

## Die Gesetzmäßigkeiten der Aerosolverteilung

von

Bernhard Heß

mit 9 Abbildungen

Eingegangen am 7. 4. 1966

Die Gesetzmäßigkeiten der Aerosolverteilung, die Konzentrationsabnahme mit der Höhe und die geordnete Größenverteilung des Aerosols, die sich nach einer Störung rasch wieder einstellt, „als ob,“ wie *Junge*<sup>1</sup> sagt, „dauernd ein Prozeß wirksam ist, der stets einen Gleichgewichtszustand herzustellen bestrebt ist“, zeigen, daß es in der Atmosphäre einen stationären Verlagerungsvorgang des Aerosols gibt, der bei der genannten gesetzmäßigen Verteilung vorliegt. Da diese Verteilung unabhängig von Ort und Zeit immer annähernd den gleichen gesetzmäßigen Verlauf hat, so kann der ihr entsprechende stationäre Verlagerungsvorgang des Aerosols nicht allein aus Verlagerungen des Aerosols mit den Luftvolumina zusammengesetzt werden; auch unter Berücksichtigung der gleichzeitig stattfindenden Koagulationen ist ein überall ungefähr gleicher Gleichgewichtszustand kaum zu erwarten.

Die im Folgenden behandelten Aerosolverteilungen und Verteilungsvorgänge — Größenspektrum, Austausch, Änderung der Aerosolkonzentration mit der Höhe — lassen sich durch die Fick'schen Gesetze und das Boltzmann-Theorem beschreiben.

Zum Nachweis der Übereinstimmung der Beobachtungsergebnisse mit den genannten physikalischen Gesetzen muß jedoch zunächst der Temperaturbegriff für das Aerosol diskutiert werden.

Schüttelt man ein Gefäß, das Luft enthält, so wird durch das Schütteln die mittlere Bewegungsenergie der Moleküle erhöht. Da die mittlere Geschwindigkeit eines Luftmoleküls bei Zimmertemperatur aber rund 500 m/sec beträgt, ist die Vergrößerung der mittleren kinetischen Energie des Luftmoleküls durch das Schütteln vernachlässigbar klein. Anders verhält es sich jedoch bei den Schwebeteilchen, den Aerosolteilchen, die in der eingeschlossenen Luft vorhanden sein mögen. Deren Massen sind um viele Zehnerpotenzen größer und die Mittelwerte ihrer Geschwindigkeitsquadrate entsprechend der Formel

$$u^2 = \frac{3 k T}{m} \quad (1)$$

um diese Zehnerpotenzen kleiner ( $k$  Boltzmann-Konstante,  $m$  Teilchenmasse,  $T$  Kelvin-Temperatur). Die Zunahme ihrer mittleren Bewegungsenergie und ihres Energieaustauschs mit ihrer Umgebung durch das Schütteln wird bis zu beträchtlichen Größen gehen.

In der freien Atmosphäre findet von Ausnahmefällen abgesehen dauernd ein Durchschütteln der Luft durch die ungleichförmigen Luftbewegungen — in den Böen, in der Turbulenzbewegung, den unperiodischen und periodischen Oszillationen bis hin zum Ultraschall — statt. Da ferner in der Atmosphäre ein sich ungleichförmig bewegendes Luftkörper unterteilt ist in Volumina, die sich selbst wieder ungleichförmig gegen diesen

\*) Anschrift: Prof. Dr. Bernhard Heß, 84 Regensburg, Phil.-Theol. Hochschule, Ägidienplatz

bewegen, und diese Teilvolumina wieder in sich dagegen ungleichförmig bewegende Teile zerfallen bis herab zu kleinen Bereichen, so ist der Mittelwert des Quadrates der Schüttelwärmebewegung  $u_s^2$  der Mittelwert des Quadrates über die Vektorsumme all dieser Bewegungen.

Die Schüttelwärmebewegung der Aerosolteilchen unterscheidet sich von der gewöhnlichen Wärmebewegung durch ihre Geschwindigkeitsverteilung. Es ist keine Boltzmann-Verteilung. Sie unterscheidet sich ferner dadurch, daß der momentane Mittelwert der Geschwindigkeit einer großen Anzahl von Aerosolteilchen, der Scharmittelwert, ungleich Null ist. Es genügt aber, wie *Clausius*<sup>2</sup> gezeigt hat, für die kinetische Interpretation der Wärmevergänge, wenn der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeitsvektoren der Einzelteilchen verschwindet, was bei den Schüttelbewegungen schon für ein nicht großes Zeitintervall erwartet werden kann.

Der wesentliche Unterschied zwischen der zusätzlichen Schüttelwärmebewegung und der gewöhnlichen Wärme ist jedoch, daß die mittlere kinetische Teilchenenergie jetzt masseabhängig ist, oder anders ausgedrückt: daß das Aerosolgas je nach der Größe

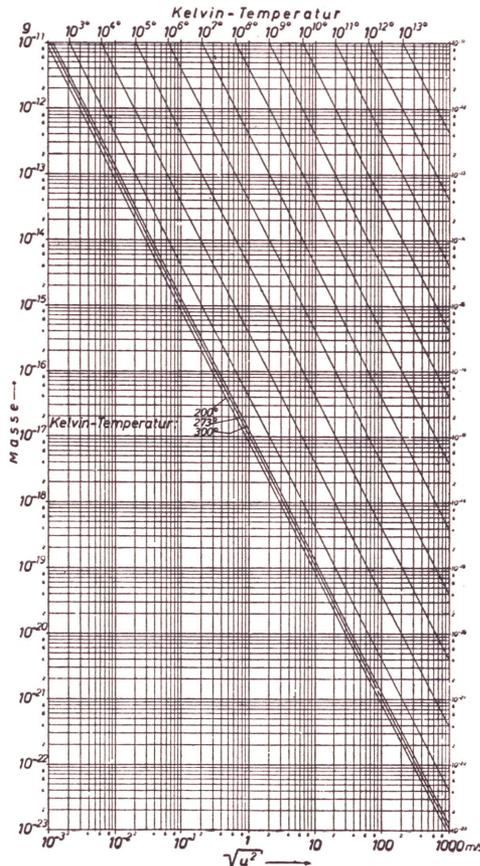


Fig. 1. Zusammenhang zwischen Teilchenmasse, Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat und Temperatur nach der Formel  $u^2 = \frac{3 k T}{m}$

der betreffenden Teilchensorte verschiedene der Teilchenmasse  $m$  proportionale Temperatur hat.

Mit dem Thermometer läßt sich die hohe Temperatur der Aerosolteilchen in der Atmosphäre nicht feststellen. Das Thermometer mißt die mittlere Temperatur von Luft und Aerosol, also bei ca.  $10^{20}$  mal mehr Luftmolekülen als Aerosolteilchen praktisch nur die Temperatur der Luft. Bei den Diffusionsvorgängen aber ist die Eigentemperatur des Aerosolgasen maßgebend.

Leicht zu beobachten wird der Einfluß der zusätzlichen Wärmeenergie der Aerosolteilchen, wenn der Mittelwert des Quadrates der zusätzlichen Schüttelwärmebewegung  $u_s^2$  vergleichbar oder größer als der Mittelwert des Geschwindigkeitsquadrates der thermischen Bewegung  $u_{th}^2$  für die betreffende Teilchenmasse wird.

Aus Fig. 1 sind für die Massen von  $10^{-21}$  bis  $10^{-11}$  g die den verschiedenen  $\sqrt{u^2}$  zugeordneten Temperaturen zu ersehen, wobei  $u^2$  den Mittelwert des Geschwindigkeitsquadrates bedeutet. Von der Teilchenmasse  $10^{-15}$  g an wird z. B.  $u_s^2 > u_{th}^2$ , wenn die Schüttelwärmegeschwindigkeit mehr als 0,1 m/sec beträgt.

### 1. Größenspektrum des Aerosols:

#### Konstanz der Teilchenmasse in der Volumeinheit

Das Größenspektrum der Aerosolteilchen gibt uns Kunde von dem Einfluß dieser zusätzlichen Wärmebewegung.

Alle Suspensionen in flüssigen oder gasförmigen Medien streben dem Gleichgewichtszustand zu, der durch das Boltzmann-Theorem beschrieben wird. Das gilt auch für die in der Atmosphäre in flüssiger oder fester Form suspendierten Stoffe. Aus dem Boltzmann-Theorem erhält man das Zahlenverhältnis der Massenteilchen, deren potentielle Energien sich um die Energie  $\Delta W$  unterscheiden; wenn die Temperatur ( $T$ ) (und auch die Erdbeschleunigung ( $g$ )) sich nicht mit der Höhe ändern, ist das Verhältnis der Anzahl der Teilchen in der Volumeinheit

$$\frac{N_{v,h}}{N_v} = e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \quad (2)$$

Für die suspendierten Teilchen ist die Energie im Zähler  $\Delta W = m g h$  und das Produkt  $k T$  im Nenner des Exponenten  $2/3$  der mittleren kinetischen Energie der Wärmebewegung:

$$k T = 2/3 W_{kin} \quad (3)$$

Ersetzt man  $T$  durch den Mittelwert des Geschwindigkeitsquadrates, so erhält man

$$\frac{N_{v,h}}{N_v} = e^{-\frac{3 g h}{u_{eff}^2}} \quad (4)$$

wobei  $u_{eff}^2$  der Mittelwert des Quadrates über der Vektorsumme der thermischen und der Schüttelwärmebewegung ist:

$$u_{eff}^2 = u_{th}^2 + u_s^2 = \frac{3 k T}{m} + u_s^2 \quad (5)$$

so daß bei Berücksichtigung der thermischen und der Schüttelwärmebewegung das Ver-

hältnis der Teilchenzahlen oder der Teilchenmassen pro Volumeneinheit, d. h. der Dichten

$$\frac{N_{v, h} m}{N_v m} = e^{-\frac{3 m g h}{3 k T + m u_s^2}} \quad (6)$$

wird.

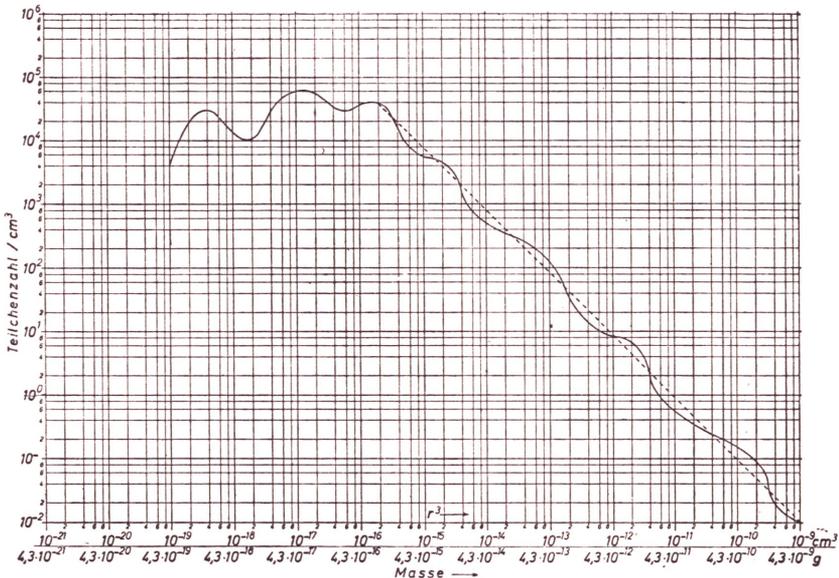


Fig. 2. Übersichtsdarstellung des natürlichen Aerosols in kernreicher Luft. Nach Junge<sup>3</sup>, S. 262.

Das Größenspektrum Fig. 2 in seiner Übersichtsdarstellung nach Junge<sup>3</sup> zeigt von der Teilchenmasse etwa  $8,6 \cdot 10^{-16}$  g an für kugelförmige Teilchen mit Dichte 1 eine Teilchenkonzentration, die mit  $\frac{1}{m}$  abfällt, was gleichbedeutend ist mit gleichbleibender, von der Teilchengröße unabhängiger Teilchenmasse pro  $\text{cm}^3$  Luft.

Diese Gesetzmäßigkeit findet ihren Ausdruck in dem Junge'schen Potenzverteilungsgesetz, das in einfacher Schreibweise lautet:

$$N_v = C r^{-\beta} \quad (7)$$

wobei  $C$  eine Konstante und  $\beta$  gleich bzw. etwas kleiner als 3 ist. (In der Formel für das Volumen  $V = \frac{4}{3} \pi r^3$  wird bei Abweichung von der Kugelform der Exponent  $\beta$  kleiner als 3, wenn  $2r$  der größte Durchmesser des Teilchens ist.)

Da diese Konstanz der Teilchenmasse pro Volumeneinheit nicht etwa nur in einer bestimmten Höhe, sondern immer, auch in der Stratosphäre, festgestellt wird, so muß die Teilchenkonzentration der schweren Teilchen im Gültigkeitsbereich des Potenzverteilungsgesetzes sich jeweils um denselben Betrag mit der Höhe ändern. Nach der Sedimentationsgleichung (6) ist das der Fall, wenn im Exponenten  $m u_s^2$  so groß geworden ist, daß  $3 k T$  dagegen vernachlässigbar klein ist. Für alle Teilchen

$> 8,6 \cdot 10^{-16}$  g, bei welcher Masse in Fig. 2 der lineare Abfall beginnt, ist dies der Fall, wenn  $u_s > 0,1$  m/sec ist.

Die aus den Beobachtungen zu folgernde gleiche Abnahme der Teilchenkonzentration mit der Höhe für alle Teilchen  $> 8,6 \cdot 10^{-16}$  g ergibt sich also aus der Sedimentationsformel, wenn die Schüttelwärmeenergie der Aerosolteilchen berücksichtigt wird.

Das gewonnene Resultat, daß im Gültigkeitsbereich des Potenzverteilungsgesetzes die mittlere Wärmegeschwindigkeit gegen die zusätzliche mittlere Geschwindigkeit der Schüttelwärme keine Rolle mehr spielt, macht es möglich, die Dichtekonstanz physikalisch zu erklären:

Innerhalb einer Horizontalschicht bleibt das Verhältnis der Massen pro  $\text{cm}^3$  ( $\rho$ ) der einzelnen Teilchensorten zueinander konstant, denn in einem Gemisch idealer Gase sind auch bei örtlich verschiedener Temperatur, wie in unserem Fall die örtlich dauernd wechselnden Aufheizungen, der Gesamtdruck und die Partialdrucke der einzelnen Komponenten und, da

$$P = 1/3 \rho u^2, \quad (8)$$

auch die Dichten konstant.

Unterteilt man den Luftraum in zwei Gebiete, in eines mit  $m u_s^2 > kT$  und in den darunterliegenden Teil mit  $m u_s^2 < kT$ , so lassen sich beide Gebiete roh mit dem Dampfraum und einem Flüssigkeitsgemisch darunter vergleichen. Der jeweilige Dampfpartialdruck hängt ab von der Verdampfungswärme, die in unserem Fall gleich ist der Arbeit, die notwendig ist, um die Masseneinheit in den Raum mit  $m u_s^2 > kT$  zu heben. Da diese für alle Teilchensorten gleich ist, so ist der Dampfdruck und wegen (8) auch die Aerosolmasse pro  $\text{cm}^3$  für alle Teilchensorten gleich.

## 2. Austausch

Die Größe des Teilchenflusses und die Geschwindigkeit der Einstellung der Gleichgewichtsverteilung des Aerosols hängt von der Ausgangslage, d. h. von der Abweichung vom Gleichgewicht ab. Störungen des Gleichgewichts können in der Atmosphäre auf sehr vielfältige Weise entstehen.

Es kann eine kontinuierlich wirksame, von Ort zu Ort eventuell wenig verschiedene Störung des Gleichgewichts erfolgen durch Veränderung der Teilchenmassen durch Koagulation oder Wasseraufnahme. Da ferner durch die Luftbewegungen und durch Abregnen die Aerosolverteilung geändert wird, so ist dauernd eine größere oder kleinere Abweichung vom Gleichgewichtszustand vorhanden.

Bei der Beeinflussung der Aerosolverteilung durch die Luftbewegung sind zwei Fälle zu unterscheiden: 1. die oben schon behandelten zusätzlichen Schüttelwärmebewegungen, 2. Luftströmungen, das soll heißen: Verlagerungen größerer zusammenhängender Bereiche mit gleicher mittlerer Bewegung, wie sie die Konvektionsströme und die Windzonen darstellen. Diese müssen als eigene Luftkörper betrachtet werden mit einer von ihrer Umgebung verschiedenen Effektivtemperatur — da größere Windgeschwindigkeit relativ zur Erde in der Regel mit größerer Schütteltemperatur verbunden sein wird — und mit sehr hoher Aerosoltemperatur in der Reibungszone zwischen dem bewegten Luftkörper und der Umgebung

Die sehr hohe Effektivtemperatur von Suspensionen, die für die Grenzzone zwischen einem bewegten Luft- oder Flüssigkeitsvolumen und seiner Umgebung anzunehmen ist, bewirkt, da Gleichgewicht zwischen dem Suspensionspartialdruck der Rei-

bungszone und der Umgebung sich einstellt, eine starke Verminderung der Teilchenkonzentration in der Reibungsschicht entsprechend Gl. (8). Da die Diffusionsgeschwindigkeit bei der hohen Eigentemperatur der Suspension sehr groß ist, stellt sich die bezüglich der Suspension verdünnte Grenzzone bei Beginn der Relativbewegung rasch ein.

Fig. 3 a und b zeigen dies an einer Suspension von Graphit in Paraffin in einer Cuvette von 15 x 10 x 1 cm, die von unten ungleichmäßig beheizt ist. Die Grenzschichten um die strömenden Volumina des Paraffins sind an den sich im Bild abhebbenden geringen Graphitkonzentrationen zu erkennen. Die Graphitpartikel wandern in beiden Normalrichtungen aus der Reibungsschicht heraus. In einer schmalen Zone, die zwischen zwei Strömungen liegt (in der Fig. 3 b mit Pfeil markiert), führt der von beiden Seiten hineindiffundierende Graphit zu einer erhöhten Graphitkonzentration. Fig. 3 c zeigt die Suspensionsverteilung, die sich hinter einem durch die Cuvette bewegten Blechstreifen einstellt.

Bleiben die Strömungen längere Zeit örtlich konstant, so führt das zu einer Anreicherung von Suspension in den den Reibungsschichten benachbarten ruhigeren Zonen.

In der Atmosphäre wird durch Herauswandern von Aerosol aus der Grenzschicht der mit verschiedener Geschwindigkeit bewegten Luftkörper z. B. eine Wolkendecke geglättet oder es werden bei Turbulenz die einzelnen Turbulenzräume im Wolkenbild (entsprechend Fig. 3 c) durch geringere Dichte der Nebeltröpfchen gegeneinander abgesetzt, weil die gegenläufigen Bewegungen an ihren Berührungsflächen hohe Aerosoltemperaturen erzeugen, oder auch es findet in der Atmosphäre bei örtlich sich nicht oder nur langsam ändernden Geschwindigkeitsverteilungen eine Erhöhung von Aerosolkonzentrationen im Gebiet mit geringerer ungleichförmiger Bewegung statt.

Für die Geschwindigkeit der Aerosolverlagerung bzw. für die zur Erreichung des Gleichgewichtszustandes der Aerosolverteilung oder zur Annäherung an denselben nötige Zeit sind beide Bewegungen der Luft von Bedeutung, die Verlagerung der einzelnen größeren Luftvolumina und der Abbau der dabei entstehenden lokalen Konzentrationsunterschiede des Aerosols durch die Teilchendiffusion. Der erste Vorgang allein ohne große Teilchendiffusion würde nicht zu der beobachteten geordneten Größenverteilung des Aerosols, die sich, wie schon erwähnt, nach einer Störung rasch wieder einstellt, führen. Durch die Diffusion allein würde die gesetzmäßige Änderung der Aerosolkonzentration z. B. mit der Höhe nicht aufrechterhalten werden können. Erst durch Zusammenwirkung beider, der Aerosolverlagerung z. B. in Konvektionsströmungen und der Diffusion bei den hohen Aerosoltemperaturen, ist dies möglich. Die bei den Aerosolverfrachtungen entstehenden steilen Gefälle der Aerosoldichten erhöhen die Geschwindigkeit des Konzentrationsausgleichs.

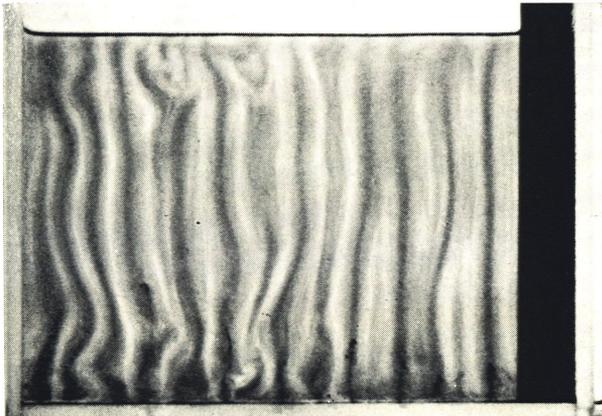
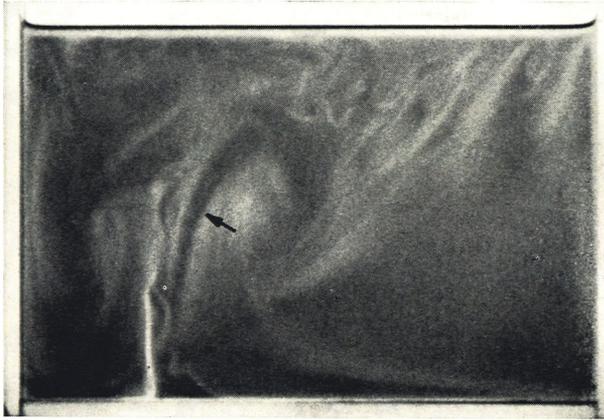
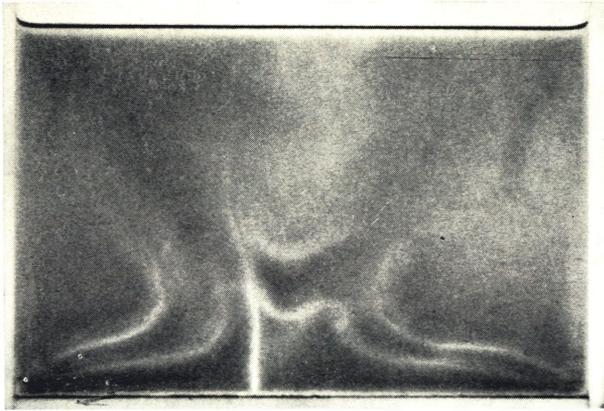
Nach den Fick'schen Gesetzen für die stationäre und nichtstationäre Diffusion:

$$\frac{dn}{dt} = - D F \frac{dN_v}{dx} \quad (F \text{ Diffusionsfläche}) \quad (9)$$

und

$$\frac{dN_v}{dt} = D \frac{d^2 N_v}{dx^2} \quad (10)$$

ist der Strom der diffundierenden Teilchen dem Gefälle bzw. die zeitliche Änderung der Teilchenkonzentration der Änderung des Konzentrationsgefälles proportional.



*Fig. 3 a, b, c.* Strömungen von Paraffin mit Graphit-Suspension in einer unten beheizten Cuvette.

Der Proportionalitätsfaktor  $D$  beider Gleichungen, die Diffusionskonstante, ist proportional der Temperatur, für welche in der freien Atmosphäre die Effektivtemperatur

$$(T_{\text{eff}} = \frac{m(u_{\text{th}}^2 + u_s^2)}{3k}) \text{ zu setzen ist:}$$

$$D = v k T_{\text{eff}}, \quad (11)$$

wobei  $v$  die Beweglichkeit und  $k$  die Boltzmann-Konstante bedeutet.

Im Gültigkeitsbereich des Stokes'schen Gesetzes, also für kugelförmige Teilchen von der Größe  $r = 3 \cdot 10^{-4}$  bis  $10^{-2}$  cm, ist die Beweglichkeit gegeben durch

$$v = (6\pi r \eta)^{-1} \quad (12)$$

(Zähigkeitskonstante  $\eta$  für Luft =  $17,3 \cdot 10^{-5}$  cm<sup>-1</sup> g sec<sup>-1</sup>).

Von  $r = 3 \cdot 10^{-4}$  cm an nimmt die Beweglichkeit bei abnehmendem Teilchenradius schneller als mit  $1/r$  zu. Vom Radius  $\leq 10^{-6}$  cm an ist die Zunahme proportional  $1/r^2$  (Fuchs<sup>4</sup>, Fett<sup>5</sup>).

Wenn man für den Größenbereich  $r \leq 10^{-6}$  cm zur Berechnung von  $v$  die Stokes'sche Formel, jedoch mit  $r^2$  an Stelle von  $r$ , benutzt, so ist die Diffusionskonstante für Teilchen  $\leq 10^{-6}$  cm

$$D = \frac{v}{13,5} r u_{\text{eff}}^2 \quad (13)$$

und für den Größenbereich  $r = 3 \cdot 10^{-4}$  bis  $10^{-2}$  cm

$$D = \frac{v}{13,5} r^2 u_{\text{eff}}^2. \quad (14)$$

In der Fig. 4 sind die berechneten Diffusionskonstanten für diese Größenbereiche für verschiedene  $u_s$ -Wert zusammen mit dem Wert für Kohlensäure in Luft (Punkt P) eingetragen.

Da in der Atmosphäre zusätzliche Wärmebewegungen von 0 bis zur Größenordnung 100 m/sec angenommen werden können, umfassen die in der Atmosphäre vorkommenden Diffusionskonstanten nach obiger Berechnung einen Wertebereich von den molekularen Diffusionskonstanten von einigen Zehnteln cm<sup>2</sup>/sec bis zur Größenordnung von  $10^4$  bis  $10^5$ . Dieser Wertebereich stimmt mit den Angaben in der Literatur für den Austauschkoefizienten  $K$ , der  $D$  entspricht, gut überein. Nach Sutton<sup>6</sup> kommen Werte von der Größenordnung  $10^1$  bis zu einigen zehntausend cm<sup>2</sup>/sec vor. W. Schmid<sup>7</sup> erhält aus der Ausbreitung schwebefähiger Teilchen verschiedene Werte für  $K$ : einmal  $5 \cdot 10^3$  cm<sup>2</sup>/sec in 1000 m Höhe; aus der Ausbreitung der Rauchfahne eines Dampfers in 40 m Höhe  $1 \cdot 10^4$  cm<sup>2</sup>/sec; in ruhiger Luft näher am Boden  $2,5 \cdot 10^1$  bis  $7 \cdot 10^2$  cm<sup>2</sup>/sec, und einmal bei Sonnenaufgang, stabiler Schichtung und fast vollkommener Windstille  $K = 5$  cm<sup>2</sup>/sec. Nach den Angaben von Lettau im Landolt-Börnstein<sup>8</sup> schwankt  $K$  von  $10^3$  bis  $10^5$  cm<sup>2</sup>/sec. Für Höchstwerte bei stürmischem Wetter wird  $3 \cdot 10^6$  angegeben.

Die „Aerosolerwärmung“ ist eine Folge der ungleichförmigen Luftbewegung. In laminar strömender Luft, besonders unmittelbar über dem Boden, ist keine zusätzliche

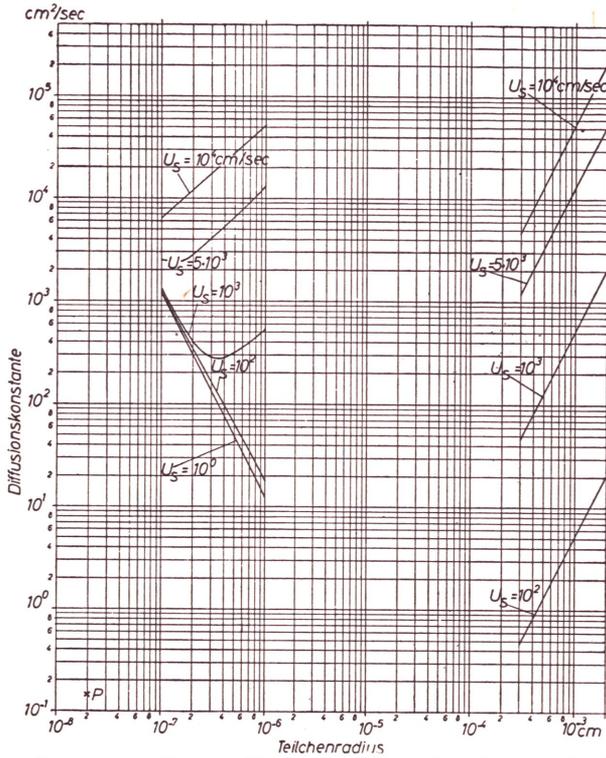


Fig. 4. Diffusionskonstanten für verschiedene  $u_s$ -Werte, berechnet nach Gl. (13) und (14).

Schütteltemperaturbewegung vorhanden, so daß die Austauschkoeffizienten hier den Wert der molekularen Diffusionskoeffizienten in ruhender Luft annehmen müssen. Dies ist in Übereinstimmung mit den Austauschkoeffizienten in Millimetern Abstand vom Boden, die man durch Extrapolation aus den in Bodennähe in Abhängigkeit von der Höhe gemessenen Werten erhält. Der Austauschkoeffizient unmittelbar über dem Boden ist von der Größenordnung der molekularen Diffusionskoeffizienten (Geiger<sup>9</sup>).

Bei Berücksichtigung der „Erhitzung“ des Aerosolgas in der unruhigen Atmosphäre ergibt sich also eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den mit  $T_{\text{eff}}$  berechneten Diffusionskonstanten und den beobachteten Austausch- oder Scheindiffusionskoeffizienten.

### 3. Höhenverteilung des Aerosols

Die gemessenen Konzentrationsänderungen des Aerosols mit der Höhe (Fig. 5, 6, 7) zeigen im Großen einen exponentiellen Verlauf, wie es die Sedimentationsformel verlangt. Bei Berücksichtigung der thermischen Teilchenenergie allein ergibt die Sedimentationsformel aber einen viel flacheren Anstieg der Kurven, als den Meßergebnissen entspricht, oder mit anderen Worten: die experimentellen Kurven würden nicht für die beobachteten Teilchengrößen, z. B. in Fig. 5 und 6 nicht für Aitkenkerne, sondern für etwa tausendmal kleinere Teilchenmassen gelten. Die Änderung der Teilchenkonzentration von schweren Seesalzteilchen mit der Höhe, wie sie z. B. Woodcock<sup>10</sup> gemessen

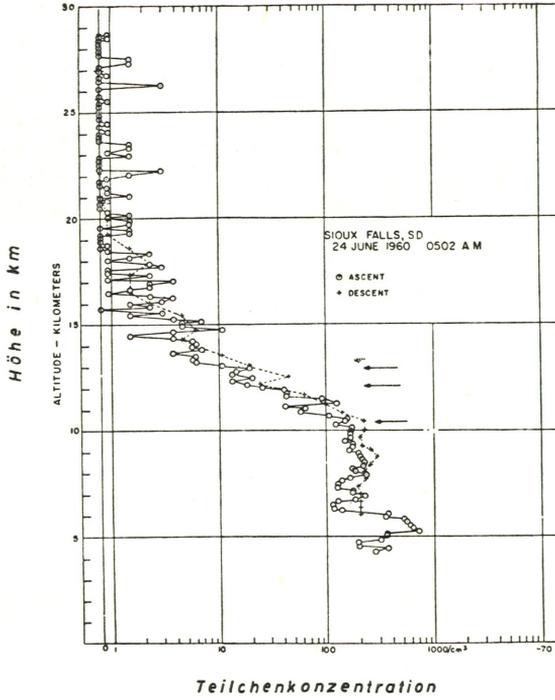


Fig. 5. Profile von Aitken-Kernen in Sioux Falls, S. D. Nach Junge, Air Chemistry, S. 186.

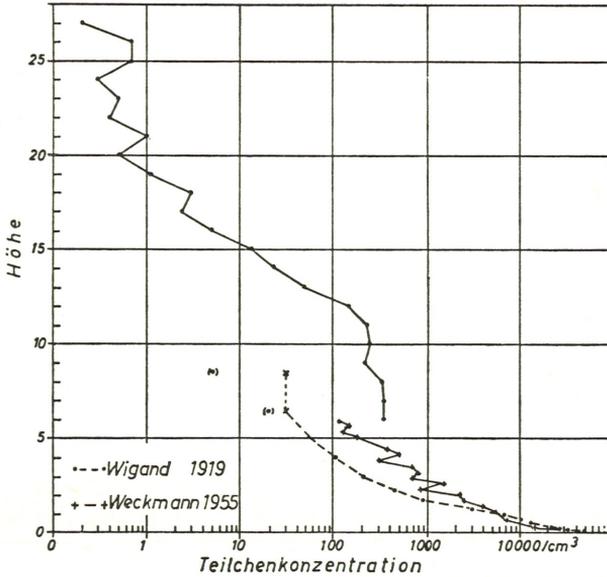


Fig. 6. Mittleres Profil von Aitken-Kernen von 7 Aufstiegen. In der unteren Atmosphäre Mittelwertprofile von Wigand (1919), 14 Ballonaufstiege, und Weickmann (1955), 12 Flugzeugaufstiege. In 6 und 8 km Höhe konnte Wigand nur die obere Grenze messen, die unteren Werte nur abschätzen. Nach Junge, Air Chemistry, S. 187.

hat, würde nach der Sedimentationsformel einem Teilchengewicht entsprechen, das um 9 Zehnerpotenzen unter dem angegebenen Wert liegt. Erst bei Berücksichtigung der durch die Luftunruhe verursachten Zusatztemperatur der Aerosolteilchen kann man mit der Sedimentationsformel die Höhenverteilung des Aerosols beschreiben.

Die zusätzliche Wärmebewegung  $u_s$  nimmt mit der Windgeschwindigkeit zu; das zeigt die Zunahme des Austauschkoeffizienten mit der Windgeschwindigkeit. Nach Geiger<sup>11</sup> und Lettau<sup>12</sup> nimmt der Austauschkoeffizient linear mit der Windgeschwindigkeit zu. Da in der Troposphäre die mittlere Windgeschwindigkeit mit der Höhe zunimmt (Beispiele von Höhenwindmessungen in Fig. 8), ist die Aerosolatmosphäre nicht nur entsprechend der Lufttemperatur, sondern auch bezüglich der Schütteltemperatur polytrop.

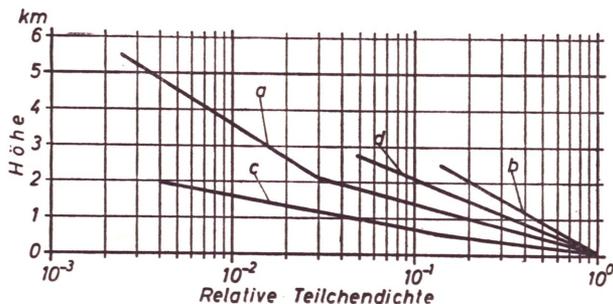


Fig. 7. Mittlere Vertikalverteilung von natürlichem Aerosol in relativen Konzentrationswerten, bezogen auf Mitteleuropa (Penndorf 1954). Kurve a bezieht sich auf Aitken-Kerne, die anderen Kurven auf große Partikel. Nach Junge, Air Chemistry, S. 184.

Anstelle der Sedimentationsformel für den isothermen Fall (Gl. 6) ist die Formel für die „zweifach polytrope“ Aerosolatmosphäre zu verwenden, für welche sich ergibt:

$$\frac{N_v h}{N_v} = e^{-\frac{b(3kT' + 2m u_s u_s' + 3mg)}{3kT' + m u_s^2}}, \quad (15)$$

wobei  $T' = \frac{dT}{dh}$  und  $u_s' = \frac{du_s}{dh}$  die Änderung der Temperaturen mit der Höhe bedeutet.

Bei Messungen in der Passatwindzone über dem Ozean (Junge<sup>13</sup>) wurde eine für alle Partikelgrößen gleiche Konzentrationsabnahme mit der Höhe beobachtet (mit Ausnahme von sehr großen Teilchen). In dieser Höhe ist die von der Windgeschwindigkeit abhängige zusätzliche Geschwindigkeit der Schüttelwärme so groß geworden, daß die masseabhängigen mittleren Geschwindigkeiten der Wärmebewegung der beobachteten Teilchengrößen dagegen vernachlässigbar werden und folglich in der Sedimentationsformel der Exponent von  $m$  unabhängig wird.

Ein weiterer Hinweis auf die Wirksamkeit der Schütteltemperaturen und die Gültigkeit der Sedimentationsformel ist die Beobachtung bei der Höhenverteilung des Aerosols, daß in Höhen über 4 km eine Tendenz zu einer mit der Höhe gleichbleibenden Partikel-

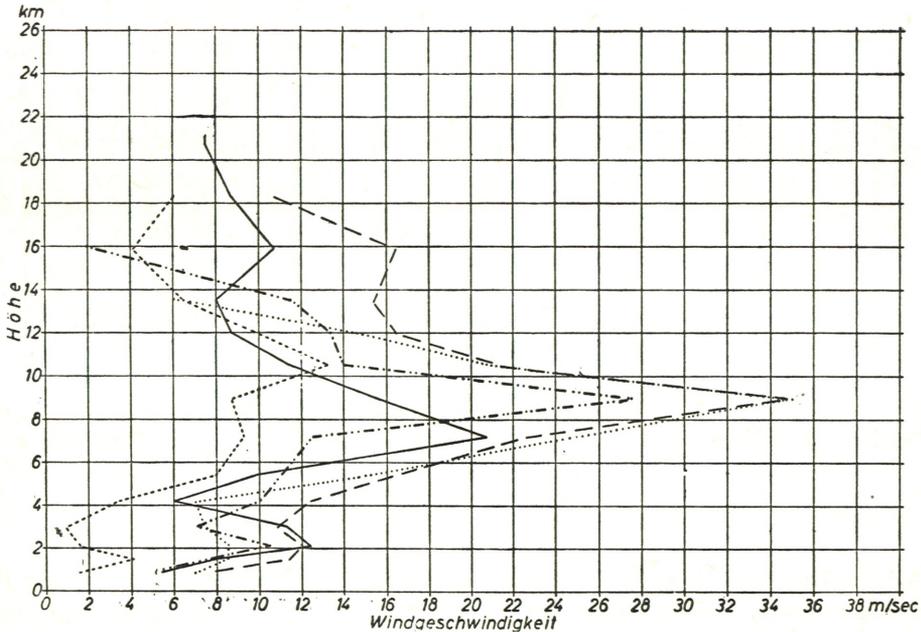


Fig. 8. Höhenwindmessungen des Wetterdienstes München.

konzentration besteht und zwar wieder für alle Teilchengrößen. Der für eine homogene Atmosphäre notwendige Temperaturgradient ist von der Teilchenmasse abhängig. Konstanz der Teilchenkonzentration als Folge der Abnahme der gewöhnlichen Temperaturen könnte also nicht für alle Teilchen gleichzeitig eintreten. Anders verhält es sich bei Berücksichtigung der Schütteltemperatur des Aerosols, wie die folgenden Berechnungen zeigen.

Die Windänderungen mit der Höhe, die täglich mehrmals von vielen meteorologischen Stationen gemessen werden, sind verschieden. Im allgemeinen zeigen die Höhenwinde aber den aus Fig. 8 ersichtlichen Verlauf: einen Anstieg, der von 100 oder mehreren 100 m an ungefähr linear verläuft bis zu einem Maximalwert, und dann einen ähnlich steilen Abfall angenähert linear oder logarithmisch oder auch in komplizierterem Zusammenhang mit der Höhe. Die maximale Windgeschwindigkeit liegt in der Gegend der Tropopause.

Wir beschränken uns in drei Beispielen (a, b und c der Fig. 9) zunächst auf lineare Zunahme von  $u_s$  mit der Höhe:

Der Beginn der linearen Zunahme der Windgeschwindigkeit ( $u_w$ ) mit der Höhe und bei Proportionalität zwischen  $u_w$  und  $u_s$  auch der Anfang der linearen Zunahme von  $u_s$  liege in der Figur bei  $h = 100$  m. Für dieses  $u_s$  in 100 m Höhe ist in Kurvenzug a und b 80 m/sec und in c 60 m/sec angenommen. Für die Zunahme  $\frac{du_s}{dh}$  ist in b und c für 1 km Höhenzunahme 14 m/sec zugrundegelegt und 7 m/sec für die Kurve a. Die Effektivgeschwindigkeiten der Schüttelwärme sind also 5 bis 7 mal größer als die mittlere Windgeschwindigkeit. Das Gebiet höhenunabhängiger Teilchenkonzentration liegt dann bei  $u_s^2 = 100$  bis 150 m/sec.

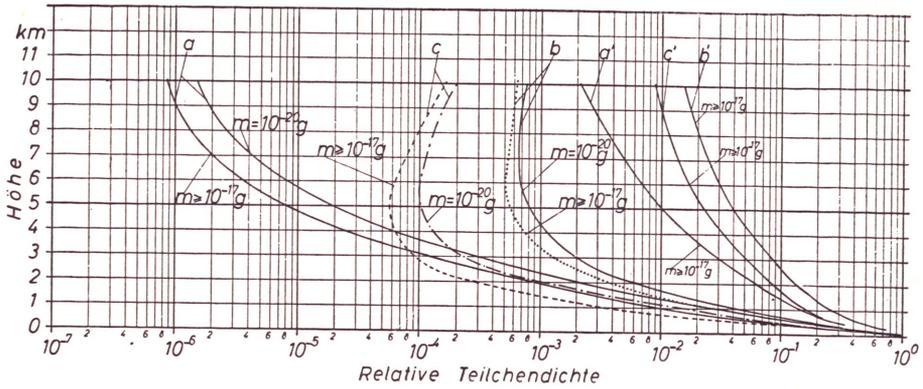


Fig. 9. Berechnete Höhenverläufe der Aerosolkonzentration: Zunahmen von  $u_s$  bei 1 km Höhenzunahme bei a 7 m/sec, bei b und c 14 m/sec. Geschwindigkeit  $u_s$  in 100 m Höhe bei a und b 80 m/sec, bei c 60 m/sec. a', b' und c' haben dieselben Anfangs- und Endwerte für  $u_s$  in 0,1 bzw. 10 km, jedoch ist die Höhenzunahme  $\frac{du_s}{dh}$  proportional  $\sqrt{h}$ .

Bei den Kurven a', b' und c' sind dieselben Werte für  $u_s$  in der Höhe 100 m und 10 km angenommen. Die Zunahme von  $u_s$  mit der Höhe ist jedoch proportional der Wurzel aus der Höhe gesetzt entsprechend den Beobachtungen von Geiger<sup>11</sup> und Lettau<sup>12</sup>, daß der Austauschkoefizient  $K$  und damit  $T_{eff}$  und damit  $u_s^2$  proportional mit der Windgeschwindigkeit zunehmen.

Die mit der Sedimentationsformel unter Benutzung von  $u_{eff}$  berechneten Aerosolkonzentrationsänderungen mit der Höhe zeigen den mit zunehmender Höhe langsamer werdenden Abfall der Konzentration sowie die Tendenz zu gleichbleibender Teilchenkonzentration bzw. eine Umkehr zu abnehmender Konzentration mit der Höhe. Besonders hervorzuheben ist noch, daß bei Berücksichtigung der Aerosol-Eigentemperaturen die dem Boltzmann-Theorem entsprechenden Höhenverteilungen des Aerosols keine starke Abhängigkeit von der Teilchenmasse zeigen. Von großen Teilchen bis zu  $10^{-17}$  g-Teilchenmassen fallen die berechneten Konzentrationskurven (in Fig. 9 gestrichelt) zusammen. Erst von dieser Größe an werden sie mit Verkleinerung der Teilchenmasse etwas steiler, worauf in den Figuren durch Wiedergabe von Kurven für  $10^{-20}$  g-Teilchen hingewiesen ist. Diese geringe Abhängigkeit der Änderungen der Teilchenkonzentration von der Masse entspricht ebenfalls den Beobachtungen. Z. B. zeigen in Fig. 7 die Kurve a den Konzentrationsabfall von Aitkenteilchen mit zunehmender Höhe und b, c und d das Ergebnis der Konzentrationsmessungen großer Teilchen. Die gemessene Konzentrationsänderung der Aitkenkerne liegt hier zwischen denen der größeren Teilchen.

Auch in Höhen mit negativem Windgeschwindigkeitsgradienten kann der Verlauf der Höhenabhängigkeit der Aerosolkonzentration mit der Sedimentationsformel berechnet werden.

Die unter verschiedenen Annahmen berechneten und in Fig. 9 dargestellten Änderungen der Aerosolkonzentration mit der Höhe zeigen, daß die Anwendung der Sedimentationsformel bei Berücksichtigung der Schütteltemperaturen zu Konzentrationsänderungen des Aerosols mit der Höhe führen, die einen den gemessenen Änderungen ähnlichen Verlauf haben.

An Hand der Gesetzmäßigkeiten der Aerosolverteilung wurde der Einfluß der Schüttelwärme, die in der unruhigen Atmosphäre berücksichtigt werden muß, untersucht. Da diese zusätzliche „Wärmeenergie“ der Aerosolteilchen bei allen Diffusionsvorgängen maßgebend ist, ist sie für sehr viele Vorgänge in der Atmosphäre von entscheidender Bedeutung.

Fräulein Dr. I. Köck danke ich herzlich für ihre Mitarbeit.

## Literatur

- <sup>1</sup> *Chr. E. Junge*, Radioaktive Aerosole, in: Kernstrahlung in der Geophysik, hrsg. v. H. Israëil und A. Krebs, 1962, S. 172.
- <sup>2</sup> Siehe *C. Schaefer*, Einführung in die theoretische Physik II, 1, 1921, S. 333.
- <sup>3</sup> *Chr. E. Junge*, Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. Ber. d. dt. Wetterdienstes i. d. US-Zone 35, 1952, S. 262.
- <sup>4</sup> *N. A. Fuchs*, The mechanics of aerosols, 1964, S. 3.
- <sup>5</sup> *W. Fett*, Der atmosphärische Staub, 1958, S. 75.
- <sup>6</sup> *O. G. Sutton*, Atmospheric turbulence, 2. Aufl., 1960, S. 34 f.
- <sup>7</sup> *W. Schmidt*, Der Massenaustausch in freier Luft. Probl. d. kosm. Physik 7, 1925.
- <sup>8</sup> *H. Lettau*, Austausch, in: Landolt-Börnstein III, 1952, S. 666 ff.
- <sup>9</sup> *R. Geiger*, Das Klima der bodennahen Luftschicht, 4. Aufl. 1960, S. 103 (*H. Hoinkes* und *N. Untersteiner*, Geograf. Ann. 34, 1953, S. 99 ff. und 35, 1953, S. 116 ff.).
- <sup>10</sup> *A. H. Woodcock*, Salt nuclei in marine air as a function of altitude and wind force. J. Meteorol. 10, 1953, S. 362.
- <sup>11</sup> *R. Geiger*, loc. cit., S. 43.
- <sup>12</sup> *H. Lettau*, Atmosphärische Turbulenz, 1939.
- <sup>13</sup> *Chr. E. Junge*, Air chemistry and radioactivity, 1963, S. 183.

