

INSTITUT FÜR FILM UND BILD IN WISSENSCHAFT UND UNTERRICHT
HOCHSCHULFILM C 582/1950

Aus dem Astronomischen Institut der Universität Tübingen

Zellulare Konvektion

Von Prof. Dr. H. SIEDENTOPF

(Mit 5 Abbildungen)

Aus dem Astronomischen Institut der Universität Tübingen

Zellulare Konvektion

Von Prof. Dr. H. SIEDENTOPF

(Mit 5 Abbildungen)

Der Film zeigt die Strömungen, die bei der Umlagerung von thermisch instabil geschichteten Gas- oder Flüssigkeitsschichten im Schwerfeld entstehen. Die sich entsprechend den Versuchsbedingungen ausbildenden stabilen oder nichtstationären Konvektionszellen werden in der Aufsicht und im Querschnitt dargestellt.

Der Film ist für den Hochschulunterricht bestimmt. Die Schmalfilmkopie (16 mm-Stummfilm) hat eine Länge von 137 m entsprechend 12½ Minuten Vorfuhrdauer bei einer Vorfuhrgeschwindigkeit von 24 B/s.

I. Allgemeine Vorbemerkungen

In Gas- und Flüssigkeitsschichten, die sich im Schwerfeld befinden, werden durch lokale Erwärmung Konvektionsströmungen ausgelöst. Bei einem lokalen Temperaturanstieg kommt es zur Ausdehnung und zur Verkleinerung des spezifischen Gewichtes der betreffenden Gas- oder Flüssigkeitselemente, die dadurch einen Auftrieb gegenüber ihrer Umgebung erfahren. Sorgt die lokale Wärmequelle für ständige Aufrechterhaltung der Energiezufuhr, so bildet sich eine stationäre Konvektionsströmung über der Wärmequelle aus. Solche Strömungen finden wir z. B. über einer Flamme, einem Heizkörper und dergl. Durch die Strömung wird Wärmeenergie von der Wärmequelle in das umgebende Medium transportiert, in dem sich die Strömung infolge der inneren Reibung verbreitert und mit der Umgebung vermischt. Hört die Energiezufuhr auf, so kommt auch die Strömung bald zum Stillstand.

1. Laminare und turbulente Strömungen

Wie jede Flüssigkeits- oder Gasströmung kann auch die Konvektionsströmung laminar oder turbulent verlaufen; maßgebend für den Charakter der Strömung ist die Reynoldssche Zahl

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot l}{\mu}$$

Darin ist ρ die Dichte, v die Strömungsgeschwindigkeit, l die Lineardimension, z. B. der Durchmesser der Strömung, und μ die Viskosität. Nach der kinetischen Gastheorie ist

$$\mu = \frac{1}{3} \rho \cdot u \cdot \lambda,$$

wobei u die Molekülgeschwindigkeit und λ die freie Weglänge der Moleküle ist. Die Dichte geht also in die dimensionslose Reynoldssche Zahl gar nicht ein; bezeichnen wir $\mu/\rho = \nu$ als kinematische Viskosität, so wird die Reynoldssche Zahl

$$Re = \frac{v \cdot l}{\nu}$$

bestimmt durch Geschwindigkeit und Lineardimension der Strömung und durch die einzige Materialkonstante ν . Einige Werte des kinematischen Zähigkeitsmaßes ν seien hier angegeben:

Wasser	20°	$\nu = 0,010 \text{ cm}^2/\text{s}$
Wasser	100°	$\nu = 0,0030 \text{ cm}^2/\text{s}$
Glycerin	20°	$\nu = 6,8 \text{ cm}^2/\text{s}$
Luft	0° und 760 mm	$\nu = 0,133 \text{ cm}^2/\text{s}$
Luft	100° und 760 mm	$\nu = 0,245 \text{ cm}^2/\text{s}$
Luft	0° und 76 mm	$\nu = 1,33 \text{ cm}^2/\text{s}$

Während bei kleinen Re-Zahlen, d. h. geringen Geschwindigkeiten und Dimensionen bzw. großer Viskosität, die Strömungen stets laminar sind und die einzelnen Stromfäden parallel verlaufen, bildet sich bei $Re > 1000$ der turbulent verwirbelte Strömungszustand heraus, bei dem die einzelnen Stromfäden sich kreuzen und verschlingen. Die Grenze ist nicht besonders scharf; der Umschlag von der laminaren zur turbulenten Strömung, wie man ihn etwa durch die Steigerung der Geschwindigkeit erzielen kann, hängt z. B. noch von der Stärke der wirksamen Störungen ab.

Die Konvektionsströmung über einer Kerze ($v \sim 20 \text{ cm/s}$, $l \sim 1 \text{ cm}$, $\nu \sim 0,3 \text{ cm}^2/\text{s}$) ist wegen $Re \sim 70$ sicher laminar; über einer größeren Fläche, z. B. einer Heizplatte ($v \sim 50 \text{ cm/s}$, $l \sim 25 \text{ cm}$, $\nu \sim 0,3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

erhält man bereits $Re \sim 4 \cdot 10^3$ und damit turbulente Verwirbelung. Praktisch alle in der Natur vorkommenden Strömungen in Flüssigkeiten (Flüsse, Meeresströmungen) und Gasen (Wind, Strömungsvorgänge in der Sonnenatmosphäre und in den Sternen) verlaufen wegen der großen Linear Dimensionen turbulent, einerlei ob sie konvektiven Charakter haben oder durch andere Kräfte hervorgerufen werden. Die Konvektionsströmungen in den im Film dargestellten Versuchen sind infolge ihrer Kleinträumigkeit durchweg laminar.

2. Laboratoriumsversuche über zellulare Konvektion

Unter bestimmten Umständen verlaufen die konvektiven Strömungen in einer eigenartigen regulären Form. Wird eine horizontale Flüssigkeitsschicht großer Ausdehnung, aber geringer

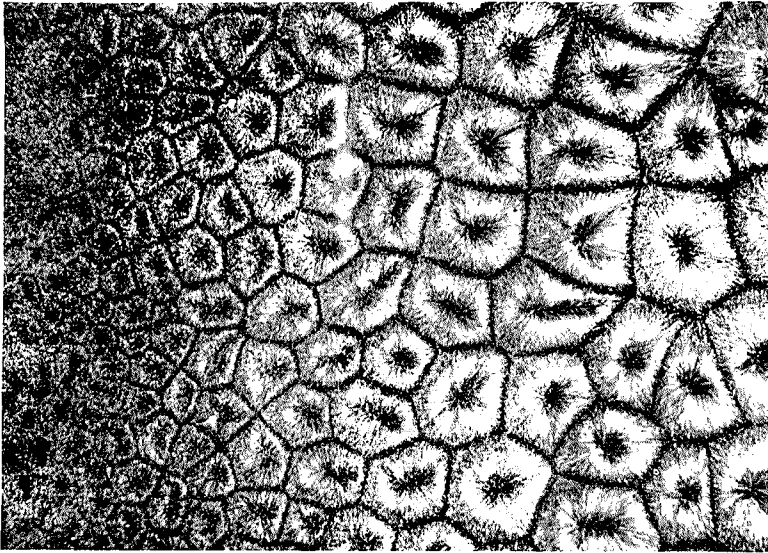


Abb. 1. Zellulare Konvektion in der Aufsicht
Keilförmige Paraffinschicht von 2—15 mm Dicke

Dicke — die Versuche lassen sich in ganz ähnlicher Weise auch mit Gassschichten durchführen — von unten her erhitzt, so entsteht ein instabiler Zustand, da die bodennahen Teile der Schicht wärmer und dadurch spezifisch leichter werden als die an der Oberfläche befindlichen Teile. Es muß daher schließlich eine Umlagerung eintreten, bei der die heißen Teile von unten her aufsteigen und die kalten von oben absinken. Sorgt man

durch fortgesetzte Wärmezufuhr von unten und Wärmeabgabe nach oben für die Aufrechterhaltung eines Temperaturgefälles in der Schicht, so geht der Vorgang des Aufsteigens und Absinkens unbegrenzt weiter. Dabei tritt im Mittel durch jeden horizontalen Querschnitt ebensoviel Materie von unten nach oben wie von oben nach unten durch. Ist die Schichtdicke von der Größenordnung einige Millimeter, so erfolgt die Strömung in einzelnen stationären nahezu gleichgroßen Zellen.

Diese zellulare Konvektion läßt sich im Laboratorium leicht erzeugen, indem man Öl, Wachs oder ähnliche viskose Substanzen in einer flachen Schale mit ebenem horizontalen Boden auf einer elektrischen Heizplatte vorsichtig erhitzt. Die Strömung an der Oberfläche wird sichtbar gemacht durch Einbringen von feinem Aluminumpulver in die Flüssigkeit. (Bei den Aufnahmen wurde Paraffin liqu. benutzt, das mit Adsorptionskohle dunkel gefärbt war, um die Bewegungen nahe der Oberfläche klarer hervortreten zu lassen.)

Die Zellen sind größtenteils sechseckig, doch kommen auch vier- bis siebeneckige Zellen vor. Die Strömung in den Zellen erfolgt wegen der kleinen Dimensionen und Geschwindigkeiten natürlich laminar: In der Mitte der Zelle steigt die Flüssigkeit auf, an den Rändern sinkt sie ab. Das Aufsteigen erfolgt mit größerer Geschwindigkeit als das Absinken, infolgedessen ist der Querschnitt des Aufstieggebietes kleiner als der des Absinkgebietes.

Bei der ausgebildeten zellularen Konvektion sind die Durchmesser der Einzelzellen eng korreliert mit der Schichtdicke; sie betragen etwa das $2\frac{1}{2}$ - bis $3\frac{1}{2}$ -fache der Dicke. Die Materialeigenschaften gehen nur unwesentlich ein, auch der Temperaturgradient ist ohne erheblichen Einfluß auf den Proportionalitätsfaktor. Es macht auch keinen großen Unterschied, ob die Oberfläche der Flüssigkeit frei an Luft grenzt oder mit einer Glasplatte abgedeckt ist; im zweiten Falle ist zwar die Strömungsgeschwindigkeit in der Einzelzelle erheblich herabgesetzt, die Zellengröße aber nur wenig verändert. Die Lebensdauer der Einzelzellen ist beliebig groß, solange die Versuchsbedingungen, Temperaturgradient und Schichtdicke konstant bleiben.

Verfolgt man den Einfluß der Schichtdicke auf die Konvektionsströmung genauer, so zeigt sich, daß die stationären Zellen nur in einem bestimmten Schichtdickenbereich auftreten. Bei sehr geringen Schichtdicken oder bei geringem Temperaturgradienten kommt es überhaupt nicht zum Einsetzen der Konvektion. Die

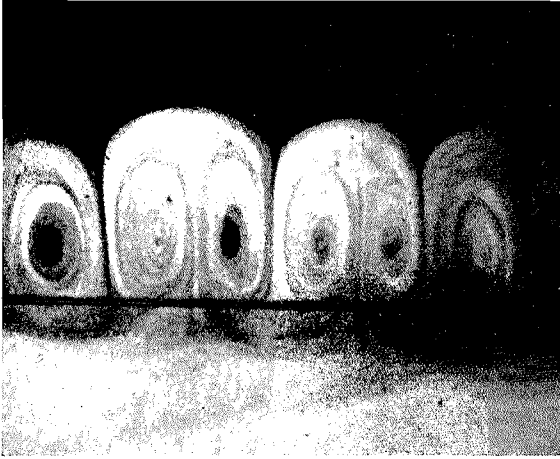


Abb. 2. Stationäre Konvektionszellen im Querschnitt

Grenze für das Auftreten der Konvektion ist von RAYLEIGH und von JEFFREYS aus den Navier-Stokesschen Bewegungsgleichungen einer reibenden Flüssigkeit abgeleitet worden. Sie läßt sich ausdrücken durch den Zahlenwert einer dimensionslosen Konstanten, die wir als Konvektionszahl bezeichnen wollen:

$$\lambda = \frac{dT}{dh} \cdot \frac{g \alpha c \rho h^3}{k \nu}$$

Darin ist $\frac{dT}{dh}$ der mittlere Temperaturgradient in der Schicht, g die Schwerkbeschleunigung, α der Ausdehnungskoeffizient, c die spezifische Wärme, ρ die Dichte, h die Schichtdicke, k die thermische Leitfähigkeit und ν die kinematische Viskosität. Überschreitet die Konvektionszahl einen bestimmten kritischen Wert, der je nach den Randbedingungen 700—1700 beträgt, so setzt die Konvektion, und zwar in der zellularen Form, ein. Bei kleineren λ -Werten bleibt die Flüssigkeit in Ruhe; der Energietransport infolge des Temperaturgefälles geschieht durch molekulare Wärmeleitung.

Wenn die Schichtdicke so groß ist, daß die Konvektionszahl einen Wert der Größenordnung $\lambda = 10^{4,5}$ oder darüber erreicht, so ändert sich der Charakter der konvektiven Strömung. Es bilden sich keine ortsfesten stationären Zellen aus, sondern einzelne Flüssigkeitselemente lösen sich vom Boden des Gefäßes ab, steigen auf und breiten sich unter Abgabe ihres Wärmeinhaltes an der Oberfläche aus. Dieses Aufsteigen erfolgt unregelmäßig

nacheinander an verschiedenen Stellen der Flüssigkeit, so daß wir von einer nichtstationären Konvektion sprechen können. Im Laboratoriumsversuch mit viskosen Flüssigkeiten tritt dieser Zustand bei Schichtdicken oberhalb 15—20 mm auf. Bei mittleren Schichtdicken findet man einen Übergangszustand, bei dem neben länger beständigen Zellen auch nichtstationäre Gebilde auftreten. Bereits bei Schichtdicken von etwa 8—10 mm an beginnt der Übergang zur nichtstationären Konvektion sich dadurch abzuzeichnen, daß gelegentlich Teilung, Zerfall oder Neubildung von Zellen auftritt. Im nichtstationären Zustand der Strömung wird die Lebensdauer einzelner Zellen von der Größenordnung Schichtdicke durch Aufstiegsgeschwindigkeit; der Durchmesser der Zellen ist im Mittel etwa gleich der Schichtdicke, aber die einzelnen Zellen sind oft sehr verschieden groß, da sie in den verschiedensten Entwicklungszuständen nebeneinander vorkommen (vgl. Abb. 3). Außer in der Form und Lebensdauer der Einzelzellen macht sich die Änderung des Strömungszustandes mit wachsender Konvektionszahl auch im Energietransport bemerkbar. Die Übergänge reine Wärmeleitung—zellulare Konvektion und zellulare Konvektion—nichtstationäre Konvektion lassen sich quantitativ gut verfolgen, wenn man den Wärmeübergang zwischen zwei in



Abb. 3. Nichtstationäre Konvektion in der Aufsicht
Paraffinschicht von 25 mm Dicke, Abstand der beiden Aufnahmen 15 Sekunden

einer Flüssigkeit übereinander befindlichen horizontalen Platten, von denen die untere beheizt ist, als Funktion der Konvektionszahl untersucht. Danach ist die reine zellulare Konvektion auf ein ziemlich enges Intervall von λ beschränkt; sie setzt ein bei $\lambda > 1700$, während der Übergang zur nichtstationären Konvektion etwa bei $\lambda > 50000$ erfolgt. Diese obere Grenze ist verhältnismäßig unscharf, da, wie bereits erwähnt, ein breites Übergangsgebiet vorhanden ist, in dem stationäre und nichtstationäre Zellen nebeneinander vorkommen.

3. Konvektionsvorgänge im strömenden Medium

Auch in einer horizontal strömenden Flüssigkeit, die durch Erwärmung von unten instabilisiert wird, kann Konvektion auftreten, die sich der Grundströmung überlagert. Die dabei entstehenden Gebilde sind sehr verschiedenartig, je nachdem die Geschwindigkeit der Grundströmung oder der Konvektion die größere ist. Es können bewegte Zellen auftreten, die mit der Grundströmung wandern und im übrigen stationär sind. Ferner kann es zur Ausbildung von Walzen kommen, deren Achsen senkrecht zur Strömungsrichtung liegen, und auch Walzen mit Achsen parallel zur Strömungsrichtung können sich bilden. In strömenden instabilisierten Gasschichten entstehen je nach den Randbedingungen ebenfalls neben bewegten Zellen Walzen parallel und senkrecht zur Richtung der Grundströmung. In der Erdatmosphäre sind diese Vorgänge im großen in gewissen Wolkenstrukturen zu erkennen.

4. Konvektion bei turbulenter Zellenströmung

Die bisherigen Betrachtungen hatten zur Voraussetzung, daß die Strömung in den einzelnen Zellen laminar erfolgt. Wenn, wie es bei Vorgängen in der Natur fast ausschließlich der Fall ist, die Zellen so groß werden, daß die für die Zellenströmung charakteristische Reynold'sche Zahl Re den Wert 10^3 übersteigt, so wird die Strömung turbulent. Die Konvektionserscheinungen, die uns in der Natur, z. B. in der Erdatmosphäre oder an der Sonnenoberfläche begegnen, sind stets von dieser Art. Auch bei turbulenter Strömung in der Einzelzelle lassen sich die beiden Fälle der zellularen und der nichtstationären Konvektion unter-

scheiden. Die den Übergang festlegende Konvektionszahl λ^* nimmt allerdings eine etwas andere Form an, da die Koeffizienten der molekularen Wärmeleitung und inneren Reibung durch die entsprechenden (im allgemeinen um mehrere Zehnerpotenzen größeren) turbulenten Austauschgrößen zu ersetzen sind. Wir erhalten für großräumige Konvektion in Gasen

$$\lambda^* = \frac{d\Theta}{dh} \cdot \frac{g\alpha h^4}{l'^2 u'^2},$$

wobei l' der Mischungsweg bzw. Durchmesser der Turbulenzelemente, u' die mittlere Geschwindigkeit der der Grundströmung überlagerten turbulenten Zusatzbewegung und $\frac{d\Theta}{dh}$ der Gradient der potentiellen Temperatur Θ ist, der den Druckabfall mit der Höhe berücksichtigt. Die kritischen Werte der Konvektionszahl sind angenähert die gleichen wie bei laminarer Konvektion.

5. Konvektion in der Erdatmosphäre und an der Sonnenoberfläche

Die sich in der Erdatmosphäre abspielenden Konvektionsvorgänge werden im Wolkenbild sichtbar, da bei aufsteigenden Luftströmungen infolge der adiabatischen Abkühlung Kondensation und damit Wolkenbildung einsetzt, während die Gebiete absteigender Strömung wolkenfrei sind. Den Fall der nichtstationären Konvektion finden wir in der sogenannten Thermik verwirklicht, den Konvektionsströmen, die durch die Überhitzung und damit Instabilisierung der bodennahen Luftschichten bei starker Sonneneinstrahlung ausgelöst werden. Wird bei der adiabatischen Abkühlung des aufsteigenden Luftstroms die Taupunkttemperatur unterschritten, was im allgemeinen bei etwa 1000 m Höhe einzutreten pflegt, so erfolgt die Kondensation des Wasserdampfes, und es kommt zur Ausbildung der Schönwetter-Cumuluswolken (vgl. den Wolkenfilm „Cumuluswolken“). Die einzelnen Thermikströme haben, wie besonders durch den Segelflug bekannt geworden ist, nur eine begrenzte Lebensdauer: Einzelne Massen warmer Luft lösen sich vom Boden ab und steigen auf, bis ihr Auftrieb verbraucht ist und sie sich in ihrer Umgebung auflösen. Wir haben also in der bodennahen Konvektionsschicht einen typischen Fall nichtstationärer Konvektion. Rechnet man die zugehörige Konvektionszahl λ^* aus, so kommt man auf Werte von der Größenordnung 10^6 bis 10^7 , also jedenfalls weit im nicht-

stationären Bereich. Die Durchmesser der Aufwindgebiete sind im allgemeinen kleiner oder höchstens von der gleichen Größenordnung wie die Schichtdicke; auch in dieser Hinsicht entsprechen die Verhältnisse dem Laboratoriumsversuch. Da der Querschnitt der Aufwindgebiete wesentlich kleiner ist als der der Abwindgebiete, sind die Geschwindigkeiten im Aufwind entsprechend größer als im Abwind. Sie betragen etwa 1—3 m/s unter kleineren Wolken und können in der Gewitterwolke, dem Cumulonimbus, bis auf 10 m/s und darüber ansteigen; die Abwärtsgeschwindigkeiten bleiben fast immer unter 1 m/s.

Auch die stationäre zellulare Konvektion findet sich in der Atmosphäre häufig realisiert; die entsprechenden Wolkenbilder sind die Strato-Cumulus-Wolken der unteren und die Alto-Cumulus- und Cirro-Cumulus- (Schäfchen-) Wolken der höheren Luftschichten (vgl. Abb. 4). Die Schichtdicken sind dabei von der Größenordnung 100 m, das Verhältnis der Zellendurchmesser zur Schichtdicke beträgt etwa 3,5. Für die zugehörige Konvektionszahl ergeben sich Werte von 10^3 bis 10^4 ; tatsächlich zeigt sich auch, daß die einzelnen Zellen eine große Lebensdauer haben.

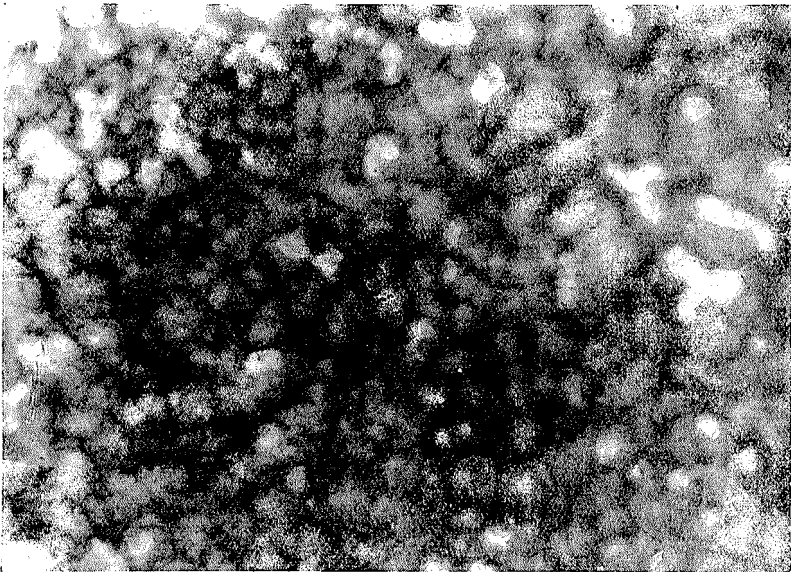


Abb. 4 Zellulare Konvektion im Wolkenbild

Da man in der Nähe der unteren kritischen Grenze der Konvektionszahl ist, wird ferner verständlich, daß z. B. Strato-Cumulus-Felder oft durch Aufbrechen einer gleichförmigen Stratusschicht entstehen; eine geringe Änderung der Schichtdicke oder des Temperaturgradienten reicht hin, um die Schichtung aus dem stabilen in den zellular-konvektiven Bereich zu überführen.

Da die Übertragung der Laboratoriumsversuche und der Rechnungen über laminare Konvektion auf die großräumigen turbulenten Verhältnisse in der Erdatmosphäre zu sinnvollen Ergebnissen führt, erscheint auch der weitere Schritt zur Sonnenatmosphäre berechtigt. Zwar sind hier die thermodynamischen Verhältnisse wesentlich komplizierter und außerdem die Strömungen nicht mehr volumkonstant, doch bleiben im Prinzip die Vorgänge die gleichen. Wir wissen seit längerer Zeit, daß sich unter der Photosphäre der Sonne eine von der Ionisation des Wasserstoffs herrührende instabile Schicht von mindestens

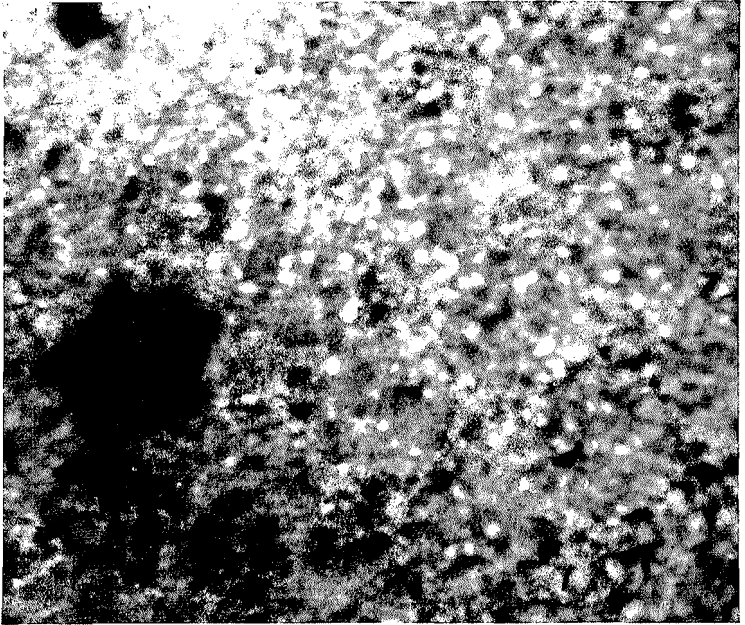


Abb. 5. Konvektion an der Sonnenoberfläche: Granulation
(Potsdam, Einstein-Turm)

Links ein kleiner Fleck und darunter einige Poren

1000 km Dicke befindet. Die dadurch ausgelöste Konvektion ruft die ungleichförmige Helligkeitsverteilung an der Sonnenoberfläche hervor, die als Granulation bezeichnet wird. Die Gebiete aufsteigender Strömung erscheinen heller als die Zwischengebiete, in denen die Materie langsam absinkt. Für die Konvektionszahl gibt die freilich noch sehr unsichere Rechnung einen Wert von etwa 10^7 , so daß wir den Fall der nichtstationären Konvektion zu erwarten haben. Tatsächlich zeigt die Beobachtung, daß der Durchmesser der Granulen von der Größenordnung der Schichtdicke ist, ferner konnte festgestellt werden, daß die Granulen eine begrenzte Lebensdauer von einigen Minuten haben; Aufnahmen mit 10 Minuten Abstand zeigen bereits erhebliche Unterschiede. Die Rechnung ergibt für das Verhältnis Schichtdicke zu Steiggeschwindigkeit ebenfalls Werte von einigen Minuten.

Ähnlich wie bei der Sonne dürften auch an der Oberfläche anderer Sterne Konvektionsvorgänge eine wichtige Rolle spielen, z. B. bei gewissen Klassen von veränderlichen Sternen. Ferner ist anzunehmen, daß auch im tiefen Inneren der Sonne und der Sterne konvektive Strömungen beim Transport der aus Konvektionen erzeugten Energie an die Oberfläche beteiligt sind.

II. Erläuterungen zum Film

*Laminare und turbulente Konvektionsströmung*¹⁾

Zunächst sind die laminaren Konvektionsströmungen über den Enden von zwei Räucherstäbchen dargestellt, die schräg in den Bildausschnitt hineinragen. Der Querschnitt der Strömung beträgt 3—4 mm², die Reynoldsche Zahl ist ungefähr 10.

Wir sehen dann die turbulent verwirbelte Konvektionsströmung über einer elektrischen Heizplatte. Die Strömung ist sichtbar gemacht durch den Rauch von Räucherkerzen, die auf die Heizplatte aufgesetzt sind. Man kann auf diese Weise erkennen, wie sich die einzelnen Stromfäden bereits nach kurzer Zeit verschlingen. Um die Einzelheiten der Strömung besser verfolgen zu können, ist die Bewegung 2½-fach verlangsamt wiedergegeben. Die Reynoldsche Zahl der Strömung beträgt etwa 5000.

¹⁾ Die *Kursiv*-Überschriften entsprechen den Zwischentiteln im Film.

Stationäre Zellen einer instabilisierten Flüssigkeitsschicht

Einleitend wird die Apparatur gezeigt, mit der die folgenden Konvektionsaufnahmen gewonnen sind.

Das Konvektionsgefäß hat eine Grundfläche von 30×40 cm; es kann durch 3 Fußschrauben horizontaliert werden. Die Bodenfläche wird durch einen Ultra-Thermostaten mit warmem Wasser beheizt, so daß ein vertikales Temperaturgefälle in der Paraffinschicht entsteht, die sich im Konvektionsgefäß befindet. Die Askania-Z-Kamera, mit der die Aufnahmen der Strömungsvorgänge in der Schicht erfolgen, ist vertikal auf einem Stativ oberhalb des Konvektionsgefäßes montiert. Die Beleuchtung erfolgt mit einer Spotlicht-Lampe; um die Oberfläche der Konvektionsschicht nicht unnötig zu erwärmen und damit das Temperaturgefälle zu verkleinern, ist vor der Lampe eine wasserdurchströmte Küvette angebracht, die die Wärmestrahlung der Lampe zum Teil absorbiert.

Die nächste Aufnahme zeigt das Konvektionsgefäß aus der Nähe, die eingefüllte Flüssigkeitsmenge wird umgerührt, um einen beliebigen willkürlichen Anfangszustand zu schaffen. Von diesem Anfangszustand aus bilden sich nun einzelne Konvektionszellen aus, die in ihrer Gruppierung zunächst noch die Merkmale des Anfangszustandes tragen. Allmählich wird aber ein Endzustand erreicht, bei dem die fünf- bis siebenekigen Zellen alle nahezu gleich groß sind und ihre Lage und Gestalt nicht mehr ändern. Dieser ausgebildete stationäre Endzustand wird bei geringer Schichtdicke (etwa 6 mm) nochmal in einer Übersichtsaufnahme gezeigt.

Die folgende Aufnahme soll den Verlauf der Zellenströmung im einzelnen an einer Gruppe stationärer Zellen klarmachen. Die Strömung ist bei allen Aufsichtsaufnahmen sichtbar gemacht durch feinste Aluminiumteilchen, die in das mit Adsorptionskohle dunkel gefärbte flüssige Paraffin eingebracht sind. Die Teilchen werden von der Strömung mitgenommen, sie steigen in der Mitte der Zellen auf, bewegen sich ein kurzes Stück parallel zur Oberfläche und sinken dann am Rande der Zellen wieder ab.

Beziehung zwischen Schichtdicke und Zellendurchmesser bei keilförmiger Schicht

Beim stationären Endzustand erkennt man die stetige Zunahme der Zellendurchmesser mit der Schichtdicke. Ferner zeigt sich, daß auch die Strömungsgeschwindigkeit in den Einzelzellen um so größer ist, je größer die Schichtdicken und damit die Zellen sind. Auf der linken Seite, wo die Schichtdicke kleiner als 1 mm wird, bilden sich keine Zellen mehr aus, weil hier der kritische Wert der Konvektionszahl unterschritten wird.

Nichtstationärer Zustand bei großen Schichtdicken

Bei mäßig vergrößerter Schichtdicke sind die Zellendurchmesser gewachsen, doch sind die Zellen noch stabil. Sodann wird die Schichtdicke weiter vergrößert, ohne daß indessen die Zellendurchmesser gegenüber der vorigen Größe noch merklich zunehmen; wir befinden uns jetzt im Übergangsbereich zum nichtstationären Zustand. Die Einzelzellen sind weniger gleichmäßig als vorher, und gelegentlich kommt es zur Teilung oder zur Umbildung einer Zelle.

Um das Entstehen und Vergehen der Einzelzellen bei der nichtstationären Konvektion besonders anschaulich zu machen, ist der nächste Versuch mit Zeitraffung (auf $\frac{1}{4}$ der natürlichen Dauer) aufgenommen worden. In der zunächst gleichmäßig temperierten Schicht bilden sich nach Einschalten der Bodenheizung Konvektionsströme, die zur Oberfläche durchbrechen. Infolge der großen Schichtdicke (25 mm) kommt es nicht zur Ausbildung stationärer Zellen, sondern es bilden sich ständig neue aufsteigende Konvektionsströme, die die älteren Zellen verdrängen und auch ihrerseits wieder nur einen kurzen Bestand haben. Infolge der Zeitraffung wird durch die sich bildenden und vergehenden Zellen eine lebhaft kochende Flüssigkeit vorgetauscht.

Walzen und Zellen in einer instabilisierten Flüssigkeitsströmung

Bei den nun folgenden Aufnahmen strömt die Flüssigkeit in einer etwa 12 cm breiten Rinne, deren Boden durch eine elektrische Heizplatte erwärmt wird. Die erste Aufnahme zeigt — nach Einschalten der Heizung — die Ausbildung von Walzen in der Strömungsrichtung, die dann weiter in Zellen aufbrechen. Bei geringerer Strömungsgeschwindigkeit entstehen Zellen, die mit der Strömung wandern und im übrigen unverändert bleiben.

Stationäre und nichtstationäre Konvektionszellen von der Seite gesehen

Die Aufnahmen dieser Gruppe geben die Konvektionsvorgänge in einer Küvette bei seitlicher Betrachtung wieder. Als Medium dient Luft; die Strömungen werden durch eingebrachten Zigarettenrauch sichtbar gemacht. Die Weite der Küvette beträgt 10 mm, das in den Aufnahmen wiedergegebene Gesichtsfeld etwa 12 cm in der Vertikalen und 20 cm in der Horizontalen. Die Instabilisierung wird durch Heizdrähte im unteren Drittel der Küvette hervorgerufen. Die Küvette ist zunächst bis zur Höhe der Heizdrähte mit Zigarettenrauch gefüllt, während der obere Teil reine Luft enthält.

Nach Einschalten der Heizung bildet sich über einer kurzen Wendel eine lokale Konvektionszelle aus, die nach einiger Zeit stationär wird. Erfolgt die Instabilisierung durch einen Heizdraht, der horizontal durch die ganze Länge der Küvette ausgespannt ist, so entsteht eine größere Anzahl von Zellen. Bei schwacher Heizung sind die Zellen nahezu stationär. Die Strömungen reichen nicht bis zur oberen Begrenzung der Küvette. Die Dicke der Konvektionsschicht ist dadurch bestimmt, daß die mit der Strömung verbundene Reibung die durch die Erwärmung zugeführte Energie gerade aufzehrt. Infolge ihrer Trägheit greift die Strömung auch etwas in das stabile Gebiet unterhalb der Heizdrähte über. Bei stärkerer Heizung kommt es nicht mehr zu stabilen Zellen; die Aufstiegszentren liegen bald hier, bald dort am Heizdraht, und es bildet sich ein kompliziertes nichtstationäres Strömungssystem, bei dem die Strömungen der einzelnen kurzlebigen Zellen ineinander übergreifen.

(Eingegangen am 22. 1. 1951)

Literatur:

1. BÉNAUD, H., Les tourbillons cellulaires. Annales de Chemie et de Physique **23** (1901), S. 62.
2. BÉNAUD, H., und D. AVSEC, Travaux récents sur les tourbillons cellulaires. Journal de Physique (7) **9** (1938), S. 486.
3. MAL, S., Forms of stratified clouds. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **17** (1931), S. 40.
4. SIEDENTOPF, H., Sonnengranulation und zellulare Konvektion. Vierteljahresschrift der Astronom. Gesellschaft **76** (1941), S. 185.
5. SIEDENTOPF, H., Zellenförmige Strömungen im Laboratorium und in der Natur. Naturwiss. Rundschau **1** (1948), S. 107.

Die Abbildungen wurden mit Genehmigung des Verlags aus [5] entnommen.

Die Herstellung des Films erfolgte im Jahre 1949
unter Verwendung von Aufnahmen aus dem Jahre 1943 durch das
Institut für Film und Bild in Wissenschaft und Unterricht
Abteilung Hochschule und Forschung, Göttingen (Dir.: Dr.-Ing. G. WOLF)
Sachbearbeitung: G. BEKOW