunktselemente, bezogen auf die Masse ☉ + ♃ + ♄, gültig für die Zeit 1880 Nov. 4·0 M. Z. B.

$$T = 1886 \text{ Mai } 2{\cdot}856 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 119^\circ\,42'\,19''{\cdot}76 \\ \Omega &= 68\;21\;56{\cdot}82 \\ i &= 84\;36\;\;1{\cdot}27 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1900{\cdot}00$$

$$\log q = 9{\cdot}678\,4235$$

$$e = 0{\cdot}999\,8464$$

$$\frac{1}{a} = +0{\cdot}000\,3222$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 119^\circ\,42'\,10''{\cdot}65 \\ \Omega &= 68\;\;5\;12{\cdot}60 \\ i &= 84\;35\;58{\cdot}73 \end{aligned}\right\} 1880{\cdot}0$$

	System Komet — ♃	System — ♄
Φ =	359° 19′·07	358° 14′·39
Ψ =	328 48·46	315 15·64
L =	120 23·10	121 27·79
K =	68 0·96	67 53·64
J =	83 28·66	82 49·67

♃

	$w\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$			
1880 Nov. 4	+ 3·70			
		+1·56		
Mai 28	+ 5·26		−1·84	
		− 28		+ 96
1879 Dez. 20	+ 4·98		− 88	
		−1·16		− 34
Juli 13	+ 3·82		+ 62	
		− 26		− 26
Febr. 3	+ 2·40		−1·42	
		+ 10		+ 36
1878 Aug. 27	+ 1·08		−1·32	
		+ 27		− 19
März 20	+ 0·03		−1·05	
		+ 34		+ 17
1877 Okt. 11	− 0·68		− 71	
		+ 32		− 10
Mai 4	− 1·07		− 39	
		+ 28		− 2
1876 Nov. 25	− 1·18		− 11	
		+ 21		+ 3
Juni 18	− 1·08		+ 10	
		+ 14		0
Jan. 10	− 0·84		+ 24	
		+ 8		+ 1
1875 Aug. 23	− 0·52		+ 32	
		+ 2		0
Febr. 24	− 0·18		+ 34	

♄

	$w\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$				
1880 Nov. 4	+ 9·94				
		−1·04			
1879 Dez. 20	+ 8·90		− 75		
		−1·79		+ 76	
Febr. 3	+ 7·11		+ 1		− 53
		−1·78		+ 23	
1878 März 20	+ 5·33		+ 24		+ 37
		−1·54		− 16	
1877 Mai 4	+ 3·79		+ 31		+ 7
		−1·23		+ 7	
1876 Juni 18	+ 2·56		+ 29		− 9
		− 94		− 2	
1875 Aug. 3	+ 1·62		+ 24		+ 6
		− 70		− 5	
1874 Sept. 17	+ 0·92		+ 19		0
		− 51		+ 2	
1873 Nov. 1	+ 0·41		− 3		
		− 35			
1872 Dez. 16	+ 0·06		+ 16		

$$\frac{1}{a} = +0{\cdot}000\,3222 - 0{\cdot}000\,0056 = +0{\cdot}000\,3166.$$

Komet 1886 IX.

Oskulationsepoche 1886 Dez. 18·0 M. Z. B.

$$T = 1886 \text{ Dez. } 16{\cdot}53391 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 86^\circ\,20'\,18''{\cdot}35 \\ \Omega &= 137\;22\;34{\cdot}08 \\ i &= 101\;37\;34{\cdot}15 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1886{\cdot}0$$

$$\log q = 9{\cdot}821\,7257 \pm 0{\cdot}000\,0012$$

$$e = 1{\cdot}000\,3824 \pm 0{\cdot}000\,0183$$

Carl Buschbaum: Untersuchungen über die Bahn des Kometen 1886 IX (Göttingen 1889).

Bahnbestimmung aus 362 Beobachtungen in der Zeit 1886 Okt. 5—1887 Juni 16 (255 Tage).

Störungen seitens Venus, Erde, Jupiter und Saturn berücksichtigt.

Auf 1900·0 bezogen:

Oskulationsepoche 1886 Dez. 18·0 M. Z. B.

$$T = 1886 \text{ Dez. } 16{\cdot}53391 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 86^\circ\,20'\,22''{\cdot}35 \\ \Omega &= 137\;34\;18{\cdot}45 \\ i &= 101\;37\;28{\cdot}84 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1900{\cdot}0$$

$$\log q = 9{\cdot}821\,7257 \pm 0{\cdot}000\,0012$$

$$e = 1{\cdot}000\,3824 \pm 0{\cdot}000\,0183$$

$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,5765 \pm 0{\cdot}000\,0276$$

(1900·0)

		ξ	η	ζ			ξ	η	ζ
1887	Jan. 2	+ 1	0	— 1		Okt. 14	+ 7048	— 11703	+ 20564
1886	Dez. 23	0	0	0		Sept. 4	+ 8540	— 13008	+ 23002
	Dez. 13	0	0	0		Juli 26	+ 10169	— 14415	+ 25537
	Dez. 3	0	0	— 1		Juni 16	+ 11933	— 15931	+ 28164
	Nov. 23	+ 1	— 1	— 4		Mai 7	+ 13824	— 17565	+ 30878
	Nov. 13	+ 2	— 4	— 7		März 28	+ 15839	— 19321	+ 33677
	Nov. 3	+ 2	— 8	— 11		Febr. 17	+ 17968	— 21208	+ 36556
	Okt. 24	+ 3	— 15	— 15	1884	Jan. 8	+ 20206	— 23232	+ 39511
	Okt. 14	+ 3	— 25	— 19	1883	Nov. 29	+ 22544	— 25399	+ 42541
	Okt. 4	+ 2	— 38	— 22		Okt. 20	+ 24974	— 27713	+ 45643
	Sept. 24	0	— 54	— 24		Sept. 10	+ 27488	— 30180	+ 48814
	Sept. 14	— 3	— 73	— 24		Aug. 1	+ 30075	— 32806	+ 52053
	Sept. 4	— 7	— 97	— 22		Juni 22	+ 32727	— 35593	+ 55357
	Aug. 25	— 12	— 125	— 18		Mai 13	+ 35433	— 38545	+ 58724
	Aug. 15	— 19	— 157	— 10		April 3	+ 38183	— 41666	+ 62154
	Aug. 5	— 26	— 193	+ 2		Febr. 22	+ 40966	— 44958	+ 65645
	Juli 26	— 36	— 235	+ 17	1883	Jan. 13	+ 43772	— 48422	+ 69195
	Juli 16	— 46	— 280	+ 38	1882	Dez. 4	+ 46590	— 52060	+ 72805
	Juli 6	— 58	— 331	+ 63		Okt. 25	+ 49408	— 55870	+ 76470
	Juni 26	— 71	— 387	+ 95		Sept. 15	+ 52216	— 59857	+ 80192
	Juni 16	— 84	— 447	+ 133		Aug. 6	+ 55001	— 64016	+ 83970
	Juni 6	— 99	— 513	+ 177		Juni 27	+ 57754	— 68346	+ 87802
	April 27	— 162	— 824	+ 431		Mai 18	+ 60461	— 72845	+ 91688
	März 18	— 220	— 1212	+ 826		April 8	+ 63112	— 77510	+ 95626
1886	Febr. 6	— 255	— 1670	+ 1381		Febr. 27	+ 65697	— 82337	+ 99617
1885	Dez. 28	— 246	— 2192	+ 2107	1882	Jan. 18	+ 68203	— 87321	+ 103659
	Nov. 18	— 172	— 2772	+ 3009	1881	Dez. 9	+ 70622	— 92458	+ 107752
	Okt. 9	— 14	— 3405	+ 4087		Okt. 30	+ 72941	— 97740	+ 111895
	Aug. 30	+ 244	— 4089	+ 5337		Sept. 20	+ 75151	— 103163	+ 116087
	Juli 21	+ 616	— 4823	+ 6752		Aug. 11	+ 77243	— 108717	+ 120329
	Juni 11	+ 1114	— 5610	+ 8323		Juli 2	+ 79208	— 114395	+ 124618
	Mai 2	+ 1746	— 6453	+ 10042		Mai 23	+ 81037	— 120188	+ 128956
	März 23	+ 2517	— 7357	+ 11901		April 13	+ 82722	— 126088	+ 133341
	Febr. 11	+ 3433	— 8327	+ 13890		März 4	+ 84256	— 132083	+ 137772
1885	Jan. 2	+ 4493	— 9370	+ 16002	1881	Jan. 23	+ 85632	— 138165	+ 142250
1884	Nov. 23	+ 5698	— 10493	+ 18228	1880	Dez. 14	+ 86844	— 144322	+ 146773

1880 Dez. 14·0 M. Z. B.

$x_0 = -6{\cdot}531\,858$	$y_0 = +1{\cdot}323\,912$	$z_0 = -16{\cdot}671\,30$
$\xi = +\ 8\,684$	$\eta = -\ 14\,432$	$\zeta = +\ 14\,68$
$\xi\odot = -\ 6\,751$	$\eta\odot = -\ 2\,927$	$\zeta\odot = +\ 22$

$40\frac{dx_0}{dt} = +0{\cdot}053\,23109$	$40\frac{dy_0}{dt} = +0{\cdot}013\,66196$	$40\frac{dz_0}{dt} = +0{\cdot}223\,5929$
$40\frac{d\xi}{dt} = -\ 11286$	$40\frac{d\eta}{dt} = +\ 61908$	$40\frac{d\zeta}{dt} = -\ 4546$
$40\frac{d\xi\odot}{dt} = +\ 13968$	$40\frac{d\eta\odot}{dt} = -\ 33900$	$40\frac{d\zeta\odot}{dt} = -\ 17$

$x = -\ 6{\cdot}529\,925$	$40\frac{dx}{dt} = +0{\cdot}053\,25791$
$y = +\ 1{\cdot}306\,553$	$40\frac{dy}{dt} = +0{\cdot}013\,94204$
$z = -16{\cdot}656\,40$	$40\frac{dz}{dt} = +0{\cdot}223\,1366$

Schwerpunktselemente, bezogen auf die Masse ☉ + ♃ + ♄, gültig für die Zeit: 1880 Dez. 14·0 M. Z. B.

T = 1886 Dez. 15·647

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 86^\circ\,24'\,11''{\cdot}38 \\ \Omega &= 137\ 25\ 10{\cdot}57 \\ i &= 101\ 43\ 21{\cdot}68 \end{aligned}\right\}\ \text{M. Aequ. } 1900{\cdot}0$$

$\log q$ = 9·819 0430

e = 0·999 9549

$\frac{1}{a} = +0{\cdot}000\,0684$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 86^\circ\,24'\ 5''{\cdot}64 \\ \Omega &= 137\ \ 8\ 24{\cdot}33 \\ i &= 101\ 43\ 29{\cdot}25 \end{aligned}\right\}\ 1880{\cdot}0$$

	System Komet — ♃	System Komet — ♄
Φ =	0° 49′·21	1° 2′·81
Ψ =	37 46·34	24 18·86
L =	85 34·88	85 21·28
K =	136 58·84	136 56·86
J =	100 41·38	99 27·44

		♃ $w\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$			
1881 Okt. 30		+ 7·00			
			−2·75		
Mai 23		+ 4·25		+1·07	
			−1·68		− 32
1880 Dez. 14		+ 2·57		+ 75	
			− 93		− 25
Juli 7		+ 1·64		+ 50	
			− 43		− 18
Jan. 29		+ 1·21		+ 32	
			− 11		− 15
1879 Aug. 22		+ 1·10		+ 17	
			+ 6		− 10
März 15		+ 1·16		+ 7	
			+ 13		− 8
1878 Okt. 6		+ 1·29		− 1	
			+ 12		− 3
April 29		+ 1·41		− 4	
			+ 8		− 3
1877 Nov. 20		+ 1·49		− 7	
			+ 1		0
Juni 13		+ 1·50		− 7	
			− 6		+ 2
Jan. 4		+ 1·44		− 5	
			− 11		+ 2
1876 Juli 28		+ 1·33		− 3	
			− 14		+ 2
Febr. 19		+ 1·19		− 1	
			− 15		+ 2
1875 Sept. 12		+ 1·04		+ 1	
			− 14		0
April 5		+ 0·90		+ 1	
			− 13		
1874 Okt. 27		+ 0·77			

		♄ $w\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$				
1881 Okt. 30		+ 8·12				
			−3·91			
1880 Dez. 14		+ 4·21		+2·10		
			−1·81		−1·15	
Jan. 29		+ 2·40		+ 95		+ 66
			− 86		− 49	− 42
1879 März 15		+ 1·54		+ 46		+ 24
			− 40		− 25	− 9
1878 April 29		+ 1·14		+ 21		+ 15
			− 19		− 10	− 12
1877 Juni 13		+ 0·95		+ 11		+ 3
			− 8		− 7	+ 2
1876 Juli 28		+ 0·87		+ 4		+ 5
			− 4		− 2	− 5
1875 Sept. 12		+ 0·83		+ 2		0
			− 2		− 2	+ 1
1874 Okt. 27		+ 0·81		0		+ 1
			− 2		− 1	
1873 Dez. 11		+ 0·79		− 1		
			− 3			
Jan. 25		+ 0·76				

$$\frac{1}{a} = +0{\cdot}000\,0684 - 0.000\,0054 = +0\,000\,0630.$$

Komet 1890 II.

Oskulationsepoche: 1890 März 17·0 M. Z. B.

$$T = 1890 \text{ Juni } 1{\cdot}570236 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 68^\circ\,56'\,3''{\cdot}83 \\ \Omega &= 320\,20\,43{\cdot}02 \\ i &= 120\,33\,21{\cdot}94 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1890{\cdot}0$$

$$\log q = 0{\cdot}280\,4835 \pm 0{\cdot}000\,0010$$

$$e = 1{\cdot}000\,4103 \pm 0{\cdot}000\,0193$$

$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,2151 \pm 0{\cdot}000\,0101$$

Berechnung der Bahn des Kometen 1890 II von Elis Strömgren. Lund, 1896. Bahnberechnung aus 899 Beobachtungen in der Zeit von 1890 März 21—1892 Febr. 4 (686 Tage). Störungen seitens Erde, Mars, Jupiter und Saturn berücksichtigt.

(1890·0)

		ξ	η	ζ			ξ	η	ζ
1890	Mai 16	+ 80	— 155	— 120	1887	Febr. 1	— 11955	— 47	+ 9288
	April 6	+ 8	— 22	— 14	1886	Dez. 23	— 11605	+ 1226	+ 10052
	Febr. 25	+ 7	— 27	— 13		Nov. 13	— 11134	+ 2538	+ 10836
1890	Jan. 16	+ 43	— 279	— 114		Okt. 4	— 10540	+ 3883	+ 11637
1889	Dez. 7	+ 42	— 837	— 266		Aug. 25	— 9818	+ 5252	+ 12456
	Okt. 28	— 67	— 1663	— 411		Juli 16	— 8967	+ 6637	+ 13291
	Sept. 18	— 309	— 2658	— 512		Juni 6	— 7986	+ 8030	+ 14143
	Aug. 9	— 682	— 3726	— 566		April 27	— 6872	+ 9423	+ 15009
	Juni 30	— 1166	— 4791	— 562		März 18	— 5625	+ 10808	+ 15890
	Mai 21	— 1743	— 5801	— 504	1886	Febr. 6	— 4243	+ 12178	+ 16786
	April 11	— 2393	— 6724	— 397	1885	Dez. 28	— 2727	+ 13524	+ 17694
	März 2	— 3100	— 7536	— 243		Nov. 18	— 1077	+ 14837	+ 18616
1889	Jan. 21	— 3847	— 8225	— 45		Okt. 9	+ 706	+ 16111	+ 19550
1888	Dez. 12	— 4622	— 8784	+ 194		Aug. 30	+ 2622	+ 17336	+ 20496
	Nov. 2	— 5411	— 9207	+ 473		Juli 21	+ 4669	+ 18506	+ 21453
	Sept. 23	— 6202	— 9494	+ 790		Juni 11	+ 6845	+ 19612	+ 22422
	Aug. 14	— 6984	— 9646	+ 1144		Mai 2	+ 9147	+ 20646	+ 23402
	Juli 5	— 7747	— 9664	+ 1534		März 23	+ 11574	+ 21601	+ 24393
	Mai 26	— 8480	— 9553	+ 1958		Febr. 11	+ 14121	+ 22468	+ 25394
	April 16	— 9173	— 9316	+ 2415	1885	Jan. 2	+ 16786	+ 23242	+ 26406
	März 7	— 9818	— 8957	+ 2904	1884	Nov. 23	+ 19564	+ 23913	+ 27428
1888	Jan. 27	— 10406	— 8484	+ 3424		Okt. 14	+ 22451	+ 24476	+ 28460
1887	Dez. 18	— 10929	— 7899	+ 3973		Sept. 4	+ 25441	+ 24922	+ 29502
	Nov. 8	— 11380	— 7212	+ 4550		Juli 26	+ 28530	+ 25245	+ 30554
	Sept. 29	— 11750	— 6426	+ 5154		Juni 16	+ 31713	+ 25439	+ 31616
	Aug. 20	— 12034	— 5549	+ 5784		Mai 7	+ 34982	+ 25496	+ 32688
	Juli 11	— 12226	— 4588	+ 6439		März 28	+ 38331	+ 25411	+ 33771
	Juni 1	— 12319	— 3551	+ 7118		Febr. 17	+ 41754	+ 25177	+ 34863
	April 22	— 12308	— 2443	+ 7820	1884	Jan. 8	+ 45242	+ 24789	+ 35967
	März 13	— 12188	— 1272	+ 8544	1883	Nov. 29	+ 48789	+ 24242	+ 37081

1884 Jan. 8·0 M. Z. B.

$x_0 = +9{\cdot}526\,049$ $\quad y_0 = +3{\cdot}244\,143$ $\quad z_0 = -14{\cdot}528\,000$

$\xi = +4\,524$ $\quad \eta = +2\,479$ $\quad \zeta = +3\,597$

$\xi\odot = +1\,444$ $\quad \eta\odot = -6\,800$ $\quad \zeta\odot = +42$

$40\frac{dx_0}{dt} = -0{\cdot}069\,4181$ $\quad 40\frac{dy_0}{dt} = -0{\cdot}095\,3738$ $\quad 40\frac{dz_0}{dt} = +0{\cdot}199\,4167$

$40\frac{d\xi}{dt} = -3519$ $\quad 40\frac{d\eta}{dt} = +467$ $\quad 40\frac{d\zeta}{dt} = -1109$

$40\frac{d\xi\odot}{dt} = +3184$ $\quad 40\frac{d\eta\odot}{dt} = +1008$ $\quad 40\frac{d\zeta\odot}{dt} = -84$

$x = +9{\cdot}532\,017$ $\quad 40\frac{dx}{dt} = -0{\cdot}069\,4516$

$y = +3{\cdot}239\,822$ $\quad 40\frac{dy}{dt} = -0{\cdot}095\,2263$

$z = -14{\cdot}524\,361$ $\quad 40\frac{dz}{dt} = +0{\cdot}199\,2974$

Schwerpunktselemente, bezogen auf die Masse ☉ + ♃ + ♄, gültig für die Zeit: 1884 Jan. 8·0 M. Z. B.

$$T = 1890 \text{ Juni } 2{\cdot}8292 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 69^\circ\ 4'\ 45''{\cdot}13 \\ \Omega &= 320\ 23\ 13{\cdot}01 \\ i &= 120\ 33\ \ 9{\cdot}29 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1890{\cdot}0$$

$$\log q = 0{\cdot}279\,3364$$

$$e = 0{\cdot}999\,8502$$

$$\frac{1}{a} = +\,0{\cdot}000\,0786$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 69^\circ\ 4'\ 48''{\cdot}16 \\ \Omega &= 320\ 14\ 51{\cdot}95 \\ i &= 120\ 33\ \ 5{\cdot}29 \end{aligned}\right\} 1880{\cdot}0$$

	System Komet — ♃	System Komet — ♄
Φ =	358° 59′·40	358° 37′·68
Ψ =	221 33·62	208 20·07
L =	70 5·40	70 27·12
K =	320 46·12	320 58·07
J =	121 32·19	122 45·03

♃

	w	$\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$			
1884 Juni 16	+2·82				
		+1·68			
Jan. 8	+4·50		−1·15		
		+ 53		+24	
1883 Aug. 1	+5·03		− 91		+ 9
		− 38		+33	
Febr. 22	+4·65		− 58		+ 1
		− 96		+34	
1882 Sept. 15	+3·69		− 24		+ 2
		−1·20		+36	
April 8	+2·49		+ 12		−12
		−1·08		+24	
1881 Okt. 30	+1·41		+ 36		−17
		− 72		+ 7	
Mai 23	+0·69		+ 43		−16
		− 29		− 9	
1880 Dez. 14	+0·40		+ 34		− 9
		+ 5		−18	
Juli 7	+0·45		+ 16		+ 3
		+ 21		−15	
Jan. 29	+0·66		+ 1		+ 4
		+ 22		−11	
1879 Aug. 22	+0·88		− 10		+ 8
		+ 12		− 3	
März 15	+1·00		− 13		+ 6
		− 1		+ 3	
1878 Okt. 6	+0·99		− 10		
		− 11			
April 29	+0·88				

♄

	w	$\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$			
1884 Jan. 8	+13·50				
		−5·34			
1883 Febr. 22	+ 8·16		+1·69		
		−3·65		− 8	
1882 April 8	+ 4·51		+1·61		−39
		−2·04		−47	
1881 Mai 23	+ 2·47		+1·14		− 4		+35
		− 90		−51			−19
1880 Juli 7	+ 1·57		+ 63		+16	
		− 27		+12			−14
1879 Aug. 22	+ 1·30		− 39		+ 2	
		+ 24		+18			− 6
1878 Okt. 6	+ 1·27		− 21		− 4	
		− 3		+14			− 6
1877 Nov. 20	+ 1·27		+ 3		−10	
		0		− 7			+12
Jan. 4	+ 1·23		− 4		+ 4	
		− 4		− 3			+ 2
1876 Febr. 19	+ 1·12		− 7		+ 6	
		− 11		+ 3			
1875 April 15	+ 0·97		− 4			
		− 15				

$$\frac{1}{a} = +\,0{\cdot}000\,0786 - 0{\cdot}000\,0068 = +\,0{\cdot}000\,0718.$$

Komet 1897 I.

Oskulationsepoche: 1897 Jan. 29·0 M. Z. B.

T = 1897 Febr. 8·140779 M. Z. B.

$$\left.\begin{array}{rl} \omega = & 172^\circ\,18'\,59''{\cdot}49 \\ \Omega = & 86\;28\;30{\cdot}64 \\ i = & 146\;\;8\;14{\cdot}55 \end{array}\right\}\text{M. Aequ. 1897·0}$$

$$\log q = 0{\cdot}026\,4443 \pm 0{\cdot}000\,0034$$

$$e = 1{\cdot}000\,9270 \pm 0{\cdot}000\,0506$$

Johannes Möller: Bestimmung der Bahn des Kometen 1897 I. Ergänzungsheft zu den A. N. Nr. 2 (Kiel 1901).

Bahnbestimmung aus 165 Beobachtungen in der Zeit von 1896 Nov. 2—1897 April 29 (179 Tage). Störungen seitens Jupiter und Saturn berücksichtigt. In bezug auf das Element ω s. A. N. 4083, Berichtigung zu Erg.-Heft 2.

Auf 1900·0 bezogen:

Oskulationsepoche: 1897 Jan. 29·0 M. Z. B.

T = 1897 Febr. 8·140779 M. Z. B.

$$\left.\begin{array}{rl} \omega = & 172^\circ\,19'\;\;2''{\cdot}02 \\ \Omega = & 86\;31\;\;3{\cdot}51 \\ i = & 146\;\;8\;14{\cdot}49 \end{array}\right\}\text{M. Aequ. 1900·0}$$

$$\log q = 0{\cdot}026\,4443 \pm 0{\cdot}000\,0034$$

$$e = 1{\cdot}000\,9270 \pm 0{\cdot}000\,0506$$

$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,8722 \pm 0{\cdot}000\,0476$$

(1900·0)

		ξ	η	ζ			ξ	η	ζ
1897	April 9	+ 37	+ 22	+ 6		April 20	+ 2857	— 8790	— 2605
	Febr. 28	+ 9	+ 1	— 1		März 11	+ 2726	— 10412	— 3130
1897	Jan. 19	+ 1	0	0	1895	Jan. 30	+ 2484	— 12230	— 3728
1896	Dez. 10	+ 32	— 10	— 6	1894	Dez. 21	+ 2119	— 14256	— 4402
	Okt. 31	+ 113	— 48	— 18		Nov. 11	+ 1623	— 16506	— 5160
	Sept. 21	+ 245	— 125	— 37		Okt. 2	+ 988	— 18993	— 6002
	Aug. 12	+ 425	— 247	— 66		Aug. 23	+ 211	— 21728	— 6932
	Juli 3	+ 646	— 423	— 108		Juli 14	— 712	— 24727	— 7950
	Mai 24	+ 898	— 662	— 168		Juni 4	— 1780	— 27993	— 9053
	April 14	+ 1174	— 975	— 249		April 25	— 2993	— 31536	— 10240
	März 5	+ 1463	— 1371	— 356		März 16	— 4348	— 35355	— 11503
1896	Jan. 25	+ 1754	— 1861	— 492	1894	Febr. 4	— 5844	— 39450	— 12839
1895	Dez. 16	+ 2036	— 2455	— 661	1893	Dez. 26	— 7480	— 43817	— 14239
	Nov. 6	+ 2298	— 3164	— 866		Nov. 16	— 9256	— 48449	— 15698
	Sept. 27	+ 2528	— 3996	— 1113		Okt. 7	— 11172	— 53337	— 17207
	Aug. 18	+ 2712	— 4964	— 1405		Aug. 28	— 13232	— 58472	— 18763
	Juli 9	+ 2837	— 6078	— 1748		Juli 19	— 15438	— 63842	— 20358
	Mai 30	+ 2890	— 7349	— 2146		Juni 9	— 17795	— 69435	— 21989

	ξ	η	ζ		ξ	η	ζ
April 30	— 20308	— 75239	— 23651	Febr. 15	— 59421	— 149332	— 43242
März 21	— 22980	— 81241	— 25340	1892 Jan. 6	— 64092	— 156661	— 45103
1893 Febr. 9	— 25817	— 87430	— 27053	1891 Nov. 27	— 68951	— 164035	— 46975
1892 Dez. 31	— 28824	— 93791	— 28788	Okt. 18	— 73995	— 171440	— 48856
Nov. 21	— 32004	— 100311	— 30543	Sept. 8	— 79221	— 178865	— 50746
Okt. 12	— 35364	— 106979	— 32315	Juli 30	— 84626	— 186299	— 52645
Sept. 2	— 38905	— 113779	— 34103	Juni 20	— 90206	— 193729	— 54552
Juli 24	— 42632	— 120701	— 35906	Mai 11	— 95954	— 201146	— 56468
Juni 14	— 46545	— 127730	— 37722	April 1	— 101865	— 208539	— 58392
Mai 5	— 50647	— 134853	— 39550	Febr. 20	— 107933	— 215899	— 60325
März 26	— 54939	— 142058	— 41390	1891 Jan. 11	— 114151	— 223217	— 62265

1891 Febr. 20·0 M. Z. B.

$$x_0 = +6{\cdot}184\,6214 \qquad y_0 = +16{\cdot}025\,576 \qquad z_0 = +3{\cdot}489\,1920$$

$$\xi = -10\,7933 \qquad \eta = -21\,590 \qquad \zeta = -6\,0325$$

$$\xi\odot = -1\,3862 \qquad \eta\odot = +1\,963 \qquad \zeta\odot = -109$$

$$40\frac{dx_0}{dt} = -0{\cdot}036\,73076 \qquad 40\frac{dy_0}{dt} = -0{\cdot}229\,8992 \qquad 40\frac{dz_0}{dt} = -0{\cdot}015\,23133$$

$$40\frac{d\xi}{dt} = +61441 \qquad 40\frac{d\eta}{dt} = +7340 \qquad 40\frac{d\zeta}{dt} = +19363$$

$$40\frac{d\xi\odot}{dt} = -13909 \qquad 40\frac{d\eta\odot}{dt} = -1899 \qquad 40\frac{d\zeta\odot}{dt} = +644$$

$$x = +6{\cdot}172\,4419 \qquad 40\frac{dx}{dt} = -0{\cdot}036\,25544$$

$$y = +16{\cdot}005\,949 \qquad 40\frac{dy}{dt} = -0{\cdot}229\,3551$$

$$z = +3{\cdot}483\,1486 \qquad 40\frac{dz}{dt} = -0{\cdot}015\,03126$$

Schwerpunktselemente, bezogen auf die Masse $\odot + ♃ + ♄$, gültig für die Zeit: 1891 Febr. 20·0 M. Z. B.

$$T = 1897 \text{ Febr. } 8{\cdot}7151 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 172^\circ\,23'\,15''{\cdot}65 \\ \Omega &= 86\,33\,56{\cdot}64 \\ i &= 146\,11\,50{\cdot}53 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1900{\cdot}0$$

$$\log q = 0{\cdot}027\,7649$$

$$e = 0{\cdot}999\,9609$$

$$\frac{1}{a} = +0{\cdot}000\,0367$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 172^\circ\,22'\,58''{\cdot}73 \\ \Omega &= 86\;16\;57{\cdot}50 \\ i &= 146\;11\;50{\cdot}95 \end{aligned}\right\}\ 1880{\cdot}0$$

	System Komet — ♃	System Komet — ♄
Φ =	359° 29′·38	358° 7′·33
Ψ =	347 29·71	335 11·36
L =	172 53·59	174 15·65
K =	86 42·21	87 49·36
J =	144 55·10	143 57·07

♃

	w	$\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$			
1891 Febr. 20	+ 4·86				
		−3·44			
1890 Sept. 13	+ 1·42		+ 77		
		−2·67		+ 17	
April 6	− 1·25		+ 94		− 24
		−1·73		− 7	
1889 Okt. 28	− 2·98		+ 87		− 9
		− 86		− 16	
Mai 21	− 3·84		+ 71		− 2
		− 15		− 18	
1888 Dez. 12	− 3·99		+ 53		− 2
		+ 38		− 20	
Juli 5	− 3·61		+ 33		+ 5
		+ 71		− 15	
Jan. 27	− 2·90		+ 18		0
		+ 89		− 15	
1887 Aug. 20	− 2·01		+ 3		+ 4
		+ 92		− 11	
März 13	− 1·09		− 8		+ 1
		+ 84		− 10	
1886 Okt. 4	− 0·25		− 18		+ 5
		+ 66		− 5	
April 27	+ 0·41		− 23		0
		+ 43		− 5	
1885 Nov. 18	+ 0·84		− 28		+ 6
		+ 15		+ 1	
Juni 11	+ 0·99		− 27		
		− 12			
Jan. 2	+ 0·87				

♄

	w	$\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$			
1891 Febr. 20	+ 7·69				
		+ 51			
1890 April 6	+ 8·20		− 2·10		
		− 1·59		+ 99	
1889 Mai 21	+ 6·61		− 1·11		− 26
		− 2·70		+ 73	
1888 Juli 5	+ 3·91		− 38		+ 21
		− 3·08		− 5	
1887 Aug. 20	+ 0·83		+ 30		− 15
		− 2·78		+ 68	
1886 Okt. 4	− 1·95		+ 99		+ 6
		− 1·79		+ 1	
1885 Nov. 18	− 3·74		+ 1·31		− 44
		− 48		− 38	
Jan. 2	− 4·22		+ 1·10		− 22
		+ 62		− 16	
1884 Febr. 17	− 3·60		+ 53		+ 33
		+ 1·15		− 53	
1883 April 3	− 2·45			+ 17	
				− 36	
				− 57	

$$\frac{1}{a} = +\,0{\cdot}000\,0367 + 0{\cdot}000\,0001 = +\,0{\cdot}000\,0368.$$

Komet 1898 VII.

Oskulationsepoche: 1898 Juni 21·0 M. Z. Greenwich.

T = 1898 Sept. 14·044205 M. Z. Greenwich = Sept. 14·081414 M. Z. B.

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 233^\circ\,15'\,18''\!\cdot\!66 \\ \Omega &= 74\ \ 0\ 58\cdot17 \\ i &= 69\ 56\ \ 0\cdot37 \end{aligned}\right\}\ \text{M. Aequ. } 1900\cdot0$$

$$\log q = 0\cdot230\,8587 \pm 0\cdot000\,0009$$

$$e = 1\cdot001\,0336 \pm 0\cdot000\,0164$$

$$\frac{1}{a} = -\,0\cdot000\,6074 \pm 0\cdot000\,0096$$

C. J. Merfield: Definitive orbit elements of Comet 1898 VII. A. N. 3684—85.

Bahnbestimmung aus 414 Beobachtungen in der Zeit von 1898 Juni 11—1899 Dez. 6 (544 Tage).

Störungen berücksichtigt für Venus, Erde, Mars, Jupiter und Saturn.

(1900·0)

		ξ	η	ζ			ξ	η	ζ
1898	Aug. 2	— 18	+ 28	+ 9		Mai 30	+ 25950	+ 6142	— 30460
	Juni 23	0	0	0		April 20	+ 28325	+ 5303	— 32703
	Mai 14	— 18	+ 27	+ 1		März 11	+ 30754	+ 4317	— 35006
	April 4	— 74	+ 123	— 11	1895	Jan. 30	+ 33228	+ 3180	— 37369
	Febr. 23	— 158	+ 298	— 61	1894	Dez. 21	+ 35739	+ 1891	— 39791
1898	Jan. 14	— 249	+ 554	— 171		Nov. 11	+ 38276	+ 446	— 42269
1897	Dez. 5	— 328	+ 889	— 360		Okt. 2	+ 40829	— 1156	— 44802
	Okt. 26	— 370	+ 1297	— 639		Aug. 23	+ 43388	— 2917	— 47389
	Sept. 16	— 353	+ 1768	— 1016		Juli 14	+ 45943	— 4837	— 50029
	Aug. 7	— 260	+ 2289	— 1496		Juni 4	+ 48484	— 6915	— 52720
	Juni 28	— 76	+ 2850	— 2080		April 25	+ 51000	— 9151	— 55461
	Mai 19	+ 211	+ 3437	— 2768		März 16	+ 53481	— 11542	— 58251
	April 9	+ 612	+ 4039	— 3559	1894	Febr. 4	+ 55917	— 14087	— 61089
	Febr. 28	+ 1132	+ 4642	— 4451	1893	Dez. 26	+ 58296	— 16782	— 63974
1897	Jan. 19	+ 1777	+ 5236	— 5443		Nov. 16	+ 60610	— 19623	— 66905
1896	Dez. 10	+ 2550	+ 5808	— 6530		Okt. 7	+ 62849	— 22606	— 69880
	Okt. 31	+ 3453	+ 6348	— 7712		Aug. 28	+ 65002	— 25724	— 72899
	Sept. 21	+ 4486	+ 6844	— 8984		Juli 19	+ 67062	— 28973	— 75961
	Aug. 12	+ 5649	+ 7288	— 10345		Juni 9	+ 69018	— 32345	— 79065
	Juli 3	+ 6940	+ 7668	— 11791		April 30	+ 70863	— 35833	— 82210
	Mai 24	+ 8356	+ 7976	— 13321		März 21	+ 72590	— 39430	— 85395
	April 14	+ 9894	+ 8202	— 14931	1893	Febr. 9	+ 74190	— 43125	— 88619
	März 5	+ 11549	+ 8338	— 16620	1892	Dez. 31	+ 75657	— 46911	— 91882
1896	Jan. 25	+ 13318	+ 8377	— 18385		Nov. 21	+ 76985	— 50777	— 95184
1895	Dez. 16	+ 15193	+ 8309	— 20224		Okt. 12	+ 78170	— 54714	— 98522
	Nov. 6	+ 17170	+ 8128	— 22135		Sept. 2	+ 79206	— 58711	— 101896
	Sept. 27	+ 19242	+ 7826	— 24116		Juli 24	+ 80089	— 62758	— 105307
	Aug. 18	+ 21401	+ 7399	— 26165		Juni 14	+ 80817	— 66844	— 108753
	Juli 9	+ 23639	+ 6839	— 28281		Mai 5	+ 81388	— 70957	— 112234

1892 Juni 14·0 M. Z. B.

$x_0 = -5{\cdot}759\,209$	$y_0 = +1{\cdot}769\,996$	$z_0 = +16{\cdot}491\,038$
$\xi = +\ 8\,082$	$\eta = -\ 6\,684$	$\zeta = -\ 10\,875$
$\xi\odot = -\ 1\,954$	$\eta\odot = -\ 738$	$\zeta\odot = -\ 1$

$40\frac{dx_0}{dt} = +0{\cdot}052\,53445$	$40\frac{dy_0}{dt} = -0{\cdot}091\,78889$	$40\frac{dz_0}{dt} = -0{\cdot}207\,4510$
$40\frac{d\xi}{dt} = -\ 6497$	$40\frac{d\eta}{dt} = +\ 41013$	$40\frac{d\zeta}{dt} = +\ 3463$
$40\frac{d\xi\odot}{dt} = +\ 5143$	$40\frac{d\eta\odot}{dt} = -\ 23472$	$40\frac{d\zeta\odot}{dt} = -\ 12$

$x = -5{\cdot}753\,081$	$40\frac{dx}{dt} = +0{\cdot}052\,52091$
$y = +1{\cdot}762\,574$	$40\frac{dy}{dt} = -0{\cdot}091\,61348$
$z = +16{\cdot}480\,162$	$40\frac{dz}{dt} = -0{\cdot}207\,1059$

Schwerpunktselemente, bezogen auf die Masse $\odot + ♃ + ♄$, gültig für die Zeit: 1892 Juni 14·0 M. Z. B.

T = 1898 Sept. 13·169 M. Z. B.

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 233^\circ\,24'\,26''{\cdot}14 \\ \Omega &= 74\ \ 6\ 25{\cdot}17 \\ i &= 69\ 56\ 46{\cdot}11 \end{aligned}\right\}\ \text{M. Aequ. 1900·0}$$

$$\log q = 0{\cdot}228\,7580$$
$$e = 1{\cdot}000\,0147$$
$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,0088$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 233^\circ\,24'\,16''{\cdot}26 \\ \Omega &= 73\ 49\ 43{\cdot}48 \\ i &= 69\ 56\ 44{\cdot}49 \end{aligned}\right\}\ 1880{\cdot}0$$

	System Komet — ♃	System Komet — ♄
Φ =	359° 23′·83	358° 19′·05
Ψ =	334 24·47	320 35·51
L =	234 0·45	235 5·22
K =	73 36·97	73 13·51
J =	68 45·73	68 0·80

♃

		$w\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$		
1892 Juni 14	+ 1·90			
		− 29		
Jan. 6	+ 1·61		+ 22	
		− 7		− 11
1891 Juli 30	+ 1·54		+ 11	
		+ 4		− 8
Febr. 20	+ 1·58		+ 3	
		+ 7		− 3
1890 Sept. 13	+ 1·65		0	
		+ 7		− 5
April 6	+ 1·72		− 3	
		+ 4		− 2
1889 Okt. 28	+ 1·76		− 5	
		− 1		0
Mai 21	+ 1·75		− 5	
		− 6		+ 1
1888 Dez. 12	+ 1·69		− 4	
		− 10		0
Juli 5	+ 1·59		− 4	
		− 14		+ 2
Jan. 27	+ 1·45		− 2	
		− 16		0
1887 Aug. 20	+ 1·29		− 2	
		− 18		+ 4
März 13	+ 1·11		+ 2	
		− 16		− 1
1886 Okt. 4	+ 0·95		+ 1	
		− 15		
April 27	+ 0·80			

♄

		$w\frac{d\frac{1}{a}}{dt}$				
1892 Juni 14	+ 14·54					
		− 5·18				
1891 Juli 30	+ 9·36		+ 2·17			
		− 3·01		− 1.00		
1890 Sept. 13	+ 6·35		+ 1·17		+ 50	
		− 1·84		− 50		− 30
1889 Okt. 28	+ 4·51		+ 67		+ 20	
		− 1·17		− 30		− 3
1888 Dez. 12	+ 3·34		+ 37		+ 17	
		− 80		− 13		− 13
Jan. 27	+ 2·54		+ 24		+ 4	
		− 56		− 9		− 1
1887 März 13	+ 1·98		+ 15		+ 3	
		− 41		− 6		+ 1
1886 April 27	+ 1·57		+ 9		+ 4	
		− 32		− 2		
1885 Juni 11	+ 1·25		+ 7			
		− 25				
1884 Juli 26	+ 1·00					

$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,0088 - 0{\cdot}000\,0069 = -0{\cdot}000\,0157$$

Komet 1902 III.

Oskulationsepoche $= T$

$T = 1902$ Nov. 23·85672 M. Z. Greenwich.

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 152^\circ\,57'\,27''{\cdot}2 \\ \Omega &= 49\;20\;52{\cdot}6 \\ i &= 156\;20\;51{\cdot}2 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1902{\cdot}0$$

$$\log q = 9{\cdot}603\,225 \pm 0{\cdot}000\,001$$

$$e = 0{\cdot}999\,9675 \pm 0{\cdot}000\,0074$$

A. J. Vol. XXVII Nos. 1—2: Definitive orbit of comet 1902 III by Henry A. Peck and Louis Lindsey.

Bahnberechnung aus 1182 Beobachtungen in der Zeit von 1902 Aug. 31—1903 März 30 (212 Tage).

Störungen seitens Merkur, Erde, Jupiter und Saturn berücksichtigt.
Auf 1900·0 bezogen:
Oskulationsepoche = T.

$$T = 1902 \text{ Nov. } 23{\cdot}89393 \text{ M. Z. B.}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 152^\circ\,57'\,25''{\cdot}3 \\ \Omega &= 49\;19\;10{\cdot}3 \\ i &= 156\;20\;50{\cdot}7 \end{aligned}\right\} \text{M. Aequ. } 1900{\cdot}0$$

$$\log q = 9{\cdot}603\,225 \pm 0{\cdot}000\,001$$

$$e = 0{\cdot}999\,9675 \pm 0{\cdot}000\,0074$$

$$\frac{1}{a} = +0{\cdot}000\,0810 \pm 0{\cdot}000\,0184$$

(1900·0)

	ξ	η	ζ		ξ	η	ζ
1902 Dez. 10	+ 1	+ 1	0	Okt. 11	— 11187	+ 6945	— 971
Nov. 30	0	0	0	Sept. 1	— 12097	+ 8431	— 1029
20	0	0	0	Juli 23	— 12969	+ 10054	— 1089
10	+ 1	0	0	Juni 13	— 13793	+ 11814	— 1149
Okt. 31	+ 5	— 2	— 1	Mai 4	— 14560	+ 13708	— 1211
21	+ 11	— 7	— 2	März 25	— 15262	+ 15734	— 1273
11	+ 18	— 16	— 4	Febr. 13	— 15890	+ 17889	— 1338
1	+ 27	— 28	— 7	1900 Jan. 4	— 16435	+ 20171	— 1403
Sept. 21	+ 36	— 44	— 11	1899 Nov. 25	— 16891	+ 22575	— 1471
11	+ 44	— 63	— 15	Okt. 16	— 17250	+ 25098	— 1541
1	+ 51	— 86	— 21	Sept. 6	— 17506	+ 27734	— 1614
Aug. 22	+ 54	— 113	— 27	Juli 28	— 17650	+ 30481	— 1688
12	+ 54	— 142	— 34	Juni 18	— 17679	+ 33332	— 1766
2	+ 50	— 174	— 42	Mai 9	— 17585	+ 36282	— 1846
Juli 23	+ 41	— 208	— 51	März 30	— 17364	+ 39326	— 1929
13	+ 27	— 244	— 60	Febr. 18	— 17011	+ 42457	— 2016
3	+ 7	— 281	— 70	1899 Jan. 9	— 16520	+ 45671	— 2106
Juni 23	— 19	— 319	— 81	1898 Nov. 30	— 15888	+ 48960	— 2199
13	— 51	— 357	— 92	Okt. 21	— 15112	+ 52318	— 2296
3	— 90	— 395	— 103	Sept. 11	— 14187	+ 55739	— 2396
Mai 24	— 136	— 433	— 115	Aug. 2	— 13111	+ 59215	— 2500
14	— 188	— 469	— 128	Juni 23	— 11881	+ 62740	— 2608
4	— 247	— 504	— 141	Mai 14	— 10494	+ 66306	— 2720
April 24	— 313	— 538	— 154	April 4	— 8950	+ 69907	— 2836
März 15	— 647	— 646	— 208	Febr. 23	— 7247	+ 73535	— 2955
1902 Febr. 3	— 1087	— 700	— 266	1898 Jan. 14	— 5383	+ 77182	— 3079
1901 Dez. 25	— 1628	— 682	— 325	1897 Dez. 5	— 3359	+ 80841	— 3207
Nov. 15	— 2260	— 578	— 384	Okt. 26	— 1173	+ 84504	— 3339
Okt. 6	— 2973	— 376	— 444	Sept. 16	+ 1174	+ 88164	— 3475
Aug. 27	— 3756	— 67	— 504	Aug. 7	+ 3680	+ 91813	— 3616
Juli 18	— 4598	+ 357	— 563	Juni 28	+ 6346	+ 95442	— 3760
Juni 8	— 5487	+ 902	— 622	Mai 19	+ 9170	+ 99045	— 3908
April 29	— 6412	+ 1575	— 681	April 9	+ 12149	+ 102614	— 4060
März 20	— 7361	+ 2377	— 739	Febr. 28	+ 15283	+ 106141	— 4217
1901 Febr. 8	— 8325	+ 3314	— 797	1897 Jan. 19	+ 18567	+ 109617	— 4377
1900 Dez. 30	— 9290	+ 4387	— 855	1896 Dez. 10	+ 21999	+ 113036	— 4541
Nov. 20	— 10248	+ 5597	— 913	Okt. 31	+ 25575	+ 116390	— 4708

1896 Okt. 31·0

$x_0 = +9{\cdot}531\,485$	$y_0 = +15{\cdot}561\,10$	$z_0 = -1{\cdot}276\,757$
$\xi = +\ 2\,557$	$\eta = +\ 11\,64$	$\zeta = -\ 471$
$\xi\odot = +\ 6\,031$	$\eta\odot = -\ 62$	$\zeta\odot = -\ 194$

$40\frac{dx_0}{dt} = -0{\cdot}090\,33200$	$40\frac{dy_0}{dt} = -0{\cdot}206\,6998$	$40\frac{dz_0}{dt} = +0{\cdot}029\,00815$
$40\frac{d\xi}{dt} = -\ 36469$	$40\frac{d\eta}{dt} = -\ 3319$	$40\frac{d\zeta}{dt} = +\ 1694$
$40\frac{d\xi\odot}{dt} = +\ 11626$	$40\frac{d\eta\odot}{dt} = +\ 2661$	$40\frac{d\zeta\odot}{dt} = -\ 333$

$$x = +\ 9{\cdot}540\,073 \qquad 40\frac{dx}{dt} = -0{\cdot}090\,58043$$

$$y = +15{\cdot}572\,12 \qquad 40\frac{dy}{dt} = -0{\cdot}206\,7656$$

$$z = -\ 1{\cdot}277\,422 \qquad 40\frac{dz}{dt} = +0{\cdot}029\,02176$$

Schwerpunktselemente, bezogen auf die Masse $\odot + ♃ + ♄$, gültig für die Zeit: 1896 Okt. 31·0 M. Z. B.

$$T = 1902\ \text{Nov.}\ 23{\cdot}791$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 153^\circ\ 4'\ 26''{\cdot}81 \\ \Omega &= 49\ 21\ 57{\cdot}80 \\ i &= 156\ 14\ \ 6{\cdot}58 \end{aligned}\right\}\ \text{M. Aequ. } 1900{\cdot}0$$

$$\log q = 9{\cdot}599\,6275$$

$$e = 1{\cdot}000\,0080$$

$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,0204$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 153^\circ\ 4'\ 17''{\cdot}19 \\ \Omega &= 49\ 13\ 26{\cdot}44 \\ i &= 156\ 14\ \ 3{\cdot}90 \end{aligned}\right\}\ 1890{\cdot}0$$

	System Komet — ♃	System Komet — ♄
$\Phi =$	$357^\circ\ 35'{\cdot}30$	$354^\circ\ 42'{\cdot}67$
$\Psi =$	$312\ \ 4{\cdot}91$	$301\ 20{\cdot}72$
$L =$	$155\ 28{\cdot}99$	$158\ 21{\cdot}61$
$K =$	$51\ 25{\cdot}44$	$54\ \ 2{\cdot}54$
$J =$	$155\ 22{\cdot}54$	$155\ \ 1{\cdot}63$

♃

		$w \frac{d\frac{1}{a}}{dt}$						
1896 Okt. 31	+ 6·01							
		− 63						
Mai 24	+ 5·38		− 1·45					
		− 2·08		+ 64				
1895 Dez. 16	+ 3·30		− 81		+ 16			
		− 2·89		+ 80		− 9		
Juli 9	+ 0·41		− 1		+ 7		− 30	
		− 2·90		+ 87		− 39		
Jan. 30	− 2·49		+ 86		− 32		+ 13	
		− 2·04		+ 55		− 26		
1894 Aug. 23	− 4·53		+ 1·41		− 58		+ 28	
		− 63		− 3		+ 2		
März 16	− 5·16		+ 1·38		− 56		+ 22	
		+ 75		− 59		+ 44		
1893 Okt. 7	− 4·41		+ 79		− 12		− 9	
		+ 1·54		− 71		+ 35		
April 30	− 2·87		+ 8		+ 23		− 24	
		+ 1·62		− 48		+ 11		
1892 Nov. 21	− 1·25		− 40		+ 34		− 26	
		+ 1·22		− 14		− 15		
Juni 14	− 0·03		− 54		+ 19		+ 7	
		+ 68		+ 5		− 8		
Jan. 6	+ 0·65		− 49		+ 11		− 5	
		+ 19		+ 16		− 13		
1891 Juli 30	+ 0·84		− 33		− 2			
		− 14		+ 14				
Febr. 20	+ 0·70		− 19					
		− 33						
1890 Sept. 13	+ 0·37							

♄

		$w \frac{d\frac{1}{a}}{dt}$						
1896 Okt. 31	− 15·49							
		+ 5·57						
1895 Dez. 16	− 9·92		− 1·72					
		+ 3·88		+ 57				
Jan. 30	− 6·07		− 1·15		− 23			
		+ 2·70		+ 34		+ 8		
1894 März 16	− 3·37		− 81		− 15		+ 3	
		+ 1·89		+ 19		+ 11		
1893 April 30	− 1·48		− 62		− 4		− 14	
		+ 1·27		+ 15		− 3		
1892 Juni 14	− 0·21		− 47		− 7		+ 9	
		+ 80		+ 8		+ 6		
1891 Juli 30	+ 0·59		− 39		− 1		− 6	
		+ 41		+ 7		0		
1890 Sept. 13	+ 1·00		− 32		− 1			
		+ 9		+ 6				
1889 Okt. 28	+ 1·09		− 26					
		− 17						
1888 Dez. 12	+ 0·92							

$$\frac{1}{a} = -0{\cdot}000\,0204 + 0{\cdot}000\,0036 = -0{\cdot}000\,0168.$$

III. Resultate.

Das Resultat dieser Rechnung ist bemerkenswert. Unter den untersuchten Kometen haben wir alle die kritischen Fälle, wo die Genauigkeit der Bahnbestimmung so gross ist, dass es überhaupt einen Sinn hat, diese Untersuchung auszuführen[1]. Wir stellen die Resultate in der folgenden Tafel zusammen:

[1] Hierzu ist Folgendes zu bemerken:

Den Kometen 1892 II haben wir nicht behandelt, da er durch FAYET's Rechnungen (Bull. Astr. März 1900) erledigt war. Etwas ähnliches gilt den Kometen 1899 I, obwohl dieser Komet eine Neuberechnung verdiente. Alle anderen Kometen, für welche die Bahnbestimmung einen hyperbolischen Karakter ergeben hat, müssen als unsicher bezeichnet werden, so z. B., trotz der sehr sorgfältigen Berechnung (A. N. 4347) Komet 1886 III wegen der Kürze der Erscheinung (33 Tage), Komet 1904 II, wo

Komet	e nach der Bahnbestimmung	$\frac{1}{a}$ nach der Bahnbestimmung	m. F.	Ursprünglicher Wert von $\frac{1}{a}$
1882 II	0·999 9078	+ 0·011 8963	± 0·000 2710	+ 0·012 1488
1886 I	1·000 4461	— 0·000 6944	± 0·000 0220	— 0·000 0071
1886 II	1·000 2286	— 0·000 4770	± 0·000 0091	+ 0·000 3166
1886 IX	1·000 3824	— 0·000 5765	± 0·000 0276	+ 0·000 0630
1890 II	1·000 4103	— 0·000 2151	± 0·000 0101	+ 0·000 0718
1897 I	1·000 9270	— 0·000 8722	± 0·000 0476	+ 0·000 0368
1898 VII	1·001 0336	— 0·000 6074	± 0·000 0096	— 0·000 0157
1902 III	0·999 9675	+ 0·000 0810	± 0·000 0184	— 0·000 0168

Wir sehen also, dass die strenge Rückwärtsrechnung für 7 von diesen 8 Kometen den Wert von $\frac{1}{a}$ wesentlich vergrössert hat. Die Elliptizität der Bahn des Kometen 1882 II ist verstärkt worden. Für die Kometen 1886 II, 1886 IX, 1890 II und 1897 I hat die Rückwärtsrechnung den hyperbolischen Karakter in einen elliptischen verwandelt. Bei den Kometen 1886 I und 1898 VII ist ein ganz kleiner hyperbolischer Rest geblieben, der aber mit Rücksicht auf die Grösse des mittleren Fehlers des Bahnelementes $\frac{1}{a}$ ganz illusorisch ist. Der Komet 1902 III ist der einzige der untersuchten Kometen, für welchen die Rückwärtsrechnung eine Änderung im hyperbolischen Sinne bewirkt hat. Auch für diesen Kometen ist aber, wie aus der Tafel ersichtlich, diese Hyperbolizität vollständig illusorisch.

Wir sind also durch unsre Untersuchung zu dem Resultate gekommen, dass es unter den Kometenbahnen unsres Sonnensystemes keine einzige verbürgte hyperbolische Bahn gibt. Eine exakte Berücksichtigung des Einflusses der Planeten Uranus und Neptun würde dies Resultat nach aller Wahrscheinlichkeit noch um eine Kleinigkeit verschärfen (Vgl. die allgemeine Bemerkung über den Effekt der Rückwärtsrechnung S. 27).

der m. F. der Exzentrizität mehr als den vierten Teil, und Komet 1893 I, wo er die Hälfte des Überschusses der Exzentrizität über die Einheit beträgt.

Nachdem unser Arbeitsprogramm durchgeführt war, ist die definitive Bahnberechnung der zwei Kometen 1907 I (A. N. 4671) und 1910 I (A. N. 4605) hinzugekommen. Für diese ist eine Rückwärtsrechnung sehr zu empfehlen. Als lohnend werden sich wahrscheinlich auch nach der Berechnung der definitiven Bahn die Kometen 1889 I und 1905 IV erweisen.

Bei der Auswahl von Kometen zur Rückwärtsrechnung ist überhaupt zu bemerken, dass die hyperbolischen Kometen viel mehr Interesse haben als die parabelnahen elliptischen, weil die Rückwärtsrechnung beinahe immer die Exzentrizität vermindert (Vgl. A. N. 4033 p. 2 und das oben auf S. 27 angedeutete Fayetsche Resultat). Die elliptischen Bahnen, die nicht der Parabel sehr nahe kommen, brauchen natürlich nicht für unsere Zwecke besonders untersucht zu werden.

Dass diesem, auf strenge rechnerische Behandlung reiner Beobachtungstatsachen fussenden Satz eine grössere Zuverlässigkeit beizumessen ist als den vagen Schlüssen statistischer Übersichten über die anderen Kometenbahnelemente, kann wohl kaum geleugnet werden. Und ziehen wir dann das Raisonnement auf der Seite 26 heran, so wird die Schlussfolgerung die sein, dass die Gesamtheit der bis jetzt beobachteten Kometen im Sonnensystem ihren Ursprung hat.

Über die Tragweite dieses Resultates wollen wir uns aber nicht täuschen. Unter den gegebenen Bedingungen — strenger und alleiniger Berücksichtigung der Newtonschen Gravitation — dürfte es kaum bezweifelt werden können, dass, wenn auch niemand dafür garantieren wird, dass nicht einmal in der Zukunft ein Eindringling von aussen hereinkommen könnte, die Frage von der „ursprünglichen" Form der bisher bekannten Kometenbahnen jetzt, und zwar im obigen Sinne gelöst ist. Dabei dürfen wir jedoch nicht aus dem Auge verlieren, dass jede Kosmogonie zeitlich relativ ist: es gibt im Weltall keine ewigen Systeme. Wenn wir uns zu jenen fernen Zeiten zurückversetzt denken, wo der Raum des Sonnensystems noch dicht mit Nebelmasse besät war, so dass wir mit Reibungskräften zu rechnen hätten, dann würden unsre hier angewandten Formeln nicht mehr genügen. Reibung wirkt der Bewegung entgegen; Geschwindigkeiten, die jetzt einer stabilen Bewegung innerhalb des Sonnensystems entsprechen, können deshalb vor Millionen Jahren aus grösseren Geschwindigkeiten entstanden sein, die eine extrasolare Herkunft bedeuten würden. Das Resultat, das wir erhalten haben, ist deshalb — wie alle kosmogonischen Resultate — auf einen endlichen, wenn auch zweifelsohne sehr langen, Zeitraum beschränkt.

INHALT

		Seite.
	Einleitung	5
I.	Oskulierende Exzentrizitäten. Methode der Rückwärtsrechnung	8
II.	Die numerische Rechnung und deren Verwertung	26
III.	Resultate	60