ausgeübt werden sollte, die der Gleichung $FS = RT$ genügt, worin R die absolute Gaskonstante ist. Die Versuche zeigen, daß diese Gleichung in der Tat erfüllt ist, daß jedoch der Wert von R zwischen der Hälfte und dem 20fachen des Wertes der absoluten Gaskonstanten variieren kann. Dies wird darauf zurückgeführt, daß die Moleküle der Flüssigkeit eine langgestreckte Gestalt haben und in bestimmter Weise orientiert sind und daß sie sich ferner wie elektrische Dipole verhalten. Es wird infolgedessen auf jedes solche Molekül ein durch die übrigen Moleküle erzeugtes elektrisches Feld einwirken und daher eine Kraft darauf ausgeübt, die bei der Ableitung der zweidimensionalen Zustandsgleichung berücksichtigt werden muß. Es wird gezeigt, wie man durch Lösung der Laplaceschen Gleichung das gesuchte elektrische Feld berechnen kann. *Fürth* (Prag).

Yates-Fish, N. L.: On the rotation of dipoles in elastic and viscous media. Philos. Mag., VII. s. **21**, 226—233 (1936).

Wenn ein Rotationskörper in einer zähen Flüssigkeit (Reibungskoeffizient η) mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotiert, erfährt er ein Drehmoment $-C_1\eta\omega$, wo C_1 eine Konstante ist, die von der Form und Größe des Körpers abhängt. Wenn derselbe Körper in einem elastischen Medium (Elastizitätsmodul E) um einen kleinen Winkel θ gedreht wird, erfährt er ein Drehmoment $-C_2E\theta$. Zweck der Arbeit ist, zu zeigen, daß (unter einigen allgemeinen Voraussetzungen) die beiden Konstanten C_1 und C_2 einander gleich sind. *V. Fock* (Leningrad).

Montagne, Pierre: Sur l'évolution des réactions dans des systèmes en équilibre chimique soumis à la détente adiabatique. C. R. Acad. Sci., Paris **202**, 1430—1432 (1936).

Hückel, Erich: Bemerkung zur Thomsonschen Theorie der Kondensation an Ionen. Physik. Z. **37**, 137—138 (1936).

Eine Überlegung von J. J. Thomson wird unter Berücksichtigung der Dielektrizitätskonstante des kondensierten Tropfens erweitert. *F. Hund* (Leipzig).

Finkelstein, B. N.: Zustandsgleichung von Lösungen starker Elektrolyte und Virialsatz. Acta physicochim. (Moskva) **3**, 753—755 (1935).

The author continues a previous investigation on statistics and the virial-theorem of strong electrolytes (cf. this Zbl. **12**, 48). It is pointed out that the proportionality between energy and free energy of the ions with a temperature-independent coefficient of proportionality holds true only for the case of the limiting law. At higher concentrations non-Coulombian forces will change this behaviour. *O. Halpern.*

Geophysik, Meteorologie, Geodäsie.

Hopfner, F.: Die potentialtheoretischen Grundlagen der Lehre von Isostasie. Z. Geophys. **12**, 24—29 (1936).

Außer einer Zurückweisung der gegen Ackerls Entwicklung der Schwere am Geoid in einer Reihe nach Kugelfunktionen vorgebrachten Einwände und einer Ergänzung zu einem gegen die Arbeit des Verf. vorgebrachten Einwand, daß er nämlich die rechte Seite der Poissonschen Gleichung, die eine Dimension besitzt, mit der reinen Zahl α^2 (Quadrat der Abplattung) verglichen habe, geht der Verf. auf die Bedeutung, die die Anordnung der Schwerestörungen über Kontinent und Ozean für die Lehre von der Isostasie besitzt oder nicht besitzt, ein. Besonders die Tatsache, daß die Undulationen keine größeren Werte erreichen, scheint ihm, wenn auch nur bedingt, für die isostatische Massenanordnung der Erde zu sprechen. *Brockamp* (Potsdam).

Syôno, S.: Free motion of the surface of a semi-infinite elastic solid. Geophys. Mag. **9**, 285—296 (1935).

Using a cylindrical coordinate system the author discusses the free oscillations of the surface of a homogeneous half-space when subject to an assigned initial distribution of normal displacements or velocities of the form $f(r)\cos n\theta$. Solutions in the form of infinite integrals involving the Bessel function $J_n(\alpha r)$ are obtained and the boundary conditions are satisfied by the aid of the Fourier-Bessel integral theorem. The surface displacements corresponding to the case of an initial normal displacement

$$f(r)\cos n\theta = \frac{A_n r^n}{(a^2+r^2)^{n+3/2}}\cos n\theta, \qquad n = 0,$$

are computed, and likewise those corresponding to an initial normal velocity expressed by the same formula. In the latter case the displacements remain of one sign, but when $n \neq 0$, the displacements may be expected to oscillate. *Louis B. Slichter.*

Arakawa, H.: On the general circulation of the atmosphere and its seasonal variations. Geophys. Mag. 8, 219—294 (1935).

Arakawa, H., and S. Ooma: Further discussions on the general circulation of the atmosphere. Geophys. Mag. 9, 195—210 (1935).

Die hydrodynamischen Bewegungsgleichungen (mit Navier-Stokesschem Reibungsterm), transformiert auf sphärische, mit der rotierenden Erde fix verbundenen Koordinaten (ϑ, λ, r), werden unter den Vereinfachungen: 1. stationäre Strömung, 2. Vernachlässigung quadratischer Geschwindigkeitsglieder, zusammen mit der Kontinuitätsgleichung für inkompressible Flüssigkeiten dazu benutzt, das zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre gehörende Strömungs- und Druckfeld $(v_\vartheta, v_\lambda, v_r; p)$ zu berechnen, wenn das Temperaturfeld (T) als Lösung der Laplaceschen Gleichung $\Delta T = 0$ durch eine Entwicklung nach (zonalen) Kugelfunktionen gegeben ist. Randbedingungen: $v_\vartheta = v_\lambda = v_r = 0$ für $r = R$ (Erdoberfläche); $v_r = 0$ und Verschwinden aller Tangentialspannungen für $r = R_1$ (Stratosphärenbasis); $p(\vartheta, \lambda, R) = p(\vartheta)$. Bezüglich der Lösungen, die durch sukzessive Approximation gewonnen werden: $v_\lambda = \sum_0^\infty n v_\lambda^{(n)}$, $v_r = \sum_0^\infty n v_r^{(n)}$ usw., wobei die Funktionen $v_\lambda^{(n)}$, $v_r^{(n)}$ usw. für $n = 0$ den Lösungen für die nichtrotierende Erde entsprechen, muß auf das Original verwiesen werden. Die erhaltenen Lösungen werden durch Vorgabe jahreszeitlich wechselnder Kugelfunktionsentwicklungen des T-Feldes (für einen troposphärischen Meridianschnitt) vom Typus

$$T = \sum_1^2 m\left(A_m r^m + \frac{B_m}{r^{m+1}}\right) P_m(\cos\vartheta) \qquad (R \leqq r \leqq R_1)$$

zur Diskussion der entsprechenden Veränderung des planetarischen Windsystems und der Verlagerung der Luftdruckgürtel benutzt. Eine einfache Abänderung der Randbedingungen soll die Anwendung der Lösungen auf die ozeanische Zirkulation ermöglichen, soweit dieselbe durch thermohaline Ursachen bedingt ist. — Die zweite Arbeit enthält die Durchführung der Rechnung für die Temperaturverteilung

$$T = \left(A_1 r^2 + \frac{B_1}{r^3}\right) P_2(\cos\vartheta) + \left(A_2 r^4 + \frac{B_2}{r^5}\right) P_4(\cos\vartheta).$$

H. Ertel.

Arakawa, H., and S. Ooma: On the general circulations of the ocean. Geophys. Mag. 9, 83—104 (1935).

Die hydrodynamischen Gleichungen für kleine stationäre Bewegungen auf nichtrotierender Erde werden für eine Flüssigkeit mit konstantem innerem Reibungskoeffizienten gelöst für den stark vereinfachten Fall, daß die Dichteverteilung in situ durch die zonale Kugelfunktion 2. Ordnung gegeben ist, die Strömungsgeschwindigkeit am Boden verschwindet und nur meridionale Bewegungen stattfinden. *J. Bartels.*

Wagner, A.: Zur Theorie des täglichen Ganges der Windverhältnisse. Gerlands Beitr. Geophys. 47, 172—202 (1936).

Verf. unterzieht die Epsy-Köppensche Theorie des täglichen Ganges der Windstärke in der Bodenschicht und in der freien Atmosphäre einer eingehenden Prüfung und kommt dabei zu dem Resultat, daß die einfache Mischregel für den Bewegungsimpuls, welche die Grundlage der Köppenschen Theorie bildet, infolge der dissipativen Vorgänge nicht ohne weiteres anwendbar ist, was schon aus dem Umstand hervorgeht, daß infolge der geringen Mächtigkeit der Bodenschicht gegenüber der des Höhenwindtypus die zeitliche Impulserhaltung in der ganzen Luftsäule unmöglich ist. Die Behandlung des Problems mit den Reibungsgleichungen führt unter der Bedingung, daß der Austauschkoeffizient keinen vertikalen Gradienten besitzt, zu dem Resultat, daß der Geschwindigkeitsbetrag in allen Höhen mit der Stärke des Austausches, d. h. der Konvektion, abnimmt. Das Bestehen des Bodenwindtypus mit maximaler mittäglicher Geschwindigkeit kann also nicht durch die Konvektion, sondern muß trotz dieser hervorgerufen werden. Erst bei Erweiterung der Theorie durch die Annahme eines von der Höhe abhängigen Austauschkoeffizienten ergibt sich unter Beachtung gewisser Grenzbedingungen, daß das durch diese Annahme in den Bewegungsgleichungen hinzutretende Glied das Stokessche Reibungsglied entgegengesetzten Vorzeichens in den bodennahen Schichten bedeutend überwiegt. Auf diese Weise läßt sich der Bodenwindtypus direkt aus dem täglichen Gang des vertikalen Austauschgefälles erklären. Die Bodenreibung wirkt in Richtung einer Verstärkung dieses Typus. — Im zweiten Teil, welcher den Wind als Vektor behandelt, zeigt der Verf., daß die durch den Zusatzvektor verursachte Drehung des Windes mit täglicher Periode nicht ohne weiteres — wenigstens nicht für ebene Stationen — mit der täglichen Druckperiode in Beziehung gesetzt werden kann, zumal sich ein Einfluß der halbtägigen Druckschwankung auch bei größerer Amplitude nicht zeigt. Hingegen läßt sie sich durch das nichtstationäre Verhalten der Bewegungsvorgänge (Nachhinken der Drehung gegen die durch die Reibungsänderungen hervorgerufenen Geschwindigkeitsänderungen) erklären. *H. Philipps* (Frankfurt a. M.).

Portig, W.: Beiträge zur Kenntnis der Tropopause. Beitr. Physik frei. Atmosph. **23**, 121—128 (1936).

Verf. untersucht zuerst die Häufigkeit der tropopausenlosen Tage, d. h. jener, in welchen sich eine Grenzfläche von den Eigenschaften der Tropopause durch Aufstiege nicht feststellen läßt. Dabei ergibt sich eine hohe negative Korrelation zwischen der Anzahl jener Tage und der Steiggeschwindigkeit der Ballone, die nach Ansicht des Verf. zurückzuführen ist auf eine absichtlich herbeigeführte Auftriebsverminderung des Ballons eben gerade bei solchen besonderen Wetterlagen (Kaltlufteinbrüchen), bei welchen die Tropopause in der Regel ihren Flächencharakter zu verlieren pflegt. In weiteren Korrelationsuntersuchungen kommt der Verf. zu dem Resultat, daß es nicht möglich ist, aus den Luftdruckänderungen in einem Niveau mit hinreichender Genauigkeit auf die Höhenänderungen der Tropopausenlage zu schließen. Danach wird die Höhenlage der Tropopause als lineare Funktion der Tropopausentemperatur und des Druckes in 10 km Höhe mittels der Methode der kleinsten Quadrate berechnet und festgestellt, daß sich ihre Abweichungen von den beobachteten Werten der Gaußschen Normalverteilung ganz gut anschmiegen. Der Verf. leitet schließlich aus den Rossbyschen Formeln für die Zustandsänderungen in atmosphärischen Luftsäulen (Beitr. Physik frei. Atmosph. **13**, 163) eine Theorie der Lageveränderungen der Tropopause ab unter der Hauptvoraussetzung, daß zwischen Stratosphäre und Troposphäre kein Luftmassenaustausch stattfindet. Bei Einsetzung von Zahlenwerten kommt er zu einem Vergleich zwischen der für die Lageänderungen theoretisch abgeleiteten und der statistisch abgeleiteten Formel. Der Koeffizientenvergleich läßt darauf schließen, daß die obige Voraussetzung nicht erfüllt ist. Unter Preisgabe dieser Bedingung gelangt der Verf. zu einer weiteren Formel, die wenigstens in bezug auf den Koeffizienten des Druckes in 10 km Höhe mit dem statistisch gefundenen übereinstimmt. Immerhin sind die Luftdruckschwankungen, welche die Theorie zur Veränderung der Tropopausenlage um einen gewissen Betrag erfordert, erheblich größer als die von der Statistik verlangten. *H. Philipps* (Frankfurt a. M.).

Krastanow, L.: Über die Rolle der Kondensationskerne bei den Kondensationsvorgängen in der Atmosphäre. Meteorol. Z. **53**, 121—125 (1936).

Als Grundlage seiner Untersuchungen benutzt Verf. die Gibbs-Volmerschen Gleichgewichtsgleichungen für die Keimbildung einer neuen Phase aus einer übersättigten. Danach befindet sich ein kugelförmiges Teilchen vom Radius r im labilen Gleichgewicht mit seiner Umgebung, wenn $p_r = p_\infty e^{2\sigma M/\varrho R T r}$ ist (p_r = Druck des übersättigten Dampfes, p_∞ = Sättigungsdruck, σ = Oberflächenspannung, ϱ = Dichte, T = absolute Temperatur, R = Gaskonstante, M = Molgewicht). Als Stabilitätsmaß einer übersättigten homogenen Phase dient die Keimbildungsarbeit $W = \frac{4}{3}\pi\sigma r^2$ nach Gibbs. Aus der von Vollmer eingeführten Keimbildungsgeschwindigkeit $I = A \cdot e^{-W/kT}$ (k = Boltzmannsche Konstante, A = Konstante) ergibt sich, daß eine — nicht beobachtete — vier- bis fünffache Übersättigung zur Tropfenbildung aus einer homogenen Phase notwendig wäre. Bei Vorhandensein von Kondensationskernen erniedrigt sich die Keimbildungsarbeit W, es sinkt daher bei gleichbleibender Keimbildungsgeschwindigkeit der zur Tröpfchenbildung notwendige Grad der Übersättigung. Verf. leitet die darauf bezüglichen Formeln ab und untersucht mit ihrer Hilfe den Kondensationsprozeß für eine isotherm und eine adiabatisch geschichtete Atmosphäre. Es zeigt sich an Zahlenbeispielen, daß eine Kondensation bei fehlenden Kondensationskernen ausgeschlossen ist. Darüber hinaus läßt sich für verschiedene Annahmen über die Größe der Kondensationskerne die Bildung der Wolkenelemente verfolgen und aus gegebenen Anfangsbedingungen zahlenmäßig berechnen. Insbesondere kann man die Höhe, in welcher die Keimbildungsarbeit W verschwindet, d. h. die Höhe eintretender Kondensation leicht angeben. *H. Philipps* (Frankfurt a. M.).

Arakawa, Hedetosi, and Motozi Yositake: On the elevation of the surface of the sea under the influence of a travelling low pressure. Proc. Phys.-Math. Soc. Jap., III. s. **18**, 51—59 (1936).

Es wird angenommen, daß das Tiefdruckgebiet sich mit gleichförmiger geradliniger Geschwindigkeit bewegt. Erdrotation und Reibung bleiben unberücksichtigt. Nachdem die Formeln für beliebige Druckverteilung aufgestellt sind, wird der Effekt eines kreisförmigen Tiefdruckgebietes (Radius a) mit konstantem Druck P diskutiert. Die Erhebung der Seeoberfläche wächst in dem Maße, wie sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckverteilung v der Geschwindigkeit langer Wellen $\sqrt{g \cdot h}$ nähert und wird theoretisch unendlich bei Übereinstimmung beider Größen. Für den Mittelpunkt ergibt sich
$$\zeta_0 = -\frac{P}{\varrho g \sqrt{1 - \frac{v}{gh}}}.$$
Depression der Meeresoberfläche findet vor und hinter dem Zentrum statt, Erhebung rechts und links. Wenn $v \sim \sqrt{g \cdot h}$, verliert die Formel freilich ihre Gültigkeit, einmal weil sie wegen Vernachlässigung der quadratischen Glieder nur für kleine Geschwindigkeiten gilt, dann weil sich die Reibung geltend macht. *Haurwitz.*

Schive, J.: Die Mitnahme der Laplace-Gleichung in der Netzausgleichung. Astron. Nachr. **259**, 81—84 (1936).

Es wird eine einfache Darstellung der Verwendung von Laplaceschen Gleichungen in Verbindung mit geodätischen Messungen gegeben. Bei fehlerfreien geodätischen und astronomischen Messungen gilt die Laplacesche Gleichung auch dann, wenn Lotabweichungen vorliegen. Ein Widerspruch in der Laplaceschen Gleichung wird durch die Erfüllung einer verhältnismäßig einfachen Bedingungsgleichung zum Verschwinden gebracht, indem an Breite, Länge und Azimut des Ausgangs- und des Endpunktes und an die Richtungen des geodätischen Netzes nach der Methode der kleinsten Quadrate Verbesserungen angebracht werden. Jede Laplacesche Gleichung liefert eine neue Bedingungsgleichung. Die nach der Gesamtausgleichung noch verbleibenden Unterschiede zwischen den astronomischen und geodätischen Werten sind Lotabweichungen. *Schmehl* (Potsdam).