

# Botanisches Centralblatt.

REFERIRENDES ORGAN

für das Gesamtgebiet der Botanik des In- und Auslandes.

Herausgegeben

unter Mitwirkung zahlreicher Gelehrten

von

**Dr. Oscar Uhlworm** und **Dr. F. G. Kohl**

in Cassel.

in Marburg.

Zugleich Organ

des

Botanischen Vereins in München, der Botaniska Sällskapet i Stockholm, der Gesellschaft für Botanik zu Hamburg, der botanischen Section der Schlesischen Gesellschaft für vaterländische Cultur zu Breslau, der Botaniska Sektionen af Naturvetenskapliga Studentsällskapet i Upsala, der k. k. zoologisch-botanischen Gesellschaft in Wien, des Botanischen Vereins in Lund und der Societas pro Fauna et Flora Fennica in Helsingfors.

Nr. 13.

Abonnement für das halbe Jahr (2 Bände) mit 14 M  
durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

1898.

Die Herren Mitarbeiter werden dringend ersucht, die Manuscripte immer nur auf *einer* Seite zu beschreiben und für *jedes* Referat besondere Blätter benutzen zu wollen.  
Die Redaction.

## Wissenschaftliche Originalmittheilungen.\*)

### Oberflächenspannung und Cohäsion.

Eine mikrophysikalische Studie.

Von

**Z. Kamerling.**

Mit 2 Figuren.

(Schluss.)

V. Gleichgewichtsbedingung für Dampfbläschen in der Askenasy'schen Röhre.

Denken wir uns den Versuch von Askenasy etwas abgeändert, und zwar derartig, dass die Röhre verhältnissmässig länger und nur mit Wasser gefüllt, also über 10 m lang ist.

\*) Für den Inhalt der Originalartikel sind die Herren Verfasser allein verantwortlich. Red.

Noch einfacher kann man sich den Apparat im luftleeren Raum aufgestellt denken, und würde hier natürlich schon (Nägeli l. c.) eine Röhre von einigen d. M. Länge, die Cohäsion des Wassers zu zeigen, genügen.

Denken wir uns jetzt, dass sich unter diesen Umständen im Innern ein Dampfbläschen befindet, d. h. ein luftleerer Raum nur mit Wasserdampf von der bekanntlich niedrigen Maximalspannung gefüllt.

Die Oberfläche von diesem Dampfbläschen hat auch hier wieder potentielle Energie, welche unter Umständen zur Hebung von Wasser verwendet, d. h. in andere Form, in die potentielle Energie des eventuell gehobenen Wassers umgewandelt werden kann.

Wenn ein solches Dampfbläschen verschwindet, kann man sich das Wasser, welches jetzt den Platz einnimmt, wo vorher das Bläschen war, wieder über das Niveau in den Behälter gehoben denken.

Andererseits, wenn das Bläschen sich vergrößert, und also jetzt ein luftleerer Raum ist, wo eben Wasser war, kann man sich vorstellen, dass dieses Wasser bis auf das Niveau im Behälter gesunken ist.

Es ist klar, dass man sich unter diesen Bedingungen auch wieder ein Gleichgewichtsstadium denken kann, in dem weder eine Vergrößerung, noch eine Verkleinerung eintritt.

In diesen Fällen muss bei einer sehr kleinen Aenderung des Radius die Zu- oder Abnahme der Oberflächenenergie der beim Sinken des Wassers frei werdenden oder zur Hebung benutzten Energiemenge gleich sein.

Nimmt man den Radius  $r$ , und befindet das Bläschen sich auf einer Höhe  $h$  über dem Niveau im luftleeren Raum, so ist die Energie der Oberfläche  $4 \pi r^2 C$ , die potentielle Energie, welche durch das Wasservolum dargestellt wird,  $\frac{4}{3} \pi r^3 h$ .

Für das Gleichgewichtsstadium muss der Differentialquotient nach  $r$  von beiden Werthen gleich sein, also

$$8 \pi r C = 4 \pi r^2 h \text{ oder } h = \frac{2 C}{r}$$

Für einen Werth  $h_1 < h$  oder  $r_1 < r$  wird, wie man ohne weiteres sieht,

$$8 \pi r C > 4 \pi r_1^2 h_1 \text{ oder}$$

$$8 \pi r C > 4 \pi r_1^2 h$$

in Worten ausgedrückt: Zu jeder bestimmten Höhe gehört ein bestimmter Radius, bei dem das Bläschen sich im Gleichgewicht befindet.

Ist entweder der Radius (oder die Höhe) kleiner als der zu dem bestimmten anderen Werth gehörende, so findet unter Wärmeerzeugung Verkleinerung statt, da die Menge der bei der Contraction frei werdenden Oberflächenenergie grösser ist als die bei der Hebung des Wassers festgelegte Energie.

Dass diese Verkleinerung eventuell bis zum Verschwinden geht, ist einleuchtend.

Ist aber umgekehrt der Radius (oder die Höhe) grösser als der zu dem bestimmten anderen Werth gehörende, so sieht man, dass eine Verkleinerung keine Wärmeentwicklung, sondern Wärmeabsorption veranlassen würde, dass also keine Contraction, sondern Expansion (natürlich auch unter Wärmenentwicklung) stattfinden wird.

Wir können die zusammengehörenden Werthe für  $r$  und  $h$  gegenseitig kritisch nennen und also sprechen von dem kritischen Radius für eine bestimmte Höhe oder von der kritischen Höhe, welche zu einem bestimmten Radius gehört.

Die so abgeleitete einfache Beziehung  $2 C = r h$  oder  $h = \frac{2 C}{r}$  stimmt, wie zu erwarten war, vollkommen überein mit

der früher für Luftbläschen abgeleiteten Gleichung  $S = 1 + \frac{2 C}{C_1 r}$

nur dass  $S$  in Atmosphären ausgedrückt ist und dass wir bei der Ableitung von  $h$  uns den Vorgang im luftleeren Raum stattfindend gedacht haben.

Wenn man sich jetzt aus der Formel  $2 C = r h$  die zusammengehörenden kritischen Werthe berechnet, so sind die Resultate auf den ersten Blick überraschend

$$2 C = 16,5$$

$$r = 10 \text{ mm} \quad h = 1,65 \text{ mm}$$

$$r = 1 \text{ „} \quad h = 16,5 \text{ „}$$

$$r = 0,1 \text{ „} \quad h = 165 \text{ „}$$

$$r = 0,001 \text{ „} \text{ oder } 1 \mu \quad h = 16500 \text{ „} \text{ oder } 16,5 \text{ M.}$$

In einer ganz mit Wasser gefüllten 30 M hohen Röhre sind für ein Bläschen, welches sich 16,5 M über dem Barometerniveau, also 26,5 m hoch befindet, die Differentialquotienten nach  $r$  der Oberflächenenergie und der zur Hebung des Wassers nothwendigen Energie gleich. Es wird keine Vergrösserung eintreten.

Wäre der Radius kleiner, z. B.  $\frac{1}{2} \mu$ , oder befindet sich dieses Bläschen auf einem etwas tieferen Niveau, z. B. nur 26 m hoch, so wird es sich verkleinern.

Wir können uns die Bläschen natürlich noch viel kleiner denken, und würde in dem Fall die kritische Höhe eine noch viel grössere. Es wird uns so klar, dass die kritische Höhe für ein Bläschen mit dem Radius  $0 \infty$  sein muss (Braun l. c.).

Für Luftbläschen, in denen die Luft bis zur Gleichgewichts- spannung comprimirt ist, können wir uns leicht klar machen, dass die kritische Höhe  $= 0$  ist. Im ersten Augenblick wird sich also ein solches Luftbläschen bei eintretendem Zug ausdehnen. Es wird nun infolge der Ausdehnung die Luft im Innern verdünnter und zwar, wie man sich wieder leicht klar macht, verhältnissmässig schneller, wie die Zunahme der Oberfläche.

Tritt also keine neue Luft hinzu, so wird früher oder später ein Gleichgewichtsstadium erreicht, in dem die Spannung der Luft

im Innern plus der ausgeübte Zug der Oberflächenspannung das Gleichgewicht halten.

Denken wir uns z. B. ein Luftbläschen von  $1 \mu$  Radius.

Der Luftdruck im Innern ist, wie wir weiter oben sahen, 2,65, der Ueberdruck 1,65 Atmosphären.

Denken wir uns, dass hierauf ein Zug wirkt von 0,5 Atmosphären, also dass es sich in der Askenasy'schen Röhre 15 m hoch befindet.

Das Bläschen wird sich ausdehnen; ist es bis zu einem Radius von  $2 \mu$  ausgedehnt, so ist die Spannung der Luft im Innern  $\frac{2,65}{8} = 0,33$  Atmosphären geworden. \*)

Die kritische Höhe für ein Bläschen von  $2 \mu$  Radius ist 8,25 M.

Wir sehen, dass in diesem Stadium der Zug von  $0,5 +$  der Luftspannung von 0,33 ungefähr mit der Oberflächenspannung im Gleichgewicht ist. Das Bläschen wird also in diesem Stadium beharren, solange sich nicht aus dem Wasser wieder Luft ausscheidet, wodurch die Spannung im Bläschen gesteigert wird und die Ausdehnung wieder weiter schreitet.

Dass auch hier wieder die Ausdehnung mit Wärmeentwicklung vor sich geht und das Gleichgewichtsstadium bestimmt wird durch den Moment, in dem die Menge der frei werdenden Wärme = 0 geworden ist, braucht wohl nicht mehr ausführlich auseinandergesetzt zu werden.

Bis jetzt war ausschliesslich die Rede von Umwandlung potentieller Energie von einer Form in eine andere, und können wir aus den gegebenen Betrachtungen uns erklären, dass der Widerstand des Wassers gegen Zug allein ein unendlich grosser sein muss.

## VI. Cohäsion und kinetische Energie.

Das kennzeichnende im Verhalten des Wassers unter Zugspannung war, dass bei einer sehr kleinen Volumvergrösserung eines schon bestehenden, oder beim ersten Auftreten eines Dampfbläschens, zur Berechnung der in Betracht kommenden potentiellen Energie (welche durch Steighöhe etc. dargestellt wird), nur das Wasser, welches dieses kleine Volum einnimmt, in Betracht kommt, und die bei geeigneter Versuchsanstellung, so zu sagen, absolute Widerstandsfähigkeit der Flüssigkeit gegenüber Zug beruht nur auf dem einfachen Gesetz, dass bei abnehmendem Radius des Bläschens die Oberfläche verhältnissmässig mehr verringert wird, als der Inhalt, weil diese  $r^3$ , jene  $r^2$  proportional ist.

Ganz anders liegt der Thatbestand, wenn wir uns die Frage vorlegen, unter welchen Umständen kinetische Energie von bewegtem Wasser in potentielle Oberflächenenergie umgewandelt werden kann.

\*) Der Dampfdruck bleibt hier der Einfachheit halber unberücksichtigt.

Denken wir uns eine horizontal gerichtete Röhre mit einem Radius = 1 mm, durch welche Wasser strömt, mit einer Geschwindigkeit von 1 cm pro Secunde.

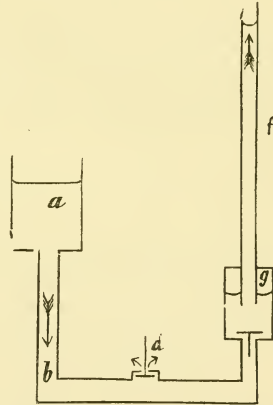
Auf einen Abstand von 3 dm vor dem Ende dieser Röhre befindet sich ein Hahn. Wenn dieser plötzlich umgedreht wird, so dass kein Wasser mehr nachfließen kann, stellt die Wassermenge vom Hahn bis zum Ende eine Menge kinetische Energie dar, welche wir aus der Formel  $e = \frac{1}{2} m v^2$  leicht berechnen können.

Die Masse ist Querschnitt  $\times$  Länge, also  $\pi \times 1 \times 200 = 629$   
 $v = 10$ , also die totale Menge kinetische Energie von diesem Wasservolum =  $\frac{62900}{2} = 31450$ .

Würde die Cohäsion nicht unterbrochen, so würde im selben Moment, wo Wasser nachzufließen aufhört, das Wasser diessets stillstehen bleiben. Diese ganze Energiemenge steht also im Moment, wo die neue Zufuhr aufhört, zur Verfügung zur Umwandlung in potentielle Oberflächenenergie.

Wenn man bedenkt, dass die totale Menge Oberflächenenergie von einem Bläschen mit 1 mM Radius nur  $4 \pi C$ , also  $12,57 \times 8,25 = 103,7$  beträgt, so sieht man leicht ein, dass eine Unterbrechung der Cohäsion eintreten wird\*).

Der Gegensatz ist einleuchtend, während bei der potentiellen Energie nur die Frage vorlag, ob der Differentialquotient der Oberfläche  $\times C$   $\begin{matrix} > \\ < \end{matrix}$  wie der Differentialquotient der Inhalt  $\times h$  war, kommt hier die ganze Menge des bewegten Wassers in Betracht.



Man kann sich eine klare Vorstellung von diesem Vorgang bilden, wenn man ihn als einen umgekehrten hydraulischen Widder auffasst.

Bekanntlich \*\*) strömt beim hydraulischen Widder Wasser von einem höheren Niveau nach einem tieferen. Ein Theil der hierbei auftretenden kinetischen Energie wird verwendet, um einen Theil des Wassers zu einem Niveau empor zu heben, das höher ist, als das ursprüngliche. Als Anfangsstadium können wir uns denken, dass das Wasser in der Röhre f gleich hoch wie in a steht, und die Luft in g noch nicht comprimirt ist.

\*) Der Einfachheit halber wurde der Luftdruck nicht mit in die Berechnung einbezogen.

\*\*) Auerbach, Handbuch der Physik.

\*\*) Hoppe, Technische Mechanik.

Jetzt fließt das Wasser aus bei d und fließt also mit einer gewissen Geschwindigkeit durch die Röhre C. Schliesst sich das Ventil d, so steht momentan die ganze kinetische Energie der fließenden Wassermenge zur Verfügung, um in potentielle Energie des in f zu hebenden Wassers umgewandelt zu werden\*).

Aehnlich, aber umgekehrt, bewirkt die kinetische Energie eine Unterbrechung der Cohäsion, besser gesagt, dehnt die auftretenden Bläschen aus bis über den für jeden Zug bestimmten kritischen Durchmesser. Dass bei stärkerem Zug eine geringere Menge kinetische Energie hierzu nothwendig ist, weil der kritische Radius geringer ist, wird einleuchten.

Von diesen Gesichtspunkten aus wird es verständlich, warum man im gewöhnlichen Leben von der Cohäsion des Wassers nichts bemerkt; es ist immer kinetische Energie, welche die sich entwickelnden Bläschen bis über den kritischen Diameter sich ausdehnen lässt.

In einen grösseren Wasserbehälter genügen schon die inneren Strömungen der Flüssigkeit. Um die Cohäsion des Quecksilbers in einer Thermometerröhre zu unterbrechen, stösst oder schüttelt man, wobei auch wieder dem Quecksilber eine gewisse Menge kinetische Energie mitgetheilt wird, welche dann momentan zur Unterbrechung der Cohäsion zur Verfügung steht.

---

## VII. Cohäsion und Oberflächenspannung in der Pflanze.

Wir wollen uns erst im kurzen klar machen, in wieweit die gegebenen Betrachtungen auf das Saftsteigungsproblem anwendbar sind unter Zugrundelegung der Strasburger-Askensy'schen Hypothese\*\*), dass die lebendigen Elemente des Holzkörpers nicht an der Saftbewegung betheiligt sind, und dass das Wasser in zusammenhängenden Fäden steigt.

Es ist einleuchtend, dass unter keinen Umständen die Zugspannung an sich, welche durch die Höhe über den Boden dargestellt wird, zur Unterbrechung der Cohäsion ausreicht.

Anders liegt der Fall mit der kinetischen Energie des strömenden Wassers. Die Strömungsgeschwindigkeit kann unter Umständen in einzelnen Bahnabschnitten jedenfalls gross genug

---

\*) Es ist einleuchtend, dass die Luft bei g nur den Zweck hat, die Wucht des Stosses aufzufangen und nachher nutzbar zu machen. Für das Princip der Einrichtung hat diese Luft keine Bedeutung.

\*\*) Ehe diese Hypothese als bewiesen angenommen werden kann, wird zwar noch zweierlei zu thun sein: Erstens muss für die sehr sorgfältig ausgeführten Versuche von Janse, welcher den Beweis einer Mitwirkung der lebendigen Elemente zu liefern versuchte, eine andere Erklärung gefunden werden.

Zweitens muss die ebenfalls durch sehr genaue Experimente gestützte, von Schwendener und Pappenheim vertretene Ansicht, dass die „Wasserfäden“ in der transpirirenden Pflanze nicht zusammenhängen, einer erneuten Prüfung unterzogen werden.

werden, um an Stellen, wo sich zwei Bahnen zu einer vereinigen, oder wo eine Bahn sich in zwei spaltet, innere Bewegungen der Wassertheilchen gegen einander zu veranlassen, welche zur Unterbrechung der Cohäsion ausreichen.

Ist dann einmal der für diese Höhe kritische Diameter überschritten, so kann ein solches Bläschen nicht mehr verschwinden.

Dass in den Bläschen, welche zuerst als Dampfbläschen auftreten, nach und nach Luft hineindiffundirt, ist einleuchtend.

Dieses geht aber sehr langsam vor sich, wie die Versuche von Scheit beweisen.

Auch unter dem Mikroskop kann man dies controlliren, nicht nur an nicht angeschnittenen Rhizoïden der *Marchantiaceen*, sondern auch an Aesten von *Taxus*, Keimpflanzen von Mais und Erbsen, Stengeln von *Impatiens* etc.

Wenn man diese Objecte an einer Stelle beiderseits dünn zuschneidet, kann man an der lebendigen Pflanze, ohne die Gefässe zu verletzen, diese über ziemlich grosse Strecken zur mikroskopischen Untersuchung geeignet machen.

Man sieht dann meist schon bald an dieser verdünnten Stelle (hier ist der Querschnitt der Bahnen stark eingeengt und also die Stromgeschwindigkeit am grössten) Bläschen auftreten, welche sich bald über ganze Gefässabschnitte ausdehnen. Noch nach mehreren Stunden ist in diesen Blasen keine, oder so wenig Luft eingedrungen, dass beim Anschneiden unter Oel die Blasen innerhalb kurzer Zeit vollständig verschwinden.

Dass nach und nach thatsächlich Luft eindringt, wenn auch langsam, und also die Auffassung von Scheit keine unbedingte Gültigkeit hat, ist durch die Versuche von Schwendener sicher gestellt, und war auch bei den fortwährend feuchten Membranen à priori zu erwarten.

Im Kurzen möchte ich noch hinweisen auf eine, viel verbreitete Eigenschaft der Wasserleitungselemente, welche einer Deutung vielleicht zugänglich ist.

Dies ist die unvollkommene Resorption der Querwände in den Gefässen: leiterförmige Durchbrechungen etc.

Wenn man sich einen Gefässabschnitt denkt, in dem die Cohäsion erst seit kurzer Zeit unterbrochen ist und welche also nur Wasserdampf oder sehr verdünnte Luft enthält, kann man sich leicht klar machen, dass Reste der Querwände einer Ausdehnung dieser Blasen auf die angrenzenden Abschnitte einen sehr ergiebigen, ungefähr ebenso grossen Widerstand bieten, wie Bläschen, deren Diameter der Weite der Löcher gleichkommt\*).

Während diese engen Löcher in den Querwänden, deren Wandsubstanz benetzbar ist für Wasser, der Ausdehnung einer Gasblase widerstehen, aber für Wasser durchlässig sind, so ist genau das Umgekehrte der Fall, wenn die Wandoberfläche unbe-

\*) Die Weite der Löcher muss wahrscheinlich noch vermindert werden um die Dicke der Schicht Adhäsionswasser.

netzbar ist. Da finden wir Durchlässigkeit für Gase und Undurchlässigkeit für Flüssigkeiten.

In beiden Fällen ist der Widerstand ungefähr der Oeffnungsweite umgekehrt proportional.

Von Steinbrinck wurde darauf hingewiesen, dass die eigenthümlichen Bewegungserscheinungen des Farnsporangiums eine sehr einfache Deutung finden in der Annahme, dass auch hier die Cohäsion des Wassers das Auftreten einer Blase verhindert, bis der Inhalt der Zelle, welche sich durch Verdunstung des Wassers immer zu verkleinern bestrebt ist, ihr Minimum erreicht hat, wenn nämlich die Pfeiler der Annularzelle einander berühren. In dem Moment tritt „der Riss“ auf, und durch die Elasticität springt plötzlich der Bogen in seine ursprüngliche Stellung zurück. Wenn in einer Zelle dieses geschieht, ist meistens der Stoss gross genug, um auch in den anderen Zellen eine Unterbrechung der Cohäsion herbeizuführen.

Auch bei denjenigen anderen Bewegungsmechanismen, welche nicht auf Quellungs- und Schrumpfungerscheinungen der Membran selber beruhen (Moosperistom, *Geraniacäen*-Grannen etc.), so wie die Lebermooselateren, die Wand der *Jungermanniaceen*-Kapsel, die Antherenwand, der Bewegungsmechanismus des Compositenpappus etc. müssen wir uns die Bewegung erklären aus einer Verringerung des Volums infolge der Verdunstung, wobei auch wieder im Innern die Cohäsion nicht unterbrochen wird, sondern einzelne dünnere Wandpartieen eingestülpt werden und dickere sich gegenseitig nähern.

Hier tritt aber keine Bewegung über den endgiltigen Gleichgewichtszustand und darauf folgendes Losspringen ein, sondern die Zellen verharren in ihren Maximalschrumpfungszustand\*), welcher infolge einer besonderen Anpassung beim Farnsporangium nur vorübergehend ist.

Bütschli nimmt behauptlich auch für die pflanzliche Zellmembran einen wabigen Aufbau an, welche Waben in eingetrocknetem Zustand durch den Luftdruck zusammengepresst sein sollen.

Die Versuche von Steinbrinck und Kolkwitz haben ergeben, dass die Schrumpfungsbewegungen der Zähne des Laubmooskapselperistoms im luftleeren Raum gleich gut vor sich gehen, wie unter dem normalen Atmosphärendruck\*\*).

Ohne hier die, meiner Ansicht nach (siehe auch Puriewitsch), unhaltbare Bütschli'sche Wabentheorie vertheidigen zu wollen, möchte ich doch darauf hinweisen, dass auch für eventuelle Waben bei Austrocknung ein Aneinandersaugen der Wände ohne

\*) Bekanntlich wies Schrodtt zuerst nach, dass stark gequollene Farnnuli das Losspringen auch nicht zeigen.

\*\*\*) Bekanntlich lieferte Schrodtt den Nachweis, dass auch die Bewegungen des Farnsporangiums im beinahe luftleeren Raum normal vor sich gehen.



Unterbrechung der Cohäsion\*) sehr wahrscheinlich wäre, dass also die erwähnten, an sich sehr interessanten Versuche die Wabentheorie doch noch nicht endgültig beseitigen.

## R e s u l t a t e.

I. Von dem Wesen der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten bekommt man eine klarere Vorstellung (wie die gewöhnlich gegebene), wenn man sie betrachtet als die Summe der potentiellen Energie, welche die Moleküle an der Oberfläche gegenseitig aufweisen.

II. Unter dieser Annahme ist die Ableitung der bekannten Gesetze unmittelbar aus den Grundgesetzen der Energetik sehr einfach.

III. Gegen Zug allein (potentielle Energie) ist Wasser absolut widerstandsfähig.

IV. Wenn das Wasser in Bewegung, also selbst Träger kinetischer Energie ist, tritt sehr leicht Unterbrechung der Cohäsion auf.

V. Obwohl die Strasburger-Askenasy'sche Annahme, dass das Wasser in der Pflanze ohne Mitwirkung lebendiger Elemente in zusammenhängenden Fäden gehoben wird, noch nicht als definitiv erwiesen betrachtet werden darf, und obwohl zwar die Markstrahltheorie\*\*) auch viel für sich hat, so ist doch durch den Hinweis auf die Cohäsion des Wassers ein Gesichtspunkt, von sehr grosser Tragweite, speciell auch für das Verständniss von Bewegungs- und Quellungserscheinungen geliefert worden.

## L i t t e r a t u r - U e b e r s i c h t.

- Askenasy, Ueber das Saftsteigen. (Sonderabdruck d. Verh. d. Naturh. Med. Vereins zu Heidelberg. 1895.)  
 Askenasy, Beiträge zur Erklärung des Saftsteigens. (Sonderabdruck d. Verh. desselben Vereins. 1896.)  
 Auerbach, Hydrodynamik. (Winkelmann's Handbuch der Physik. I.)  
 Bède, Recherches sur la capillarité. (Académie royale de Belgique. Mémoires couronnés et des savants etc. XXX.)  
 Beer, Einleitung in die mathematische Theorie der Capillarität. Herausgegeben von Giesen. Leipzig 1869.  
 Bosscha, Leerboek der Natuurkunde. III.

\*) Diese Auffassung hat natürlich allgemeine Gültigkeit für jedes Aneinandersaugen kleinster Theilchen infolge Capillarerscheinungen, also auch für die Micellartheorie. Correns hat aber gezeigt, dass in vereinzelt Fällen im Innern der vollkommen ausgetrockneten Membran „mit Luft erfüllte“ (vielleicht luftleere) Hohlräume auftreten können.

\*\*) In ihrer ursprünglichen Form kehrte die Godlewski'sche Theorie auf einem Umweg wieder zu der Hartig'schen Luftdrucktheorie zurück und verstieß wie diese gegen das Princip der Erhaltung der Energie. (Siehe auch Zimmermann.) Erst durch die Publikationen von Janse wurde die Markstrahltheorie lebensfähig.

- Braun, Capillarität. (Winkelmann's Handbuch der Physik. I.)
- Bütschli, Vorläufiger Bericht über fortgesetzte Untersuchungen an Gerinnungsschäumen, Sphaerokristallen und die Structuren von Cellulose- und Chitinmembranen. (Verh. Naturh. Med. Vereins zu Heidelberg. N. F. Bd. V. 1894.)
- Correns, Ueber die Querlamellirung der Bastzellmembranen. (B. D. B. G. XI. 1893.)
- Errera, Comment l'alcool chasse-t-il les bulles d'air? (Bulletin des séances de la Soc. belge de Microscopie. 1886. 22. décembre)
- Godlewski, Zur Theorie der Wasserbewegung in der Pflanze. (Pringsh. Jahrb. XV. 1884.)
- Hartig, R., Ueber die Ursache der Wasserbewegung in transpirirenden Pflanzen. (Untersuchungen aus dem forstbotanischen Institut in München. II. 1882.)
- Hartig, R., Zur Lehre von der Wasserbewegung in transpirirenden Pflanzen. (Untersuchungen aus dem forstbotanischen Institut in München. III. 1883.)
- Helm, G., Die Lehre von der Energie. Leipzig 1887.
- Heringa, P. M., Bezwaren tegen het eerste hoofdstuk van Poisson's nouvelle theorie de l'action capillaire.
- Heringa, P. M., Considérations sur la théorie des phénomènes capillaires (Arch. Neerl. XIII.)
- Heringa, P. M., Beschouwingen over de toepassing der wiskunde op de natuurkunde.
- Hoppe, O., Elementares Lehrbuch der Technischen Mechanik. II. Leipzig 1895.
- Janse, J. M., Een experimenteel bewys voor de theorie van Godlewski etc. Voorl. Meded. (Maandbl. d. Natuurwet. 1885.)
- Janse, J. M., De medewerking der mergstralen aan de waterbewegung in het hout. (Dissertatie Amsterdam.) Leiden 1885.
- Janse, Die Mitwirkung der Markstrahlen bei der Wasserbewegung im Holze. (Prings. Jahrb. XVIII. 1887.)
- Kamerling, Zur Biologie und Physiologie der Marchantiaceen. (Flora. Erg. Bd. 1897.)
- Kamerling, Zur Biologie und Physiologie der Zellmembran. (Bot. Centralblatt. 1897.)
- Kolkwitz, R., Ein Experiment mit Mooskapseln zur Prüfung der Bütschli'schen Schrumpfungstheorie. (B. D. B. G. 1897.)
- Leclerc de Sablon, Recherches sur la dissemination des spores chez les Cryptogames vasculaires. (Ann. d. sc. nat. Sér. VII. Tom. II. Nr. 1.)
- Moser, Ueber die Torricelli'sche Leere. (Poggendorf's Annalen 160'p. 138.)
- Nägeli, C., Ueber die Theorie der Capillarität. (Sitzungsber. d. k. b. Akad. d. W. in München. 1866.)
- Nägeli und Schwendener, Ueber Versuche betreffend die Capillarwirkungen bei vermindertem Luftdruck. (Sitzungsber. d. k. b. Akad. d. W. in München. 1866.)
- Ostwald, W., Studien zur Energetik. I und II. (Bericht über die Verh. d. K. S. Ges. d. W. zu Leipzig. 1891 und 1892.)
- Pappenheim, Zur Frage der Verschlussfähigkeit der Hoftüpfel im Splintholze der Coniferen. (B. D. B. G. VII. 1889.)
- Pappenheim, Methode zur Bestimmung der Gasspannung im Splinte der Nadelbäume. (Bot. Centralblatt. 1892.)
- Puriewitsch, K., Ueber die Wabenstructur der organischen Körper. (B. D. B. G. 1897. Heft 4.)
- Scheit, M., Die Wasserbewegung im Holze. Vorl. Mitth. (Bot. Zeitg. 84.)
- Scheit, M., Beantwortung der Frage nach dem Luftgehalt des wasserleitenden Holzes. (Jen. Zeitschr. f. Naturw. Bd. XVIII. 1885. N. F. XI.)
- Scheit, Beitrag zur Widerlegung der Imbibitionstheorie. (Jen. Zeitschr. für Naturw. 1886.)
- Scheit, Die Wasserbewegung im Holze. (Jen. Zeitschr. für Naturw. 1886.)
- Schinz, Untersuchungen über den Mechanismus des Aufspringens der Sporangien und Pollensäcke. (Inaug.-Dissert.) Bonn 1873.
- Schrodt, Die Bewegungen des Farnsporangiums von neuen Gesichtspunkten betrachtet. (B. D. B. G. 1897. Heft 1.)

- Schrodt, Neue Beiträge zur Mechanik der Farnsporangien. (Flora. 1887.)  
 Schwendener, Untersuchungen über das Saftsteigen. (Sitzungsberichte Berliner Akad. 1886.)  
 Schwendener, Kritik der neuesten Untersuchungen über das Saftsteigen. (Sitzungsberichte Berliner Akad. 1892.)  
 Schwendener, Weitere Ausführungen über die Jamin'sche Kette. (Sitzungsberichte Berliner Akad. 1893.)  
 Steinbrinck, Untersuchungen über die anatomischen Ursachen des Aufspringens der Früchte. (Inaug.-Dissert.) Bonn 1873.  
 Steinbrinck, Ueber die Steighöhe einer capillaren Luft-Wasserkette in Folge verminderten Luftdrucks. (B. D. B. G. XII. 1894.)  
 Steinbrinck, Grundzüge der Oeffnungsmechanik von Blütenstaub- und einigen Sporenbehältern. (Botan. Jaarboek. Dodonaea. VII. 1895.)  
 Steinbrinck, Zur Kritik von Bütschli's Anschauungen über die Schrumpfung- und Quellvorgänge in der pflanzlichen Zellhaut. (B. D. B. G. 1897. Heft 1.)  
 Steinbrinck, Der Oeffnungs- und Schleudermechanismus des Farnsporangiums. (B. D. B. G. 1897. Heft 1.)  
 Steinbrinck, Der hygroskopische Mechanismus des Laubmoosperistoms. (Flora. Erg.-Bd. 1897.)  
 Strasburger, Ueber den Bau und die Verrichtung der Leitungsbahnen in der Pflanze. Jena 1891.  
 v. d. Waals, Die Continuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes. (Aus dem Holländischen übersetzt von Fr. Roth. Leipzig 1881.)  
 Westermaier, Bedeutung todter Röhren und lebender Zellen für die Wasserbewegung. (Sitzungsberichte Berliner Akad. 1883.)  
 Winkelmann, Handbuch der Physik. I. Breslau 1891.  
 Wronsky, R., Das Intensitätsgesetz und die Gleichartigkeit der analytischen Formen in der Lehre von der Energie. Frankfurt a. O. 1888.  
 Zimmermann, Zur Kritik der Böhm-Hartig'schen Theorie der Wasserbewegung. (B. D. B. G. 1883.)  
 Zimmermann, Zur Kritik der Godlewski'schen Theorie der Wasserbewegung. (B. D. B. G. 1885.)

Charlottenburg, 10. December 1897.

---

## Gelehrte Gesellschaften.

Society for Plant Morphology and Physiology. (The Botanical Gazette. Vol. XXV. 1898. No. 2. p. 106—118.)

---

## Botanische Gärten und Institute.

Index seminum horti botanici Namnetum. Petit in 8°. 25 pp. Nantes (impr. Grimaud) 1897.

---

## Sammlungen.

- Kneucker, A., Bemerkungen zu den „Carices exsiccatae“. [Fortsetzung.] (Allgemeine botanische Zeitschrift für Systematik, Floristik, Pflanzengeographie etc. Jahrg. IV. 1898. No. 2. p. 26—28.)  
 Wagner, Hans, Die Kehrseite der jetzigen Tauschmethode. (Allgemeine botanische Zeitschrift für Systematik, Floristik, Pflanzengeographie etc. Jahrg. IV. 1898. No. 2. p. 20—22.)

# ZOBODAT - [www.zobodat.at](http://www.zobodat.at)

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Botanisches Centralblatt](#)

Jahr/Year: 1898

Band/Volume: [73](#)

Autor(en)/Author(s): Kamerling Z.

Artikel/Article: [Oberflächenspannung und Cohäsion. \(Schluss.\) 465-475](#)