© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Neue Erklärung des Ursprungs der Kometen.

Von

Dr. Fr. Nölke.

I. Die bekannten Erklärungen.

§ 1.

Unter allen astronomischen Fragen hat ohne Zweifel diejenige nach dem Ursprunge der Kometen bis jetzt die am wenigsten befriedigende Beantwortung gefunden. Wenn auch mehrere Erklärungen versucht worden sind, so bieten doch alle vielfache Angriffspunkte dar, und vor einer gründlichen Kritik vermag keine zu bestehen. Die Frage nach dem Ursprunge der Kometen kann daher als ein noch ungelöstes Problem gelten. Wenn wir im folgenden den Versuch machen, eine gänzlich neue Erklärung des Kometenursprungs vorzutragen, so dürften wir hiernach einer Rechtfertigung unseres Vorhabens überhoben sein. Bevor wir zur Aufstellung der neuen Theorie schreiten, soll jedoch durch eine kurze, zum Teil auf schon bekannte Argumente sich stützende Kritik die Unhaltbarkeit der alten Theorien dargetan werden. Die bis jetzt versuchten Erklärungen sind in folgender Uebersicht enthalten:

I. Die Kometen gehören als Mitglieder zu unserem Sonnensystem.
   1. Sie sind ebenso alt wie die Planeten und in ähnlicher Weise wie diese aus dem Urnebel entstanden (Kant).
   2. Die beobachtete Unbeständigkeit einiger Kometen weist auf einen jüngeren Ursprung derselben hin.
      α) Sie sind Eruptionsprodukte der Sonne oder der Planeten.
      β) Sie setzen sich aus den die Sonne umkreisenden Meteorschwärmen zusammen und lösen sich wieder in diese auf (Schulhof).

II. Die Kometen sind unserem Sonnensystem fremde Weltkörper. Sie dringen aus dem Weltraume in dasselbe ein und verlassen es nach dem Umlaufe um die Sonne wieder. Die periodischen Kometen sind durch die störenden Einwirkungen der Planeten in unserem Sonnensystem festgehalten worden (Laplace, Schiaparelli). —

Wenn die Kantische Annahme, dass die Kometen aus den letzten Ausläufern des Urnebels entstanden seien, richtig wäre, so

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

müsste der Urnebel seine Dimensionen ebenso schnell verkleinert haben, wie die Kometen sich dem Anziehungszentrum näherten, da diese andernfalls keinen Raum für ihre sehr gestreckt elliptische Bewegung, die sie zur Zeit des Periheldurchgangs oft in die unmittelbare Nähe der Sonne führt, vorgefunden haben würden. Nun berechnet sich für die Zeit, welche ein Komet braucht, um z. B. aus der Entfernung des Sternes α Centauri, einem ohne Zweifel weit über die Grenzen des Urnebels unseres Sonnensystems hinausliegenden Orte, bis zur Sonne zu fallen, der Wert 24 Millionen Jahre. Die Entwicklungsdauer der Sonne ist aber viel grösser als einige Millionen Jahre; Schätzungen geben sie auf hunderte von Milliarden Jahren an (Sv. Arrhenius, Kosmische Physik, S. 163). Wenn man annehmen wollte, dass die Anziehung feiner Nebelmassen nicht, wie es bei der letzten Rechnung vorausgesetzt wurde, durch das Newton'sche Gravitationsgesetz geregelt werde, so würde sich die Zeit des freien Falles allerdings vergrössern; aber es ist doch gänzlich ausgeschlossen, dass während der letzten Zeit der Entwicklung der Sonne die Grösse ihrer Anziehung einen beträchtlich geringeren Wert als gegenwärtig gehabt und die Schnelligkeit ihres weiteren Zusammensinkens der Geschwindigkeit des freien Falles entsprochen habe. Es dürfte also keine Kometen mit kleinen Periheldistanzen geben.

Dass die Kometen Eruptionsmassen der Sonne seien, ist deswegen unmöglich, weil jede Eruptionsmasse, auch wenn sie durch eine Rotationsbewegung des erumpierenden Welt-Körpers eine seitliche Ablenkung erleidet, auf ihn zurückstürzen muss. Da nur wenige Kometenbahnen eine Planetenbahn durchschneiden, so können auch die störenden Einwirkungen der Planeten nicht so gross gewesen sein, dass die Eruptionsmasse durch sie am Zurücksinken auf die Sonne gehindert worden wäre. Der zuletzt angegebene Grund lässt es auch nicht zu, die Kometen als Eruptionsprodukte der Planeten zu betrachten. Da nur bei wenigen Kometen die Periheldistanz den Wert 3 übersteigt, so können nur die Kometen, deren Perihelörter der Ekliptik mehr oder weniger benachbart sind (vergl. § 8), in die Nähe der grossen äusseren Planeten gelangen. Bei der Mehrzahl aller bis jetzt beobachteten Kometen kommen daher die grossen Planeten als erumpierende Körper nicht in Frage; fast alle müssten von den kleineren inneren Planeten stammen. Nun beträgt der Radius des kugelförmigen Raumes, innerhalb dessen der Planet eine grössere Anziehung ausübt als die Sonne, z. B. bei der Erde nur den 570. Teil des Bahnradius, bei den anderen kleinen Planeten noch weniger. Die Störungen, welche die Anziehung des Planeten auf die Bewegung des von ihm ausgeworfenen Kometen ausübt, können daher den Punkt, wo die Kometenbahn die Ebene der Planetenbahn in der Umgebung des Ursprungsortes des Kometen schneidet, nur verhältnismässig wenig von der Planetenbahn entfernen; es müssten also alle Kometenbahnen, deren Perihelörter nicht übermässig weit von den Polen der Ekliptik entfernt liegen, die Bahn eines der kleinen Planeten ziemlich

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

genau durchschneiden. Dies ist aber keineswegs der Fall. — Ausserdem bleibt die näherungsweise parabolische Form der meisten Kometenbahnen unerklärt.

Die Schulhof'sche Erklärung, dass die Kometen aus den die Sonne umkreisenden Meteorschwärmen neu sich bilden, ist äusserst problematisch. Die relative Entfernung der die Meteorschwärme zusammensetzenden Teilchen ist so gross, dass ihre gegenseitige Anziehung gleich 0 gesetzt werden kann. Bei allen die Erdbahn durchschneidenden Meteorschwärmen hat man auch eine weitere Zerstreuung der Körperchen, keine Annäherung derselben aneinander feststellen können. Dass mehrfach Kometen entdeckt worden sind, die in kurz elliptischen Bahnen laufen, ohne dass man von früheren Umläufen derselben Kenntnis gehabt hätte, braucht nicht als eine Bestätigung der Schulhof'schen Erklärung angesehen zu werden. Da bei Kometen öfters Lichtwechselerscheinungen beobachtet worden sind, so ist es auch möglich, dass schwach leuchtende Kometen zeitweise unsichtbar werden. Ausserdem wäre es denkbar, dass Kometen erst in den neueren lichtstarken Instrumenten ihre Existenz verraten, während sie mit den älteren lichtschwächeren Instrumenten übersehen wurden.[1])

Die meisten Anhänger besitzt die Laplace'sche Annahme, dass die Kometen unserem Sonnensysteme fremde Weltkörper seien. Wenn die Kometen von aussen her in die Anziehungssphäre der Sonne eindringen, so können sie nur dann eine parabolische Bahn beschreiben, wenn sie in grosser Entfernung von der Sonne relativ zu ihr ruhen, wenn sie also in derselben Richtung wie die Sonne und mit derselben Geschwindigkeit wie sie im Raume fortschreiten. Verlässt ein Komet in parabolischer Bahn die Sphäre unserer Sonne, so liegt die Möglichkeit vor, dass er sich einem benachbarten Sterne nähert, und von ihm angezogen, gezwungen wird, eine Bahn um denselben zu beschreiben. Wenn dieser Stern nicht ebenfalls relativ zur Sonne ruht, so eilt ihm der Komet mit einer gewissen Geschwindigkeit entgegen und muss sich also in einer deutlich hyperbolischen Bahn um ihn herumbewegen. Umgekehrt muss ein Komet, der ein fremdes Sonnensystem in einer Parabel durchlaufen hat und sich unserer Sonne nähert, eine hyperbolische Bahn um dieselbe beschreiben, wenn beide Sonnen nicht relativ zueinander ruhen. Da nun die Sterne mit sehr verschiedenen Geschwindigkeiten im Raume fortschreiten, und ferner alle bei unserer Sonne beobachteten Kometen in parabolischen oder sehr gestreckt elliptischen Bahnen laufen, so ist man gezwungen entweder anzunehmen, dass die Kometen wegen ihrer kurzen Lebensdauer nicht von einem Sterne zu einem anderen hinüberwandern können, oder, falls dies doch möglich ist, dass sie durch irgend welche Umstände auf ihrer Wanderung durch den

---

[1]) Auch wenn die Schulhof'sche Erklärung richtig wäre, würde ihr Wert nur ein relativer sein, da sie das zu Erklärende nur eine Stufe zurückschiebt. Woher kommen die Sternschnuppenschwärme, aus denen die Kometen sich bilden sollen? Ihre Entstehung bedarf nicht weniger der Erklärung als die der Kometen.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Weltraum so beeinflusst worden, dass sie, in die Nähe eines anderen Sternes kommend, relativ zu demselben zu ruhen scheinen. Bei der ersten Annahme bleibt es rätselhaft, woher die neuen Kometen ihre Materie sammeln und welche Kräfte sie in die mit der translatorischen Bewegung der Sonne in Richtung und Grösse genau übereinstimmende Bewegung versetzen. Bei der zweiten Annahme müsste ein widerstehender Einfluss des Aethers postuliert werden; doch würde der Aetherwiderstand nur dann die angegebene Wirkung ausüben, wenn der Aether in Beziehung auf die Sonne ruhte. In dem kürzlich erschienenen Buche:[1]) „Das Problem der Entwicklung unseres Planetensystems“ bekennt sich der Verfasser mit Vorbehalt zu dieser letzten Erklärung des Kometenursprungs. Allein es werden auch dort bereits mehrere Einwendungen dagegen gemacht. Z. B. wird darauf hingewiesen, dass, wenn auch die Annahme, der Aether bewege sich mit der Sonne fort, dadurch etwas glaubhafter gemacht werden könne, dass man dem Aether im Innern des Sternhaufens, zu dem unsere Sonne gehört, eine rotierende Bewegung um das Zentrum zuschreibe, deren Geschwindigkeit an einem beliebigen Punkte ungefähr der Geschwindigkeit des an der betr. Stelle in kreisförmiger Bahn sich bewegenden Sternes entspräche (wodurch die Ausnahmestellung, in welche die Sonne durch das Postulat relativer Ruhe zum umgebenden Aether versetzt wird, aufgehoben wäre), doch zu bedenken sei, dass schon eine geringe relative Geschwindigkeit, einige hundert m/sec, zu deutlich hyperbolischen Bahnen führen müsse, und ausserdem die Wahrscheinlichkeit bestehe, dass der Aetherwirbel sich im Laufe der Jahrmillionen allmählich aus dem Sternhaufen verliere (l. c. S. 116 u. 203). Auch die letzte Erklärung dürfte daher nicht haltbar sein.

II. Neue Erklärung des Kometenursprungs.

I. Grundlage der Theorie.[2])

§ 2.

Beim Durchdenken des Problems der Entwicklung unseres Planetensystems verfiel der Verfasser auf eine gänzlich neue Theorie. Da sie alle Schwierigkeiten einer schnellen und leichten Lösung entgegenführte, so befestigte sich bei ihm allmählich die Ueberzeugung, das Richtige gefunden zu haben. In dieser Ueberzeugung wurde er dadurch bestärkt, dass noch einige andere, bis jetzt nicht genügend erklärte Erscheinungen (siehe den Schlussabschnitt des Aufsatzes), unter denen die Entstehung der irdischen Eiszeiten

---

[1]) Das Problem der Entwicklung unseres Planetensystems, Aufstellung einer neuen Theorie nach vorhergehender Kritik der Theorien von Kant, Laplace, Poincaré, Moulton, Arrhenius u. a. Berlin, Jul. Springer. 1908.

[2]) Der Vollständigkeit wegen wird in diesem und dem folgenden § in etwas ausführlicherer Darstellung noch einmal der Inhalt der §§ 1 u. 2 der ebenfalls in dem vorliegenden Bande enthaltenen Abhandlung über die Entstehung der Eiszeiten wiederholt.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

als wichtigste zu erwähnen wäre, zu gleicher Zeit eine einfache, ungezwungene Erklärung fanden. Das zitierte Buch enthält schon eine kurze Darstellung der neuen Theorie (S. 193); der Zweck dieses Aufsatzes ist es, sie ausführlicher und gründlicher zu erörtern.

Nach spektralanalytischen Untersuchungen von Keeler schreiten auch die Nebel im Weltraume mit verschiedenen Geschwindigkeiten fort. Da viele Nebel eine ungeheure Ausdehnung besitzen, so liegt hiernach die Möglichkeit vor, dass ein Stern in eine Nebelmasse eindringt. Wegen der ungemeinen Feinheit der Nebelmassen wird ein solches Ereignis keine den Bestand des Sternes gefährdenden Wirkungen mit sich bringen; doch braucht deswegen noch nicht angenommen zu werden, dass es überhaupt keine Wirkungen hinterliesse. Im allgemeinen dürften zwei Begleiterscheinungen mit dem Eindringen eines Sternes in Nebelmassen verknüpft sein:

1. Der Stern zieht die im Nebel zerstreut vorhandenen Kondensationen von Nebelmaterie zu sich heran und zwingt sie, ihm als Kometen zu folgen;
2. Die den Stern umgebenden Nebelmassen schränken seine Licht- und Wärmestrahlung ein und rufen dadurch auf den zu ihm gehörenden Planeten eine Temperaturerniedrigung hervor.

Wir behaupten nun, dass, soweit unser Sonnensystem in Frage kommt, der Ursprung der Kometen und die Entstehung der irdischen Eiszeiten einem Hindurchgehen der Sonne durch kosmische Nebelmassen zugeschrieben werden könne.

Auf die Möglichkeit des Eindringens eines Sternes in Nebelmassen ist schon von anderer Seite, z. B. bei der Erklärung des Spektrums der Nova Aurigae, hingewiesen worden.[1]) Die Annahme, dass ein erstarrter Weltkörper durch ein Eindringen in Nebelmassen wieder zum Aufglühen gebracht werden könne, scheint jedoch unserer Hypothese über die Entstehung der irdischen Eiszeiten zu widersprechen. Es lässt sich zwar zeigen, dass dies keineswegs der Fall ist; allein die Untersuchung der Frage erfordert so vielfache physikalische und analytische Erörterungen, dass wir hier nicht darauf eingehen können. Eine ausführliche Darstellung des die Entstehung der Eiszeiten betreffenden Teiles der neuen Theorie ist ebenfalls in diesem Bande der Abh. Nat. Ver. Brem. enthalten (s. S. 1 ff.). Wenn wir hiernach auch nicht nötig haben, gegen die für die Novae aufgestellte Erklärung zu polemisieren, so dürfte sie doch aus einem anderen Grunde nicht haltbar sein: Ein Stern vermag offenbar erst in mehr oder weniger langen Zeitperioden einen Nebel zu durchschreiten; die Novae leuchten aber immer nur verhältnismässig kurze Zeit.

---

[1]) Jetzt wird jedoch die Verschiebung der Linien im Spektrum, die auf die angegebene Weise erklärt werden sollte, von den meisten Astronomen bereits auf andere Ursachen zurückgeführt; siehe Scheiner, Astrophysik.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

2. Tatsächliche Anhaltspunkte.

§ 3.

Damit unsere ferneren Ausführungen nicht gänzlich in der Luft schweben, wollen wir zuerst nachweisen, dass unsere Annahme nicht der tatsächlichen Anhaltspunkte entbehrt. Da seit der diluvialen Eiszeit erst eine verhältnismässig kurze Zeit verflossen ist, so muss der von der Sonne durchschrittene Nebel uns noch ziemlich nahe und zwar in der Umgebung des Antiapex der Sonnenbewegung liegen. Der Apex der Sonnenbewegung liegt zwischen 260° und 290° R und zwischen — 1° und 45° D. Das dieser Fläche im Rücken der Sonne entsprechende Gebiet schliesst nun ausser vielen kleineren und grösseren Nebeln auch den grossen Orionnebel ein. Nach Angaben von Secchi erstreckt sich der Orionnebel mit seinen Ausläufern zwischen 5° und 6° in R und D, nach neueren Beobachtungen sogar noch weiter, erfüllt also einen Raum von mehr als 30 Quadratgraden. Die Annahme, dass unser Sonnensystem den Orionnebel durchschritten habe, bietet sich hiernach fast von selbst dar. Auch wenn der Orionnebel nicht genau im Antiapex der Sonnenbewegung liegen sollte, würde unsere Annahme nicht umgestossen werden; denn erstens wäre es möglich, dass die von der Sonne seit dem Austritte aus dem Nebel beschriebene Bahn nicht mehr als gerade Linie betrachtet werden dürfte, und zweitens könnte auch die dem Nebel zukommende Eigenbewegung in der angegebenen Zeit eine seitliche Verschiebung aus der früheren Lage bewirkt haben. Unsere Annahme gewinnt noch dadurch bedeutend an Wahrscheinlichkeit, dass sich der Orionnebel nach den Angaben Keelers von der Sonne entfernt, und zwar mit ungefähr 18 km/sec Geschwindigkeit. Die Zeit, welche seit der letzten Eiszeit verflossen ist, wird auf 20 000 bis 50 000 Jahre geschätzt. Ausgehend von diesen Werten findet man 80 000 bis 200 000 Erdweiten als Abstand des Nebels von der Sonne; dieser Entfernung würde eine Parallaxe des Nebels von ungefähr $2^1/_2''$ bis $1''$ entsprechen. Aus unseren die Entstehung der Eiszeiten betreffenden Untersuchungen geht jedoch hervor, dass für die Entfernung des Nebels ein grösserer Wert angenommen werden dürfe. Es zeigt sich dort, dass nur unter der unwahrscheinlichen Voraussetzung sehr geringer Diathermanität der Nebelmaterie die zwischen der Sonne und der Erde befindlichen Nebelmassen imstande waren, einen beträchtlichen Teil der Wärmestrahlung der Sonne zu absorbieren, und dass die Verringerung der Wärmestrahlung der Sonne daher weniger auf die Absorptionswirkung der zwischen Sonne und Erde lagernden Nebelmassen, als darauf zurückzuführen sei, dass beim Durchschreiten des Nebels die Sonnenatmosphäre durch die sich unaufhörlich mit ihr vereinigenden und sie verdichtenden Nebelmassen allmählich ihre Durchlässigkeit für Wärmestrahlen einbüsste (l. c. § 9). Da nun die in der Sonnenatmosphäre schwebende Nebelmaterie längere Zeit brauchte, um sich aus der

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Atmosphäre wieder niederzuschlagen, so erkennt man, dass die Eiszeit auf der Erde noch andauern konnte, als die Sonne den Nebel bereits verlassen hatte. Hieraus geht hervor, dass die angegebenen Parallaxenwerte Maximalwerte sind. Dass der durchschrittene Nebel weiter von uns entfernt sei, als oben berechnet wurde, darf auch aus folgendem geschlossen werden. Wenn die in die Richtung der Sonnenbewegung fallende Erstreckung des Nebels seiner Breitenerstreckung ungefähr entspricht, so berechnet sich die Dicke des Nebels an der durchschrittenen Stelle zu 8000 bis 21 000 Erdweiten, und die Dauer des Aufenthalts der Sonne im Nebel (bei der angegebenen relativen Geschwindigkeit von Sonne und Nebel) zu 2000 bis 5000 Jahren. Für die Eiszeit wird aber im allgemeinen eine grössere Zeitdauer angenommen. Mit den Interglazialzeiten wird ihre Länge auf 50 000 bis 100 000 Jahre geschätzt. Nun erklären wir zwar die Interglazialzeiten dadurch, dass die Sonne nacheinander in mehrere ziemlich weit voneinander entfernte, hinter dem Orionnebel liegende und mit ihm vielleicht nur lose zusammenhängende Nebelmassen eintrat; aber wenn wir auch nur die auf die letzte Interglazialzeit folgende Eiszeitperiode auf ein Hindurchgehen der Sonne durch den eigentlichen Orionnebel zurückführen wollten, so würde sich doch auch noch für diesen letzten Abschnitt der Eiszeit eine wahrscheinlich zu geringe Dauer ergeben. Damit er die durch geologische Tatsachen geforderte Länge erreicht, könnte man annehmen, dass die Tiefenerstreckung des Nebels grösser als die Breitenerstreckung, oder dass die relative Geschwindigkeit der Sonne und des Nebels, vielleicht infolge ziemlich beträchtlicher, ungefähr in die Richtung der Sonnenbewegung fallender und eine spätere Rotation des Nebels einleitender Strömungen im Innern der Nebelmaterie (siehe S. 66), früher geringer als gegenwärtig gewesen sei. Noch günstiger aber stellt sich die Annahme dar, dass der für die Entfernung des Nebels angegebene Wert zu klein gewählt sei. Dies geht übrigens auch daraus hervor, dass die oben angegebenen Parallaxenwerte sich nur auf die der Sonne am nächsten liegenden Grenzteile des Nebels beziehen. Die inneren und die von der Sonne zuerst durchschrittenen Nebelteile haben vielleicht nicht unbeträchtlich kleinere Parallaxen.

Die Behauptung, dass uns der Orionnebel verhältnismässig nahe liege, steht zu der gewöhnlichen Anschauung über die Entfernung der Nebel im Gegensatz. Aber da eine Parallaxe bis jetzt für diffuse Nebel nicht festgestellt werden konnte, so ist jede Annahme über die Grösse ihrer Entfernung mit derselben Unsicherheit behaftet. Unserer Meinung nach müssen alle wirklichen Gasnebel uns verhältnismässig nahe sein, da sie andernfalls ihr schwaches Licht nicht mehr bis zu uns senden könnten. Dass wenigstens der Orionnebel nicht sehr weit von uns entfernt sein kann, geht aus seiner bedeutenden scheinbaren Grösse hervor, ferner daraus, dass er unter allen sichtbaren Nebeln die glänzendste Erscheinung ist, und dass zu unserem Sonnen-Sternhaufen

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

gehörende Sterne hinter ihm stehen müssen, da ihr uns zugestrahltes Licht durch die Nebelmaterie eine Absorption zu erfahren scheint (Arrhenius, Kosm. Phys., S. 38). Wenn die Parallaxe dieser Sterne bekannt wäre, so würde sich für die Entfernung des Nebels auch ein Maximalwert angeben lassen.

Die vorhergehenden Ausführungen zeigen zur Genüge, dass unsere Annahme nicht der tatsächlichen Anhaltspunkte entbehrt. Selbst wenn sich herausstellen sollte, dass der Orionnebel für unsere Theorie nicht in Frage kommen könne, so würde sie doch immer noch sehr wohl diskutierbar sein. Denn in der Umgebung des Orionnebels und in den das Sternbild des Orion einschliessenden Sternbildern liegen noch so viele grosse und kleine Nebel zerstreut, dass es keine Schwierigkeiten machen würde, einen passenden Ersatz zu finden. Und sogar in dem Falle, dass ein solcher Ersatz nicht aufgefunden werden könnte, würde immer noch die Möglichkeit, dass der durchschrittene Nebel keine durch unser Auge oder die photographische Platte nachweisbaren Lichtwirkungen aussende, bestehen bleiben, und unsere Theorie wenigstens als eine wohlbegründete Hypothese erscheinen lassen. Dass die Lichtwirkungen nicht wahrgenommen werden können, würde sich dann entweder dadurch erklären, dass die Nebelmaterie bei ihrer ausserordentlichen Feinheit (siehe „Eiszeit", S. 14) nur äusserst schwache Lichtstrahlen aussende, oder dadurch, dass sie grösstenteils aus spezifisch schweren Gasen, vielleicht Eisendämpfen (siehe l. c. S. 20), bestehe, die infolge ihrer grösseren Trägheit nicht imstande seien, Lichtschwingungen hervorzurufen.

3. Die Nebelmaterie als widerstehendes Mittel.

§ 4.

Wir nehmen an, dass die Nebelmaterie nicht überall gleichmässig war, sondern hier und da, als Keime sekundärer Anziehungszentren, kleine Verdichtungen aufwies. Diese Kondensationen, welche wir der Kürze wegen schon jetzt als Kometen bezeichnen wollen, wurden gezwungen, sich in hyperbolischen Bahnen der Sonne zu nähern. Aber nicht nur die Kometen, sondern auch die feine Nebelmaterie wurde von der Sonne angezogen. Indem wir vorläufig annehmen, dass die einzelnen Teilchen der Nebelmaterie keine störenden Einflüsse aufeinander ausübten, soll die Art ihrer Bewegung genauer bestimmt werden.

Die Integrale der Bewegungsgleichungen eines Nebelteilchens lauten

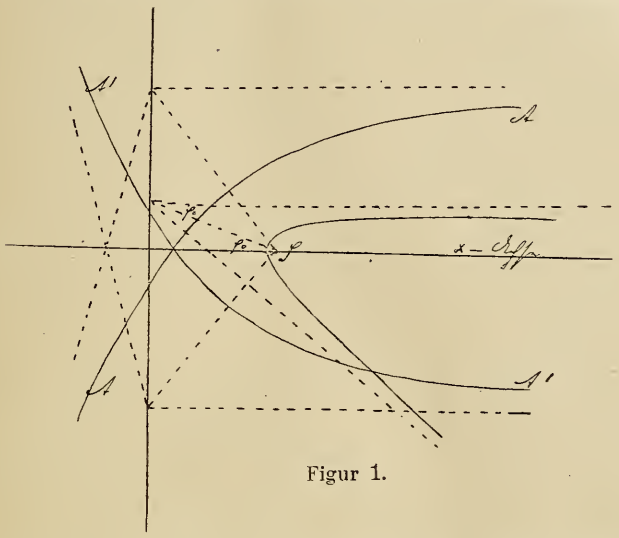
$$x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} = r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \alpha; \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = \frac{2\,k\,M}{r} + \beta.$$

Die Gleichung der Bahn des Teilchens ist

$$r = \frac{p}{1 \pm \varepsilon \cos(\varphi + \varphi_0)}; \; p = \frac{\alpha^2}{k\,M}; \; \varepsilon = \sqrt{1 + \frac{\alpha^2 \beta}{k^2 M^2}}.$$

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Lässt man die positive x-Achse mit der ursprünglichen relativen Bewegungsrichtung der Sonne und des Teilchens zusammenfallen, so läuft die Asymptote des absteigenden Hyperbelastes der x-Achse parallel. Ihr Abstand ist gleich der halben Nebenachse b der



Figur 1.

Hyperbel. Nennt man c die ursprüngliche Geschwindigkeit, mit welcher die Sonne dem Teilchen entgegeneilt, so erhält man, wenn man die unendlich fernen Punkte der Bahn ins Auge fasst, für α unmittelbar den Wert cb und für β den Wert c^2. φ_0 ist der Winkel zwischen der Hauptachse und den Asymptoten; folglich hat man

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{b}{a}.$$

Da sich die Temperatur diffuser kosmischer Nebelmassen wahrscheinlich nur wenig von der äusserst niedrigen Temperatur des Weltraums unterscheidet, so darf angenommen werden, dass die benachbarten Nebelteilchen in relativer Ruhe verharren, dass also die Geschwindigkeit c in einem bestimmten Zeitpunkte für alle Nebelteilchen, denen die Sonne entgegeneilt, denselben Wert hat. Da

$$\beta = \frac{k\,M}{a}$$

ist, so besitzt also auch die Hauptachse 2a für alle Bahnen denselben Wert $\frac{2\,k\,M}{c^2}$. Ferner fallen alle x-Achsen zusammen. In Figur 1 sind einige Hyperbeln für ein bestimmtes a und beliebiges b gezeichnet.

Um die störenden Einflüsse, welche die Teilchen der feinen Nebelmaterie aufeinander und auf die Kometen ausüben, beurteilen zu können, müsste uns ihre innere Konstitution bekannt sein.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Es sind 2 Möglichkeiten vorhanden. Entweder sind ihre Teilchen einzeln frei beweglich, oder sie bildet eine kompakte Masse. Wenn angenommen wird, dass die Teilchen frei beweglich seien, so muss jedes eine Hyperbel der angegebenen Art beschreiben. Die absteigenden Hyperbeläste laufen ungefähr parallel; die aufsteigenden besitzen aber die verschiedensten Richtungen (s. Fig. 1). Nach dem Durchgange durchs Perihel durchschneiden also die Teilchen die Bahnen der auf der andern Seite sich nähernden Teilchen unter allen möglichen Winkeln. Die Folge ist, dass die fein verteilte Materie auf die dichteren, durch sie hindurcheilenden Kometenmassen in jedem Punkte ihrer Bahn einen Widerstand ausübt. Wird die Annahme gemacht, dass die feine Materie ihren Teilchen nicht freie Beweglichkeit gestatte, so widersteht sie der Bewegung des Kometen ebenfalls, wenn auch in etwas anderer Weise als bei der ersten Annahme. Wir halten die letzte Annahme für die wahrscheinlichere und wollen sie deshalb ausführlicher behandeln.

Jedes Teilchen hat das Bestreben, im Rücken der Sonne die x-Achse zu durchschreiten. Da im Innern des Nebels die Dichte der feinen Materie nicht von Punkt zu Punkt variieren wird, so setzen wir voraus, sie sei innerhalb eines gewissen, begrenzten Raumes gleichmässig. Dann dürfen wir annehmen, jedes Teilchen stosse beim Durchschreiten der negativen x-Achse mit einem gleich grossen, in derselben Ebene von der anderen Seite der x-Achse kommenden und in genau symmetrischer Bahn laufenden Teilchen zusammen (Fig. 1, Bahn A und A'). Beide büssen durch den Zusammenstoss ihre auf der x-Achse senkrechte Bewegungskomponente ein; die verloren gehende kinetische Energie wird in Wärme umgesetzt. Die übrig bleibende Bewegungskomponente ist von der Sonne fortgerichtet, bis zu einer gewissen Entfernung von derselben aber nicht gross genug, die zusammentreffenden Teilchen aus der Anziehungssphäre der Sonne hinauszuführen. Diese Entfernung ist leicht zu bestimmen. Eine in gerader Linie von der Sonne mit parabolischer Geschwindigkeit sich entfernende Masse besitzt in der Entfernung r von ihr die Geschwindigkeit

$$\sqrt{\frac{2\,k\,M}{r}}.$$

Da

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2\,k\,M}{r} + \beta - \frac{\alpha^2}{r^2}}$$

die dem Teilchen nach dem Zusammenstosse bleibende Bewegungskomponente ist, so besteht also die Bedingung

$$\frac{2\,k\,M}{r} + \beta - \frac{\alpha^2}{r^2} < \frac{2\,k\,M}{r}.$$

Aus ihr folgt

$$\beta < \frac{\alpha^2}{r^2}.$$

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Setzt man für α und β ihre Werte c b und c^2, so erhält man $r < b$. Die Hyperbel schneidet die x-Achse im Punkte $-x_0 = -\frac{p}{2}$. Da wir annehmen, dass der Zusammenstoss in der x-Achse erfolge, so geht die Bedingung über in $p < 2\,b$, oder da $p = \frac{b^2}{a}$ ist, in $b < 2\,a$. Hieraus folgt $\varepsilon < \sqrt{5}$ und $q < a\,(\sqrt{5} - 1)$. Ferner ist $x_0 < 2\,a$ und im Augenblick des Zusammenstosses $\frac{dr}{dt} = c$. Setzt man $c =$ 18 km/sec, so findet man, in Erdweiten ausgedrückt, $q < 3{,}4$; $x_0 < 5{,}6$. — Erst in grösserer als der Entfernung 2 a von der Sonne ist hiernach die resultierende Bewegungskomponente gross genug, die Teilchen gänzlich aus der Anziehungssphäre der Sonne zu entfernen. Es lässt sich jedoch keine scharfe Grenze zwischen den forteilenden und denjenigen Teilchen ziehen, welche wieder zur Rückkehr gezwungen werden. Da nämlich die aus geringerer Entfernung aufsteigenden Teilchen auf ihrem Wege in das Gebiet anderer, mit grösserer Geschwindigkeit aufsteigender Teilchen hineingeraten, so müssen sie diese in ihrer Bewegung aufhalten. Dabei findet ein gegenseitiger Ausgleich der Geschwindigkeiten statt, und die Folge ist, dass die aus grösserer Sonnennähe kommenden Teilchen weiter, die aus grösserer Entfernung stammenden weniger weit geführt werden, als die Rechnung angibt. Allein die resultierende Bewegung wird noch wieder durch den Widerstand der bereits zur Sonne zurücksinkenden Teilchen beeinflusst. Es ist nun nicht unwahrscheinlich, dass aus dem Kampfe der aufsteigenden und herabsinkenden Massen allmählich ein stationärer Zustand hervorgehe, bei welchem im Innern eines bei der Sonne beginnenden und weit über die Entfernung 2 a hinausreichenden zylinderförmigen Raumes die verdichteten Nebelmassen nach der Sonne sinken, während sie um ihn herum im Aufsteigen begriffen sind, und, an seiner äusseren Wand sich hinaufschiebend, in sein Inneres eintreten, sobald ihre aufsteigende Geschwindigkeit 0 geworden ist. Dann bildet sich also im Rücken der Sonne ein Schweif verdichteter Nebelmaterie aus, der sich in grösserer Entfernung von der Sonne allmählich verliert.

Nach allem Gesagten stellt die feine Materie ein widerstehendes Mittel dar, welches der Sonne auf der Seite der positiven x in ungefähr parallelen Bahnen entgegeneilt; seine Dichte bleibt dabei überall ungefähr dieselbe, doch nimmt sie nach der Sonne hin etwas zu. Auf der Seite der negativen x schiebt sich die Materie in der x-Achse zusammen und bildet hier einen dichteren Schweif. Ihre Bewegungsrichtung ist vor dem Zusammentreffen auch nicht mehr der x-Achse näherungsweise parallel, sondern mehr oder weniger gegen sie geneigt. In der Sonnennähe beträgt die Neigung fast 90^0, in der Entfernung 2 a ist sie noch grösser als 52^0, und erst von der Entfernung 50 a an wird sie so klein [$< 10^0$], dass man ohne grossen Fehler annehmen kann, die

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

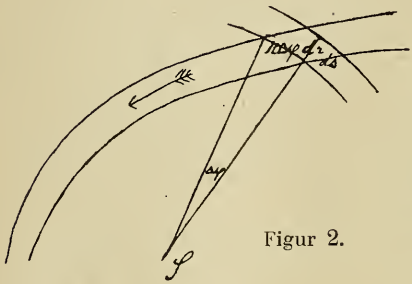
Materie bewege sich der x-Achse parallel. Ihre Geschwindigkeit hat in der Entfernung r von der Sonne den Wert

$$\sqrt{\frac{2\,k\,M}{r} + c^2};$$

die Materie des Schweifes bewegt sich in umgekehrter Richtung parallel der x-Achse mit der maximalen Geschwindigkeit

$$\sqrt{\frac{2\,k\,M}{r}}.$$

Um genauer beurteilen zu können, wie gross der Widerstand ist, den die Nebel- und die Schweifmaterie auf die hindurcheilenden Kometen auszuüben vermag, soll endlich noch ihre Dichte in der Umgebung der Sonne bestimmt werden. — Zu den in der Figur 2 gezeichneten Hyperbelästen mögen die Nebenachsen b und b + △ b gehören. Legt man Kreise mit den Radien r und r + dr durch sie hindurch, so hat das aus ihrem Zwischenraum herausgeschnittene Viereck den Inhalt r △ φ dr. Beschreibt man um die x-Achse mit den Hyperbelästen Rotationsflächen, so ist die Masse △ m des durch das Viereck erzeugten ringförmigen Körpers, wenn seine Dichte mit δ bezeichnet wird, gleich



Figur 2.

$$\triangle m = 2\,y\,\pi\,r\,\delta\,\triangle\varphi\,dr.$$

Aus der Hyperbelgleichung folgt

$$\sin(\varphi + \varphi_0)\,(\triangle\varphi + \triangle\varphi_0) = -\frac{\delta}{\delta b}\left[\left(1 - \frac{p}{r}\right)\frac{1}{\varepsilon}\right]\triangle b =$$

$$\frac{\triangle b}{a\,\varepsilon\,r}\left[\frac{b}{a\,\varepsilon^2}(r - p) + 2\,b\right].$$

Bedeuten ξ und η die rechtwinkligen Koordinaten der Hyperbel, bezogen auf die Hauptachse der Hyperbel als ξ-Achse, so ist

$$r - p = \varepsilon\,\xi;\ \sin(\varphi + \varphi_0) = \frac{\eta}{r}.$$

Beachtet man ferner, dass aus $\operatorname{tg}\varphi_0 = \frac{b}{a}$

$$\triangle\varphi_0 = \frac{\triangle b}{a\,\varepsilon^2}$$

folgt, so erhält man

$$\triangle\varphi = \frac{\triangle b}{a\,\varepsilon\,\eta}\left[\xi\frac{b}{a\,\varepsilon} - \frac{\eta}{\varepsilon} + 2\,b\right] = \frac{\triangle b}{a\,\varepsilon\,\eta}(2\,b - y).$$

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Differenziert man die Hyperbelgleichung nach r, so ergibt sich

$$dr = -\frac{r^2 \varepsilon}{p} \sin(\varphi + \varphi_0)\, d\varphi = \frac{\alpha \varepsilon}{p} \sin(\varphi + \varphi_0)\, dt = \frac{\alpha \eta \varepsilon}{r p}\, dt.$$

Folglich ist

$$\triangle m = \frac{2 \pi \alpha \delta y (2 b - y)}{p a} \triangle b\, dt.$$

$\triangle$ m ist die Masse, welche der Sonne in der Zeiteinheit zwischen den beiden Hyperbelflächen entgegeneilt. In grosser Entfernung von der Sonne ist $y = b$, $\delta = \delta_0$, also

$$\triangle m = \frac{2 \pi \alpha \delta_0 b^2}{p a} \triangle b\, dt = 2 \pi b c \delta_0 \triangle b\, dt.$$

Durch Division findet man

$$\frac{\delta_0}{\delta} = \frac{y}{b}\left(2 - \frac{y}{b}\right).$$

Diese Gleichung erlaubt, die Dichte der feinen Materie in einem beliebigen Punkte zu bestimmen. Man erhält z. B. für die Punkte der positiven x-Achse

$$\frac{\delta}{\delta_0} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{a + x}{\sqrt{x^2 + 2 a x}}\right].$$

Für die Punkte der y-Achsen ergibt sich

$$\frac{\delta}{\delta_0} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{2 a + y}{\sqrt{y^2 + 4 a y}}\right],$$

und für die Perihelien

$$\frac{\delta}{\delta_0} = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 - 1}.$$

An der Sonnenoberfläche ist hiernach für $c = 18$ km/sec in der positiven x-Achse $\delta = 9{,}1\, \delta_0$, in den y-Achsen $\delta = 12{,}6\, \delta_0$ und in der Nähe der negativen x-Achse $\delta = 294\, \delta_0$.

Es bleibt noch die mittlere Dichte δ des Schweifes zu bestimmen. Im Schweife drängt sich die Masse $\triangle$ m, indem sie nach der Sonne sinkt, durch einen Kreisring hindurch, dessen innerer Radius l und dessen Breite $\triangle$ l sein mag. Ihre Geschwindigkeit c' hat den Wert

$$c' = \sqrt{\frac{2 k M}{r} - \text{const.}}$$

Für $r = \frac{p}{2}$ muss $c' = \pm c$ sein; man erhält also

$$c' = \sqrt{\frac{2 k M}{r} - \frac{4 k M}{p} + c^2} = c \sqrt{\frac{2a}{r} - \frac{4 a^2}{b^2} + 1}.$$

Da

$$\triangle m = 2 \pi l c' \delta \triangle l\, dt = 2 \pi b c \delta_0 \triangle b\, dt$$

ist, so folgt

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

$$\frac{\delta}{\delta_0} l \triangle l = \frac{c}{c'} b \triangle b.$$

Setzt man voraus, dass der Schweif in seiner ganzen Querschnittfläche gleichmässig dicht sei, so besteht also, wenn L den Radius des Schweifes bedeutet, die Gleichung

$$\frac{L^2 \delta}{2 c \delta_0} = \int \frac{b \triangle b}{c'}.$$

Berücksichtigt man nur die zur Sonne zurücksinkenden Massen, so ist die Integration zwischen den Grenzen $c' = 0$ und $c' = \frac{2 k M}{r}$ auszuführen. Man erhält

$$\frac{\delta}{\delta_0} = \left(\frac{a}{L}\right)^2 \frac{4}{\frac{2a}{r} + 1} \left[\sqrt{\frac{2a}{r}} + \frac{1}{\sqrt{\frac{2a}{r} + 1}} \log \left(\sqrt{\frac{2a}{r}} + \sqrt{\frac{2a}{r} + 1}\right)\right].$$

Ist der Radius L des Schweifes überall derselbe, so liegt das Maximum seiner Dichte ungefähr in der Entfernung $r = 3a$ von der Sonne. Hier ist

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 3{,}3 \left(\frac{a}{L}\right)^2.$$

Für kleinere und grössere r nimmt die Dichte langsam ab, und zwar in erster Näherung mit $\sqrt{r}$ direkt oder umgekehrt proportional. Da sich der Schweif aber in der Nähe der Sonne etwas zuspitzen dürfte, so kommt man gewiss der Wahrheit näher, wenn man annimmt, die Dichte sei bis zur Entfernung 3 a von der Sonne ungefähr gleichmässig. — Bei der Ableitung der letzten Gleichung sind die an der Aussenseite des Schweifes sich hinaufschiebenden Massen nicht berücksichtigt worden; Der von der Schweifmaterie ausgeübte Widerstand ist hiernach etwas grösser, als sich aus unserer Rechnung ergibt.

Die von der feinen Materie auf die Bewegung der Kometen ausgeübten Störungen, von denen in den folgenden §§ die Rede sein wird, lassen sich nur dann ihrer wirklichen Grösse nach berechnen, wenn die mittlere Dichte δ_0 der feinen Materie, die Geschwindigkeit c, mit welcher die Sonne im Nebel fortschreitet, die Masse und Grösse der Kometen und das Widerstandsgesetz als bekannt vorausgesetzt wird. Aus unseren das Eiszeitphänomen betreffenden Untersuchungen geht hervor, dass die mittlere Dichte des Nebels kleiner als 10^{-16} [g cm^{-3}] gewesen sein müsse; bei der Wahl des Wertes von δ_0 ist also ein Anhaltspunkt vorhanden. Dasselbe gilt auch von c; jetzt ist $c = 18$ km/sec; im Nebel selbst aber können örtliche Strömungen der Nebelmaterie den Wert von c nicht unbeträchtlich variiert haben. Die Masse und die Grösse der Kometen ist ferner ohne Zweifel so verschieden, dass man sich bei der Annahme numerischer Werte fast durch blosse Willkür leiten lassen kann. Da sich endlich der Komet im widerstehenden Mittel bei wachsender Geschwindigkeit nach einem unbekannten Gesetze (vergl. S. 45 Anm.)

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

kontrahieren wird, so ist man auch bei der Bestimmung des Widerstandsgesetzes auf Vermutungen angewiesen. Durch passende Wahl der Konstanten kann man offenbar die Störungen so gross oder so klein machen wie man will.

4. Die Störungen der Kometenbahnen.

Bei den Kometenbahnen besteht bekanntlich, was Neigung, Recht- oder Rückläufigkeit, Lage der Perihelien und der Knoten betrifft, die grösste Mannigfaltigkeit. Diese Mannigfaltigkeit würde ohne weiteres ihre Erklärung finden, wenn angenommen werden dürfte, die Kometenmassen hätten den durchschrittenen Nebel nach den verschiedensten Richtungen mit verhältnismässig grossen Geschwindigkeiten durcheilt. Wir sind aber der Meinung, dass diese Annahme unzulässig sei. In der feinen Nebelmaterie könnten die Kometenmassen nur durch anziehende Kräfte in Bewegung versetzt werden. Wo sind aber diese Kräfte zu suchen? Solange die Hauptmasse des Nebels noch nicht zu einer im Innern verdichteten Gaskugel zusammengesunken ist, sind die Gravitationskräfte im Innern desselben wahrscheinlich so gering, dass sie bei den Kondensationskernen keine grossen Geschwindigkeiten hervorzurufen vermögen. Wir wagen sogar die Vermutung auszusprechen, dass das Newton'sche Gravitationsgesetz auf die feinen Nebelmassen überhaupt noch keine Anwendung finde, und dass ihr Zusammenhang vielmehr durch äussere Ursachen, z. B. durch Strömungen im Weltäther, als durch innere Kräfte bewirkt werde [vergl. Probl., S. 94]. Jedenfalls ist die Anziehung, welche die Kondensationen aufeinander ausüben, so gering, dass sie bei ihnen nur ganz unbedeutende Geschwindigkeiten hervorzubringen vermag; ausserdem werden diese geringen Geschwindigkeiten durch den Widerstand der feinen Nebelmaterie noch beständig reduziert. Wir kommen daher der Wahrheit ohne Zweifel näher, wenn wir annehmen, dass die Kondensationen in relativer Ruhe verharren. Bei dieser Voraussetzung erklärt sich aber die unter den Elementen der Kometenbahnen bestehende Mannigfaltigkeit nicht so einfach, wie bei der oben zurückgewiesenen Annahme; denn nunmehr müssen wir sie als Folge von Störungen verschiedener Art, denen die Kometenbahnen ausgesetzt waren, betrachten.[1])

a) Die Wirkung der Tangential- und der Normalkomponente des Widerstandes.

§ 5.

α) Hyperbolische Bahnen.

Wir zerlegen die störende Kraft in 2 aufeinander senkrechte Komponenten R und S, von denen die erste in die Richtung des

[1]) Die geringen relativen Geschwindigkeiten, welche die Kometenmassen im Innern des Nebels besitzen, würden nur dann zu einer Erklärung der erwähnten, bei ihren Elementen bestehenden Mannigfaltigkeit führen, wenn angenommen würde, dass die relative Geschwindigkeit von Sonne und Nebel wenigstens zeitweise dem Werte 0 nahe gelegen habe (vergl. die Anmerkung auf S. 66).

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Radiusvektors fällt, die zweite senkrecht darauf steht. Die Komponente R soll positiv gerechnet werden, wenn sie von der Sonne fortgerichtet, S, wenn sie mit der Bewegung des Kometen gleichgerichtet ist. Dann lauten die Störungsgleichungen für die Elemente a, ε und ω der hyperbolischen Bahn des Kometen

$$\left.\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= -\frac{2a^2}{\alpha}\left(\varepsilon \sin\varphi\, R + S\frac{p}{r}\right), && (\alpha) \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{p\sin\varphi}{\alpha} R + \left[\frac{p^2}{r} + r(\varepsilon^2 - 1)\right]\frac{S}{\alpha\varepsilon}, && (\beta) \\ \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{p\cos\varphi}{\alpha\varepsilon} R + \frac{(p+r)\sin\varphi}{\varepsilon\alpha} S. && (\gamma) \end{aligned}\right\} 1.$$

Mit Hülfe dieser Werte erhält man aus der Gleichung

$$\alpha^2 = k\,M\,a\,(\varepsilon^2 - 1)$$

ferner

$$\frac{d\alpha}{dt} = S\,r. \qquad (\delta) \quad 1.$$

Wirkt auch senkrecht auf der Bahnebene eine Widerstandskomponente O, so bleiben die Ausdrücke für $\frac{da}{dt}$, $\frac{d\varepsilon}{dt}$, $\frac{d\omega}{dt}$ unverändert, dem für $\frac{d\omega}{dt}$ angegebenen Werte muss aber, wenn ω vom aufsteigenden Knoten an gerechnet wird, ein von O abhängender Ausdruck hinzugefügt werden. Da nach unserer Annahme die Kometenmasse im Nebel ursprünglich keine eigene Bewegung besitzt, so ist jedoch die orthogonale Widerstandskomponente gleich Null; alle Bahnebenen enthalten die x-Achse, und die Asymptoten der absteigenden Hyperbeläste sind der x-Achse parallel. Durch sekundäre Störungen, von denen später die Rede sein wird, werden die Bahnebenen allerdings aus ihrer ursprünglichen Lage hinausgedrängt, und es tritt dann auch eine orthogonale Widerstandskomponente in Wirksamkeit. Vorläufig sehen wir aber von ihr ab und betrachten allein die Störungen, welche die Bahnen innerhalb der Bahnebenen erleiden.

Die Bewegungsrichtung des Kometen bilde mit derjenigen der feinen Materie den Winkel ψ; er soll von der Bewegungsrichtung der feinen Materie an im Sinne der Bewegungsrichtung des Kometen gerechnet werden. Bedeutet c_χ die Geschwindigkeit des Kometen in seiner hyperbolischen Bahn, c_μ die Geschwindigkeit der feinen Materie, so durcheilt der Komet die Nebelmaterie mit der Geschwindigkeit

$$C = \sqrt{c_\chi^2 + c_\mu^2 - 2\,c_\chi\,c_\mu \cos\psi}.$$

Die in die Richtung des Radiusvektors fallende Komponente von C ist, wenn $\left(\frac{dr}{dt}\right)_\mu$ die Geschwindigkeitskomponente der Nebelmaterie in der Richtung des Radiusvektors bezeichnet,

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

$$\frac{dr}{dt} - \left(\frac{dr}{dt}\right)_\mu.$$

Die Komponente in der auf dem Radiusvektor senkrecht stehenden Richtung ist

$$\frac{\alpha - \alpha_\mu}{r},$$

wo α_μ sich wieder auf die feine Materie bezieht. Bezeichnet K den Quotienten aus dem Querschnitte und der Masse des Kometen, δ die Dichte des widerstehenden Mittels, λ eine Konstante, und ist der Widerstand der ν. Potenz der Geschwindigkeit[1]) proportional, so erhält man also

$$\left.\begin{aligned} R &= -A\left[\frac{dr}{dt} - \left(\frac{dr}{dt}\right)_\mu\right], \\ S &= -\frac{A(\alpha - \alpha_\mu)}{r}. \end{aligned}\right\} \quad A = \lambda\,\delta\,K\,C^{\nu-1}.$$

In den meisten Fällen ist es für unsere Untersuchungen vorteilhafter, anstatt der Komponenten R und S die Tangentialkomponente T und die Normalkomponente N einzuführen. T soll positiv gerechnet werden, wenn sie in die Bewegungsrichtung des Kometen fällt, N, wenn sie ins Innere der Kurve zeigte. Bedeutet σ den Winkel zwischen den positiven R und T, so ist

$$R = T\cos\sigma - N\sin\sigma,$$
$$S = T\sin\sigma + N\cos\sigma.$$

Da

$$\sin\sigma = r\frac{d\varphi}{ds} = \frac{\alpha}{r\,c_\chi},$$

$$\cos\sigma = \frac{dr}{ds} = \frac{\varepsilon\,\alpha\sin\varphi}{p\,c_\chi}$$

ist, so erhält man durch Substitution der für R und S angegebenen Werte in den Gleichungen 1

---

[1]) Für grosse Geschwindigkeiten wird der Widerstand der 3. Potenz proportional; aber da mit einer Vergrösserung der Geschwindigkeit in einem widerstehenden Mittel ohne Zweifel auch eine Verkleinerung des Volumens verbunden ist, so ist die resultierende Funktion des Widerstandes einer kleineren Potenz proportional. Dürfte man auf die Kometen z. B. das Mariotte'sche Druckgesetz der Gase anwenden, d. h. dürfte vorausgesetzt werden, dass das Volumen der Kometen dem auf sie ausgeübten Drucke umgekehrt proportional sei, so würde im Falle $\nu = 3$ der Radius ρ des Kometen der Geschwindigkeit umgekehrt proportional und die resultierende Funktion des Widerstandes also, da K die Grösse ρ^2 als Faktor enthält, nur noch der 1. Potenz der Geschwindigkeit proportional sein (vergl. Problem, S. 100 ff.). Dann würden die Gleichungen 1, 2 und 3 (in expliziter Form, S. 54, aufgeführt) eine einfache Integration mit Hülfe elliptischer Integrale zulassen.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

$$\left.\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= -\frac{2a^2 c_\chi}{kM} T, && (\alpha) \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{2(\varepsilon + \cos\varphi)}{c_\chi} T + \frac{r \sin\varphi}{a c_\chi} N, && (\beta) \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{2 \sin\varphi}{\varepsilon c_\chi} T + \frac{r + a(1+\varepsilon^2)}{\varepsilon^2 a c_\chi} N. && (\gamma) \end{aligned}\right\} 2.$$

Die Tangentialkomponente der Geschwindigkeit C ist $c_\chi - c_\mu \cos\psi$, die Normalkomponente $c_\mu \sin\psi$; folglich hat man

$$T = -A(c_\chi - c_\mu \cos\psi)$$
$$N = -A\, c_\mu \sin\psi.$$

Da die Bahnebene jedes Kometen die x-Achse enthält, so muss er nach dem Durchgange durch das Perihel den im Rücken der Sonne befindlichen Nebelschweif durchschreiten. Auf seinem Hingange nach der Sonne erleidet der Komet keinen Widerstand; im Schweife aber wirkt ein bedeutender Widerstand auf ihn ein. Er ist fast ein plötzlicher zu nennen und kann mit einem Stosse verglichen werden. Für den Winkel ψ findet man

$$\operatorname{tg}\psi = +\frac{2a}{b};\ \sin\psi = \frac{-2a}{\sqrt{4a^2+b^2}};\ \cos\psi = \frac{-b}{\sqrt{4a^2+b^2}}.$$

Folglich ist T negativ, N positiv. Aus 2 (α) ergibt sich dann, dass die grosse Bahnachse a zunimmt. In der negativen x-Achse ist $\varphi = \varphi_0$, also

$$\sin\varphi = \frac{b}{a\varepsilon},\ \cos\varphi = \frac{1}{\varepsilon}.$$

Man erkennt aus 2 (β), dass T die Exzentrizität verkleinert, N sie vergrössert. Um festzustellen, ob eine Verkleinerung oder eine Vergrösserung von ε resultiert, bezeichnen wir die in 2 (β) von T abhängende Grösse mit T', die von N abhängende mit N' und bilden T' : N'. Bedenkt man, dass

$$c_\chi = c\sqrt{\frac{2a}{r} + 1};\ c_\mu \leqq c\sqrt{\frac{2a}{r}};\ r = \frac{b^2}{2a}$$

ist, so erhält man

$$-\frac{T'}{N'} = \frac{(2a^2+b^2)(4a^2+2ab+b^2)}{ab^3}.$$

Dieser Ausdruck wird für $b = 0$ und $b = \infty$ unendlich gross und nimmt für $b = 3{,}27\,a$ seinen Minimalwert an, der ungefähr 7,7 beträgt. Die durch N bewirkte Vergrösserung der Exzentrizität beträgt hiernach höchstens den 7,7. Teil der durch T bewirkten Verkleinerung derselben; folglich verkleinert sich die Exzentrizität. — Aus 2 (γ) ergibt sich, dass T eine Rückwärts-, N eine Vorwärtsdrehung der Apsidenlinie bewirkt. Um festzustellen, wann

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

die resultierende Drehung eine Vorwärts- und wann sie eine Rückwärtsdrehung ist, bezeichnen wir die in 2 (γ) von T abhängenden Grösse wieder mit T', die von N abhängende mit N' und bilden T' : N'. Dann folgt

$$-\frac{T'}{N'} = \frac{b\,(4\,a^2 + 2\,ab + b^2)}{a\,(4\,a^2 + 3\,b^2)}.$$

Dieser Ausdruck wächst beständig für $b = 0$ bis $b = \infty$ von 0 bis ∞ und nimmt für $b = a$ den Wert 1 an. Hiernach dreht sich die Apsidenlinie vorwärts, wenn $1 < \varepsilon < \sqrt{2}$, rückwärts, wenn $\varepsilon > \sqrt{2}$ ist.

Es wäre denkbar, dass der von der Schweifmaterie auf die Kometen ausgeübte Widerstand in einzelnen Fällen einen solchen Betrag erreichte, dass die Hauptachse a unendlich gross und negativ würde, wodurch die hyperbolische Bahn in eine elliptische verwandelt wäre (vergl. § 7). Im allgemeinen aber dürfte die Bahn des Kometen nach dem Durchschreiten des Schweifes noch hyperbolisch bleiben. In diesem Falle muss, wenn der Komet unserem Sonnensystem angegliedert werden soll, der Widerstand der feinen Nebelmaterie, in die er nach dem Durchschreiten des Schweifes eintritt, seine hyperbolische Exzentrizität noch weiter verkleinern und die Hauptachse der Bahn vergrössern. Aus der Gleichung 2 (α) folgt, dass nur ein negatives T diese Wirkung haben kann. Nun ist T in jedem Punkte der Bahn, auch noch in unendlicher Entfernung von der Sonne, negativ, wenn die Asymptote des aufsteigenden Hyperbelastes sich nach der Seite der positiven x neigt (siehe Figur 1). Alle Kometenbahnen, deren aufsteigender Ast die angegebene Lage hat, können also in elliptische verwandelt werden. In grösserer Sonnennähe reicht jedoch der Raum, in welchem T negativ ist, noch in das Gebiet der negativen x hinein. Denn da sich die Bewegungsrichtung der feinen Materie auf der Seite der negativen x deutlich gegen die x-Achse neigt (vergl. Figur 1), so nimmt $\cos\psi$ nicht schon für $x = o$, sondern erst für ein negatives x den Wert 0 an. Die Grenzlinie des Gebietes auf der Seite der negativen x, innerhalb dessen T negativ bleibt, beginnt in einem durch die Bahnelemente des Kometen bestimmten Punkte der negativen x-Achse und nähert sich asymptotisch der y-Achse. Wenn der Komet im Innern des Schweifes keine Störungen erlitte, so wäre in der negativen x-Achse $c\alpha = c\mu$; aus der Bedingung $c\alpha - c\mu \cos\psi \geqq 0$ würde sich also $\psi \geqq 0$ ergeben; d. h. das betr. Gebiet erstreckte sich an der negativen x-Achse entlang bis ins Unendliche. Hieraus folgt, dass auch noch solche Kometen, deren aufsteigender Hyperbelast sich etwas nach der Seite der negativen x neigt, durch den Widerstand der feinen Materie der Sonne angegliedert werden können.

Wenn der Sinn der Revolutionsrichtung in den Ellipsen stets derselbe wäre, wie in den Hyperbeln, so müsste die aufsteigende Bahnhälfte sämtlicher Ellipsen nach der Seite der negativen x, ihre absteigende Bahnhälfte nach der Seite der positiven x

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

schauen, d. h. alle Kometen, deren Perihelien auf derselben Seite einer beliebigen, durch die x-Achse hindurchgelegten Ebene lägen, müssten sich, wenn ihre Bahnen auf die zu der angegebenen senkrechte, ebenfalls die x-Achse enthaltende Ebene projiziert werden, in demselben Sinne um die Sonne bewegen, während die Kometen, deren Perihelien auf der andern Seite der betr. Ebene lägen, ihre Umläufe in dem entgegengesetzten Sinne ausführen würden; man könnte also die Kometen der ersten Art als rechtläufig, die der zweiten Art als rückläufig bezeichnen, oder umgekehrt. Allein schon vor der Umwandlung der Hyperbeln in Ellipsen tritt eine Vermischung der Perihelien recht- und rückläufiger Kometen ein. Setzt man für S seinen Wert, so folgt aus 1 (δ)

$$\frac{d\alpha}{dt} = -A(\alpha - \alpha_\mu).$$

Da α_μ einen negativen Wert hat, so nimmt α ab, und zwar um so schneller, je grösser $-\alpha_\mu$ ist, je mehr sich also, da α_μ den Wert $c\,b_\mu$ hat (S. 37) und folglich der Entfernung des Kometen von der x-Achse näherungsweise proportional ist, die Asymptote des aufsteigenden Hyperbelastes der y-Achse nähert. Nimmt α bis zu dem Werte 0 ab, so geht die Hyperbel in eine gerade Linie über, und wird α dann negativ, so kehrt sich die Revolutionsrichtung um.

Neigt sich der aufsteigende Hyperbelast nach der Seite der positiven x, so sind T und N negativ; aus 2 (γ) folgt also, dass sich die Apsidenlinie rückwärts dreht. Neigt sich der aufsteigende Hyperbelast nach der Seite der negativen x, so bleibt N negativ; T wird aber in einer gewissen Entfernung von der Sonne positiv. Hiernach dreht sich die Apsidenlinie auch dann noch rückwärts, wenn der spitze Winkel, den der aufsteigende Hyperbelast mit der negativen x-Achse bildet, über einer gewissen Grenze liegt. Erst wenn er sich ziemlich eng an die negative x-Achse anschliesst, geht die Rückwärts- in eine Vorwärtsdrehung über. — Kehrt sich die Revolutionsrichtung des Kometen um, so dreht sich die Apsidenlinie ebenfalls rückwärts, wenn sich der aufsteigende Hyperbelast eng genug an die positive x-Achse anlehnt. Bildet er mit ihr jedoch einen grösseren spitzen oder einen stumpfen Winkel, so dreht sie sich vorwärts. — Hieraus geht hervor, dass im allgemeinen die Drehung der Apsidenlinie in der Weise erfolgt, als ob der Komet sein Perihel der positiven x-Achse zu nähern suchte.

Steht ursprünglich die Asymptote des aufsteigenden Hyperbelastes auf der x-Achse senkrecht, so ist $\varepsilon = \sqrt{2}$. Für $\varepsilon > \sqrt{2}$ wird nach unserer früheren Angabe (S. 47) die Apsidenlinie im Schweife rückwärts gedreht. Da aber durch den Widerstand der Schweifmaterie die Exzentrizität abnimmt, so wird auch der von der Asymptote und der Apsidenlinie eingeschlossene Winkel φ_0 kleiner. Da $\cos\varphi_0 = \frac{1}{\varepsilon}$, so ist nämlich

$$d\varphi_0 = \frac{d\varepsilon}{\varepsilon\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}.$$

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Besteht, was im allgemeinen der Fall sein dürfte, die Bedingung $-d\omega < -d\varphi_0$, so verkleinert also die Asymptote des aufsteigenden Hyperbelastes trotz der Rückwärtsdrehung der Apsidenlinie den Winkel, den sie mit der positiven x-Achse bildet. Hieraus folgt eine neue Bestätigung unserer früheren Angabe (S. 47), dass auch noch solche Hyperbeln, deren Exzentrizität ursprünglich etwas grösser als $\sqrt{2}$ ist, unserem Sonnensystem angegliedert werden können.

Da bei allen Hyperbeln, deren ursprüngliche Exzentrizität $\leqq \sqrt{2}$ ist, die Apsidenlinie mit der x-Achse anfangs einen Winkel $\leqq 45^0$ einschliesst, so beträgt bei den Kometenbahnen, deren Perihel zur Zeit der Umwandlung in eine Ellipse bis in die y-Achse gerückt ist, die Drehung der Apsidenlinie mindestens 45^0.

Wir fassen die Resultate, zu denen wir bis jetzt gelangt sind, kurz zusammen:

1. Durch den Widerstand der Schweif- und der feinen Nebelmaterie können die hyperbolischen Bahnen solcher Kometen, deren Exzentrizität ursprünglich kleiner, gleich oder wenig grösser als $\sqrt{2}$ ist, in elliptische verwandelt werden.
2. Bei der Drehung der Apsidenlinie nähern sich die Perihelien im allgemeinen der positiven x-Achse.
3. Die grossen Achsen der elliptischen Bahnen neigen sich mit ihrem Aphel grösstenteils nach der Seite der positiven x; nur wenige liegen mit ihrem Aphel auf der Seite der negativen x und schliessen dann mit den y-Achsen verhältnismässig kleine Winkel ein. Die Perihelien der meisten Bahnen liegen also auf der Seite der negativen x, nur wenige auf der Seite der positiven x, und diese sämtlich in der Nähe der durch die y-Achsen gebildeten, auf der x-Achse senkrecht stehenden Ebene.
4. Die Perihelörter recht- und rückläufiger Kometen sind miteinander gemischt.

β) Elliptische Bahnen.

Nunmehr ist noch zu untersuchen, welchen Störungen die Kometen in ihren elliptischen Bahnen unterliegen. Die Störungsgleichungen für elliptische Bahnen lauten

$$\left.\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{2a^2 c_\chi}{kM} T, && (\alpha) \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{2(\varepsilon + \cos\varphi)}{c_\chi} T - \frac{r \sin\varphi}{a c_\chi} N, && (\beta) \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{2 \sin\varphi}{\varepsilon c_\chi} T + \frac{a(1+\varepsilon^2) - r}{\varepsilon^2 a c_\chi} N. && (\gamma) \end{aligned}\right\} 3.$$

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Die Art der Störungen hängt von der Lage der Ellipse zur Bewegungsrichtung der Sonne im Nebel ab. Man kann 4 Hauptlagen unterscheiden:

a) Die grosse Achse fällt mit der x-Achse zusammen;
   1. Das Aphel liegt in der positiven x-Achse;
   2. Das Aphel liegt in der negativen x-Achse.

b) Die grosse Achse steht senkrecht auf der x-Achse;
   3. Die aufsteigende Bahnhälfte liegt auf der Seite der negativen x;
   4. Die aufsteigende Bahnhälfte liegt auf der Seite der positiven x.

Sind die Störungen in diesen 4 Hauptlagen bestimmt, so lassen sie sich in den Zwischenlagen leicht übersehen. Um bei der Herleitung der Störungen die Ausdrucksweise zu vereinfachen, bezeichnen wir die der Sonne zugewandte, das Perihel enthaltende Bahnhälfte des Kometen mit P, die der Sonne abgewandte, das Aphel enthaltende mit A; ferner nennen wir die aufsteigende Bahnhälfte I, die absteigende II. Dann zerfällt die ganze Ellipse in die 4 gleichen Teile P_I, A_I, A_{II}, P_{II}.

1. Hauptlage.

T ist in I negativ, im grössten Teile von II positiv. Der in der Nähe des Perihels und des Aphels liegende Teil von II, innerhalb dessen T noch negativ bleibt, lässt sich auf folgende Weise bestimmen.

Die Bewegungsrichtung der feinen Materie ist auf der Seite der positiven x näherungsweise der x-Achse parallel. Der Winkel ψ ist daher näherungsweise dem Winkel gleich, den die Kurventangente mit der Richtung der negativen x einschliesst. Man findet nach einer längeren, aber leichten Rechnung.

$$\cos\psi = -\frac{\sin\psi}{c_\chi}\sqrt{\frac{k\,M}{p}}.$$

Soll $T = 0$ werden, so muss hiernach die Gleichung

$$c_\chi^4 = c_\mu^2 \sin^2\varphi\,\frac{k\,M}{p}$$

erfüllt sein. Setzt man für c_χ^2 und $\sin^2\varphi$ ihre Werte

$$c_\chi^2 = k\,M\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right);\ \sin^2\varphi = \frac{p}{\varepsilon^2}\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} - \frac{p}{r^2}\right),$$

und löst die entstehende Gleichung nach r auf, so erhält man

$$\frac{r}{a} = \frac{4\,E + p}{2\,E + a \pm \sqrt{a^2\,\varepsilon^2 - E\,p}};\ E = \frac{k\,M\,\varepsilon^2}{c_\mu^2}.$$

Wählt man das Zeichen —, so findet man, dass r sich von der Apheldistanz $a\,(1 + \varepsilon)$ nur um die verschwindend kleine Grösse

$$\frac{E\,q\,(1 - \varepsilon)^2}{2\,\varepsilon\,(2\,E + q)}$$

unterscheidet, dass also der Teil von A_{II}, in welchem T negativ

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

ist, vernachlässigt werden kann. — Wählt man das Zeichen +, so wird, da E gegen a verschwindet, in erster Näherung

$$r = \frac{4\,E + p}{1 + \varepsilon}.$$

Schreibt man

$$c_\mu^2 = \frac{2\,k\,M}{r} + c^2$$

und löst die entstehende Gleichung noch einmal nach r auf, so erhält man, wenn man der Einfachheit halber $\varepsilon = 1$ setzt,

$$r = \frac{p}{4} + \sqrt{\frac{p^2}{16} + \frac{k\,M\,p}{c^2}}.$$

Hieraus ergibt sich für r ein verhältnismässig kleiner Wert (für $q = 2\,r_e$ und $c = 18$ km/sec z. B. nicht grösser als $4{,}5\,r_e$). In Wirklichkeit ist der Wert von r, für den T negativ zu werden beginnt, noch kleiner, da in der Perihelnähe die feine Nebelmaterie der negativen x-Achse unter einem mehr oder weniger schiefen Winkel zueilt. Der Teil von P_{II}, innerhalb dessen T negativ ist, kann daher ebenfalls vernachlässigt werden. — Aus allem Gesagten folgt, dass T in II ohne grossen Fehler als positiv betrachtet werden darf. Der absolute Wert von T ist aber in II, da sich hier die in die Richtung der Tangente fallende Komponente von c_μ von c_χ subtrahiert, während sie sich in I zu ihr addiert, beträchtlich kleiner als in dem symmetrisch liegenden Punkte von I. — Die Normalkomponente N ist in A positiv, in P negativ.

α. Aenderung von a. Die grosse Achse nimmt in I ab, in II zu. Die Zunahme in II ist jedoch bedeutend geringer als die Abnahme in I.

β. Aenderung von ε. Aus 3 (β) folgt, dass in P_I und in A_{II} T eine Abnahme, N eine Zunahme, in A_I und in P_{II} T eine Zunahme, N eine Abnahme der Exzentrizität bewirkt. Die Wirkungen von N sind in I und II gleich, aber entgegengesetzt, die von T in I grösser als in II.

γ. Aenderung von ω. Aus 3 (γ) folgt, dass T die Apsidenlinie in I und in II rückwärts, N in P sie rückwärts, und in A, abgesehen von einer kurzen, das Aphel einschliessenden Strecke [für $r > a\,(1 + \varepsilon^2)$], sie vorwärts dreht.

2. Hauptlage.

T ist in I positiv, in II negativ, hier aber absolut genommen bedeutend grösser als in I; N ist in P positiv, in A negativ.

α. Aenderung von a. a nimmt in I zu, jedoch weniger, als es in II abnimmt.

β. Aenderung von ε. In P_I und in A_{II} bewirkt T eine Zunahme, N eine Abnahme, in P_{II} und A_I T eine Abnahme, N eine Zunahme von ε.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

γ. Aenderung von ω. T bewirkt in jedem Punkte, N in P und in der Nähe des Aphels eine Vorwärtsdrehung, in dem übrigbleibenden Teile von A eine Rückwärtsdrehung der Apsidenlinie.

3. Hauptlage.

N ist in I negativ, in II positiv. T ist fast in der ganzen Bahn negativ und wird nur in der Nähe des Perihels positiv. Die Kurvenpunkte, in denen $T = 0$ wird, lassen sich auf folgende Weise bestimmen.

Bei der vorausgesetzten Lage der Bahn ist

$$\sin \psi = \frac{\sin \varphi}{c_\chi} \sqrt{\frac{k\,M}{p}}.$$

Soll $T = 0$ werden, so muss also die Gleichung

$$c_\chi^4 = c_\mu^2 \left(c_\chi^2 - \sin^2 \varphi \frac{k\,M}{p} \right)$$

erfüllt sein. Schreibt man wieder für c_χ^2 und $\sin^2 \varphi$ ihre früher angegebenen Werte, und löst die entstehende Gleichung nach r auf, so erhält man

$$\frac{r}{a} = \frac{4\,E - 1}{2\,E - 1 \pm \sqrt{E}}; \quad E = \frac{k\,M\,\varepsilon^2}{p\,c_\mu^2},$$

oder

$$\frac{r}{a} = \frac{1 \pm 2\sqrt{E}}{1 \pm \sqrt{E}}.$$

Für die 3. Hauptlage gilt das Zeichen —, für die 4. Hauptlage das Zeichen +. Setzt man das Zeichen —, so ist die letzte Gleichung für $E = \frac{1}{4}$ näherungsweise erfüllt. Löst man die Gleichung $E = \frac{1}{4}$ nach r auf, so folgt

$$r = \frac{p}{2\,\varepsilon^2 - \frac{c^2\,p}{2\,k\,M}}.$$

Setzt man wieder näherungsweise $\varepsilon = 1$, $p = 2\,q$ und $c = 18$ km/sec, so erhält man hieraus

$$r = \frac{q}{1 - 0{,}18\,\frac{q}{r_e}}.$$

Dieser Wert ist sehr klein. Der Teil von P, innerhalb dessen T positiv ist, darf daher vernachlässigt und T selbst überall als negativ betrachtet werden.

α. Aenderung von a. Die grosse Bahnachse nimmt ab.

β. Aenderung von ε. T bewirkt in P eine Abnahme, in A eine Zunahme, N bewirkt überall eine Zunahme der Exzentrizität. ε nimmt hiernach, wenn c einen gewissen Wert überschreitet,

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

im allgemeinen zu. Für $\varepsilon = 1$ geht die Ellipse in eine Gerade und dann wieder in eine Ellipse über, die der Komet jedoch in umgekehrter Richtung durchläuft.

γ. Aenderung von ω. T und N drehen die Apsidenlinie in I rückwärts, in II um den gleichen Betrag vorwärts.

4. Hauptlage.

In grösserer Entfernung von der Sonne ist $c\mu$ näherungsweise gleich c. Schreibt man

$$E' = \frac{k\,M\,\varepsilon^2}{p\,c^2},$$

so folgt aus der Gleichung

$$\frac{r}{a} = \frac{1 + 2\sqrt{E'}}{1 + \sqrt{E'}},$$

dass die Bahnstrecke, innerhalb deren T positiv wird, einen grösseren Teil von A ausmachen kann. Wir bezeichnen diesen Teil mit A', den übrig bleibenden mit A''. N ist in I positiv, in II negativ.

α. Aenderung von a. Die grosse Bahnachse nimmt ab; doch vergrössert sie sich in A'.

β. Aenderung von ε. T verkleinert die Exzentrizität in P und in A', vergrössert sie in A''; N verkleinert ε in jedem Punkte der Bahn.

γ. Aenderung von ω. T und N bewirken in I und II eine Vorwärts- und Rückwärtsdrehung der Apsidenlinie um den gleichen Betrag. Sie wirken dabei in jedem Punkte der Bahn, abgesehen von der Strecke A' für $r < a\,(1 + \varepsilon^2)$, einander entgegen.

Beliebige Lage.

Will man die Aenderungen der Elemente bei einer beliebigen Lage der Bahnellipse feststellen, so kann man die Störungsgleichungen in eine dazu geeignete Form überführen. Bezeichnet man den Winkel, den der nach dem Aphel gerichtete Teil der grossen Bahnachse mit der positiven x-Achse bildet, und der von der Bahnachse aus im Sinne der Bewegung des Kometen gemessen wird, mit δ, und den Winkel, den die Kurventangente mit dem nach dem Perihel gerichteten Teile der Hauptachse bildet, mit χ, so ist

$$\sin\chi = \frac{\varepsilon + \cos\varphi}{c_\chi}\sqrt{\frac{k\,M}{p}};\quad \cos\chi = \frac{\sin\varphi}{c_\chi}\sqrt{\frac{k\,M}{p}},$$

$$\psi = \pi - (\delta + \chi),$$

also

$$T = -A\,[c_\chi + c\mu\cos(\delta + \chi)];\quad N = -A\,c\mu\sin(\delta + \chi).$$

Setzt man diese Werte in 3 ein, so lassen sich die beiden letzten Gleichungen durch

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

$$c_\varkappa^2 = k\,M\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right)$$

dividieren, und man erhält, wenn man

$$\sin\varphi\,dt = \frac{p}{\varepsilon\,\alpha}\,dr;\quad \varepsilon + \cos\varphi = \frac{p}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a}\right)$$

schreibt,

$$\frac{1}{A}\,da = -2\,a^2\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right)dt$$

$$-\frac{2\,a^2\,c\mu}{\varepsilon}\sqrt{\frac{p}{k\,M}}\left[\frac{\cos\delta}{\alpha}\,dr - \sin\delta\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a}\right)dt\right];$$

$$\frac{1}{A}\,d\varepsilon = -\frac{2\,p}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a}\right)dt$$

$$+\frac{c\mu}{\varepsilon^2}\sqrt{\frac{p}{k\,M}}\left[-\frac{\cos\delta\,p}{\alpha}\left(1 - \frac{r}{a}\right)dr + \sin\delta\left(\frac{r}{a} + \frac{p}{r} - \frac{2\,p}{a}\right)dt\right];$$

$$\frac{1}{A}\,d\omega = -\frac{2\,p}{\varepsilon^2\alpha}\,dr$$

$$+\frac{c\mu}{\varepsilon^2}\sqrt{\frac{p}{k\,M}}\left[\frac{\sin\delta}{\alpha}\,(p - r)\,dr + \cos\delta\left(\frac{r}{a} + \frac{p}{r} - \varepsilon^2 - 2\right)dt\right].$$

Für die Kometen, die während des Verweilens der Sonne im Nebel mehrere Umläufe ausgeführt haben, ergibt sich aus der letzten Gleichung, wenn man für δ nahe bei 90^0 gelegene Werte setzt, dass die Hauptlage 3 eine stabile, die Hauptlage 4 eine labile Gleichgewichtslage der Bahn sei, dass also während eines Umlaufes des Kometen die Apsidenlinie in der Lage 3 um die y-Achse hin- und herschwankt, in der Lage 4 sich aber mit jedem Umlaufe weiter von ihr entfernt und dass ferner die grösste während eines Umlaufs erfolgende Gesamtdrehung der Apsidenlinie in der positiven oder negativen x-Achse, also in der Hauptlage 1 und 2 zu verzeichnen ist. In den Zwischenlagen von 3, 1 und 4 erfolgt die Drehung rückwärts, in den Zwischenlagen von 3, 2 und 4 vorwärts. Hieraus folgt, dass die früher hergeleitete, beim Uebergange der Hyperbeln in Ellipsen sich ausbildende Gesetzmässigkeit der Lage der Perihelörter, nach welcher sie sich sämtlich auf der Seite der negativen x verteilen, oder bei positivem x, der y-Ebene benachbart sein müssen, nicht mehr erhalten bleibt. Es rücken die Perihelien auch in die Nähe der positiven x-Achse und verteilen sich also über den ganzen Himmel. Da aber bei einer Drehung der Apsidenlinie um einen grösseren Winkel auch α und ε bedeutende Veränderungen erleiden, so können in der Nähe der positiven x-Achse nur die Perihelien solcher Kometenbahnen liegen, deren grosse Achse und Exzentrizität verhältnismässig klein sind.[1])

---

[1]) Dass die Kometenbahnen bereits in ihrem Zustande als Hyperbeln ihr Perihel in die Nähe der positiven x-Achse verlegten, darf nicht angenommen werden. Da beim Hinüberwandern des Perihels auf die Seite der positiven x

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Unsere, die Störungen der elliptischen Bahnen betreffenden Untersuchungen haben zu folgenden Ergebnissen geführt:

1. Die grosse Achse verkleinert sich. Ein Komet, der einmal in elliptischer Bahn zur Sonne zurückgekehrt ist, bleibt ihr also immer erhalten.
2. Die Exzentrizitäten nehmen ab und zu. Erreichen sie im letzten Falle den Wert 1, so kehrt der Komet seine Revolutionsrichtung um.
3. Bei der Drehung der Apsidenlinie streben alle Kometenbahnen der Hauptlage 3 als ihrer Gleichgewichtslage zu. Infolge der Drehung verteilen sich die Perihelörter über den ganzen Himmel; die Bahnen, deren Perihelien in der Nähe der positiven x-Achse liegen, haben jedoch kleine Achsen und Exzentrizitäten.

b. Die Wirkung der Orthogonalkomponente des Widerstandes.

§ 6.

Wenn ausser den betrachteten keine anderen Störungen der Kometenbahnen vorhanden wären, so würde eine Regelmässigkeit, die in Wirklichkeit nicht besteht, erhalten bleiben. Da alle Bahnebenen die x-Achse enthalten, so liegen nämlich ihre Pole auf einem grössten Kreise, dessen Ebene senkrecht auf der x-Achse steht; in Wirklichkeit verteilen sich die Pole jedoch über das ganze Himmelsgewölbe. Es ist nun nicht schwer, Ursachen anzugeben, die zu einer Verschiebung der Bahnebenen aus ihrer ursprünglichen Lage führen mussten. Es darf angenommen werden, dass sich die relative Bewegungsrichtung von Sonne und Nebel, vielleicht infolge einer Art Rotationsbewegung des Nebels, mit der Zeit änderte, oder dass die Sonne in verschiedene Nebelteile eintrat, deren Bewegungsrichtung nicht genau untereinander übereinstimmte. Endlich ist auch unsere frühere Annahme, die Kometenmassen befänden sich im Nebel in relativer Ruhe, nicht genau richtig. Da kleine relative Geschwindigkeiten bestehen, so ist für jeden Kometen die x-Achse eine andere; seine Bahn bildet also mit der Bewegungsrichtung der Sonne einen kleinen Winkel. Die angegebenen Gründe führen dazu, bei den Kometen auch eine orthogonale Widerstandskomponente wirksam zu denken. Aus den Gleichungen

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{r \sin u}{\alpha \sin i} O,$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{r \cos u}{\alpha} O$$

---

die auf den Kometen im aufsteigenden Hyperbelast wirkende Tangentialkomponente des Widerstandes positiv wird, so könnte der Komet dann seine Bahn nicht mehr in eine elliptische umformen und würde also der Sonne verloren gehen.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

folgt, dass sie eine Drehung der Knotenlinie und Neigungsänderungen in Beziehung auf eine beliebig angenommene Normalebene hervorruft. Wenn beim Durcheilen des Nebels die relative Bewegungsrichtung der Sonne und der Nebelmassen sich allmählich um den Winkel γ ändert, so folgt hieraus schon, dass die Pole der Bahnen nicht mehr auf einem grössten Kreise liegen können, sondern sich auf eine Kugelzone mit dem Zentriwinkel γ verteilen müssen. Durch die Einwirkung der Orthogonalkomponente werden sie dann aus ihrer ursprünglichen Lage herausgerissen und noch weiter über den ganzen Himmel verstreut.[1]) Die Verschiebung der Pole wird sowohl durch Neigungsänderungen der Bahn, als durch die Drehung der Knotenlinie hervorgerufen. Die angegebenen Gleichungen zeigen, dass $\frac{d\Omega}{dt}$ und $\frac{di}{dt}$ ihren grössten Wert erreichen, wenn die Exzentrizität gleich 1 wird, d. h. wenn sich die Revolutionsrichtung des Kometen umkehrt. In diesem Falle ist nämlich $\alpha = 0$, und $d\,\Omega$ und di nehmen, auch wenn die Orthogonalkomponente unendlich klein ist, einen endlichen Wert an. Später wird sich zeigen, dass eine schwache Gesetzmässigkeit in der Verteilung der Pole der Kometenbahnen doch noch auzutreffen ist.

Unsere Voraussetzung, dass die von der Sonne durchschrittenen Nebelteile nicht überall dieselbe Bewegungsrichtung besassen, gibt noch einen neuen Erklärungsgrund für die Vermischung der Perihelien recht- und rückläufiger Kometen und für die Ausbreitung der Perihelörter über den ganzen Himmel.

1. Die ursprüngliche Bewegungsrichtung der Sonne im Nebel möge als x-Achse, die spätere als x'-Achse bezeichnet werden. Wir denken uns senkrecht zu beiden Achsen 2 Ebenen L und L' gelegt, ferner durch ihre Schnittlinie zwei Ebenen M und M', von denen die erste die x-Achse, die zweite die x'-Achse enthält. Bezeichnet man bei den älteren Kometen, deren Perihelien auf der Seite der negativen x in dem Winkelraume zwischen L und L' liegen, die Bewegung in ihrer ursprünglichen hyperbolischen Bahn als rechtläufig, so ist sie bei den jüngeren Kometen, deren Perihelien in demselben Winkelraume liegen, rückläufig. Die Drehung der Knotenlinie bewirkt dann eine noch weiter gehende Vermischung der Perihelien recht- und rückläufiger Kometen.

2. Nach unseren früheren Auseinandersetzungen (S. 54) ist nur eine beschränkte Anzahl, und zwar kurzperiodischer, Kometen vorhanden, deren Perihelien auf der Seite der positiven x liegen.

---

[1]) Mit der Ausbreitung der Pole über den Himmel verhält es sich hiernach anders als mit der Ausbreitung der Perihelörter. Die Perihelien lang periodischer Kometen können sich nach unseren früheren Untersuchungen (S. 47 f.) bei unveränderter Fortschreitungsrichtung der Sonne im Nebel nur über die im Rücken der Sonne liegende Himmelskugel und über eine schmale Randzone derselben verteilen; auch bei veränderlicher Fortschreitungsrichtung muss, wenigstens wenn die von den verschiedenen Bewegungsrichtungen eingeschlossenen Winkel kleiner als 90^0 sind, die Umgebung des Apex der Sonnenbewegung von den Perihelien lang periodischer Kometen frei bleiben. Die Pole aber vermögen sich über den ganzen Himmel zu zerstreuen.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Aendert sich die relative Bewegungsrichtung der Sonne und des Nebels, so verkleinert sich der Raum, in welchem die Perihelörter nur spärlich vertreten sind, um den zwischen den Ebenen M und M' liegenden Winkelraum. Der übrig bleibende Raum wird jedoch durch die bei der Drehung der Knotenlinie erfolgende Verschiebung der Perihelörter noch weiter verkleinert. Die Verschiebung erfolgt gleichzeitig mit der allmählichen Umwandlung der hyperbolischen Bahn in eine elliptische und kann ihrer Grösse nach mit der Aenderung von ε in Parallele gebracht werden.

5. Die Kometen unseres Sonnensystems.

Nachdem wir im vorhergehenden Abschnitte im allgemeinen die Störungen hergeleitet haben, denen die Kometenbahnen im Innern der Nebelmaterie unterliegen, gehen wir nun dazu über, festzustellen, ob die bei den Kometen unseres Sonnensystems tatsächlich vorliegenden Verhältnisse mit den allgemeinen Resultaten im Einklange stehen, ob unsere Theorie also Anspruch darauf erheben darf, als die richtige angesehen zu werden. Es empfiehlt sich dabei, die Elemente der Kometenbahnen einzeln zu diskutieren.

a. Die Perihelörter.

§ 7.

Die Länge und Breite der Perihelien lassen sich mit Hülfe der Formeln

$$\sin b = \sin \omega \,.\, \sin i; \quad \operatorname{tg}(l - \Omega) = \operatorname{tg} \omega \,.\, \cos i \quad .$$

berechnen. Sie sind in folgender Tabelle enthalten:

K[1]	l	b	K	l	b	K	l	b	K	l	b
1	176	26	17	274	—9	33	214	—23	53	185	62
2	230	—3	f	209	55	34	165	12	54	130	10
3	334	28	18	264	—1	35	284	43	55	139	—3
a	268	43	19	298	17	36	317	9	56	57	45
b	313	±10	20	84	—3	37	7	—35	57	53	27
c	89	57	21	9	—1	38	71	—58	58	122	3
4	318	2	22	6	36	39	111	17	59	33	—22
5	139	11	23	40	—8	40	129	—16	60	313	10
6	4	50	24	73	37	41	54	23	61	326	18
7	296	76	g	358	11	42	279	36	62	302	17
d	303	17	h	304	19	43	99	68	63	92	54
8	153	14	25	259	—39	44	106	76	64	198	—29
9	5	52	26	109	13	*45	323	1	*65	93	0
10	135	5	i	219	—28	46	268	—8	66	238	38
11	301	6	27	278	32	47	102	83	67	206	21
12	343	64	28	188	54	48	255	—27	68	314	—49
13	2	40	29	191	—44	49	73	34	69	231	17
14	228	5	30	108	65	50	344	61	70	254	—57
15	47	5	31	241	—24	51	58	—9	71	123	—13
16	97	10	32	9	—3	52	274	5	72	246	34

[1]) Numerierung und Rechnung gehen auf die Angaben in Valentiners Handwörterbuch der Astronomie zurück. Die mit einem Sternchen bezeichneten Kometen sind kurzperiodisch ($\varepsilon < 0{,}9$).

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

K	l	b	K	l	b	K	l	b	K	l	b
73	69	—78	129	96	—10	187	273	0	245	312	—16
74	138	—4	130	276	13	188	83	—35	246	14	—5
75	160	64	*131	275	3	*189	323	1	247	4	33
76	82	72	*132	67	—2	190	310	38	248	101	—42
77	6	51	133	232	11	191	13	—61	249	94	77
78	141	40	134	187	—12	192	291	27	250	311	—62
79	251	0	135	226	—30	193	36	33	*251	306	—1
80	150	—19	136	272	—1	194	153	—20	252	49	—14
*81	356	—1	137	296	28	195	210	—16	253	321	—44
82	210	—31	138	250	—21	196	316	9	254	84	—8
83	104	11	139	359	54	197	294	—60	255	299	—59
84	109	—9	140	262	54	198	51	8	256	299	—14
85	95	—39	141	13	3	199	168	76	257	287	25
86	354	43	142	321	—32	200	299	66	258	10	17
87	83	28	143	120	—39	201	102	30	259	345	42
88	262	—43	144	36	0	202	166	—13	260	279	16
89	274	—66	145	56	6	203	215	—28	261	199	—6
90	259	23	146	239	—80	204	239	9	262	270	50
91	19	24	147	11	28	205	86	—6	263	142	61
*92	52	—4	148	303	14	206	130	58	264	66	61
93	72	—19	149	258	—53	207	232	38	265	80	36
94	93	—24	150	211	2	208	22	—1	266	282	2
95	248	53	151	318	18	209	233	43	267	45	4
*96	157	—1	152	234	—17	210	43	38	268	320	71
97	170	—28	153	224	—7	*211	199	8	269	242	61
98	3	48	154	277	4	212	192	77	270	281	35
99	99	11	155	208	—5	213	14	44	271	98	29
100	267	27	156	182	50	214	2	8	272	76	—22
101	55	26	157	69	20	215	22	—77	273	255	10
*102	105	—22	158	357	41	216	150	—29	274	305	6
103	250	52	159	40	38	217	39	30	275	268	—5
104	31	16	160	1	—55	218	124	72	276	328	33
105	126	24	161	280	35	219	1	—23	*277	19	—5
106	247	—48	162	296	42	220	217	—33	278	272	6
107	62	47	*163	49	—4	221	276	—30	279	58	31
108	195	—4	*164	313	—3	222	167	—19	280	34	—27
109	44	—49	165	190	—23	223	300	4	281	281	36
110	110	—12	166	297	2	224	329	25	282	48	—73
111	42	—22	167	100	42	225	134	—32	283	69	66
112	359	50	168	182	—21	226	133	74	284	105	37
113	159	42	169	269	47	227	250	4	*285	306	—5
114	184	—13	170	100	—16	228	257	55	*286	20	3
115	323	18	*171	115	7	229	97	—3	287	272	2
116	161	—23	172	79	13	230	83	54	288	230	36
117	103	—24	173	92	55	231	135	76	289	290	23
118	269	4	*174	243	—10	232	185	—10	290	206	53
119	76	—44	175	161	29	233	304	1	291	238	60
120	245	28	176	101	50	234	188	—48	292	280	38
121	85	54	177	269	—46	235	333	41	*293	230	1
122	108	61	178	167	32	236	162	0	294	14	—21
123	52	—22	179	235	83	237	79	68	*295	8	—2
124	79	—18	180	26	27	238	60	3	296	261	32
125	69	—3	181	81	15	*239	76	—1	297	65	78
126	218	—25	182	260	—71	*240	236	5	298	281	38
127	141	40	183	359	—79	241	249	31	299	105	20
k	276	—34	184	38	—28	242	274	37	300	106	23
l	76	0	185	217	30	243	128	—7	301	260	4
128	250	68	186	241	—50	*244	43	5	302	245	0

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

K	l	b	K	l	b	K	l	b	K	l	b
303	126	56	318	121	—78	333	210	—1	[1]) 348	21	12
304	82	—51	319	261	15	334	179	1	349	334	11
305	16	—5	320	73	51	335	152	41	350	9	4
306	76	—13	*321	345	5	*336	334	7	351	274	—17
307	327	26	*322	18	5	*337	310	12	352	257	—44
308	280	—13	323	156	—24	338	273	4	353	253	11
*309	2	—2	324	101	36	339	70	59	354	160	—14
*310	40	10	325	292	14	340	280	44	355	119	2
311	200	—17	326	183	—10	341	256	5	356	140	23
312	267	53	*327	131	4	342	88	—24	357	36	—6
313	95	63	328	204	—36	343	278	—49	358	107	52
314	112	—12	*329	345	—3	344	100	2	359	238	41
315	283	17	*330	338	1	345	199	8	360	210	40
*316	57	3	331	60	—59	346	326	32	361	70	—4
317	14	1	332	47	—38	347	18	5			

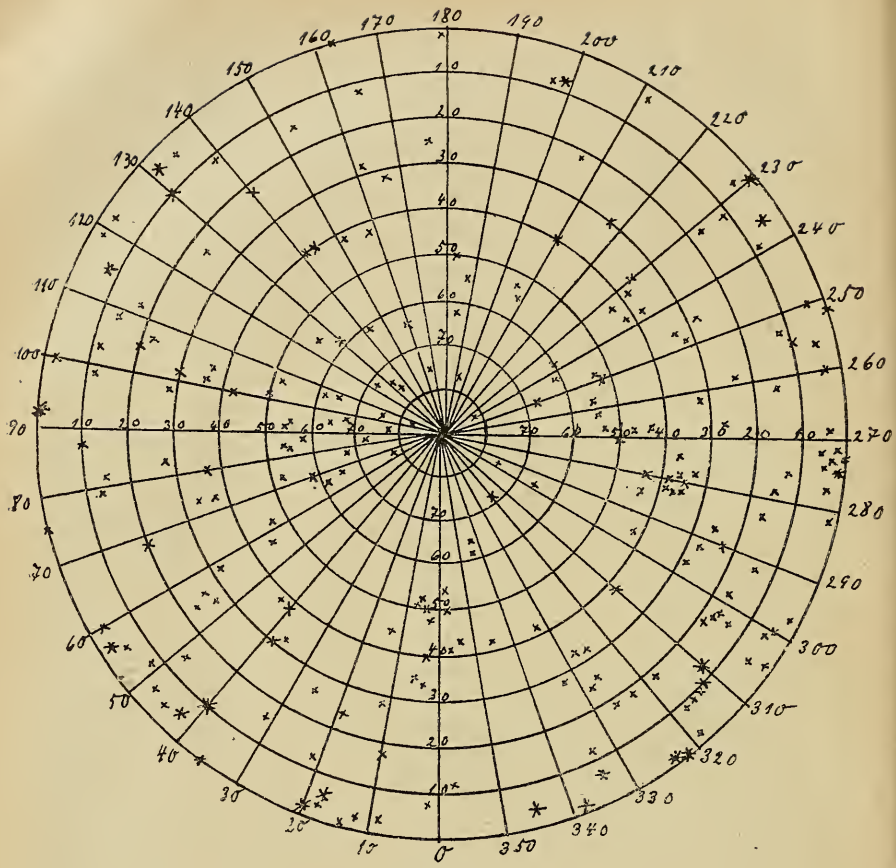
Die Verteilung der Perihelörter am Himmel geht aus den Karten 1 u. 2 hervor (S. 60 u. 61); Karte 1 enthält die nördlich, Karte 2 die südlich von der Ekliptik liegenden Perihelien.[2]) Sie lassen erkennen, dass die Verteilung keine gleichmässige ist. Auf der Nordseite der Ekliptik liegen mehr Perihelien als auf der Südseite; ferner weisen beide Halbkugeln Häufungsstellen und wieder andere Gebiete auf, die fast völlig von Perihelien entblösst sind.

Nach unseren früheren Untersuchungen über die Verteilung der Perihelörter lagen die Perihelien sämtlicher Kometen zur Zeit der Umwandlung ihrer Bahn in eine Ellipse innerhalb oder doch in einer Randzone der im Rücken der Sonne liegenden, durch die Ebene der y-Achsen begrenzten Himmelshalbkugel. Bei allen Kometen, die sich jetzt in fast parabolischen Bahnen bewegen, konnten sich diese Verhältnisse dann später nicht mehr wesentlich ändern, da andernfalls auch die Exzentrizitäten noch grössere Aenderungen erfahren hätten. Es war also nur infolge einer Verschiebung der Fortschreitungsrichtung der Sonne im Nebel möglich, dass Perihelien, die ursprünglich im Rücken der Sonne lagen, auf die Seite der positiven x hinüberrückten. Hieraus folgt, dass, wenn nicht ganz beträchtliche Verschiebungen der relativen Bewegungsrichtung von Sonne und Nebel eintraten, die Umgebung des Apex der Sonnenbewegung verhältnismässig arm an Perihelien bleiben musste. In der Tat weist die südliche Halbkugel (siehe Karte 2) in 230° bis 30° l, abgesehen von 2 kleineren Häufungsstellen in 270° und 310° l, nur wenige Perihelien auf. Im Gegensatze hierzu ist aber die nördliche Halbkugel (Karte 1) von 230° bis 340° l an Perihelörtern reich, und zwar liegen sie hier

[1]) Die Kometen 348 bis 361 sind in Valentiners Handwörterbuch nicht enthalten. Sie wurden in den Jahren 1900 bis 1905 entdeckt. Die Daten der noch später entdeckten Kometen standen mir nicht zur Verfügung.

[2]) Die Perihelörter der (34) kurzperiodischen Kometen, deren Exzentrizität kleiner als 0,9 ist, sind durch Sternchen bezeichnet. Es empfiehlt sich sie bei der Betrachtung der Verteilung der Perihelörter auszuschalten (siehe S. 68 u. Anm. S. 65).

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

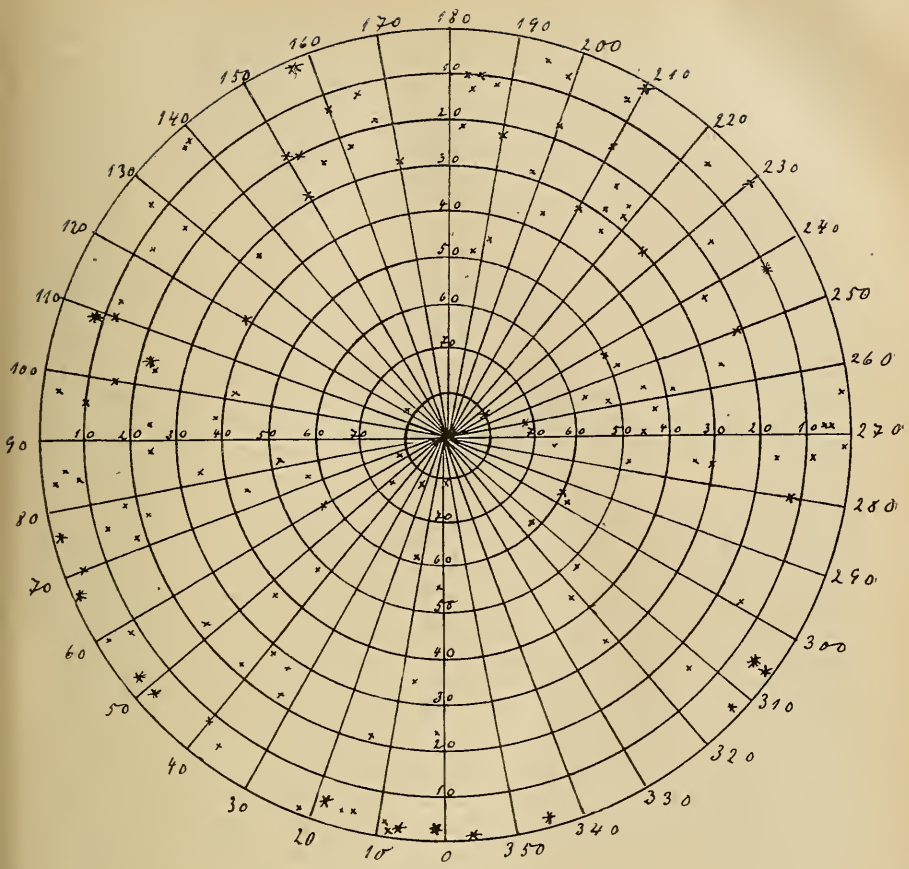


Karte 1.

dichter zusammen als irgendwo sonst. Es ist fraglich, ob diese Anhäufungen allein durch die Drehung der Apsiden- und der Knotenlinien und durch Neigungsänderungen hervorgerufen werden konnten; denn es scheint uns, dass die Perihelien sich dann gleichmässiger hätten verteilen müssen, auf keinen Fall sich aber in der Umgebung des Apex der Sonnenbewegung [nach Kobold 270° l und 23° b] zu einer Häufungsstelle zusammendrängen können. Wir schliessen daher, dass Kometen noch auf andere Weise in dem Anziehungsbereiche der Sonne festgehalten werden konnten, und es ist auch nicht schwer, dafür von uns bis jetzt noch nicht beachtete Ursachen anzugeben.

Die Massen des der Sonne folgenden Nebelschweifes stürzten, wenn die senkrecht auf dem Radiusvektor stehende Bewegungskomponente beim Zusammenstoss gänzlich vernichtet wurde, in gerader Linie nach der Sonne zurück. Waren die zusammenstossenden Massen aber nicht genau gleich dicht, so behielt die dichtere

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at



Karte 2.

einen Teil ihrer seitlichen Bewegung bei und vermochte sich daher beim Zurückfallen nach der Sonne in einer Ellipse um sie herum zu bewegen. In diesem Falle hatte der Schweif allerdings keine Walzen-, sondern eine Trichterform; sein Durchmesser nahm mit dem Abstande von der Sonne zu. — Auch dann, wenn die zusammenstossenden Massen ihre ganze auf dem Radiusvektor senkrecht stehende Bewegungskomponente einbüssten, der Schweif also verhältnismässig dünn war und seine Materie in gerader Linie zur Sonne stürzte, brauchte sie sich nicht gänzlich mit derselben zu vereinigen. Wenn sich nämlich die Fortschreitungsrichtung der Sonne im Nebel allmählich änderte, so nahm der Schweif eine gekrümmte Form an. Seine entfernteren Teile erlitten dann beim Sturze nach der Sonne durch die feine Nebelmaterie einen seitlichen Widerstand, der die Massen von ihrer geraden Bewegungsrichtung ablenkte und sie zwang, sich in lang gestreckten, elliptischen Bahnen zu bewegen. — Vielleicht durchschritt die Sonne

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

auch kleinere Gebiete im Nebel, wo die Materie sich dichter häufte und mit zahlreichen örtlichen Kondensationen erfüllt war. Wenn diese Massen im Rücken der Sonne in der Entfernung a bis 2a miteinander kollidierten, so war es möglich, da im allgemeinen ein schiefer Stoss vorlag, dass sie sich in langgestreckter elliptischer Bahn von der Sonne entfernten und ihr also als Kometen erhalten blieben. — In allen drei Fällen mussten die Perihelien der entstehenden Kometenbahnen vor der Sonne, und zwar ziemlich dicht beieinander liegen.

Wir nehmen an, dass die meisten Kometen, deren Perihelien sich auf der nördlichen Halbkugel zwischen 230° und 340° Länge zusammendrängen, auf die angegebene Weise gewonnen wurden. Innerhalb dieser Zone lassen sich wieder drei Häufungsstellen unterscheiden, die erste bei 230° bis 240°, die zweite bei 270° bis 280°, die dritte bei 300° bis 320°. Wir schliessen daraus, dass die Sonne nacheinander drei Nebelteile durchschritten habe, deren Eigenbewegung voneinander verschieden war und dadurch zu einer Verschiebung der Fortschreitungsrichtung der Sonne im Nebel Veranlassung gab.[1]) Die Kometen, deren Perihelien auf der südlichen Halbkugel zwischen 240° und 320° l und zwischen —20° bis —90° b liegen, sind, da sie von den Häufungsstellen ziemlich weit entfernt sind, wahrscheinlich nicht auf die angegebene Weise gewonnen werden. Die Erklärung ihrer Angliederung an das Sonnensystem macht jedoch keine Schwierigkeit. Bezeichnen wir die Richtungen der positiven x-Achse zur Zeit der Entstehung der drei Häufungsstellen in 240°, 280° und 310° mit I, II, III, so können z. B. die Kometen, deren Perihelien auf der südlichen Halbkugel zwischen —20° und —90° b in 310° l liegen, als normale bei der Lage I oder II entstandene gelten. Die Kometen, deren Perihelien in derselben Breite in 200° bis 230° l liegen, können ebenso als normale bei der Lage II und III, und endlich diejenigen, deren Perihelien in 240° bis 280° l liegen, als normale bei der Lage I, II und III entstanden sein. Man erhält auch für die Häufungsstelle der Perihelien auf der nördlichen Halbkugel zwischen 70° und 110° eine Erklärung. Verschob sich die Fortschreitungsrichtung der Sonne im Nebel von 240° bis 320° l in ungefähr 20° b, so war nämlich die Umgebung von 90° l und 70° b das Gebiet, wo sich die den angegebenen Hauptlagen entsprechenden y-Ebenen schnitten. Hier musste also eine Häufung der Perihelörter normaler Kometen eintreten. Der Gegenpol dieser Häufungsstelle ist die schon oben erwähnte, aber weniger gut ausgeprägte, in 270° l und —50° b. Abgesehen von der erwähnten Häufungsstelle sind die Perihelörter zwischen 0° und 180° l ziemlich gleichmässig verteilt, wie es nach unseren früheren Auseinandersetzungen zu erwarten ist. Das Gebiet von 0° bis 110° l und 40°

---

[1]) Unserer Theorie über die Entstehung der Eiszeiten gemäss (siehe S. 21) würden durch das Verweilen der Sonne in den 3 Nebelteilen 3 Eiszeiten, beim Durchschreiten der sie trennenden Zwischenräume 2 Interglazialzeiten entstehen. Von den meisten Geologen werden bei der diluvialen Eiszeit 3 Glazial- und 2 Interglazialzeiten angenommen.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

bis -30^0 b und ebenso dasjenige von 180^0 bis 220^0 l und 0^0 bis -40^0 b zeigt allerdings noch eine gewisse Häufungstendenz. Sie findet vielleicht durch Drehungen der Knotenlinien und Neigungsänderungen, die nach einer Aenderung der Fortschreitungsrichtung der Sonne im Nebel bei bestimmten Kometengruppen in demselben Sinne erfolgen mussten, ihre Erklärung.

b. Knotenlinie und Neigung.

§ 8.

Die Gleichungen

$$l = \Omega - 90^0; \; b = 90^0 - i$$

bestimmmen den Pol der Kometenbahn, der von dem Kometen im Uhrzeigersinne umkreist wird. Aus den Karten 3 und 4 (S. 64 u. 65) geht die Verteilung dieser Pole über die Himmelskugel hervor. Karte 3[1]) enthält die Pole der rechtläufigen,. Karte 4 die der rückläufigen Kometen.

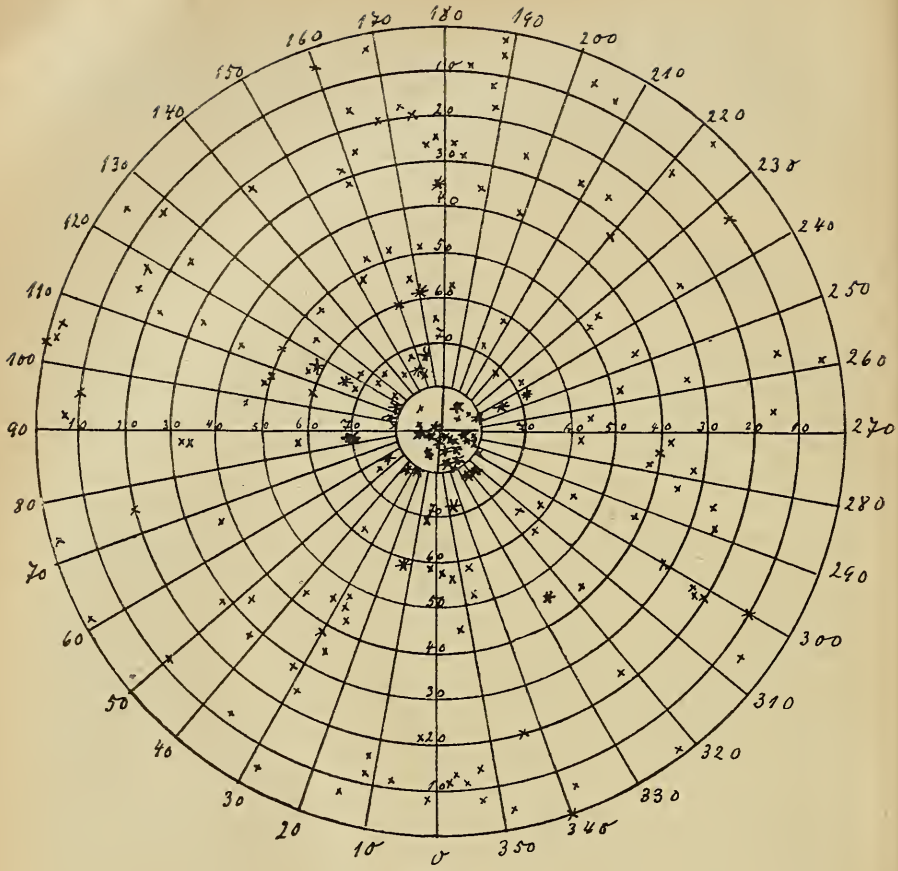
Nach unseren früheren Untersuchungen liegen die Pole der Bahnen sämtlicher Kometen, die bei einer bestimmten Fortschreitungsrichtung der Sonne im Nebel gewonnen wurden, ursprünglich auf einem grössten Kreise, dessen Ebene senkrecht auf der Fortschreitungsrichtung steht. Aendert sich jedoch die relative Bewegungsrichtung von Sonne und Nebel, so wirkt auf die Kometen auch eine orthogonale Widerstandskomponente ein, verursacht Neigungsänderungen und Drehungen der Knotenlinien und zerstört dadurch die gesetzmässige Anordnung der Pole. Bei der Erörterung der Lage der Perihelien (S. 62) haben wir wahrscheinlich zu machen gesucht, dass im wesentlichen drei verschiedene Fortschreitungsrichtungen unterschieden werden könnten, die vielleicht beim Durchschreiten von drei mehr oder weniger selbständigen Nebelteilen entstanden seien. Auch die Verteilung der Pole lässt diese Annahme als glaubwürdig erscheinen. Man erkennt auf den ersten Blick, dass die Pole sich ebenso wie die Perihelörter an gewissen Stellen häufen, während andere fast ganz von ihnen befreit sind. Es scheint also auch bei der Verteilung der Pole ein Gesetz zu Grunde zu liegen. Wenn uns aber die Verteilung der Perihelien nicht einen Anhaltspunkt gäbe, so wäre es gewiss schwer, dies Gesetz aufzufinden.

Auf der nördlichen Halbkugel (Karte 3) zieht sich von 120^0 l bis 300^0 l durch den Nordpol der Ekliptik ein grösster Kreis hindurch, in dessen Nähe die Pole sich häufen. Auch auf der südlichen Halbkugel (Karte 4) erkennt man deutlich, dass sich in 300^0 l bis zum Südpole der Ekliptik eine Häufungsstelle erstreckt. Das letzte Viertel des Kreises erscheint etwas verschoben; es steigt in 130^0 bis 140^0 l zum Südpole der Ekliptik auf. Der angegebene grösste Kreis steht ungefähr senkrecht auf der im vorhergehenden §

---

[1]) Die Sternchen bezeichnen die Pole der kurzperiodischen Kometen ($\varepsilon < 0{,}9$); vergl. die Anmerkung auf S. 65.

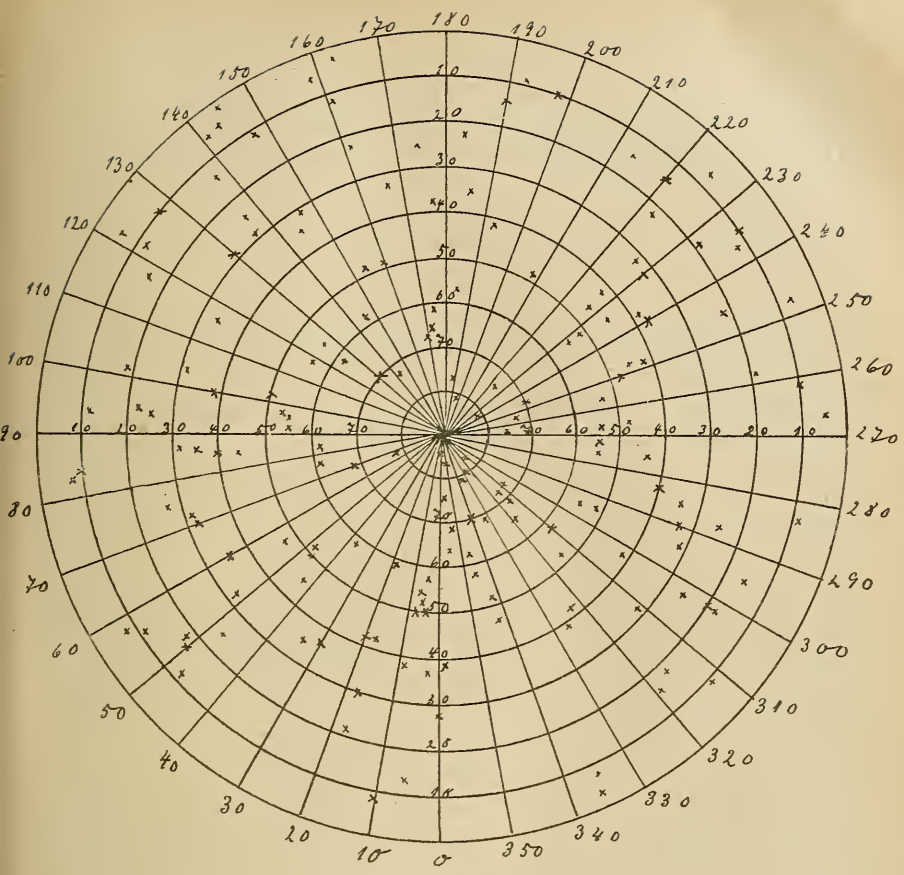
© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at



Karte 3.

(S. 62) mit I bezeichneten Fortschreitungsrichtung der Sonne (Zielpunkt 230° l, 20° b). — Ein zweiter grösster Kreis, der sich von 50° l bis 230° l erstreckt und von den Polen der Ekliptik ungefähr 20° entfernt bleibt, ist auf der südlichen Halbkugel ziemlich gut ausgeprägt. Seine grösste Polnähe erreicht er hier in 320° l. Auf der nördlichen Halbkugel ist der Kreis unvollständig; er wird nur durch zwei getrennt liegende Häufungsstellen angedeutet. Die eine liegt, etwas seitlich verschoben, in 30° l und 40° b, die andere in 140° l und 70° bis 80° b. Dieser Kreis steht senkrecht auf der Fortschreitungsrichtung III der Sonne (Zielpunkt 310° l, 10° bis 20° b). — Ein dritter grösster Kreis schneidet die Ekliptik in 0° und 180° l und bildet mit ihr, ebenso wie der zweite, einen Winkel von 70° bis 80°. Auf der nördlichen Halbkugel schneidet er den 90. Längengrad in 70° bis 80° b, auf der südlichen den 270. Längengrad in demselben Punkte. Das erste Viertel des Kreises in 0° l besteht aus zwei getrennten Häufungsstellen in 10° b und 60° b;

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at



Karte 4.

die drei anderen Viertel sind verhältnismässig gut ausgebildet. Dieser Kreis steht ungefähr senkrecht auf der Fortschreitungsrichtung II der Sonne (Zielpunkt 270° l, 20° b).[1])

Die angegebenen Kreise stellen in Wirklichkeit 20° bis 30° breite Zonen dar; doch scheinen sie noch deutlich genug erkennen

[1]) Der Nordpol der Ekliptik ist ebenfalls eine Häufungsstelle von Polen, aber jedenfalls nur sekundärer Natur. Die in seiner Umgebung liegenden Pole gehören fast sämtlich zu den Bahnen kurzperiodischer Kometen. Diese haben aber wahrscheinlich bei ihrer rechtläufigen Bewegung durch die Planeten längere Zeit andauernde und daher bedeutende Störungen erlitten und erst dadurch ihre kurze Periode erlangt (rückläufige Kometen können durch die Planeten im allgemeinen nicht so grosse Störungen erfahren; daher ist auch der Südpol der Ekliptik, wie die Karte 4 zeigt, keine Häufungsstelle von Polen). Die Pole der kurzperiodischen Kometen müssen demnach bei einer Betrachtung der Lage der Pole ausgeschaltet werden. Sie sind, für $\varepsilon < 0{,}9$, in der Karte 3 durch ein Sternchen bezeichnet. Bei den rückläufigen Kometen ist die kleinste Exzentrizität 0,9054 (Komet 238).

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

zu lassen, dass sie aus Kreisen hervorgegangen sind. Bedenkt man, dass, besonders bei den Kometen, die ihre Revolutionsrichtung umkehrten, durch Neigungsänderungen und Drehung der Knotenlinien ganz bedeutende Verschiebungen der Pole entstanden (S. 56), so könnte es sogar verwunderlich erscheinen, dass die ursprüngliche Kreislage der Pole überhaupt noch in schwachen Andeutungen erkennbar geblieben ist.

c. Die Periheldistanz.

§ 9.

Nach unseren früheren Auseinandersetzungen haben unter den normalen[1]) Kometen nur diejenigen, bei denen der aufsteigende Ast der ursprünglichen hyperbolischen Bahn sich nicht oder nur wenig nach der Seite der negativen x neigt, Aussicht, der Sonne erhalten zu bleiben. Bei diesen Kometen liegt die Bahnexzentrizität unter dem Werte $\sqrt{2}$ (s. S. 47). Setzt man für a seinen Wert $\frac{k\,M}{c^2}$, so erhält man

$$q = a\,(\varepsilon - 1) < \frac{k\,M}{c^2}\,(\sqrt{2} - 1).$$

Für $c = 18$ km/sec folgt $q < 1{,}15\,r_e$. Diese Bedingung ist bei den meisten Kometenbahnen erfüllt; aber eine ganze Reihe, ungefähr $^1/_4$ der Gesamtzahl, haben auch grössere Periheldistanzen. Nun geht aus der Gleichung

$$\frac{dq}{dt} = \frac{2\,(1 - \cos\varphi)\,q}{(1 + \varepsilon)\,c_\chi}\,T + \frac{r \sin\varphi}{c_\chi}\,N$$

hervor, dass der Widerstand der feinen Nebelmaterie q im allgemeinen verkleinert; nur in der Hauptlage 4 (S. 53) tritt für kleine q eine Vergrösserung der Periheldistanz ein. Da Kometen beobachtet worden sind, bei denen die Periheldistanz den Wert $4\,r_e$ übersteigt, und da wir eine Vergrösserung von q bis zu diesen Werten nicht allein der angegebenen, bei der Hauptlage 4 resultierenden Wirkung des Widerstandes zuschreiben können, so müssen wir schliessen, dass die relative Geschwindigkeit der Sonne und des Nebels zu Zeiten geringer als 10 km/sec gewesen sei.[2]) Dieser Annahme steht auch nichts im Wege.

---

[1]) Das sind die nicht aus Schweifmassen hervorgehenden Kometen; vergl. S. 60 f.

[2]) Wenn man noch weiter gehen und die Annahme machen wollte, dass die relative Geschwindigkeit von Sonne und Nebel zu Zeiten der Null nahe gekommen sei, so würden fast unsere sämtlichen theoretischen Erwägungen der vorhergehenden §§ überflüssig werden, da in diesem Falle, bei den geringen Eigenbewegungen, welche die Kometenmassen im Innern des Nebels besassen, ein verhältnismässig kleiner Widerstand der Nebelmaterie genügen würde, die Kometen unserer Sonne anzugliedern. Zu dieser Annahme würde man greifen können, wenn in der Verteilung der Pole und der Perihelörter gar keine Gesetzmässigkeit anzutreffen wäre; denn da angenommen werden darf, dass die Kometenmassen, bei den dem Zufalle unterworfenen Bedingungen

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

d. Die Exzentrizität.

§ 10.

Die Exzentrizitäten zeichnen sich dadurch vor den übrigen Bahnelementen aus, dass bei ihnen die geringste Mannigfaltigkeit anzutreffen ist; bei der überwiegenden Mehrzahl der Kometen lehnt sich die Bahnform ziemlich eng an die Parabel an. Dies könnte deswegen auffällig erscheinen, weil die ursprünglichen hyperbolischen Exzentrizitäten ohne Zweifel sehr verschiedene Werte besassen (zwischen 1 und 1,5). Wir erklären die Gleichartigkeit der Exzentrizitäten auf folgende Weise.

Die aus den Hyperbeln hervorgehenden elliptischen Bahnen wiesen in ihren Exzentrizitäten eine ähnliche Mannigfaltigkeit auf, wie in ihren übrigen Elementen. Die Kometen mit kleinen Exzentrizitäten waren aber bei ihrer häufigen Wiederkehr zur Sonne den zerstörenden Wirkungen der von der Sonne ausgehenden Kräfte mehr ausgesetzt als die Kometen mit grossen Exzentrizitäten und entsprechend langer Periode; bei ihnen trat also ein schneller Verfall und endlich die völlige Auflösung ein. Dass die kurzperiodischen Kometen sehr unbeständig sind, haben die astronomischen Beobachtungen schon mehrfach bewiesen. Der Biela'sche Komet hat sich geteilt und ist einige Zeit nachher verschwunden; auch bei andern Kometen hat man Teilungen beobachtet; oder sie trotz ihrer unzweifelhaft nachgewiesenen Periodizität nicht wieder auffinden können. Dass schon eine grosse Anzahl von Kometen mit kleineren Exzentrizitäten der Auflösung verfallen sind, beweisen auch die Sternschnuppenschwärme, die in grosser Anzahl um die Sonne kreisen müssen, da schon die Erde allein auf ihrer jährlichen Bahn mehrere derselben durcheilt, während von den fast 400 berechneten Kometenbahnen kaum eine die Erdbahn durchschneidet.[1]) Dass die

---

ihrer Entstehung, unter dem Einflusse der zwischen ihnen wirksamen Gravitationskräfte, in den verschiedensten Richtungen durch die feine Nebelmaterie hindurcheilten, so konnte sich bei ihrer Angliederung an das Sonnensystem im Falle verschwindender relativer Geschwindigkeit von Sonne und Nebel keine Gesetzmässigkeit in den Bahnelementen ausbilden. Wir selbst neigen jedoch nicht dieser Annahme zu. Wenn wir auch eingestehen müssen, dass in der Lage der Pole und der Perihelörter keine scharfe, sogleich in die Augen fallende Gesetzmässigkeit zum Ausdruck kommt, so glauben wir doch, durch unsere Auseinandersetzungen den Nachweis geliefert zu haben, dass die Annahme völliger Gesetzlosigkeit durch die Tatsachen vorläufig nicht gerechtfertigt erscheint, da eine ganze Reihe von Ursachen aufgezählt werden konnten, die imstande waren, die ursprüngliche Gesetzmässigkeit in scheinbare Regellosigkeit zu verkehren.

[1]) Erst bei 3 bis 4 Sternschnuppenschwärmen ist nachgewiesen worden, dass sie mit beobachteten Kometen im Zusammenhang stehen (Perseiden, Leoniden, Bieliden). Was die zahlreichen übrigen Schwärme betrifft, so hat man auch Kometen, deren Bahnelemente mit denjenigen der Schwärme eine gewisse Uebereinstimmung zeigen, mit ihnen in Beziehung gebracht. Da aber fast alle diese Kometen die Ekliptik in grosser Entfernung von der Erdbahn durchschneiden, so müsste, wenn eine solche Beziehung bestände, die Breite der Schwärme eine ausserordentliche sein. Aus diesem Grunde bleibt der vermutete Zusammenhang der Schwärme mit den betr. Kometen äusserst

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Sternschnuppenschwärme aus kurzperiodischen Kometen entstanden sind, geht daraus hervor, dass das Phänomen eines Sternschnuppenfalles sich jährlich wiederholt; denn dies ist nur unter der Voraussetzung denkbar, dass die Masse des Kometen sich innerhalb einer verhältnismässig kurzen Bahn längs derselben zerstreut habe. Wir behaupten also, dass die meisten Kometenbahnen nur deswegen der Parabel ziemlich nahe liegen, weil die Kometen mit ungefähr parabolischen Bahnen infolge ihrer seltenen Wiederkehr zur Sonne den zerstörenden Wirkungen der Sonnenkräfte weniger ausgesetzt waren, als die kurz periodischen Kometen, und dass die ursprünglich vorhandenen zahlreichen Kometen mit kleinen Exzentrizitäten sich längst in Sternschnuppenschwärme aufgelöst haben. Die wenigen noch vorhandenen Kometen mit kurzer Periode haben wahrscheinlich nicht schon in der Nebelmaterie ihre kleine Exzentrizität angenommen, sondern sind erst durch die Anziehung eines Planeten, dem sie nahe kamen, in ihre kurz elliptische Bahn gedrängt worden. Dies geht daraus hervor, dass sie, mit wenigen Ausnahmen, rechtläufig sind, und dass ihre Bahnen fast alle der Ekliptik sehr nahe liegen (siehe die Anmerkung auf S. 65). Die die Erdbahn schneidenden Sternschnuppenschwärme haben dagegen zum Teil eine grosse Neigung gegen die Ekliptik. Bei dem Schwarme des 2. und 3 Januar liegt z. B. der Radiationspunkt im Hercules, bei dem des 12. April in der Leyer, bei dem des 25. bis 30. Juli im Schwan, bei dem des 8. bis 12. August im Perseus. Da bei grosser Neigung der Bahn gegen die Ekliptik die störenden Einwirkungen der Erde auf den Kometen nur dann grössere Beträge erreichen können, wenn beide Weltkörper sich gleichzeitig in der Nähe des Schnittpunktes ihrer Bahnen befinden, die Wahrscheinlichkeit dieses Ereignisses aber sehr gering ist, und da ausserdem die Zeitdauer der Störungen mit zunehmender Neigung abnimmt, so darf angenommen werden, dass die Kometen, aus denen die genannten Sternschnuppenschwärme hervorgingen, grösstenteils nicht, wie es von den kurz periodischen Kometen mit geringer Neigung vermutet wurde, den störenden Einflüssen der Erde, sondern dem Widerstande der feinen Nebelmaterie ihre kurz elliptische Bahn verdanken.

Unter den mehr als 100 Kometen, deren Bahnexzentrizität bestimmt werden konnte und sich kleiner als 1 ergab, sind noch nicht 10 vorhanden, deren Umlaufszeit grösser als 50 000 Jahre wäre, und kaum einer, dessen Umlaufszeit den Wert 100 000 Jahre überstiege. Wenn angenommen werden darf, dass die übrigen Kometen, bei denen, meistens wegen ungenügender Beobachtungsdaten, eine Bestimmung der Exzentrizität nicht möglich war, durchschnittlich dieselbe Bahnexzentrizität besitzen wie die als lang periodisch

---

problematisch. Viel wahrscheinlicher ist es, dass die meisten Schwärme mit beobachteten Kometen überhaupt nicht in Beziehung stehen, sondern als Zerfallprodukte früherer Kometen aufzufassen sind.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

erkannten Kometen, so würde, falls seit dem Austritt der Sonne aus dem Nebel noch keine längere Zeit als ungefähr 20 000 Jahre verflossen sein sollte (vergl. jedoch „Eiszeiten“ S. 16), folgen, dass eine Reihe von Kometen, die schon bald nach dem Eintritt der Sonne in den Nebel (vor vielleicht 50 000 bis 100 000 Jahren) durch ihr Perihel gingen, erst jetzt ihren ersten Umlauf vollendet haben.

Die bei einigen Kometen beobachteten schwach hyperbolischen Exzentrizitäten sind vielleicht solche, die sich bei längerer Beobachtungszeit und genaueren Beobachtungsdaten als elliptische herausgestellt hätten. Wenn man einen widerstehenden Einfluss des Weltäthers postuliert (vergl. „Problem etc.“ § 12), so könnte aber eine hyperbolische Bahn auch dann entstehen, wenn der Komet aus der Gegend des Apex der Sonnenbewegung kommt. Schreitet die Sonne in ruhendem Aether fort, so wirkt nämlich auf den Kometen in diesem Falle fast während der ganzen Zeit seines Hinganges zur Sonne eine positive Tangentialkomponente ein. Nach Gleichung 3 (α) (S. 49) vergrössert ein positives T die grosse Achse der Ellipse, kann sie also auch unendlich gross und negativ machen. In der Tat liegt bei 9 von 20 Kometen, bei denen man eine hyperbolische Exzentrizität berechnet hat, das Perihel im Rücken der Sonne[1]). — Die Erklärung ist offenbar nur auf schwach hyperbolische Bahnen anwendbar. Wenn daher einmal ein Komet mit deutlich hyperbolischer Bahn gefunden werden sollte, so müsste die Annahme gemacht werden, dass er unserer Sonne aus dem Weltraume zugeeilt sei. Dieser Annahme steht auch nichts im Wege. Viele Kometen, besonders diejenigen, welche die Sonne kurz vor ihrem Austritt aus dem Nebel an sich zog, und deren aufsteigender Hyperbelast sich nach der Seite der positiven x neigte, werden, da sie schon früher als die Sonne aus dem Nebel austraten, nicht mehr imstande gewesen sein, ihre hyperbolische Bahn in eine elliptische zu verwandeln. Gelangen diese Kometen in die Nähe einer anderen Sonne, so müssen sie um dieselbe eine hyperbolische Bahn beschreiben. Weshalb sollte auch nicht einmal eine durch eine andere Sonne aus einem durchschrittenen Nebel herausgerissene Kometenmasse sich in unser Sonnensystem hinein verirren? Solche Kometen mit hyperbolischen Bahnen haben sich vielleicht zu den, öfters mit hyperbolischen Geschwindigkeiten in die Erdatmosphäre eindringenden Meteoren verdichtet, während die periodischen Kometen, wie bereits bemerkt, infolge der besonders zur Zeit des Periheldurchgangs stattfindenden gewaltsamen Störungen, ihre Masse allmählich zerstreuten und nur in eine Unzahl kleiner Sternschnuppenkörper zerfielen.

---

[1]) Es sind dies die Kometen 117, 129, 167, 231, 297, 300, 305, 320, 347. Bemerkenswert ist, dass zu dieser Gruppe die beiden Kometen 117 und 129 gehören, bei denen die grösste hyperbolische Exzentrizität gefunden wurde ($\varepsilon = 1{,}0101$ und $\varepsilon = 1{,}0116$; dann folgt erst in weitem Abstande bei Komet 287 $\varepsilon = 1{,}0028$).

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

6. Das Spektrum der Kometen.

§ 11.

Das auf das Eigenlicht der Kometen zurückzuführende Spektrum derselben spricht nicht gegen unsere Theorie. Denn wenn es auch gewöhnlich die Banden der Kohlenwasserstoffe zeigt, während die Spektra der wenigen, durch das Spektroskop als wirkliche Gasansammlungen nachgewiesenen Nebel meistens die Wasserstoff- und die Heliumlinien hervortreten lassen, so können, worauf schon mehrfach hingewiesen wurde, die Bestandteile der Kometen doch sehr wohl in den Nebeln enthalten sein, im Spektrum uns aber unsichtbar bleiben, weil die niedrige Temperatur der Nebel sie am Leuchten verhindert. Vielleicht sind die Kometenmassen in der Nähe ihres Perihels durch die Sonnenwärme auch so beeinflusst worden, dass ihre chemische Natur sich gänzlich änderte. Bemerkenswert ist jedenfalls, dass die die Kometenmassen bildenden Stoffe einen der Hauptbestandteile der Gasnebel, Wasserstoff, ebenfalls in chemischer Verbindung enthalten. Die Unterschiede in den Spektren der einzelnen Kometen führen wir auf die ungleichartige Zusammensetzung der Nebelmaterie in den verschiedenen durchschrittenen Nebelteilen zurück.

7. Schluss.

§ 12.

Dass die Kometen einem Ereignisse, welches erst verhältnismässig kurze Zeit zurückliegt, ihr Dasein verdanken, könnte aus der beobachteten Unbeständigkeit einiger derselben und ausserdem daraus geschlossen werden, dass die grossen unter ihnen seltener zu werden scheinen. Dies erklärt sich vielleicht daraus, dass die Kometen während der historischen Zeit schon beträchtlich von ihrem ursprünglichen Glanze eingebüsst haben; denn wenn ihr ganzes Alter einige 10 000 Jahre beträgt (gemäss den Angaben über den Zeitraum, der uns von der Eiszeit trennt), so können sie innerhalb einiger 1000 Jahre schon in bemerkbarer Weise gealtert sein.

Auf das Hindurchgehen unseres Sonnensystems durch einen Nebel sind ausser den Phänomenen der Eiszeit und der Erwerbung der Kometen vielleicht noch einige andere Erscheinungen zurückzuführen, z. B. die Annäherung der Saturnsringe an den Planeten, infolge deren die innersten Teile der Ringe ihren Umlauf gegenwärtig in der Hälfte der Zeit ausführen als der Planet seine Rotation, und ebenso die Entstehung des Zodiakallichtes.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Abhandlungen des Naturwissenschaftlichen Vereins zu Bremen

Jahr/Year: 1910-1911

Band/Volume: 20

Autor(en)/Author(s): Nölke Fr.

Artikel/Article: Neue Erklärung des Ursprungs der Kometen. 29-70