BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG 1965

MÜNCHEN 1966

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Über die Entwicklungsraten der Kometenatmosphären

Von W. F. Huebner in Los Alamos, New Mexico

Vorgelegt von Herrn Ludwig Biermann am 5. November 1965

Auf Grund der Auffindung der verbotenen Linien des atomaren Sauerstoffs in den Spektren einiger Kometen, und auf Grund möglicher chemischer Reaktionen, die mit Helligkeitsschwankungen der Kometen in Zusammenhang gebracht werden, hat man in den letzten paar Jahren annehmen müssen, daß die Gasentwicklung der Kometenkerne sehr viel höher liegen muß, als man aus den Intensitäten der beobachteten Molekularbänder schließen konnte. Es ist daher von Interesse, die möglichen Gasentwicklungsraten angesichts des Energiegleichgewichtes zwischen eintreffender Sonnenstrahlung einerseits, und Wärmeausstrahlung und Verdampfung vom Kometenkern andererseits, zu überprüfen. Als Modell für den Kometen wird das Whipple'sche Eiskonglomerat¹ angenommen.

Durch Ionisation, Dissoziation und Linienabsorption der Moleküle in der Kometenatmosphäre kann die Abschirmung der auf den Kern einstrahlenden Sonnenenergie bis zu etwa 10% betragen. Dagegen kann die Abschirmung durch Extinktion des Staubes noch viel größer sein.

Für den Energiegleichgewichtszustand hat man

$$({\bf 1}-A)\frac{J_a}{r_h^2} = Z\,\frac{L}{N_{\bf 0}} + ({\bf 1}-A)\;\sigma\,T^4,$$

wo das Glied auf der linken Seite die auf der Kernoberfläche pro cm² und sec absorbierte Strahlungsenergie darstellt, mit A der Albedo der Oberfläche (für Ein- und Ausstrahlung gleichgesetzt),

¹ Whipple, F. L.: Astrophys. J. 111, 375 (1950).

^{- :} Astrophys. J. 113, 464 (1951).

[:] Astrophys. J. 121, 750 (1955).

 r_h dem heliozentrischen Abstand in astronomischen Einheiten, und J_a der durch Abschirmung verringerten und auf die Gesamtoberfläche $4\pi\,R^2$ des Kernes gleichmäßig verteilten Sonnenenergie pro cm² und sec. Das erste Glied auf der rechten Seite der Gleichung ist die Energie, die zur Verdampfung von Z Molekülen pro cm² Oberfläche pro sec verbraucht wird, mit L der Verdampfungswärme des Eises in cal pro mol, und N_0 der Loschmidtschen Zahl; das letzte Glied stellt die Wärmeausstrahlung pro cm² und sec dar, wo σ die Stefan-Boltzmann-Konstante ist und T die Temperatur in °K. Substanzen, aus denen Kometenkerne vermutlich bestehen, haben Verdampfungswärmen zwischen $L\approx 2.2$ kcal/mol für CH $_4$ und $L\approx 10$ kcal/mol für H $_2$ O.

Eine weitere Gleichung, die die Ergiebigkeit pro Einheitsoberfläche als Funktion der Temperatur darstellt, ist

$$Z = v_T \frac{P}{kT} = \frac{1}{\sqrt{T}} \times 10^{29.744 - 0.2182 L/T}.$$

Hier ist v_T die Geschwindigkeit, mit der die Moleküle die Oberfläche, die eine Temperatur T hat, verlassen. Das mittlere Molekulargewicht des Gases wird als 18 angenommen. Der Dampfdruck P ist durch die Clausius-Clapeyron-Gleichung, unter Benutzung der Troutonschen Regel, daß die Integrationskonstante für den Siedepunkt $L/(R_0 T_S) \approx$ 10 ist, bestimmt. Die Siedetemperatur ist T_S , k ist die Boltzmann-Konstante, und R_0 ist die Gaskonstante in cal pro mol. und °K.

Die beiden obigen Gleichungen können graphisch gelöst werden. Als erstes ergibt sich, daß die Oberflächentemperatur des Kerns erheblich unter derjenigen liegen muß, die sich für einen Planeten mit fester, nicht verdampfbarer Oberfläche in gleichem Sonnenabstand ergeben würde, in 1 astron. Einheit z.B. um 150 °K gegen ca. 270 °.

Abb. 1 zeigt die Lösung für Z als Funktion von r_h mit L als Parameter. Die Albedo wurde A=0 gesetzt. Wie ersichtlich, ist für Kometen mit kleiner Extinktion in der Kometenatmosphäre für $r_h=1$ a.E. $Z>10^{17}$ cm⁻²sec⁻¹sterad⁻¹, und für leichtflüchtige Substanzen sogar $Z>10^{18}$. Für einen Kernradius $R=10^6$ cm wird die Ergiebigkeit $Q=ZR^2>10^{29}$ Moleküle sec⁻¹sterad⁻¹,

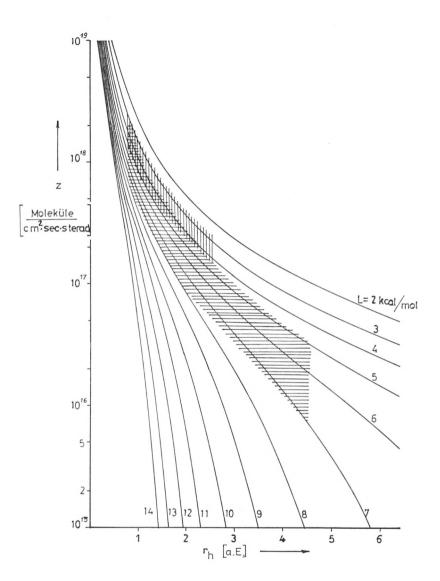


Abb. 1: Molekülergiebigkeit, Z in cm⁻²sec⁻¹sterad⁻¹, über heliozentrische Entfernung, r_k in astronomischen Einheiten, mit Verdampfungswärme, L in kcal/mol, als Parameter. Lotrechte Schraffur deutet an, wie sich die von den Helligkeitsbeobachtungen bestimmten Daten des Kometen 1948 I (Bester) vor Periheldurchgang (mit waagerechter Schraffur – nach Periheldurchgang) anpassen lassen.

beziehungsweise $Q>10^{30}$, d. h. einige Zehnerpotenzen größer, als man aus den Intensitäten der Molekularbänder schließen konnte, aber im Einklang z. B. mit den Schlüssen, die aus der beobachteten Intensität der [O I]-Linien gezogen werden können².

Da wenigstens für kleine r_k die Helligkeit der Koma J (reduziert auf 1 a.E. geozentrischen Abstandes, aber in willkürlichen Einheiten gemessen) empirisch wie r_h^{-4} geht, und die Produktionsrate $Z \sim r_h^{-2}$, kann man nun $J^{1/2}$ als Funktion der heliozenrischen Entfernung r_h mit demselben Abszissenmaßstab und mit der gleichen logarithmischen Skala wie Abb. 1 auftragen und durch Verschieben entlang der Ordinatenachse diese Beobachtungsdaten, unter Vernachlässigung von Fluktuationen, mit einer der Kurven der Abb. 1 in Übereinstimmung bringen. Die Beobachtungsdaten vor dem Periheldurchgang eines Kometen können dabei auf eine andere Kurve der Abb. 1 fallen als diejenigen für die Zeit nach Periheldurchgang. Die Ergiebigkeit Z und die Verdampfungswärme L können so direkt abgelesen werden. Die Verschiebung entlang der Ordinatenachse läßt einen, den beobachteten Helligkeitsschwankungen entsprechenden, Spielraum und daher eine gewisse Ungenauigkeit in Z und L. Als Beispiel sind die Beobachtungsdaten des "jungen" Kometen 1948 I (Bester) durch lotrechte Schraffur vor dem Perihel und durch waagerechte Schraffur nach Periheldurchgang dargestellt. Es ist zu ersehen, daß bei Periheldurchgang $Z \approx$ 1.5 imes 10¹⁸cm⁻²sec⁻¹sterad⁻¹, $L_v \approx$ 3.5 kcal/mol und $L_u \approx$ ≈ 6 kcal/mol vor, beziehungsweise nach Periheldurchgang sind. Die hohe Gasentwicklung hat noch eine andere Erscheinung zur Folge: Das entweichende Gas reißt von der Kernoberfläche Staub. aber ganz besonders auch Eisteilchen, mit sich in die Atmosphäre. Diese Eisteilchen schirmen den Kern von der Sonnenstrahlung ab, und durch diese Gleichgewichtsveränderung wird somit die Gasentwicklung an der Oberfläche verringert; die Gesamtgasentwicklung wird jedoch durch die Verdampfung der Eisteilchen in der Atmosphäre schon in der nahen Umgebung des Kernes wieder erhöht. Durch Anwendung der Mieschen Theorie für den Extinktionsquerschnitt der Eisteilchen und von der Bewegungs-

² Biermann, L. u. E. Trefftz: Z. Astrophys. 59, 1 (1964).

gleichung dieser Teilchen im Gravitationsfeld des Kernes, kann man zusammen mit den schon beschriebenen Gleichungen und dem Sonnenspektrum neue Gleichgewichtsbedingungen ableiten. Das Ergebnis ist, daß die Eisteilchen einen Maximalradius von einigen 10⁻⁵ cm haben, daß für große r_h die Lebensdauer eines solchen Eisteilchens $\tau \approx 10^4~{\rm sec} \approx 3^h$ ist, und daß diese Eisteilchen eine Höhe von nicht viel mehr als 10 km über der Kernoberfläche erreichen, bevor sie den größten Teil ihrer Abschirmungseigenschaften verlieren. Diese Eishalo sind sehr empfindlich gegenüber der Sonnenstrahlung (und möglicherweise auch gegenüber dem Sonnenplasma) und können daher die Aktivitäten der Kometen bereits bei heliozentrischen Entfernungen $r_h > 3$ stark beeinflussen. Als Beispiel sei der Komet Schwassmann-Wachmann 1 (1925 II) erwähnt.

Ausführliche Behandlungen der gleichen Gegenstände bei Hübner, und Hübner und Weigert werden in der Zeitschrift für Astrophysik erscheinen.