

Über die Natur der Kometen

C. Puschl.

(Vorgelegt in der Sitzung am 13. April 1893.)

In der ersten Zeit nach Aufstellung der kinetischen Theorie der Wärme konnte die Erklärung, welche sie von der die Körper ausdehnenden Wirkung dieser Kraft gibt, wegen ihrer Einfachheit als sehr überzeugend erscheinen. Eine ernstliche Schwierigkeit erblickte man nur im Verhalten des Wassers; hier kam aber die Thatsache zu Hilfe, dass diese Flüssigkeit gewöhnlich bei 0° zu einem Körper von geringerer Dichte erstarrt, und man konnte daher sagen, es trete in derselben die Tendenz, sich in Eis zu verwandeln, schon ober 0° ein und gebe von 4° abwärts bei der Veränderung des Volumens wirklich den Ausschlag. Diese Auffassung gipfelt in der kürzlich von Röntgen aufgestellten Hypothese, das Wasser enthalte schon ober 63° , d. h. oberhalb der Temperatur des Minimums seiner Zusammenrückbarkeit, eine gewisse Menge Eistheilchen, deren Zahl mit sinkender Temperatur beständig wachse und so den anomalen Gang der thermischen Volumveränderung desselben bedinge. In neuerer Zeit ist jedoch eine derjenigen des Wassers ähnliche Wärmeausdehnung, nämlich ein bei niedriger Temperatur eintretendes Dichtemaximum, auch an einigen festen Körpern entdeckt worden, und dem gegenüber hat sich bisher eine Auskunft nicht finden lassen. Ganz undenkbar aber war es nach der erwähnten Theorie, dass sogar Gase und zwar bei sehr geringer Dichte durch Erhöhung ihrer Temperatur, anstatt sich auszudehnen, sich zusammenziehen könnten. Durch die an Kometen beobachteten Erscheinungen ermuthigt, habe ich schon vor längerer Zeit diese Hypothese gewagt, und ich

glaube jetzt in der gleichen Richtung um einen Schritt weiter gehen zu dürfen.

Wenn ein Zustand der Gase möglich ist, wobei sie durch Erwärmung sich zusammenziehen, so wird es auch einen Zustand der Sättigung geben können, wobei der bezügliche Dampf ein demjenigen der gewöhnlichen Dämpfe in thermischer Hinsicht durchaus entgegengesetztes Verhalten zeigt. An die Voraussetzung einer stets ausdehnenden Kraft der Wärme ist man dann auch in der Dampftheorie nicht mehr gebunden.

Zwischen der latenten Wärme L eines Dampfes und dem Sättigungsdrucke p bei der Temperatur t besteht die allgemein angenommene Beziehung

$$AL = uT \frac{dp}{dt},$$

wo u den Überschuss des spezifischen Dampfvolomens über dasjenige des verdampfenden Körpers, T die absolute Temperatur und A das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit bedeutet. Nach dieser Gleichung verschwindet L im allgemeinsten Falle bei drei verschiedenen Temperaturen: 1. für $u = 0$ oder im kritischen Punkte, 2. für $T = 0$, 3. für eine Temperatur, bei welcher $\frac{dp}{dt} = 0$ und somit der Sättigungsdruck p ein Minimum wird. Hier wechselt der genannte Quotient und zugleich L das Vorzeichen.

Nimmt man die Sättigungstemperaturen als Abscissen und die zugehörigen Drucke als Ordinaten, so erhält man eine Curve, welche bei einer gewissen Temperatur einen dem Druckminimum entsprechenden tiefsten Punkt hat, von wo an dieselbe in zwei Ästen verläuft; im oberen Aste nimmt der Druck mit sinkender Temperatur ab und ist L positiv, im unteren Aste nimmt der Druck mit sinkender Temperatur zu und ist L negativ. Bei Temperaturen zwischen den zwei Ästen der Curve ist der Dampf nicht bestandfähig.

Zwischen dem kritischen Punkte und dem Druckminimum wird die latente Wärme L ein Maximum, zwischen dem letzteren Punkte und der absoluten Nulltemperatur wird sie, als negativ, ein Minimum. Wenn dieselbe nach Überschreitung ihres Maxi-

mums abnimmt, so wächst der Quotient $\frac{L}{T}$ zunächst noch, wird aber auch selbst ein Maximum und nimmt von da an mit der Temperatur bis zum absoluten Nullpunkte ab.

Man denke sich ein geschlossenes Gefäß von constantem Fassungsraum theils mit Flüssigkeit und theils mit ihrem Dampfe erfüllt. Geht durch Wärmezufuhr Flüssigkeit in Dampf über, wobei L positiv ist, so nimmt die Dichte des letzteren mit der Temperatur zu, und es ist, wenn v dessen spezifisches Volumen bedeutet, $\frac{dv}{dt}$ negativ; würde hingegen durch Wärmezufuhr sich Dampf niederschlagen, wobei L negativ wäre, so nähme die Dampfdichte mit steigender Temperatur ab, und es wäre $\frac{dv}{dt}$ positiv. Man sieht also, dass mit L und $\frac{dp}{dt}$ auch $\frac{dv}{dt}$ das Vorzeichen wechselt; das Sättigungsvolumen ist dann ein Maximum.

Es sei $\left(\frac{dp}{dt}\right)$ das Verhältniss der Veränderungen von p und t bei constantem Volumen, so ist für gesättigt bleibenden Dampf:

$$\frac{dp}{dt} = \left(\frac{dp}{dv}\right) \frac{dv}{dt};$$

hieraus folgt, dass mit L , $\frac{dp}{dt}$ und $\frac{dv}{dt}$ auch

$$\left(\frac{dp}{dt}\right) = 0$$

und also zugleich der Ausdehnungscoefficient bei constantem Drucke:

$$a = \frac{1}{v} \left(\frac{dv}{dt}\right) = 0$$

werden muss. Im Minimum des Druckes wechselt sonach der Ausdehnungscoefficient a für gesättigt bleibenden Dampf das Vorzeichen und geht mit sinkender Temperatur von positiven zu negativen Werthen über.

Wenn ein Gas mit Abnahme des äusseren Druckes sein Volumen v um dv erweitert, so leistet dessen Wärme eine innere Arbeit $= i dv$, welche für gewöhnlich gegen die äussere Arbeit nur klein und positiv ist. In dieser Hinsicht nehme ich an,¹ dass die Grösse i bei einer gewissen Gasdichte wirklich verschwindet, dabei aber nur das Vorzeichen wechselt und durch weitere Verdünnung negativ wird. Das Verhalten des Wasserstoffes, für welchen i nach den Versuchen von Joule und Thomson negativ sein muss, unterstützt diese Annahme.

Lässt man also ein Gas von dem Punkte an, wo $i = 0$ ist, sich ausdehnen, so nimmt der Quotient $\frac{i}{p}$, negativ geworden, numerisch schnell zu, wodurch er bei einer schon sehr geringen Dichte $= -1$ und daher die Summe $p+i = 0$ wird. Vermöge der Gleichung

$$p+i = T\left(\frac{dp}{dt}\right)$$

wird dann auch $\left(\frac{dp}{dt}\right)$ und zugleich der Ausdehnungscoefficient bei constantem Drucke:

$$a = \frac{1}{v} \left(\frac{dv}{dt}\right) = 0;$$

die Dichte des Gases ist dabei für constanten Druck ein Minimum. Mit Zunahme des Druckes geht dieses Minimum auf höhere und mit dessen Abnahme auf tiefere Temperaturen über.

Man denke sich nun ein Gas bei gewöhnlicher Temperatur so stark verdünnt, dass für dasselbe $a = 0$ sei. Lässt man hierauf den Druck noch weiter abnehmen, indem man zugleich die Temperatur so erniedrigt, dass immer $a = 0$ und somit die Bedingung

$$\left(\frac{da}{dt}\right) + \left(\frac{da}{dp}\right) \frac{dp}{dt} = 0$$

erfüllt bleibt, so muss man endlich zu jenem Punkte kommen, wo bei dem Nullwerthe von a das Gas ein gesättigter Dampf

¹ Diese Berichte, Bd. C, Abth. II. a, S. 994.

und der entsprechende Druck ein Minimum, nämlich $\frac{dp}{dt} = 0$ ist; nach der vorangehenden Gleichung wird dann

$$\left(\frac{da}{dt}\right) = 0,$$

und es zeigt sich, dass in diesem Falle der Nullwerth von a für constanten Druck ein Maximum ist. Das Minimum der Dichte trifft hier, wie man sieht, auf einen Wendepunkt und ein Maximum derselben, und dementsprechend wird a , wenn der Druck constant bleibt, mit sinkender wie mit steigender Temperatur negativ.

Lassen wir jetzt den Druck von seinem Minimum an um etwas zunehmen, so gibt es nach dem Obigen zwei Temperaturen, wobei Sättigung stattfindet. Gleichzeitig hat sich das Dichteminimum auf eine höhere Temperatur verschoben und tritt vor der oberen Sättigung ein, wodurch a für dieselbe positiv wird, während das Dichtemaximum nun in das Temperaturintervall fällt, innerhalb dessen der Dampf nicht bestandfähig ist, und daher ist a für die untere Sättigung negativ. Je höher der Druck wird, desto mehr gehen die zwei Sättigungstemperaturen auseinander und desto weiter entfernt sich das Dichteminimum von der oberen Sättigung. Hat derselbe endlich die grösste, bei der unteren Sättigung noch mögliche Höhe erreicht, so fällt jene fort, und es bleibt für höhere Drucke nur die obere Sättigung übrig, von welcher dann das Dichteminimum schon weit fortgerückt ist, und bei einem gewöhnlichen Drucke ist die Temperatur, wobei es eintreten würde, schon unerreichbar hoch geworden.

In voriger Darstellung wurde ein Dampf vorausgesetzt, für welchen bei jeder Temperatur zwischen der kritischen und dem absoluten Nullpunkte ein Zustand der Sättigung möglich wäre. Es müsste demselben eine flüssige oder feste Substanz entsprechen, welche bei allen Temperaturen in Dampf überzugehen vermöchte. Ob es aber Substanzen von der dazu nöthigen Beschaffenheit gibt, ist zweifelhaft. Es scheint nämlich, dass die Körper im festen Zustande, den sie durch Erkalten in jedem Falle endlich erreichen, bei Temperaturen weit unterhalb des

Erstarrungspunktes im Allgemeinen absolut keinen Dampf entwickeln.

Man wird für ein solches Verhalten annehmen müssen, dass die erwähnte Curve der Sättigungsdrucke, indem sie mit ihrem oberen Aste bei sinkender Temperatur schnell abfällt, in einem Punkte die Abscissenaxe trifft und schneidet und also unter dieselbe hinabgeht, wobei der Dampfdruck negativ würde. Jener Schnittpunkt bezeichnet dann die Grenztemperatur, unterhalb welcher die bezügliche Substanz in Dampf- oder Gasform nicht mehr vorkommen kann.

Bei dieser Auffassung wäre es als der allgemeinste Fall zu betrachten, dass die Curve der Sättigungsdrucke bei einer sehr niedrigen Temperatur sich mit dem unteren Aste wieder über die Abscissenaxe erhöhe und somit der Dampfdruck wieder positiv würde. Eine Substanz, für welche die gedachte Curve diesen Verlauf hätte, würde nicht nur bei hoher, sondern auch bei hinreichend niedriger Temperatur verdampfbar, in einem mittleren Intervalle aber vollkommen unverdampfbar sein, und der bei niedriger Temperatur entwickelte Dampf müsste ein thermisches Verhalten zeigen, welches demjenigen der gewöhnlichen Dämpfe in jeder Hinsicht entgegengesetzt wäre. Zu den bereits erwähnten Gegensätzen kommt noch ein anderer, den ich zum vorliegenden Zwecke für besonders beachtenswerth halte.

Es ist bekannt, dass die spezifische Wärme jedes diesbezüglich untersuchten Dampfes kleiner ist als jene des flüssigen oder festen Körpers, aus dem er sich bildet. Diese Thatsache stimmt mit einer Folgerung überein, welche ich für den Zustand gesättigter Dämpfe schon früher¹ aufgestellt habe. Nimmt man nämlich an, dass die innere Verdampfungsarbeit keine unmittelbare Function der Temperatur sei, so ergibt sich die Gleichung:

$$\frac{dL}{dt} + S - s - \frac{d(pv)}{A dt} = \frac{i}{A} \cdot \frac{dv}{dt},$$

wo i die oben angegebene Bedeutung hat, S die spezifische Wärme des verdampfenden Körpers und s diejenige des Dampfes

bei constantem Volumen ist. Für die gewöhnlichen Dämpfe kann man mit einiger Annäherung $i = 0$ setzen, wodurch

$$S - s - \frac{d(pu)}{A dt} = - \frac{dL}{dt}$$

wird, und da zugleich L mit sinkender Temperatur wächst, so folgt:

$$S > s + \frac{d(pu)}{A dt},$$

was die bisherige Erfahrung allgemein bestätigt.

Während im kritischen Punkte, wo Dampf und Flüssigkeit identisch sind, $s = S$ wird, so scheint es demnach, dass bei Verdampfung mit positiven Werthen von L immer nur solche Dämpfe sich bilden können, welche der Bedingung

$$s < S$$

entsprechen. Bei Verdampfung mit negativen Werthen von L verhält es sich aber gerade umgekehrt.

Man kann nämlich der vorhin angeführten Gleichung, einfach $v = u$ setzend, auch die Form geben:

$$S - s - \frac{L}{T} + \frac{dL}{dt} = \frac{T}{A} \left(\frac{dp}{dt} \right) \frac{du}{dt},$$

wo der rechts stehende Ausdruck für beide gedachten Fälle einen negativen Werth hat; es ist daher jedesmal:

$$S - s < \frac{L}{T} - \frac{dL}{dt}.$$

Nach dem oben angegebenen Verlaufe von L ist für negative Werthe dieser Grösse stets

$$\frac{L}{T} - \frac{dL}{dt} < 0$$

oder negativ; hieraus folgt für eine Verdampfung, wobei L negativ wäre:

$$S < s,$$

d. h. die spezifische Wärme des verdampfenden Körpers muss kleiner sein als jene des Dampfes. Feste Körper, deren spezifische Wärme durch Erniedrigung der Temperatur, wie es fast ohne Ausnahme der Fall ist, sich nur wenig ändert, müssen daher, sobald sie durch Erkalten einmal die Grenze ihrer Verdampfbarkeit erreicht haben, weiterhin bis $T = 0$ immer unverdampfbar bleiben, was auch keinem Zweifel unterliegt. Für solche Körper wird die Curve der Sättigungsdrucke von dem Punkte an, wo sie die Abscissenaxe schneidet, immer unter derselben bleibend zu denken sein.

Eine Verdampfbarkeit bei den niedrigsten Temperaturen könnte man nach dem Gesagten nur bei einem Körper erwarten, dessen spezifische Wärme mit seiner Temperatur schnell abnahme, so dass sie zuletzt viel kleiner wäre als bei hohen Temperaturen und insbesondere auch kleiner als die spezifische Wärme des anzunehmenden Dampfes. Dieser Bedingung nun entspricht in ausgezeichneter Weise der Kohlenstoff.

Die spezifische Wärme dieses Stoffes nimmt nach der Untersuchung von H. F. Weber ¹ ausserordentlich schnell mit der Temperatur ab; während sie sowohl für Diamant wie für Graphit bei sehr hohen Temperaturen (nahe 1000°) den fast normalen Werth 0.46 erreicht, ist dieselbe bei -50° für Diamant 0.063 , für Graphit 0.113 und nimmt noch fortwährend ab. Andere Modificationen verhalten sich wie Graphit. Die spezifische Wärme des Dampfes bei constantem Volumen, aus derjenigen des Wasserstoffes berechnet, ist 0.20 , somit viel grösser als die spezifische Wärme der festen Substanz in jeder Modification bei den niedrigsten Temperaturen sein dürfte.

Ich glaube daher es für möglich halten zu können, dass dieser Stoff, wie in sehr hoher Temperatur bei normaler, auch in sehr niedriger Temperatur bei excessiv verminderter spezifischer Wärme verdampfbar wird. Insbesondere für Diamant wird eine solche Annahme auch dadurch erleichtert, dass derselbe nach Fizeau bei einer Temperatur von etwa -40° durch Erkalten sich auszudehnen anfängt, wobei der Elasticitätsmodul (wie für Wasser bei niedriger Temperatur) bedeutend abnehmen muss,

¹ Poggendorff's Annalen, Bd. CLIV, S. 367.

so dass dieser Körper weiterhin bei seinem Erkalten sich ganz in der Weise verhält, wie andere feste Körper bei ihrer Erwärmung. Ob die Wärmeausdehnung des Graphits und der amorphen Kohle bei sehr niedriger Temperatur sich ebenfalls umkehrt, ist einstweilen noch fraglich.

Die hiermit ausgesprochene Vermuthung als zulässig angenommen, wird ein Komet, dessen Kern auf der Oberfläche nebst anderen Stoffen auch Kohlenstoff (Diamant, Graphit oder amorphe Kohle) enthält, bei der äusserst niedrigen Temperatur, welche eine so geringe Masse fern von der Sonne überhaupt haben muss, in seiner noch kälteren, aus Gasen von äusserster Verdünnung bestehenden Atmosphäre zugleich Kohlenstoffdampf enthalten. Besitzen die Atome dieses Dampfes die Fähigkeit, gewisse Lichtgattungen an ihren Oberflächen stark zu reflectiren¹ und alle übrigen leicht durch ihre Substanz hindurchzulassen, so wird die Atmosphäre des Kometen im reflectirten Sonnenlichte ein Spectrum mit hellen Streifen zeigen, welches, eine gleiche chemische Beschaffenheit des Dampfes wie bei hohen Temperaturen vorausgesetzt, das gewöhnliche Bandenspectrum des Kohlenstoffes sein wird. Die Kometen zeigen in hinreichender Distanz von der Sonne dieses Spectrum, wie es scheint, ohne Ausnahme.

Es mag hier erwähnt sein, dass bisher noch kein Komet das Spectrum des Wasserstoffgases gezeigt hat, obwohl man dessen Anwesenheit auf solchen Weltkörpern für wahrscheinlich halten kann. Da dasselbe bei den für Kometen annehmbaren

¹ Die Absorption des Lichtes in einem Körper hat nach meiner Ansicht ihren Grund darin, dass die bezüglichen Ätherwellen durch Reflexion an den Oberflächen der getroffenen Atome nach allen Richtungen in demselben diffundirt werden; die Erzeugung von Atombewegung ist secundär. Auswählende Absorption ist dann immer mit auswählender Reflexion verbunden und einfach eine Folge derselben. Durchgelassene Strahlen müssen durch die Substanz der getroffenen Atome hindurchgehen, in welcher die Geschwindigkeit der Fortpflanzung eine andere ist als im Äther; dies ist die Ursache der Brechung. Jener Ansicht gemäss ist es die in jedem Körper durch Diffusion angesammelte Strahlenmenge, welche den wesentlichen (seiner Temperatur bedingenden) Theil seiner Gesamtwärme ausmacht. In der That scheint es, dass die Nothwendigkeit, auf die »innere Strahlung« der Körper Rücksicht zu nehmen, in der Wärmetheorie mehr und mehr anerkannt wird.

Temperaturen ein auswählendes (Absorptions- und) Reflexionsvermögen, wie es hier für den kalten Kohlenstoffdampf postulirt wird, nicht besitzt,¹ so erscheint jene Thatsache nach der bezeichneten Anschauung als selbstverständlich. Wenn dagegen aus dem entsprechend zusammengesetzten Kerne eines Kometen bei starker Annäherung an die Sonne Natriumdampf sich entwickelt, so wird gemäss dem auswählenden Vermögen dieses Dampfes sein Spectrum im reflectirten Lichte erscheinen. Eine solche Möglichkeit hat auch Kundt² vor längerer Zeit angedeutet.

Wenn ein Komet von der vorausgesetzten Beschaffenheit aus grosser Ferne sich der Sonne nähert, muss der Kern und (hauptsächlich mittelbar) auch seine Atmosphäre sich erwärmen; ist dieselbe so stark verdünnt, dass ihr Ausdehnungscoefficient durchwegs negativ ist, so wird sie überall, besonders in ihren stärker erwärmten inneren Schichten, sich zusammenziehen,³ und diese Verdichtung kann zugleich allmählig die relative Menge des reflectirten Lichtes vergrössern. Eine Zusammenziehung der Atmosphäre vor oder eine Ausdehnung derselben nach dem Durchgange durch das Perihel ist an Kometen mehrfach durch ausgezeichnete Beobachter constatirt worden. Der Grund, warum man die betreffenden Angaben oft bezweifelt oder nicht für erwähnenswerth hält, ist wohl nur, wie schon Arago in dieser Hinsicht bemerkt, theoretischer Natur.

Gleichzeitig mit der Verdichtung der Kernatmosphäre wird der in ihr enthaltene Kohlenstoffdampf in denjenigen Schichten, in welchen er durch genügende Erwärmung seine diesbezügliche Sättigung erreicht und überschreitet, sich zu festen Kohlen-theilchen condensiren, wobei daselbst das Bandenspectrum, mehr und mehr einem continuirlichen Platz machend, zurücktritt (Komet Coggia 1874); dasselbe kann in solcher Weise bei grosser Sonnennähe sogar völlig verschwinden (Komet Wells

¹ Der Sauerstoff zeigt ein solches Vermögen von relativ geringer Stärke bei allen gewöhnlichen Temperaturen und auch bei der niedrigen Temperatur seiner Verflüssigung.

² Wiedemann's Annalen, Bd. X, S. 325.

³ Dass eine solche Contraction auch der eventuellen Schweifbildung zu Grunde liegt, findet sich im Schlussabschnitte erörtert.

1882), muss aber umgekehrt bei zunehmender Entfernung von der Sonne vermöge der in hinreichend niedriger Temperatur eintretenden Verdampfung fester Kohle wieder zum Vorschein kommen (grosser Septemberkomet 1882). Jenes Verschwinden des Kohlenspectrums vor und dieses Erscheinen desselben nach dem Periheldurchgange, an zwei der Sonne sehr nahe gekommenen Kometen wirklich beobachtet, sind Thatsachen von eminenter Beweiskraft zu Gunsten meiner obigen Ausführung.

Wenn ein Komet, der zuerst als ein ausgedehnter, das Kohlenspectrum zeigender Nebel ohne sichtbaren Kern erscheint, der Sonne auf seinem Wege hinreichend nahe kommt, so können infolge seiner Zusammenziehung schliesslich die centralen, am stärksten erwärmten und verdichteten Nebelschichten durch die in denselben wegen ihrer höheren Temperatur ausgeschiedenen und suspendirten Theilchen fester Kohle, welche das Licht stark reflectiren, das Aussehen eines schlecht begrenzten sternartigen Kernes erlangen, während der eigentliche Kern wegen seiner Kleinheit sich der Wahrnehmung entziehen mag. Eine mit der Annäherung zur Sonne allmählig fortschreitende Concentration der inneren Nebelschichten bis zur Bildung eines sternartigen Scheibchens ist schon öfter beobachtet und neuestens wieder von Holetschek am Encke'schen Kometen in ihrem Verlaufe verfolgt worden.

Der bei Annäherung eines Kometen sowohl unmittelbar am Kerne, wie in den centralen Schichten der Coma durch Erwärmung sich niederschlagende Kohlenstoffdampf wird umgekehrt bei Entfernung von der Sonne durch Erkalten allmählig wieder zur Dampfform zurückkehren, während gleichzeitig das Gesamtvolumen sich entsprechend vergrössert (Komet Brorsen).

Möglicherweise kann aber auch, wie es beim Sieden gewöhnlicher Flüssigkeiten vorkommt, ein Verzug in jener Verdampfung eintreten, welche dann endlich mit grosser Vehemenz erfolgt. Da ein Dampf der gedachten Art bei der Expansion sich erhitzen muss, so kann es geschehen, dass dabei ein Theil sich wieder zu festen Partikelchen condensirt; ist deren Menge hinreichend gross, so wird vermöge derselben die Coma das Sonnenlicht verhältnissmässig stark reflectiren und zugleich ein con-

tinuirliches Spectrum geben, was aber nur solange dauern kann, als jene vorausgesetzte rasche Dampfentwicklung und mit ihr eine entsprechend rapide Volumzunahme der Coma anhält. Ich glaube, dass auf solche Weise sich die Erscheinung erklärt, welche der Komet Holmes im November 1892, nachdem er längst durch sein Perihel gegangen war, dargeboten hat, indem seine Coma, während sie schnell an Volumen zunahm, ein continuirliches Spectrum zeigte, wobei das gewöhnliche Kometenspectrum nur schwach angedeutet schien. Die jenes Spectrum und die grosse Lichtstärke bedingenden festen Theilchen der Coma, welche in derselben bei der Expansion des bezüglichlichen Dampfes sich niederschlugen, mussten schliesslich durch Erkalten wieder verdampfen, und es ist wahrscheinlich, dass dann bei schnell abnehmender Lichtstärke an Stelle des continuirlichen das gewöhnliche Bandenspectrum hervortrat. Ob ein solcher Wechsel wirklich beobachtet wurde, ist mir nicht bekannt. Übrigens erscheint es begreiflich, dass die äusseren Partien der durch den entwickelten Dampf zu enormer Grösse angewachsenen Nebelhülle unaufgehalten, sich bis zur Unsichtbarkeit verdünnend, fortflogen¹ und zuletzt nur eine stark reducirte Coma an dem unbedeutenden Kerne zurückblieb.

Nach meiner Hypothese kann der Kohlenstoffdampf eines Kometen nur unterhalb einer Temperatur bestehen, bei welcher durch Erkalten der Sättigungsdruck wieder positiv wird. Von da an geht mit sinkender Temperatur die Bedingung $p=0$, von der Sättigung sich entfernend, auf immer stärkere Verdünnungen über. Überschreitet der Dampf bei constanter Temperatur eine solche Verdünnung, so wird die Spannung p negativ, d. h. eine das Volumen zusammenziehende Kraft, welche aber durch Zunahme nothwendig bald ein Maximum erreicht, und für dieses hört die Bestandfähigkeit absolut auf. Man kann sonach erwarten, dass der cometarische Kohlenstoffdampf bei zu weit gehender Verdünnung wirklich instabil wird, und es scheint, dass er dann durch entsprechende Aggregation seiner kleinsten Theile vollständig zu nicht verdampfbareren festen Körperchen zerfällt, eine Art Wolke bildend, deren durch leere Zwischenräume getrennte Componenten, ohne Zusammenhang mit einander und mit dem Kometen, von dem sie herkommen, als ebenso viele für sich bestehende und nur der allgemeinen Gravitation gehorchende Massen zu betrachten sind. Trotz ihrer extremen Kleinheit mögen diese Körperchen oder doch viele derselben gross genug sein, um bei ihrem Eindringen in die verdünnten oberen Schichten unserer Atmosphäre durch Erglühen und Verbrennen als Sternschnuppen zu erscheinen.

Dieser am 12. Jänner 1893 schlecht wahrnehmbare Kern war unerwartet schon vier Tage später auffallend hell. Es hatte sich, wie es scheint, bald nach der Entdeckung (6. November) ein neuer Verdampfungsverzug eingestellt, worauf jetzt wieder eine Eruption folgte; das als heller Kern erscheinende Scheibchen entsprach daher vielleicht einer in der ersten Phase ihrer Entwicklung begriffenen Dampfmasse, welche vermöge ihrer durch plötzliche Expansion erzeugten Erwärmung sich in reichlicher Menge zu festen Partikeln condensirte und so durch starke Reflexion des Sonnenlichtes eine relativ grosse Helligkeit zeigen konnte. In der That nahm die Coma nun wieder rapid an Ausdehnung zu. Die Entfernung von der Sonne betrug bei der zweiten Eruption nach Berberich 53 Millionen Meilen.

Als eine besonders merkwürdige hierher gehörige Erscheinung glaube ich noch, ohne speciell darauf einzugehen, diejenige bezeichnen zu dürfen, welche John Herschel¹ im Jahre 1836 an dem über sein Perihel schon weit hinausgeeilten Kometen Halley verfolgen konnte. Dieselbe ist auch darum beachtenswerth, weil man annehmen darf, dass dieser Komet trotz der von Herschel beobachteten enormen Expansion seiner Kernhülle ohne irgend erheblichen Stoffverlust seinerzeit wieder erscheinen wird.

Schlussfolgerung.

Bei hinreichend grosser Entfernung eines Kometen von der Sonne kann die Temperatur seines kleinen Kernes auf der bestrahlten oder vorderen Seite nur um wenig höher sein als auf der nichtbestrahlten oder hinteren Seite; vom Kerne aus wird dann in seiner Atmosphäre, für welche er ohne Zweifel die Hauptquelle der Erwärmung ist, die Temperatur nach allen Richtungen in fast gleicher Weise abnehmen, überall aber eine sehr niedrige sein. Demgemäss ist in diesem Falle die weit-ausgedehnte Atmosphäre annähernd kugelförmig und nimmt von aussen gegen die Mitte, in jeder Richtung fast gleich abgestuft, an Dichte und entsprechender Helligkeit zu.

Indem der Komet sich der Sonne nähert, wird der Kern jedenfalls vorne stärker als hinten, folglich mittelbar jede der con-

centrischen atmosphärischen Schichten vor dem Kerne stärker als hinter demselben erwärmt, und somit verkürzen sich durch die entsprechende Verdichtung die Radien dieser Schichten am meisten in der Richtung zur Sonne, am wenigsten in entgegengesetzter Richtung; in der so modificirten Gestalt der Atmosphäre nimmt der Kern nicht mehr die Mitte ein, sondern erscheint ihrem vorderen Rande näher, und mit der Dichte ist auch die Helligkeit derselben vor dem Kerne im Ganzen grösser als hinter diesem.

Gleichzeitig ist, dieser Vertheilung ihres Stoffes entsprechend, der Druck der Atmosphäre an der vorderen Seite des Kernes stärker als an der hinteren, und hat, wie die Temperatur, an ersterer ein Maximum, an letzterer ein Minimum; eine ähnliche Differenz besteht aus demselben Grunde auch bezüglich der vom Kerne entfernteren Schichten. Eine solche Druckvertheilung bedingt aber nothwendig eine Tendenz der vorderen Gase, um den Kern herum nach rückwärts abzufließen. Dieser Tendenz folgend, kommen sie in Gegenden niedrigerer Temperatur und schwächeren Druckes; aus beiden Gründen dehnen sie sich aus, und man sieht, dass so der rückwärtige Theil der Atmosphäre, obwohl durch Erwärmung sich zusammenziehend an Gesamtvolumen zunehmen kann. Sobald dieser Fall eintritt, werden die hinteren Gaspartien, durch die mit einer gewissen Geschwindigkeit von vorne hinüberströmenden Gase gedrängt, immer weiter vom Kerne sich entfernen und gleichzeitig, nach den Seiten weniger als nach rückwärts, sich ausdehnen, auf solche Weise mehr und mehr, wenn die Temperaturdifferenz am Kerne hinreichend gross wird, einen von der Sonne abgewendeten und nach hinten an Breite zunehmenden Schweif desselben bildend. Je stärker an grösseren Kernen jene Temperaturdifferenz ansteigt und die Geschwindigkeit der durch sie erzeugten Strömung wächst, desto mehr wird dieser Schweif bei zunehmender Länge mit Verkürzung des Scheitelradius an relativer Breite abnehmen, desto mehr werden die Gase vor dem Kerne durch ihre Dichte und Helligkeit mit denjenigen auf dessen hinterer Seite contrastiren und die Schweifaxe stoffarm erscheinen. Ein auf der bestrahlten Kernseite durch Erwärmung entwickelter Dampf wird für gewöhnlich sofort

der erwähnten Strömung folgen und umbiegend in den hierdurch rasch anwachsenden Schweif übergehen. Solcher Dampf kann zunächst auch das Volumen der vorderen Kernhülle, anstatt dass es sonst abnehmen würde, vergrößern. Bei eruptiver Entwicklung kann derselbe eine fächerförmige Ausstrahlung oder eine Folge gesonderter Hüllen bilden.

Nach dieser Hypothese wird der Schweif eines Kometen zwar im Allgemeinen von der Sonne abgewendet erscheinen, wobei aber selbst schon dessen Ursprungsrichtung mehr oder weniger von der Verlängerung des Radiusvector abweichen kann, in welcher sie liegen müsste, wenn die Ursache des Schweifes in einer Abstossung durch die Sonne zu suchen wäre. Es dürfte, jene Richtung betreffend, vornehmlich in Betracht kommen, dass nach der Natur der Sache weder das Maximum der Temperatur, noch dasjenige des Druckes genau auf den Punkt der Kernoberfläche fallen wird, welcher die Sonne gerade im Zenith hat; nach der als wahrscheinlich anzunehmenden Vertheilung von Temperatur und Druck aber wird die Anfangsrichtung des Schweifes mit der Verlängerung des Radiusvector einen bezüglich der Bahnbewegung zurückliegenden spitzen Winkel bilden. Dies ist, wie es scheint, in der Regel der Fall; man hat das betreffende Verhalten oft mit der Wirkung verglichen, welche ein widerstehendes Mittel auf die Bewegung des Schweifes ausüben würde.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse](#)

Jahr/Year: 1893

Band/Volume: [102_2a](#)

Autor(en)/Author(s): Puschl C.

Artikel/Article: [Über die Natur der Kometen. 577-591](#)