1960 ACTA UNIVERSITATIS CAROLINAE — MATHEMATICA NO. 1. PAG. 1—11

PHYSIKALISCHE KOMETENCHARAKTERISTIKEN

FYSIKÁLNÍ CHARAKTERISTIKY KOMET

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМЕТ

ZDENĚK SEKANINA

Astronomisches Institut der Karls Universität Prag
Direktor Prof. J. M. Mohr

1. EINLEITUNG

In diesem Artikel werden die Methoden zur Ausrechnung von einigen physikalischen Charakteristiken des Kometenkopfes behandelt. Das ist vor allem der effektive Halbmesser des Kometenkernes, der uns die Massen von einzelnen Kometen zu vergleichen erlaubt. Es handelt sich um den Halbmesser des Kernes unter der Voraussetzung, dass er monolitisch ist, sodass er eine gewisse untere Abschätzung für seine Grösse repräsentiert. Der Halbmesser wurde unter der Voraussetzung der gleichen Zahl von Gasmolekulen in der Einheit der Oberfläche des Kernes ausgerechnet. Diese Voraussetzung muss natürlich nicht erfüllt werden, aber bisherige Beobachtungsresultate erlauben nicht in dieser Richtung auf jeden einzelnen Kometen Rücksicht zu nehmen. Der zweite Parameter ist die effektive Schichtdicke des Meteormaterials. Ihre Bestimmung basiert auf derselben Voraussetzung wie die Ausrechnung des effektiven Kernhalbmessers. Ausserdem tritt in die Ausrechnungen noch eine weitere Grösse ein, und zwar der mittlere Halbmesser der Meteorpartikel in dem Kometenkopfe. Ihr Wert wurde aus den Beobachtungsresultaten von einzelnen Kometenmeteorschwärmen bestimmt. Eine weitere Charakteristik ist die Grösse B (Funktion der Desorptionswärme), die durch Kenntnis von fotometrischen Exponenten $n(r)$ in der heliozentrischen Distanz r gewonnen ist. Daraus folgt auch der Ausdruck für das Verhältnis der absoluten Helligkeit des Staub- und Gasteiles der Coma:

$$k = \frac{I_{od}}{I_{og}}. \tag{1}$$

2. AUSRECHNUNG VON PHYSIKALISCHEN CHARAKTERISTIKEN DES KOMETENKOPFES

Die Helligkeit der Gascoma in der Einheitsdistanz von der Erde ist nach der Levin's Formel gegeben

$$I'_g = A \cdot n_0, \tag{2}$$

wo n_0 die Zahl der freigemachten Molekülen für eine Sekunde bedeutet. Für n_0 hat Levin den Ausdruck gefunden

$$n_0 = N_0 \sqrt{\frac{\varkappa T}{2\pi m}} \cdot e^{-\frac{L}{R_0 T}}, \tag{3}$$

wo N_0 die Zahl der Molekülen in der Kernsoberfläche auf der zur Sonne gewendeten Seite, $\varkappa$ Boltzmannsche Konstante, m Molekülenmasse, T absolute Temperatur der Kernsoberfläche in der gegebenen Distanz von der Sonne, L die Desorptionswärme, R_0 Gaskonstante bedeuten.[1] Wenn man für die Temperatur $T(r)$ einen annähernden Ausdruck ansetzt

$$T(r) = \frac{T_0}{\sqrt{r}} \tag{4}$$

und wenn man weisst, dass

$$N_0 = 2\pi N R^2, \tag{5}$$

ist, wo N die Zahl der Molekülen in 1 cm² der Kernoberfläche, R den effektiven Halbmesser bedeuten, dan ist nach (2):

$$I'_g = A N R^2 \sqrt{\frac{2\pi\varkappa T_0}{m}} \cdot r^{-1/4} \cdot e^{-\frac{L}{R_0 T_0}\sqrt{r}}. \tag{6}$$

Bezeichnen wir

$$B = \frac{L}{R_0 T_0}, \quad C = A N \sqrt{\frac{2\pi\varkappa T_0}{m}},$$

dann ist

$$m'_g = -\tfrac{5}{2}\log C - 5\log R + \tfrac{5}{8}\log r + \tfrac{5}{2} B r^{1/2} \log e, \tag{7}$$

wohin man noch für $B \cdot r^{1/2}$ den Ausdruck

$$n_g = \tfrac{1}{4} + \tfrac{1}{2} B r^{1/2} \tag{8}$$

ansetzt, wo n_g den fotometrischen Exponenten des Gasteiles bedeutet. Dann (7) hat die Form

$$m'_g = -\tfrac{5}{2}\log C - 5\log R + \tfrac{5}{8}\log r + 5\left(n_g - \tfrac{1}{4}\right)\log e. \tag{9}$$

Für das Verhältnis zwischen dem gesamten fotometrischen Exponenten des Kometen n, dem Exponenten n_g und dem Exponenten des Staubteiles n_d hat VANÝSEK[2] die Formel deduziert:

$$n = \frac{n_d k r^{-n_d} + n_g r^{-n_g}}{k r^{-n_d} + r^{-n_g}}. \tag{10}$$

Dabei weiss man, dass $n_d = 2$. Die Gleichung (10) ist eine Transzendenzgleichung für n_g, k hat dieselbe Bedeutung wie in der Gleichung (1).

Wen man weiter voraussetzt, dass das Albedo des festen Stoffes, zurückwerfendes das Sonnenlicht, änhlich wie bei den Asterioden, 0,15 ist, kann man das Verhältnis zwischen der Helligkeit und dem Kernshalbmessers deduzieren, wenn man die Kenntnis des Halbmessers der Ceres (und ihre individuellen Abweichungen von dem angeführten Albedoswerte) benützt. So gilt für die Grösse der durch die Kugeloberfläche zurückgeworfenen Strahlung S des Albedos 0,15 und des effektiven Halbmessers R (cm)

$$m'_d\,(S) = 40{,}86 - 5\log R + 5\log r, \tag{11}$$

wo r die heliozentrische Distanz bedeutet; die geozentrische Distanz ist gleich 1 A. E. vorausgesetzt. Von dem physikalischen Standpunkte ist aber unhaltbar, dass alle zurückgeworfene Strahlung nur durch die Monolitsoberfläche aproximiert sei. In der Tatsache muss man voraussetzen, dass der Komet ein bestimmtes Quantum von Meteorstaube enthält, der, wenn auch voluminös klein ist, eine bedeutende Gesamtfläche hat. Wenn die Zahl der Meteorpartikel n' ist und die i-ste Partikel den Halbmesser ρ_i hat, dann gilt für die gesamte zurückgeworfene Helligkeit durch die Gesamtheit von Partikeln P

$$m'_d(P) = 40{,}86 - 2{,}5\log\,[\rho_i^2]_1^{n'} + 5\log r, \tag{12}$$

wo $[\rho_i^2]_1^{n'}$ bezeichnet die Summe.
Dabei hat man die Partikel in der Form von Kugeln vorausgesetzt. Der mittlere Wert des Halbmessers ist

$$\rho = \sqrt{\frac{[\rho_i^2]_1^{n'}}{n'}}\,. \tag{13}$$

Stellen wir vor, dass die Partikel auf der Oberfläche des Kerns in der Schicht dieselbe Dicke D (in cm), und zwar so, dass der Raum zwischen ihnen klein wie möglich ist. Dann ist

$$[\rho_i^2]_1^{n'} = \left(\frac{\pi^2 n'}{8}\, D^2 R^4\right)^{1/3}. \tag{14}$$

Die Zahl von Partikeln wird man auf das Einheitsvolumen reduzieren, sodass

$$n' = 2\pi N' R^2 D\,, \tag{15}$$

ist, wo N' die Zahl von Staubpartikeln in dem Einheitsvolumen bedeutet. Die Gleichung (14) nimmt die Form

$$[\rho_i\,]_1^{n'} = \pi R^2 D\sqrt[3]{\frac{N'}{4}}\,. \tag{16}$$

Für die gesamte Grösse der Strahlungstaubpartikel (Oberfläche und Staub) in der Distanz 1 A. E. von der Erde, hat man

$$m'_d = 40{,}86 - 5\log R - 2{,}5\log\left(1 + \pi D\sqrt[3]{\frac{N'}{4}}\right) + 5\log r. \tag{17}$$

Man führt noch die Bezeichnung

$$E = 1 + D\pi \sqrt{\frac{N'}{4}}$$

und aus den Gleichungen (7) und (17) deduzieren wir die absoluten Grössen der Gas- und Staubcoma

$$m_{og} = -\tfrac{5}{2}\log C - 5\log R + \tfrac{5}{2} B \log e, \tag{18}$$

$$m_{od} = 40{,}86 - 5\log R - \tfrac{5}{2}\log E. \tag{19}$$

Daraus folgt

$$m_{og} = m_o + 2{,}5\log(1 + k), \tag{20}$$

$$m_{od} = m_o + 2{,}5\log\left(1 + \frac{1}{k}\right). \tag{21}$$

Aus der Lösung der angeführten Verhältnissen folgt

$$\frac{E}{C} = 2{,}21 \cdot 10^{16}\, k \cdot e^{-B}. \tag{22}$$

Weiter benützt man die Funktion Φ, welche HRUŠKA[3] abgeleitet hat. Sie läutet

$$\Phi = \frac{I'(r)}{I_0}, \tag{23}$$

wo $I'(r)$ die Helligkeit des Kometen in der Distanz r von der Sonne und in der Distanz 1 A. E. von der Erde, I_0 die konstante Grösse bedeuten. Man kann annähernd schreiben

$$\Phi \doteq r^{-n}. \tag{23'}$$

Die Benützung der Formel (7), (17), (18), (19), bekommen wir nach der Anordnung:

$$\frac{E}{C} = 2{,}21\,\frac{r^{-1/4} \cdot e^{-B\sqrt{r}} - \Phi \cdot e^{-B}}{\Phi - r^{-2}} \cdot 10^{16}. \tag{24}$$

Mittels der Vergleichung der Verhältnisse (22) und (24) und mittels der Einsetzung für k aus der Gleichung (10)

$$k = \frac{\frac{1}{4} + \frac{1}{2}B\sqrt{r} - n}{n - 2} \cdot r^{7/4 - 1/2\, B\sqrt{r}} \tag{25}$$

bekommt man die Transzendenzgleichung für B

$$Ge^{-\alpha B} = (B + F)\, e^{-\beta B} + H, \tag{26}$$

wo

$$\alpha = \sqrt{r} - 1,$$
$$\beta = \tfrac{1}{2}\sqrt{r}\ln r,$$

$$F = (\tfrac{1}{2} - 2n)\, r^{-1/2},$$
$$G = 2\,(n - 2)\,(\Phi r^2 - 1)^{-1} \cdot r^{-1/2},$$
$$H = G \cdot \Phi \cdot r^{1/4}.$$

In diesen Fällen ist es nötig durch die Einsetzung festzustellen, welche aus den beiden Derivationen in dem absoluten Werte grösser ist. So bekommen wir den aproximativen Wert B und durch Einsetzung in die Gleichung (25) auch die Grösse des Verhältnisses k. Für $r = 1$ A. E. die Gleichung (26) führt nicht zum Ziel.

Wenn die Grösse k bekannt ist, kann man den Halbmesser des Kometenkerns aus dem Verhältnisse

$$R = [C\,(1 + k)]^{-1/2} \cdot \sqrt{e^{B}} \cdot 10^{-0{,}2\,m_0} \qquad (29)$$

bestimmen. Die Schwierigkeit liegt in der Bestimmung des Koefizienten C. Die Lösung liegt darin, dass Koefizient durch die Grössen bestimmt ist, welche man für alle Kometen als annähernd konstant legen kann. Man kann ihn also finden, wenn alle anderen Grössen für einen Kometen bekannt sind (also auch der effektive Halbmesser des Kerns). Allerdings bleibt da als Problem die Bestimmung des effektiven Halbmessers. Für den Halleyschen Kometen, der am besten erforscht ist, geben verschiedene Autoren sehr verschiedene Werte des Halbmessers an [4, 5, 6]:

Orlov	$2R = 1{,}5 \cdot 10^5$ cm,
Voroncov-Veljaminov	$2R = 6 \cdot 10^6$ cm,
Dubjago	$2R \sim 5 \cdot 10^7$ cm.

Dabei erwägen sie auch die verschiedene Struktur des Kerns. Für uns handelt sich für den minimalen Wert, weil wir das Monolit vorausetzen. Wenn wir uns zur Orlovschen Bestimmung zuneigen, welche auch struktural zu unserem Modell am nächsten ist, und wenn wir Bobrovnikoffsche Werte von fotometrischen Parametern des Halleyschen Kometen aus dem Jahre 1910 benützen:

$$n(r) = 4{,}03 \qquad m_0 = 5{,}62 \qquad r = 1{,}68 \text{ A. E.}$$

bekommen wir sukzessiv:

$$B = 7{,}33,$$
$$k = 0{,}101,$$
$$C = 1{,}4 \cdot 10^{-9},$$

wenn wir R in cm, r in A. E., m_0 in mg ausdrücken. Wenn wir noch den mittleren Halbmesser von Staubpartikeln ρ abschätzen, bekommen wir für die Dicke der Staubschicht und die Gesamtzahl von Staubpartikeln in der Schicht die Ausdrücke

$$D = \frac{2\sqrt{2}}{\pi}\, \rho\, (E - 1)\,, \tag{30}$$

$$\nu = 2\,(E - 1)\left(\frac{R}{\rho}\right)^2, \tag{31}$$

wobei natürlich $\nu = 2n'$ ist.

3. BESTIMMUNG DES MITTLEREN HALBMESSERS VON STAUBPARTIKELN IN DER COMA

Damit wir nach den angeführten Formeln die Dicke der equivalenten Schicht und die Gesamtzahl von Partikeln in dieser ausrechnen könnten, es ist nötig wenigstens annähernd den mittleren Halbmesser von Staubpartikeln ρ bestimmen. Dazu kann man das Verhältnis zwischen den Zenithelligkeiten von Meteoren ihrer Verteilung benützen, wenn man die Brechung bei $m_z = 4$ voraussetzt.

Zur Bestimmung von ρ wurden die Kometenschwärme von Lyriden, Umiden, Leoniden benützt, bei denen die Verteilung nach der Helligkeit vom Plavec und Sekanina[7] durchgeführt wurde und von Perseiden nach Kresák und Vozárová.[8] Ausserdem wurde der Halbmesser von Partikeln auch für Geminiden (nach Plavec und Sekanina[9]), die ein Planetoidenschwarm sind, bestimmt:

$$\rho = 0{,}39 \cdot \left(s \cdot \left[\frac{w}{58}\right]^{k_0}\right)^{-1/3} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} e^{-0{,}62\, m_z\, \varrho_i}}{n}} \tag{32}$$

wo w die geozentrische Geschwindigkeit des Meteors (in km sec^{-1}), $m_z\,(\rho_i)$ die Zenitgrösse des Meteors mit dem Halbmesser ρ_i, n die Zahl von Partikeln, s die Dichte von Partikeln bedeuten; $s = 3{,}2$ g cm^{-3}, k_0 ist Exponent bestimmend den Einfluss der geozentrischen Geschwindigkeit auf die Helligkeit des Meteors. Nach Öpik wurde der Wert $k_0 = 2{,}5$ benützt. Als untere Grenze für die Halbmesser von Partikeln ρ_i wurde der Wert $2{,}10^{-5}$ cm genommen. In der Tafel 1 wird der Name des Schwarmes, seine Periode des Umlaufe P, der Mutterkomet und der mittlere Halbmesser von Partikeln ρ angeführt.

Tafel 1.

Schwarm	Jahre P	Mutterkomet	ρ cm
Geminiden	1,6	—	$6{,}9 \,.\, 10^{-2}$
Umiden	13,6	1939 X	$7{,}8 \,.\, 10^{-2}$
Leoniden	33,2	1866 I	$3{,}1 \,.\, 10^{-2}$
Perseiden	120	1862 III	$4{,}0 \,.\, 10^{-2}$
Lyriden	415	1861 I	$5{,}3 \,.\, 10^{-2}$

Für Kometenschwärme erfolgt also im Durchmesser

$$\rho = 5 \,.\, 10^{-2} \text{ cm}$$

was der zur Ausrechnung von Grössen D und ν benützte Wert ist. Gleichzeitig ist dieser Wert in dem Einklange mit dem Richterschen Modell des typischen Kometen.

4. NUMERISCHE WERTE

Numerische Werte von einigen Grössen für 16 Kometen werden in der Tafel 2 angeführt, wo einzelne Kolonnen bezeichnen:

Bezeichnung des Kometen nach dem Periheldurchgang.
Name des Kometen, d. h. der Name des Endeckers.

P — Umlaufszeit in Jahren; bei den nichtperiodischen Kometen wird die numerische Exzentrizität der Bahne angeführt.
m_0 — absolute Sterngrösse
m_{cg} — absolute Sterngrösse des Gasbestandteiles,
$m_{od}(S)$ — absolute Sterngrösse de Kometenkernes,
B — Desorptionswärme dividiert durch den Produkt aus der Gaskonstante R_0 und der absoluten Temperatur des Kerns T_0 in der heliozentrischen Distanz $r = 1$ A. E.,
$n(1)$ — der gesamte fotometrische Exponent in der heliozentrischen Distanz $r = 1$ A. E.;
$n_g(1)$ — der fotometrische Exponent des Gasteiles in der heliozentrischen Distanz $r = 1$ A. E.;
k — Quotient von absoluten Helligkeiten der Staub- und Gas-Coma nach (1),
R — der effektive Halbmesser des Kerns in km,
E — Wert der Grösse definiert mittels der Relation $\mathrm{E} = 1 + \pi D \left(\frac{N'}{4}\right)^{1/2}$,
D — Equivalente Schichtdicke des Meteorstaubes in cm,
ν — Gesamtzahl von Partikeln (Meteor) in der Schicht.
Autor — Autor, nach dessen Bestimmung des fotometrischen Exponenten die Parameter ausgerechnet wurden; B — N. T. Bobrovnikoff,[10] V — V. Vanýsek,[11] Be — M. Beyer.[12]

5. BESTIMMUNG DER KOMETENMASSE MITTELS DER GEWONNENEN PARAMETERN

Die Gesamtmasse des Kometen können wir unter der Voraussetzung der erfüllten Bedingungen sehr einfach bestimmen. Es gilt:

$$\mathfrak{M} = 4{,}19\, s(1 + N_m \mu)(R^3 \cdot 10^{15} + \nu \varrho^3)\,, \tag{33}$$

Tafel 2.

Bezeichnung	Name	P Jahre	m_o	m_{og}	m_{od}	m_{od} (S)	B	n (1)	n_g (1)	k	R km	E	D cm	ν	Autor
1858 VI	Donati	1950	4,30	4,96	5,15	10,9	11,76	4,25	6,13	0,838	9,77	201	9,00	$1{,}5 \cdot 10^{17}$	B
1861 I	Thatcher-Baeker	415,4	5,50	5,52	9,72	10,3	12,87	6,59	6,69	0,021	13,14	1,67	0,03	$9{,}2 \cdot 10^{14}$	V
1862 III	Swift-Tuttle-Simons	119,6	5,58	6,03	6,76	16,4	7,93	3,47	4,22	0,511	0,80	5 640	254	$2{,}8 \cdot 10^{16}$	B
1881 III	Tebbutt	2429	5,59	6,37	6,32	18,9	5,73	2,55	3,11	1,044	0,25	106 700	4 800	$6{,}3 \cdot 10^{15}$	B
1882 I	Wells	1 174 000	7,50	8,23	8,25	20,3	6,66	2,79	3,58	0,996	0,17	39 100	1 760	$9{,}3 \cdot 10^{15}$	V
1882 II		760,9	1,00	1,31	2,51	14,7	4,91	2,53	2,71	0,332	1,71	75 200	3 380	$1{,}8 \cdot 10^{18}$	V
1884 I	Pons-Brooks	71,56	4,64	4,73	7,37	15,2	7,61	3,89	4,06	0,088	1,36	1 340	60,2	$2{,}0 \cdot 10^{16}$	B
1893 III	Finlay	6 622	6,10	6,45	7,50	18,4	6,22	2,99	3,36	0,381	0,31	23 300	1 050	$1{,}8 \cdot 10^{16}$	V
1908 III	Morehouse	e 1,00069	3,94	4,00	7,15	12,4	9,48	4,83	4,99	0,055	4,87	2 480	111	$4{,}8 \cdot 10^{17}$	B
1910 I		3 906 000	4,90	5,18	6,51	15,1	8,06	3,76	4,28	0,294	1,39	2 850	128	$4{,}3 \cdot 10^{16}$	V
1910 II	Halley	76,03	5,62	5,72	8,21	16,5	7,33	3,75	3,92	0,101	0,75	2 030	91,2	$9{,}1 \cdot 10^{15}$	B
1914 V	Delavan	e 1,00016	1,70	1,78	4,53	14,4	5,64	2,99	3,07	0,079	1,98	8 670	391	$2{,}8 \cdot 10^{17}$	B
1919 III	Brorsen-Metcalf	69,06	10,23	10,45	12,08	16,0	12,12	5,53	6,31	0,222	0,93	37,3	1,63	$2{,}5 \cdot 10^{14}$	B
1937 VI	Encke	3,284	9,50	9,54	12,99	15,8	11,49	5,84	6,00	0,042	1,03	13,3	0,55	$1{,}0 \cdot 10^{14}$	V
1948 V	Pajdušáková—Mrkos	e 1,	4,37	4,38	9,51	16,1	6,45	3,46	3,48	0,009	0,90	431	19,4	$2{,}8 \cdot 10^{15}$	Be
1951 IV	Tuttle-Giacobini-Kresák	5,493	11,20	11,23	15,08	17,6	11,34	5,81	5,92	0,029	0,44	10,6	0,43	$1{,}5 \cdot 10^{13}$	V

wo s die Dichte des Meteormaterials einschliesslich der Kern in g cm^{-3}, $\mathcal{N}_m$ die Zahl von Gasmolekülen, die in 1 g der Meteormaterie sorbiert, μ die durchschnittliche Masse der Molekül in g, R der effektive Halbmesser des Kerns in km, ν die Gesamtzahl von Meteorpartikeln, die die Staubcoma formen, ρ der mittlere Halbmesser von Meteorpartikeln in cm, der aus der Formel (13) bestimmt ist, sind. Wenn man die wahrscheinlichsten Werte benützt

$$\begin{aligned} s &= 3{,}2 \text{ g cm}^{-3}, \\ \mathcal{N}_\mathrm{m} &\sim 10^{9} \text{ g}^{-1}, \\ \mu &\sim 3{,}10^{-23} \text{ g}, \\ s &= 5{,}10^{-2} \text{ cm}, \end{aligned}$$

sieht man, dass

$$\mathcal{N}_\mathrm{m} \cdot \mu \ll 1,$$

so dass

$$\mathfrak{M} = 13{,}4 \cdot 10^{5} \, (R^3 + 1{,}25 \cdot 10^{-19} \, \nu) \; [\mathrm{g}]. \tag{34}$$

Bei Mehrzahl von Kometen, besonders kurzperiodischen, ist das Glied mit ν — bezugnehmend auf das Glied R^3 — vernachlässigbar.

Das erste Glied auf der rechten Seite der Formel (34) repräsentiert die Masse des Kerns $\mathfrak{M}$ (S), das zweite die Masse des Meteorstaubes $\mathfrak{M}$ (P). Für den Halleyschen Kometen ist

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}(S) &= 6 \, . \, 10^{16} \text{ g}, \\ \mathfrak{M}(P) &= 2 \, . \, 10^{13} \text{ g}. \end{aligned}$$

Kresák[13] hat abgeschätzt, dass die Gesamtmasse von Meteoren in der Bahn des Halleyschen Kometen etwa 1—2 % ihrer Masse beträgt. Es wäre also die Masse von aus dem Kometen ausgeworfenen Meteoren reihenmässig gleich der Masse von Meteoren, die bisher in dem Kometenkopfe bleiben.

6. SCHLUSSWORT

Zu den abgeleiteten Ausdrücken ist es nötig zu bemerken, dass einige von ihnen einen Charakter von Hilfsgrössen haben. Das betrifft erstens den Wert des effektiven Halbmessers des Kerns. Diese Grösse repräsentiert nicht den wirklichen Halbmesser des Kerns, der viel grösser sein kann.

Die Forderung auf die Grösse dieses Halbmessers ist der Art, dass wir wollen, damit die zurückwerfende Fläche dieses Monolits der zurückwerfenden Gesamtfläche des wirklichen Kerns gleich sei. Ausserdem erlaubt der Wert des effektiven Halbmessers wenigstens annähernd die Grössen von einzelnen Kometen oder auch der Gruppen von Kometen zu vergleichen und unter Voraussetzung der gleichen Materialsdichte des Kerns, auch die Grösse der Masse.

Als Hilfsgrösse ist auch die equivalente Dicke der Schicht des Meteormaterials D. Ihren Wert, den wir unter der Voraussetzung der maximalen Dichte von Partikeln bekommen haben. Das bedeutet allerdings nicht, dass wir verlangen, damit der Kometenkern wirklich mit der Schicht von angeführten physikalischen Eingeschaften umhüllt würde. Das Gesamtvolumen, das die Meteorpartikel einnehmen, ist in den Kometen um einige Reihen grösser als das Volumen der von uns definierten Schicht.

Die Kenntnis der equivalenten Dicke erlaubt uns die Gesamtzahl von Meteorpartikeln in der Coma zu deduzieren. Der effektive Halbmesser des Kern ist aus der absoluten Helligkeit der Gas-Coma ausgerechnet unter der Voraussetzung, dass sie aus der Levinschen Formel gewonnenen Grösse mit $r = 1$ A. E. gleich ist. Dieses Vorgehen ist berechtigt nur in dem Falle, dass die heliozentrischen Distanzen nicht wesentlich von den Werten $r = 1$ A. E. beobachtet wurden mit Rücksicht darauf dass

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}(r)$$

Die Grösse C ändert sich auch mit der heliozentrischen Distanz. Für 16 angeführten Kometen aus der Tafel 2 war die mittlere Abweichung von 1 A. E. gleich

$$\Delta r = 0{,}54 \text{ A.E.}$$

In Hinsicht, dass die Formel (10) und (23′), die zur Ausrechnung von physikalischen Charakteristiken benützt wurden, haben einen aproximativen Charakter und dass der fotometrische Exponent n, der als Basis unserer Ausrechnungen dient, mit einer Genauikeit $\pm$ 5 % der absoluten Grösse bestimmt ist müssen die Werte von der in Tafel 2 angeführten Grössen mit einem gewissen Vorbehalt genomenn werden.

Ich danke am besten dem H. Prof. Dr. J. M. Mohr für gefälliges Übersehen des Original.

LITERATUR

1. J. H. Oort und M. Schmidt, BAN 11 (1951), No 419.
2. V. Vanýsek, BAC 5, 4 (1954).
3. A. Hruška, BAC 8, 1 (1957).
4. S. V. Orlov, Priroda komet (rusky).
5. B. A. Voroncov-Veljaminov, AŽ 22, 317 (1945).
6. A. J. Dubjago, AŽ 27, 5 (1950).
7. M. Plavec, Z. Sekanina, II. Met. Conf., Reviews, 1954.
8. L. Kresák, M. Vozárová, BAC 4, 139 (1953).
9. M. Plavec, Z. Sekanina, unveröffentlicht.
10. N. T. Bobrovnikoff, Perkins Obs. Contr. 2, No 16—17.
11. V. Vanýsek, Contr. Astr. Institut Brno, No 9.
12. M. Beyer, AN 279, 37.
13. L. Kresák, Disse tation, 1950.

SOUHRN

V této práci je podána metoda k určení nejdůležitějších fysikálních charakteristik komet na základě Levinovy formule za jistých zjednodušujících předpokladů; uvedené vzorce se vztahují k pracho-plynovému modelu komy a monolitnímu jádru komety.

РЕЗЮМЕ

В настоящей работе дается метод для определения важнейших физических характеристик комет на основании формулы Левина при некоторых упрощающих предположениях; приведенные формулы относятся к пылевогазовой модели комы и монолитному ядру.