

Rayleigh-Teilchen ($\alpha < 10^{-5}$ cm) im interplanetaren Raum?

HANS ELSÄSSER und THOMAS SCHMIDT

Landessternwarte Heidelberg-Königstuhl

(Z. Naturforsch. **21 a**, 1116–1122 [1966]; eingegangen am 4. April 1966)

Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

The question if submicron particles could be present in interplanetary space is discussed in some detail. On the assumption that the polarization of the zodiacal light is due to scattering of sunlight by submicron particles their spatial density is derived (chapter 2). The investigation of the forces exerted on those particles by the radiation pressure of sunlight and by interaction with the particles and magnetic fields of the solar wind shows that the „lifetime“ of submicron particles in interplanetary space is probably less than 10^3 years (chapter 1 and 3). Therefore it seems doubtful that they can exist in considerable numbers.

Die hohe Polarisation des Zodiakallichtes, wie sie in neuerer Zeit von mehreren Autoren gemessen wurde (Polarisationsgrad 20–30% für 40° Abstand von der Sonne in der Ekliptik), ist bis heute nicht befriedigend erklärt. Führt man sie allein auf die Streuung des Sonnenlichtes an freien Elektronen im interplanetaren Raum zurück, so ergeben sich Dichten von $n_e = 500 – 1000$ Elektronen/cm³ in Erdnähe (BEHR und SIEDENTOPF¹; ELSÄSSER²). Auch nach Modellen, bei denen der interplanetare Staub merklich zur Polarisation beiträgt, sind mindestens 300 Elektronen/cm³ in 1 A.E. Abstand von der Sonne erforderlich, wie die Rechnungen von GIESE und SIEDENTOPF³ mit Streufunktionen nach der MIESCHEN Theorie gezeigt haben. In dieses Resultat geht allerdings der für Elongationen $\varphi > 60^\circ$ angenommene Verlauf der Polarisation wesentlich ein, der wegen der geringen Helligkeit des Zodiakallichtes im Vergleich zur Helligkeit des Untergrundes (Milchstraße-Licht, ionosphärisches Leuchten, atmosphärisches Streulicht) durch die Beobachtungen noch nicht hinreichend gesichert ist.

Die genannten Elektronendichten erscheinen heute als unplausibel hoch, nachdem direkte Messungen der interplanetaren Plasmadichte mit Raumsonden auf Werte von etwa $n_e = 50$ Elektronen/cm³ in Erdnähe geführt haben (SONETT⁴) und auch neuere spektroskopische Messungen am Zodiakallicht (BEGGS et al.^{5a}) mit höheren Zahlen kaum verträglich sind.

Die Frage nach der Ursache der hohen Zodiakallichtpolarisation stellt sich deshalb heute aufs neue;

insbesondere fragt es sich, ob etwa bei den bisherigen Betrachtungen eine stark polarisierende Komponente der Zodiakallichtmaterie übersehen wurde. Einen Hinweis darauf, daß die Polarisation nicht allein auf die für die Helligkeit des Zodiakallichtes verantwortlichen interplanetaren Staubpartikel mit Radien $a > 10^{-4}$ cm zurückgeht, kann man in der von verschiedenen Autoren gemessenen Abhängigkeit der Polarisation von der ekliptikalnen Breite β sehen: Nach den Messungen von BEHR und SIEDENTOPF¹ und BEGGS et al.^{5b} nimmt der polarisierte Anteil des Zodiakallichtes mit β wesentlich langsamer ab als die Helligkeit. (Beobachtungen anderer Autoren, wie WEINBERG⁶ und DUMONT⁷, stehen allerdings damit in Widerspruch. Bei zukünftigen Messungen sollte diese Frage jedenfalls sorgfältig untersucht werden.)

Im folgenden wird diskutiert, ob im interplanetaren Raum neben den „klassischen“ Zodiakallichtteilchen mit Abmessungen $> 10^{-4}$ cm sehr kleine Partikel mit Dimensionen $< 10^{-5}$ cm vorhanden sein können, die in den Bereich der RAYLEIGH-Streuung fielen und damit stark polarisierend wirkten. Es wird untersucht, wieweit sich solche Teilchen im Planetensystem gegenüber dem Strahlungsdruck des Sonnenlichtes und den vom solaren Wind ausgehenden Kräften halten können, ob sie in der erforderlichen Häufigkeit als Zertrümmerungsprodukte der größeren Staubteilchen zu verstehen wären und ob eine von der Teilchengröße abhängige Konzentration der interplanetaren Partikel zur Erdbahnebene hin durch die Wechselwirkung mit den Magnetfeldern des

¹ A. BEHR u. H. SIEDENTOPF, Z. Astrophys. **32**, 19 [1953].

² H. ELSÄSSER, Z. Astrophys. **33**, 274 [1954].

³ R. H. GIESE u. H. SIEDENTOPF, Z. Astrophys. **54**, 200 [1962].

⁴ C. P. SONETT, Space Sci. Rev. **2**, 751 [1963].

⁵ D. W. BEGGS, D. E. BLACKWELL, D. W. DEWHIRST u. R. D. WOLSTENCROFT, a) Monthly Not. Royal Astr. Soc. **127**, 319 [1964]; b) Monthly Not. Royal Astr. Soc. **127**, 329 [1964].

⁶ J. L. WEINBERG, Ann. d'Astrophys. **27**, 718 [1964].

⁷ R. DUMONT, Ann. d'Astrophys. **28**, 265 [1965].



solaren Windes bedingt sein könnte. Einige dieser Fragen sind auch in einer Arbeit von PARKER⁸ angeschnitten, der wir manche Anregung verdanken; wir kommen im folgenden teilweise zu etwas anderen Resultaten als er.

Teilchen mit Durchmessern $\cong 10^{-5}$ cm sind beim „Venus-Flytrap“-Experiment von HEMENWAY und SOBERMAN⁹ in größerer Zahl gefunden worden. Es ist aber nicht eindeutig, ob diese Teilchen durch das Aufbrechen größerer Partikel in hohen atmosphärischen Schichten entstanden sind oder in dieser Form bereits im interplanetaren Raum existierten.

1. Stabilität von Rayleigh-Teilchen gegenüber Strahlungs- und Korpuskeldruck

Die auf ein kugelförmiges Teilchen vom Radius a und der Dichte ϱ im Abstand r von der Sonne wirkende Gravitationskraft ist

$$K_g(r) = \frac{G \mathfrak{M}_\odot 4 \pi}{r^2} \varrho a^3. \quad (1)$$

Für $r = 1$ A.E. folgt daraus nach Einsetzen der bekannten Zahlenwerte (\mathfrak{M}_\odot Sonnenmasse)

$$K_g(1 \text{ A.E.}) = 2,5 \varrho a^3 \text{ dyn}. \quad (1 \text{ a})$$

Die durch *Strahlungsdruck* auf das Teilchen ausgeübte Gegenkraft ist

$$K_s(r) = \frac{\pi a^2}{c} \int Q_s I_\nu(r) d\nu \quad (2)$$

(c Lichtgeschwindigkeit, $I_\nu(r)$ Strahlungsstrom der Frequenz ν). Der Faktor Q_s ist bei RAYLEIGH-Streuung gegeben durch (vgl. VAN DE HULST¹⁰)

$$Q_s = \frac{8}{3} x^4 \mu^2 - 4x \operatorname{Im}\{\mu\}, \quad (3)$$

wenn $x = 2\pi a/\lambda < 1$ und $\mu = (m^2 - 1)/(m^2 + 1)$ (λ Wellenlänge, m Brechungsindex).

Die Teilchen können sich nur dann im Planetensystem halten, wenn $K_s/K_g < 1$. In Tab. 1 sind entsprechende Zahlen angegeben für Eis-, Quarz- und Eisenpartikel. Das Integral in (2) wurde dafür unter Berücksichtigung der spektralen Energieverteilung der Sonnenstrahlung (LANDOLT-BÖRNSTEIN¹¹) graphisch ermittelt.

Für die durch die solare *Korpuskularstrahlung* auf die Staubteilchen übertragene Kraft K_c lässt sich schreiben

$$K_c = \pi a^2 f_c v_c m_c k. \quad (4)$$

Dabei sind f_c , v_c , m_c der Fluß, die Geschwindigkeit und die Masse der Partikel des solaren Windes, k ist eine Konstante der Größenordnung 1; $k=1$ gilt, wenn der Wirkungsquerschnitt der Staubteilchen gleich ihrem geometrischen Querschnitt ist und die solaren Korpuskel beim Stoß ihren gesamten Impuls übertragen. Nach den heutigen Kenntnissen über den solaren Wind sind in Erdnähe $f_c \cong 10^9$ Protonen/cm² sec, $v_c \cong 400$ km/sec, $m_c = 1,7 \cdot 10^{-24}$ g. Damit ergeben sich die Zahlen der Tab. 1 mit $k=1$.

Aus der Tabelle geht hervor, daß sich Teilchen unterhalb einer kritischen Größe, die zwischen 10^{-8} und 10^{-7} cm liegt und deren genauer Wert vom Teilchenmaterial abhängt, wegen der Stöße mit den solaren Korpuskeln nicht auf stabilen Bahnen um die Sonne halten können; sie werden vom solaren Wind mitgenommen. Bei den dielektrischen Teilchen existiert dann nach größeren Radien hin ein „stabil“ Bereich von etwa 2 Zehnerpotenzen in a , der bei etwa 10^{-5} cm nach oben durch den Strahlungsdruck abgegrenzt wird, während metallische RAYLEIGH-Teilchen insgesamt unstabil sind. Bei $a \cong 10^{-4}$ cm gibt es eine weitere kritische Größe, oberhalb der für alle Teilchen sowohl K_s als auch $K_c < K_g$. Das ist der

	H ₂ O	SiO ₂	Fe
ϱ m	1 1,33	2,6 1,54	7,8 1,27–1,37 i
K_s/K_g $K_s \leq K_g$	$4,6 \cdot 10^{15} a^3$ $a \leq 6 \cdot 10^{-6}$ cm		$3,8 \cdot 10^{15} a^3 + 7,1$ —
K_c/K_g $K_c \leq K_g$	$8,4 \cdot 10^{-8} a^{-1}$ $a \geq 8,4 \cdot 10^{-8}$ cm	$3,3 \cdot 10^{-8} a^{-1}$ $\geq 3,3 \cdot 10^{-8}$ cm	$1,1 \cdot 10^{-8} a^{-1}$ $a \geq 1,1 \cdot 10^{-8}$ cm

Tab. 1. Strahlungs- und Korpuskeldruck bei RAYLEIGH-Teilchen.

⁸ E. N. PARKER, Astrophys. J. **139**, 951 [1964].

⁹ C. L. HEMENWAY u. R. K. SOBERMAN, Astronom. J. **67**, 256 [1962].

¹⁰ H. C. VAN DE HULST, Light Scattering by Small Particles, John Wiley, New York—London 1957.

¹¹ LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik, Neue Serie, Gruppe VI, Band I, S. 100; Springer-Verlag, Berlin—Heidelberg—New York 1965.

Bereich der „klassischen“ Zodiakallichtpartikel (siehe z. B. GIESE¹²). Im folgenden geht es um die dielektrischen Teilchen mit $10^{-7} \lesssim a \lesssim 10^{-5}$ cm.

2. Zodiakallichtpolarisation und Anzahl der Rayleigh-Teilchen pro cm³

Mit Hilfe der älteren Modelle des Zodiakallichtes, die die hohe Polarisation durch freie Elektronen erklären, kommt man sofort zu einer Abschätzung der Teilchenzahlen pro cm³, wenn die soeben diskutierten RAYLEIGH-Teilchen die Rolle der Elektronen übernehmen sollen. Ihre polarisierende Wirkung ist sehr ähnlich der bei THOMSON-Streuung an Elektronen auftretenden; durch optische Anisotropie hervorgerufene Unterschiede sind in jedem Falle sehr klein und für die vorliegende Untersuchung vernachlässigbar. Die zur Erklärung der beobachteten Zodiakallichtpolarisation nötigen Teilchenzahlen ergeben sich deshalb näherungsweise aus dem Verhältnis der Streuquerschnitte C . Für Elektronen ist

$$C_e = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = 0,67 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (5)$$

(e Elektronenladung, m_e Elektronenmasse), während für RAYLEIGH-Streuung gilt

$$C_r = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \mu^2 a^6 = 0,70 \cdot 10^{20} a^6 \text{ cm}^2, \quad (6)$$

wenn $\lambda = 5,3 \cdot 10^{-5}$ cm und $\mu = 1,33$ ist. Aus der Elektronendichte n_e können wir dann mit

$$n_r = 0,96 \cdot 10^{-44} a^{-6} n_e \quad (7)$$

die Anzahl pro cm³ der RAYLEIGH-Teilchen $n_r(H_2O)$ berechnen. Für die Massendichten s gilt bei Eispartikeln

$$s_r = 4,0 \cdot 10^{-44} a^3 n_e. \quad (7a)$$

Wie schon in der Einleitung erwähnt, kommen die bisher diskutierten Modelle des Zodiakallichtes auf mindestens 300 Elektronen/cm³ in Erdnähe. Nimmt man auch für die RAYLEIGH-Teilchen ein Verteilungsgesetz der Radien $n_r(a) \sim a^{-2,5}$ an, wie es für die größeren Teilchen ($a > 10^{-4}$ cm) auf Grund des Helligkeitsverlaufes in der FRAUNHOFER-Korona plausibel ist, so ergibt sich dann im Anschluß an (7) und (7a) für Eisteilchen, wenn $10^{-7} \leq a \leq 10^{-5,2}$ cm, insgesamt

$$n_r = 7 \cdot 10^{-8} \text{ Teilchen/cm}^3$$

bzw.

$$s_r = 1 \cdot 10^{-25} \text{ g/cm}^3.$$

¹² R. H. GIESE, Z. Astrophys. 51, 119 [1961].

Die Massendichte des interplanetaren Staubes mit $a > 10^{-4}$ cm ist nach den bisherigen Modellen mit $s \geq 10^{-22} \text{ g/cm}^3$ anzunehmen. Aus dem Vergleich der Zahlen folgt, daß die hier erörterten RAYLEIGH-Teilchen der Masse nach gegenüber den „klassischen“ Teilchen nicht ins Gewicht fallen.

Den Vergleich der Teilchenanzahlen zeigt Abb. 1. Dabei ist zu beachten, daß sich dieser Vergleich auf die dielektrische Komponente der Zodiakallichtmaterie beziehen muß. Nach den bisher diskutierten Modellen ist anzunehmen, daß der größere Teil der interplanetaren Partikel metallisch ist (vgl. ELSÄSSER¹³; GIESE und SIEDENTOPF³). In Abb. 1 ist die

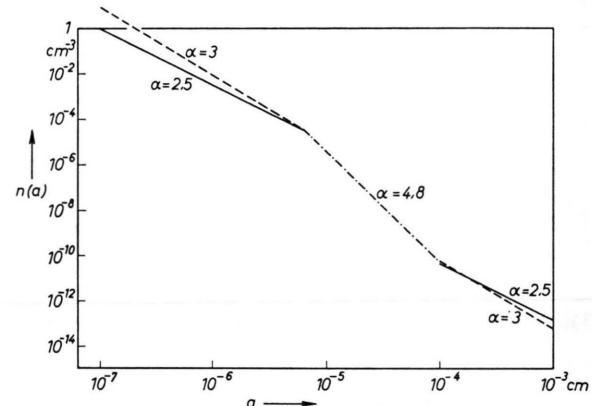


Abb. 1. Dichte $n(a) = n_0 \cdot a^{-\alpha}$ für interplanetare H_2O -Teilchen nach Zodiakallichtbeobachtungen und -modellen.

Häufigkeit der dielektrischen Teilchen in Abhängigkeit vom Radius a für den Bereich $a \geq 10^{-4}$ cm nach dem Modell B 3 von GIESE und SIEDENTOPF aufgetragen, für $a < 10^{-5}$ cm entsprechend den obigen Zahlen. Neben dem Verlauf, der sich bei $n(a) \sim a^{-\alpha}$ für $\alpha = 2,5$ ergibt, ist der Fall $\alpha = 3$ betrachtet. Das Verteilungsgesetz mit $\alpha = 3$ bedeutet, daß die Masse innerhalb eines bestimmten Radiusintervalls unabhängig von a ist.

Nach Abb. 1 ergibt sich eine Häufigkeitsverteilung, bei der sich die RAYLEIGH-Teilchen nicht zwanglos an die größeren Teilchen nach unten anschließen. Selbst wenn man berücksichtigt, daß die Anzahlen für $a \geq 10^{-4}$ cm vielleicht auf eine Größenordnung unsicher sind, erscheint es wegen des Sprunges in der Häufigkeit zwischen 10^{-4} und 10^{-5} cm als unplausibel, daß die kleinen Teilchen durch Zertrümmerung größerer (infolge von Stößen der Teil-

¹³ H. ELSÄSSER, Mitt. Astr. Ges. Hamburg 1957, II; 61 [1958].

chen untereinander oder mit den Korpuskeln des solaren Windes) entstanden sind. Das braucht aber noch kein Argument gegen die hier erörterte Existenz von RAYLEIGH-Teilchen zu sein. Wie SCHÄFER¹⁴ gezeigt hat, können solche Teilchen von Kometen nachgeliefert oder aus dem interstellaren Medium eingefangen werden.

3. Zur Dynamik interplanetarer Rayleigh-Teilchen

Die Überlegungen von Abschnitt 1 bedeuten nur eine erste Orientierung darüber, mit welchen Teilchengrößen und -arten wir im interplanetaren Raum zu rechnen haben. Wie sich im folgenden zeigen wird, ergeben sich zusätzliche Einschränkungen aus dem genaueren Studium der Wechselwirkung zwischen den interplanetaren Staubpartikeln und dem Sonnenlicht sowie dem solaren Wind.

Die nach Abschnitt 1 „stabilen“ Teilchen, für die sowohl K_s als auch $K_c < K_g$ sind, unterliegen einmal einer Abbremsung in ihrer Bahn um die Sonne durch den Strahlungsdruck des Sonnenlichtes (POYNTING–ROBERTSON-Effekt) und durch die Stöße mit den Partikeln des solaren Windes. Das ist anschaulich durch die Aberration der Strahlungsquelle bedingt: Infolge der Bahngeschwindigkeit u des interplanetaren Teilchens trifft die solare Strahlung aus einer Richtung auf das Teilchen auf, die gegen die Verbindungslinie Sonne-Teilchen etwas in Bewegungsrichtung geneigt ist. Die daraus resultierende Abbremsung des Teilchens begrenzt seine Lebensdauer.

Ein zweiter Effekt, der von Bedeutung sein dürfte (vgl. auch PARKER⁸) geht darauf zurück, daß die interplanetaren Partikel durch Photoeffekt wahrscheinlich elektrisch aufgeladen sind. Die Wechselwirkung mit den Magnetfeldern des solaren Windes kann dann, wie sich zeigen wird, die Aufenthaltsdauer der Teilchen im Planetensystem ebenfalls merklich beeinflussen.

a) Abbremsung durch Strahlungs- und Korpuskeldruck

Ein Teilchen der Masse M soll sich mit der Geschwindigkeit u auf einer Kreisbahn vom Radius 1 A.E. um die Sonne bewegen. Es wird dann mit

einer Kraft K_A abgebremst, die gegeben ist durch

$$K_A = - \left(\frac{K_s}{c} + \frac{K_c}{v_c} \right) u \quad (u \ll c, u \ll v_c), \quad (8)$$

wobei der erste Term die Wirkung des Strahlungsdrucks, der zweite die des Korpuskeldrucks beschreibt. Der ursprüngliche Impuls $M u$ des Teilchens wird in der Zeit t_A vernichtet, nach der das Teilchen in die Sonne stürzt. t_A läßt sich abschätzen durch

$$t_A = M / \left(\frac{K_s}{c} + \frac{K_c}{v_c} \right). \quad (9)$$

K_s und K_c wurden bereits in Abschnitt 1 für RAYLEIGH-Teilchen angegeben. In Tab. 2 sind Werte von t_A enthalten, die für H₂O- und SiO₂-Teilchen gelten. Bei den Zahlen t_A^s der zweiten Zeile ist die Wirkung des solaren Windes nicht berücksichtigt.

a cm	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-3}
t_A^s Jahre	$3,4 \cdot 10^8$	$3,4 \cdot 10^5$	340	$7 \cdot 10^3$
t_A Jahre	2.4	24	140	$6 \cdot 10^3$

Tab. 2. „Lebensdauer“ t_A für RAYLEIGH-Teilchen (H₂O und SiO₂) infolge Abbremsung bei $r=1$ A. E.

Die Lebensdauer ist bei diesen Teilchengrößen ganz durch den solaren Wind bestimmt. Mit dem POYNTING–ROBERTSON-Effekt allein ergeben sich wegen $K_s \sim a^6$ im RAYLEIGH-Bereich relativ hohe Lebenszeiten. Das ist bei den größeren Teilchen anders, wie die letzte Spalte der Tabelle für $a = 10^{-3}$ cm demonstriert.

Ob es bei der geringen Lebensdauer von allenfalls etwas über 100 Jahren möglich ist, interplanetare RAYLEIGH-Teilchen in ausreichender Menge nachzuliefern, müßte im Detail untersucht werden.

b) Wechselwirkung mit interplanetaren Magnetfeldern

Die interplanetaren Staubpartikel werden durch äußeren Photoeffekt von der ultravioletten Sonnenstrahlung auf das Potential

$$\Phi = \Phi_{\lambda_0} - \Phi_a \quad (\Phi_{\lambda_0} = h c / \lambda_0) \quad (10)$$

aufgeladen. Φ_a ist die Austrittsenergie der Photoelektronen, λ_0 bezeichnet die Grenzwellenlänge im Sonnenspektrum, unterhalb der die Absorption von UV-Quanten seltener wird als die neutralisierenden Stöße der Partikel mit den Elektronen des solaren Windes. Nach den Raketenmessungen von HALL, DAMON und HINTEREGGER¹⁵ liegt λ_0 für einen Elek-

¹⁴ D. SCHÄFER, Dissertation Tübingen 1965.

¹⁵ L. A. HALL, K. R. DAMON u. H. E. HINTEREGGER, Space Res. 3, 745 [1963].

tronenfluß $f_e = 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ sicher unterhalb von 800 Å, möglicherweise erst bei 300 Å, da für die He II-Linie bei 304 Å allein bereits ein Quantenfluß von $2,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ angegeben wird. Daraus folgt also $15 \text{ V} \leq \Phi_{i_0} \leq 45 \text{ V}$. Nach D'Ans und LAX¹⁶ ist $\Phi_a(\text{H}_2\text{O}) = 6 \text{ V}$; der tatsächliche Wert kann jedoch davon für chemisch nicht reines Material um einen Faktor 2 abweichen. In der Regel haben Verunreinigungen eher eine Verkleinerung der Austrittsarbeit zur Folge. Als obere Grenze von $\Phi_a(\text{H}_2\text{O})$ muß die Ionisationsspannung des Wasserstoffmoleküls $\Phi_i(\text{H}_2\text{O}) = 13 \text{ V}$ angesehen werden. Damit ergibt sich der gesamte Unsicherheitsbereich für das Partikelpotential zu $2 \text{ V} \leq \Phi \leq 40 \text{ V}$, wobei die Werte $\Phi \leq 5 \text{ V}$ bereits recht unwahrscheinlich sind. Für die Ladung eines Teilchens vom Radius a gilt

$$q \text{ ESL} = \chi \cdot (\Phi \text{ V}/300) a. \quad (11)$$

χ ist ein Faktor der Größenordnung 1 und hängt von der Geometrie des Teilchens ab. Für eine Kugel ist $\chi = 1$, für eine dünne Kreisscheibe $\chi = 1/\pi$. Mit $1/3 < \chi < 1$ folgt für die Teilchenladung also

$$2 \cdot 10^{-3} a \text{ ESL} \leq q \leq 0,13 a \text{ ESL}, \quad (12)$$

wobei $q \leq 10^{-2} a \text{ ESL}$ nicht sehr wahrscheinlich ist.

Nach den Messungen der Venussonde Mariner II (SONETT⁴) ist die mittlere Magnetfeldstärke im interplanetaren Raum für $r = 1 \text{ A.E.}$ etwa $B = 3 \cdot 10^{-5} \text{ Gauss}$ bei ruhiger Sonne. Das Feld ist zeitlich veränderlich und wechselt seine Richtung innerhalb etwa $T_1 = 10^4 \text{ sec}$. Außerdem sind in Verbindung mit Störzentren auf der Sonne auffälligere Änderungen des Feldes innerhalb etwa $T_2 = 10^6 \text{ sec}$ zu erwarten. Wie PARKER⁸ hervorgehoben hat, ist mit diesen Variationen des interplanetaren Feldes eine Zerstreuung der geladenen Staubteilchen verknüpft, die deren räumliche Verteilung und Verweilzeit im Planetensystem beeinflussen kann. Wegen der Rotation der Sonne werden die magnetischen Feldlinien des solaren Windes, der sich mit der Geschwindigkeit v_c radial nach außen bewegt, in größeren Entfernungen vorwiegend senkrecht zur radialen Richtung in der Ebene des Sonnenäquators, d. h. nahezu in der Ekliptikebene liegen. Im folgenden ist nur diese Komponente des Feldes berücksichtigt.

Ein auf einer kreisförmigen Bahn um die Sonne laufendes Teilchen, das die Ladung q trägt, ist der LORENTZ-Kraft

$$\mathfrak{R}_L = -\frac{q}{c} \mathfrak{v} \times \mathfrak{B} \quad (13)$$

ausgesetzt, wenn sich das Magnetfeld \mathfrak{B} mit der Geschwindigkeit \mathfrak{v} relativ zum Teilchen bewegt. Wir nehmen an, daß das radial nach außen gerichtete \mathfrak{v} senkrecht auf \mathfrak{B} steht und $|\mathfrak{v}| = v_c$ ist. \mathfrak{B} liege in der Erdbahnebene. Das Staubteilchen beschreibt dann bezüglich eines im Magnetfeld ruhenden Koordinatensystems um die Feldlinien eine Kreisbahn mit dem Radius

$$r_c = v_c / \omega_c, \quad (14)$$

die es mit der Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = q B / M c \quad (15)$$

durchläuft. Mit $B = 3 \cdot 10^{-5} \text{ Gauss}$ und den in (12) angegebenen Grenzen für q können wir

$$q B = \varkappa \cdot 10^{-6} a \text{ mit } 0,06 \leq \varkappa \leq 4$$

schreiben, wobei $\varkappa \leq 0,2$ als unwahrscheinlich zu gelten hat. Dann ist

$$\omega_c = 0,80 \cdot 10^{-17} \frac{\varkappa}{a^2 q} \quad (16)$$

und

$$K_L = 0,33 \cdot 10^{-16} \varkappa a v_c. \quad (17)$$

Für ein Teilchen mit 10^{-5} cm Radius und $\varkappa = 1$ ist also ω_c von der Größenordnung 10^{-7} sec^{-1} und der Kreishalbmesser r_c nach (14) von der Größenordnung $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}$, d. h. etwa 30 A.E.

Es sei nun die Wirkung statistisch aufeinanderfolgender Störungen durch Magnetfelder wechselnden Vorzeichens nach der Gesamtzeit t untersucht, die mittlere Dauer einer einzelnen Störung sei T . Für unsere Fragestellung ist vor allem die radiale, der Gravitationskraft entgegenwirkende Komponente $K_{L,r}(t)$ der LORENTZ-Kraft und die senkrecht zur Erdbahnebene resultierende Dispersion $\sigma_z(t)$ der Staubteilchen von Interesse. Die Verhältnisse sind in Abb. 2 durch einen Schnitt senkrecht zur Erdbahnebene verdeutlicht. Die Abbildung zeigt ein Stück des Kreises, den das geladene Teilchen infolge der LORENTZ-Kraft K_L beschreibt; z und w sind Raum- bzw. Geschwindigkeitskoordinaten senkrecht zur Erdbahnebene, Δz und Δw sind die entsprechenden Koordinaten des Teilchens nach einer einzelnen Störung. Wie aus den folgenden Beziehungen hervorgeht, durchläuft das Teilchen stets nur einen sehr kleinen Teil des Kreises (Abb. 2 zeigt die Verhältnisse stark verzerrt); es gilt deshalb $w \ll v_c$.

Wie aus Abb. 2 abzulesen ist und unter Berücksichtigung von (16) gilt

$$\Delta w = v_c \sin \omega_c T \cong v_c \omega_c T, \quad (18)$$

¹⁶ D'Ans u. E. LAX, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Springer-Verlag, Berlin—Heidelberg 1949, S. 192.

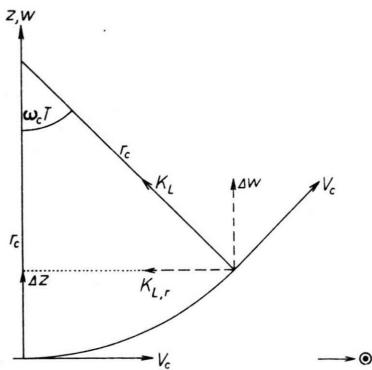


Abb. 2. Zur Wirkung der LORENTZ-Kraft des interplanetaren Magnetfeldes (Schnitt senkrecht zur Erdbahnebene, Magnetfeldrichtung senkrecht zur Zeichenebene).

$$\Delta z = r_c (1 - \cos \omega_c T) \cong \frac{1}{2} v_c \omega_c T^2, \quad (19)$$

Außerdem ist

$$K_{L,r} = \frac{w}{v_c} K_L. \quad (20)$$

Durch statistische Überlagerung erhalten wir daraus nach der Zeit t

$$\sigma_z(t) = \Delta z \sqrt{t/T} = 0,40 \cdot 10^{-17} \frac{v_c \zeta}{a^2 \varrho} \sqrt{t} T^{3/2} \quad (21)$$

und wegen $w = \Delta w \sqrt{t}/T$

$$K_{L,r}(t) = \omega_c K_L \sqrt{t/T} = 0,26 \cdot 10^{-33} \frac{v_c \zeta^2}{a \varrho} \sqrt{t} T, \quad (22)$$

woraus dann zusammen mit (1)

$$\frac{K_{L,r}(t)}{K_g(1 \text{ A.E.})} = 1,1 \cdot 10^{-34} \frac{v_c \zeta^2}{a^4 \varrho^2} \sqrt{t} T \quad (23)$$

folgt.

Aus (23) ergibt sich sofort die kritische Zeit t_L , nach der die auf ein Staubteilchen wirkende radiale Komponente der LORENTZ-Kraft $K_{L,r}$ der Schwerkraft K_g gleich wird und das Teilchen deshalb das Planetensystem verlassen muß, zu

$$t_L = 0,87 \cdot 10^{68} \frac{a^8 \varrho^4}{v_c^2 \zeta^4 T} \text{ sec.} \quad (24)$$

Die in dieser Zeit erreichte Dispersion der Teilchen in z -Richtung ist nach (21)

$$\sigma_z(t_L) = 0,38 \cdot 10^{-17} \frac{a^2 \varrho}{\zeta} T = 0,39 \cdot t_L^{1/4} T^{5/4} v_c^{1/2} \text{ cm.} \quad (25)$$

In Abb. 3 sind in Abhängigkeit von der Teilchengröße $\sigma_z(t_L)$ (linke Ordinatenskala) und t_L (rechte

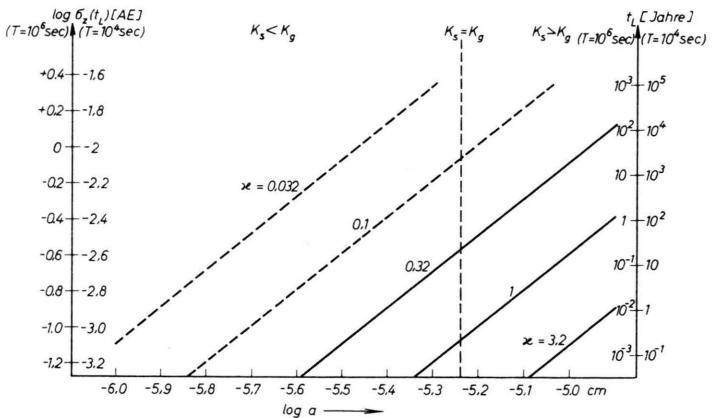


Abb. 3. Dispersion $\sigma_z(t)$ in z -Richtung und kritische Zeit t_L gegenüber der LORENTZ-Kraft für interplanetare H₂O-RAYLEIGH-Teilchen in Abhängigkeit vom Partikelradius a und der Ladungskennziffer ζ für Fluktuationszeiten $T = 10^4$ und 10^6 sec.

Skala) für verschiedene ζ -Werte dargestellt, wobei T entsprechend den obigen Ausführungen zu 10^4 sec bzw. 10^6 sec angenommen ist. Für 10^4 sec als typische Fluktuationszeit des interplanetaren Magnetfeldes erhält man nach Abb. 3 insgesamt nur eine relativ geringe Dispersion der Staubteilchen in z -Richtung innerhalb der Zeit t_L ; für plausible Werte von a und ζ ist sie kleiner als 0,01 A.E. Die kritischen Zeiten t_L können in diesem Fall maximal etwa 10^2 Jahre betragen (vgl. Tab. 2). Für $T = 10^6$ sec wird t_L für den wahrscheinlichen Wertebereich von $\zeta (> 0,2)$ und a kleiner als 10 Jahre, wobei allerdings die Dispersion in z -Richtung merklich wird und für eine Erklärung der Zodiakallichtpolarisation in höheren ekliptikalnen Breiten ausreichen könnte. Ist die Ladung der Teilchen sehr klein ($\Phi < 5$ V; $\zeta < 0,2$), so erhält man größere Verweilzeiten t_L mit starker Dispersion in z bei $T = 10^6$ sec. Prinzipiell andere Resultate ergeben sich auch nicht, wenn man anstelle von H₂O-Teilchen, wie sie der Abb. 3 zugrunde liegen, Teilchen höherer Dichte annimmt.

Aus den Werten der Abb. 3 und dem Vergleich mit den Zahlen der Tab. 2 geht eindeutig hervor, daß die Dynamik der interplanetaren Teilchen im Bereich $K_s < K_g$ ganz durch die Wirkungen des solaren Windes bestimmt ist. Diese Teilchen können sich kaum länger als 100 Jahre in Erdbahnähe halten.

4. Zusammenfassung

Aufgrund unserer Betrachtungen wird man es als wenig wahrscheinlich ansehen, daß interplanetare RAYLEIGH-Teilchen für das Zodiakallichtphänomen

von wesentlicher Bedeutung sind. Sollten sie im interplanetaren Raum in merklicher Häufung anwesend sein, so müßten außerordentlich effektive Nachlieferungsmechanismen existieren, da sich die „Lebenszeiten“ der Teilchen bei plausiblen Annahmen zu kaum mehr als 100 Jahren ergeben.

Andererseits ist zu beachten, daß unsere Überlegungen mit mancherlei Unsicherheiten behaftet sind, und es erscheint uns durchaus wünschenswert, bei zukünftigen Beobachtungen und Experimenten das Problem der interplanetaren RAYLEIGH-Teilchen im Auge zu behalten.

Bei Beobachtungen des Zodiakallichtes sollte neben den bereits erwähnten Fragestellungen auf Korrelationen der Helligkeit und Polarisation mit der sola-

ren Aktivität geachtet werden. Solche sind nach dem Vorhergehenden zu erwarten, wenn RAYLEIGH-Teilchen für das Zodiakallicht bedeutsam sind. Auch aus zuverlässigen Farbmessungen des Zodiakallichtes, für die die saubere Abtrennung der Untergrundhelligkeit wieder das wesentliche Problem ist, könnten wichtige Hinweise gewonnen werden, da wegen der starken Wellenlängenabhängigkeit der RAYLEIGH-Streuung das Zodiakallicht blauer sein müßte als die Sonne.

Nicht zuletzt möchten wir aber anregen, bei Experimenten zum Einfangen interplanetarer Partikel mit Raketen und Raumsonden, wie sie jetzt am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg anlaufen, auf die hier diskutierte Teilchensorte zu achten.