

## Verdunstungsstudien.

Von Heinrich von dem Borne.

Hierzu Tafel 47 mit Abb. 1 bis 4, Tafel 48 und 49 mit Fig. 1 bis 18.

### Einleitung.

Mit Hilfe von Apparaten wird es wohl niemals gelingen, die tatsächliche Verdunstung bestimmter Landflächen zu bestimmen, so wichtig eine derartige Ermittlung im Hinblick auf Klimaforschung, Wasserhaushalt der Erde und dergleichen sein mag. Es wurde daher schon auf die verschiedensten Arten versucht, wenigstens ein relatives Maß der Verdunstung — die sogenannte Verdunstungskraft — zu bestimmen. Freie Wasserflächen für eine derartige Untersuchung zu verwenden, wäre das Einfachste; jedoch sind hierbei die Möglichkeiten einer Störung der Verdunstung besonders groß infolge von Einflüssen, die die gemessene Verdunstungskraft verändern, und so Fälschungen der Messungen verursachen. Es seien hier nur die Störungen durch Regen, den Rand der Schale, Verunreinigungen der Oberfläche und durch Wellenbildung erwähnt. Darum scheint es vorteilhafter, wie bereits Babinet<sup>1)</sup> 1848 vorschlug, für derartige Messungen statt der freien Wasserfläche einen porösen Tonkörper zu verwenden. Mitscherlich<sup>2)</sup> und Livingstone<sup>3)</sup> begannen dann ziemlich gleichzeitig 1904 mit derartigen Tonkörpern zu arbeiten, und Livingstone<sup>3)</sup> trat bald mit seinen vor allem für die Botanik wichtigen Ergebnissen hervor.

Aufgabe des Meteorologen ist, eine Methode zu schaffen, die eine stets wiederholbare Messung ermöglicht; jedoch muß man sich dessen bewußt sein, daß solche Messungen keinesfalls die Verdunstungswerte der Erdoberfläche mit oder ohne Vegetation oder die Wasserabgabe des Menschen angeben. Das Verhältnis dieser, der „natürlichen“ Verdunstungswerte, zu dem durch jene — im folgenden erörterte — Methode gefundenen „physikalischen“ Werte bedarf noch der Ermittlung. Über die Sondergebiete der Verdunstung liegen bereits zahlreiche Arbeiten vor<sup>4)</sup>.

In dieser Arbeit wird zuerst die verwendete Apparatur und die Meßanordnung besprochen, sodann der Einfluß des Windes, der Temperatur und des äußeren Dampfdruckes auf die Verdunstung untersucht. Darauf wird die durch die Verdunstung selbst erzeugte Ventilation, die „Grundventilation“ behandelt. Es schließt sich die Ermittlung des Strahlungseinflusses und die Eignung des Apparates zu Strahlungsmessungen an, und zum Schluß werden Vergleichsmessungen mit anderen Apparaten angeführt.

### Kapitel I.

Für die Untersuchungen wurden von mir zunächst von Livingstone hergestellte und geeichte Tonkörper in Kugelform verwendet, später solche der Preußischen Porzellanmanufaktur Berlin. Die Kugelform hat sich deshalb als besonders günstig erwiesen, weil ihre Form eine Unabhängigkeit von Windrichtung und Strahlung verbürgt.

Die hohlen Tonkörper tragen an ihrem unteren Ende einen längeren Hals, der mit Lack überzogen ist, damit er nicht seinerseits die Verdunstung beeinflusst und so jenen Vorteil der Kugelform zunichte macht. Die Tonkugeln werden mit destilliertem Wasser gefüllt und durch einen Gummistopfen und ein Glasrohr mit einem größeren Wassergefäß verbunden, das eine Mensur zur Ablesung trägt.

Es empfiehlt sich, je nach Art der Messungen Messuren verschiedenen Querschnittes zu verwenden. Da man bei kräftigen Winden und trockener Luft in 24 Stunden mit einer verdunsteten Wassermenge von  $>100 \text{ cm}^3$  rechnen muß, ist für einmalige Ablesungen am Tage, ein Gefäß mit Teilung von 5 zu 5  $\text{cm}^3$  und 200  $\text{cm}^3$  Inhalt ausreichend. Für Messungen in geschlossenen Räumen genügt jedoch selbst bei großer Trockenheit ein Inhalt von 30  $\text{cm}^3$  für einen Tag. Je nach der Häufigkeit der Ablesungen, also der verlangten Genauigkeit, wird man die Teilung wählen müssen.

Verdunstet von der Kugeloberfläche Wasser, so sorgt die Kapillarkraft der Tonwand für ausreichenden Wasserersatz. Wesentlich hierfür ist jedoch, daß sich weder in der Kugel noch in dem Zuleitungsrohr Luft befindet. Sobald sich nämlich innen an der verdunstenden Tonwand eine Luftblase anheftet, wird der Unterdruck, der sich in der Kugel infolge der Verdunstung bilden muß, sicher zum Teil auch durch Luftzutritt durch die poröse Tonwand ausgeglichen, und die Luftmenge in der Kugel vergrößert sich.

Damit bei ganz freier Aufstellung des Apparates kein Regenwasser durch die Tonwand eindringt, befindet sich in dem Verbindungsrohr, das das Wasser

<sup>1)</sup> Diese und die folgenden Ziffern beziehen sich auf den Literaturnachweis am Schluß dieser Abhandlung.

aus dem Vorratsgefäß in die Kugel leitet, ein einfaches von Livingstone<sup>5)</sup> konstruiertes Ventil (Fig. 1): Zwischen zwei Wattepfropfen ist etwas Quecksilber in das Rohr gegossen, das indes den Zwischenraum zwischen ihnen nicht ganz ausfüllt. Wird Wasser nach oben gesogen, so wird das Quecksilber etwas beiseite gedrückt, und das Wasser kann durch das Ventil hindurch treten. Um Wasser nach der anderen Seite fließen zu lassen, müßte das Quecksilber durch den Wattepfropfen hindurchgedrückt werden; dazu reicht aber der Druck des Regenwassers auf der Kugel nicht aus. Bei einem 14stündigen Dauerregen von 40 mm blieb die zugeflossene Regenmenge unter der Ablesegenauigkeit, die 0.03 cm<sup>3</sup> betrug. Es ist stets darauf zu achten, daß das Quecksilber im Ventil sauber ist, daß keine Wattebestandteile zwischen Glas und Quecksilber liegen und daß die vorhandenen Pfropfen gut schließen und nötigenfalls mit Wachs nachgedichtet sind. Für den Luftzutritt in das Vorratsgefäß muß eine kleine Öffnung sorgen, die so anzubringen ist, daß kein Regenwasser eindringt.

Da an sich auch die Möglichkeit gegeben ist, daß die Kapillarkraft der Tonwand zu gering ist, um das Wasser von dem Niveau des Vorratsgefäßes bis zum oberen Ende der Kugel zu fördern, wurde die Kapillarkraft — d. h. der Unterdruck, der sich in der Kugel infolge der Verdunstung bildet — mittels eines Quecksilbermanometers gemessen. Es zeigte sich bei der einen Art von Kugeln, nämlich den von Livingstone gelieferten, ein Unterdruck von 30 mm Hg und bei den von der Berliner Porzellanmanufaktur hergestellten Kugeln ein solcher von 130 mm. Dieser Unterschied ist bedingt durch die feinere Kapillarstruktur der Berliner Kugeln.

Es ist klar, daß bei dieser Größenordnung der Kapillarkraft ein Eindringen von Luft in die Kugeln ausgeschlossen ist, sofern man dafür sorgt, daß weder Luft sich in den Kugeln befindet noch der Niveau-Unterschied zwischen dem Wassergefäß und der obersten Kugeloberfläche zu groß wird. Bei meinen Messungen betrug der Unterdruck höchstens 20 mm Hg. In beiden obigen Fällen wurde beobachtet, daß bei der geringsten Berührung der Apparatur Luft in die Kugeln eindrang und für einen allmählichen Ausgleich des Unterdruckes sorgte; die Quecksilbersäule hatte mithin der Kapillarkraft das Gleichgewicht gehalten. Der Betrag des Einflusses des Unterdruckes auf die Verdunstungsgröße lag selbst bei 20 mm Hg Unterdruck unterhalb der an sich gegebenen Genauigkeit.

In den Arbeiten von Gallenkamp<sup>6)</sup> wird auf einen Fehler bei Verdunstungsmessungen mit Tonkörpern hingewiesen. Er beobachtete nämlich, daß bei stärkerer Verdunstung infolge kräftiger Ventilierung nach Abstellen des Ventilators der Tonzylinder noch etwa 20 min lang stark das Befeuchtungswasser ansog und dann erst zu der bei Windstille normalen, verlangsamten Absaugung überging. Er führt die Erscheinung darauf zurück, daß die anfängliche Verdunstung so heftig gewesen sei, daß ein ausreichender Wasserersatz durch die Kapillaren nicht möglich, der obere Zylinderteil mithin geradezu ausgetrocknet gewesen sei. Dieser Fehlerquelle wurde von mir besondere Aufmerksamkeit geschenkt, doch konnte selbst bei den stärksten Verdunstungen bis zu 0.35 gr/min nichts Derartiges beobachtet werden.

Die Messungen der Verdunstung wurden bei Windgeschwindigkeiten über 1 m/sec vor einem Windkanal ausgeführt; bei Windgeschwindigkeiten unter 1 m/sec wurde, da bei diesen Winden eine genaue Messung des Windes mittels Staudruckanemometer nicht mehr verbürgt werden konnte, eine Drehscheibe verwendet, bei der der Wind aus Rotationsgeschwindigkeit und Mittelpunkt Abstand errechnet wurde. Die Windmessung am Windkanal geschah mit einem Staudruckanemometer, das mit einer Prandtl'schen Staudruckdüse geeicht war.

Um die verdunstete Wassermenge möglichst schon in kurzen Zeiten ablesen zu können, wurde bei der einen Meßanordnung die Niveauhöhe des Wassers in dem Vorratsgefäß mit einem geneigten Nivellierrohr gemessen. Die ganze Meßanordnung wurde in Intervallen von 2 gr mit ausgewogenem Wasser geeicht bei Interpolierung zwischen den einzelnen Meßpunkten; die so gewonnene Eichkurve zeigte einen bis auf geringe Krümmungen gradlinigen Verlauf, sprach also für genügende Genauigkeit des Interpolationsverfahrens.

Als zweite Meßanordnung wurde ein U-förmig gebogenes Rohr von sehr engem Querschnitt verwendet, dessen einer Schenkel zur Messung diente, während der andere in die Kugel hineinführte. Der Meßschenkel wurde mit Quecksilber ausgewogen und enthielt pro Zentimeter nicht ganz 0.1 gr Wasser. Für Messungen im Freien wurde später eine ähnliche Anordnung getroffen, bei der lediglich der Meßschenkel einen größeren Querschnitt hatte.

Abb. 1 zeigt in der Mitte das Vorratsgefäß, wie es im allgemeinen für einmalige Ablesungen am Tage genügen dürfte. In dem das Mensurglas abschließenden Pfropfen befindet sich ein dünnes umgebogenes Kupferrohr, das für den Luftzutritt sorgt. Solche Korkenverschlüsse müssen unbedingt mit Wachs nachgedichtet werden, da sonst bei Regen Wasser eindringt. Die rechts und links stehenden Meßgläser sind für halbstündige Ablesungen geeignet und auch zu Messungen in geschlossenen Räumen verwendbar. Die Befestigung durch besondere Haltevorrichtungen dürfte sich bei Messungen im Freien stets empfehlen.

### Kapitel II.

Die mit Hilfe der oben besprochenen Meßanordnung gewonnenen Ergebnisse wurden auf Grund der Livingstoneschen Eichung reduziert — die mit den Kugeln der Berliner Porzellanmanufaktur gewonnenen wurden hierbei nicht benutzt — und auf Millimeterpapier aufgetragen mit der Windgeschwindigkeit  $w$  als Abzisse und der verdunsteten Wassermenge  $v$  als Ordinate. Es war ersichtlich, daß die Werte bei schwachen Winden nur geringe, bei stärkeren Winden dagegen größere Streuung aufweisen. Dies kann nicht etwa in zu kurzen Meßzeiten begründet sein. Es ergab sich bei stärkeren Verdunstungen von etwa 0.3 gr/min, daß der stationäre Zustand bereits in so kurzen Zeiten erreicht wird, daß selbst bei Ablesezeiten alle zwei Minuten — zu einer Einzelmessung wurden Zeiten von 20 Minuten bis zu einer halben Stunde zusammengefaßt — keine Zu- oder Abnahme der Verdunstung über die an sich gegebene Schwankung der Messungen eintrat, deren jede sich aus sieben bis zehn Ablesungen zusammensetzt.

Ein Fall, in dem diese Abweichung doch eine bestimmte Richtung zeigt, wird auf S. 421 erwähnt. Selbstverständlich wurden solche Sonderfälle hier ausgeschlossen. Die Ursache der Streuung ist in den verschiedenen Werten des äußeren Dampfdruckes und des Sättigungsdruckes auf der Kugel zu erblicken.

Die Abhängigkeit des  $v$  vom Dampfdruck läßt sich folgendermaßen bestimmen. Entsprechend der in der Fourierschen Theorie der Wärmeleitung gegebenen Gleichung, für die in einem Zeitelement  $dt$  durch ein Flächenelement  $df$  bei einem Temperaturgefälle  $\frac{\partial \vartheta}{\partial x}$  hindurchgehende Wärmemenge

$$(1) \quad dQ = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial x} df dt$$

kann man für die Diffusion die Gleichung

$$(2) \quad dv = -\kappa \frac{\partial \rho}{\partial x} df dt$$

aufstellen, wobei  $\frac{\partial \rho}{\partial x}$  den Dichtegradienten des Wasserdampfes bezeichnet. Diese für den Fall der vollkommenen Ruhe bestehende Beziehung wird auch bei Luftbewegung analog zum Ausdruck kommen, so daß man unter Annahme von endlichen Differentialen die in der Zeiteinheit verdunstete Wassermenge  $v$

$$(3) \quad v \propto C \cdot \Delta \rho' f(w)$$

setzen kann, wobei  $\Delta \rho'$  die vorhandene Wasserdampfdichte-Differenz zwischen der maximalen Dichte auf der Kugeloberfläche und der der Außenluft bezeichnet, und  $f(w)$  eine zu ermittelnde nur von der Windgeschwindigkeit abhängige Funktion darstellt.

Es wird jedoch nur in den seltensten Fällen möglich sein, dieses  $\Delta \rho'$  genau zu ermitteln. Da aber jedenfalls stets

$$(3a) \quad \beta \cdot \Delta \rho' = \Delta \rho$$

ist, wenn man mit  $\Delta \rho$  die Wasserdampfdichte-Differenz für das Aspirations-

Psychrometer bezeichnet, und hierin  $\beta$  ein Proportionalitätsfaktor ist, der sicher von dem verwendeten Apparat und der Ventilationsstärke abhängt, kann man im Falle einer Unabhängigkeit des  $\beta$  von  $\Delta \varrho$  auch

$$(4) \quad v \propto C \cdot \Delta \varrho \cdot \varphi(w)$$

setzen.

$\Delta \varrho$  wird errechnet nach der Formel

$$(5) \quad \Delta \varrho = \frac{1.06 \Delta e}{1 + \alpha t}, \quad \text{wobei} \quad \Delta e = E - e, \quad \alpha = 0.00362$$

und  $t = \frac{t + t'}{2}$  ist, wenn  $E$  den maximalen Dampfdruck bei der Temperatur des feuchten Thermometers  $t'$ ,  $t$  die Temperatur und  $e$  den Dampfdruck der Außenluft in mm Hg, gemessen mit einem Åbmannschen Psychrometer, darstellt.

Die Rechtfertigung des Proportionalitätsfaktors  $\beta$  kann noch auf eine andere Art gegeben werden: Nach den Gleichungen 1 und 2 ergibt sich der Wärme- bzw. Wasserdampffluß pro Flächen- und Zeiteinheit zu:

$$(1a) \quad Q = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \qquad (2a) \quad v = -\kappa \frac{\partial \varrho}{\partial x}$$

Wirkt nun bei diesem Fließen nicht nur die Wärmeleitung bzw. die Diffusion, sondern auch der Abtransport durch Wind, so müssen diese Gleichungen in allen Fällen erhalten bleiben, da der Wind sich nur dahin auswirken kann, die Gradienten von Temperatur und Dampfdichte in einer nicht meßbaren Art zu ändern. Bezeichnet man nun die zwischen der verdampfenden Schicht und der Außenluft herrschende Temperaturdifferenz mit  $\Delta \vartheta'$  und die Strecke, auf der sich die Temperatur um  $\Delta \vartheta'$  von der Temperatur der Verdunstungsfläche bis zu der der Außenluft ändert, mit  $\Delta x$ , und endlich mit  $\Delta \varrho'$  und  $\Delta y$  die analogen Ausdrücke, so wird

$$(1b) \quad Q = -\lambda \frac{\Delta \vartheta'}{\Delta x} \qquad \text{und} \qquad (2b) \quad v = -\kappa \frac{\Delta \varrho'}{\Delta x}$$

wobei nun die Quotienten  $\frac{\Delta \vartheta'}{\Delta x}$  und  $\frac{\Delta \varrho'}{\Delta y}$  Windabhängigkeit zeigen müssen. Es ist anzunehmen, daß bei Wind  $\Delta x = \Delta y$  wird, da dann für diese Größen lediglich der Austausch, Wärmeleitung und Diffusion dagegen so gut wie gar nicht mehr in Frage kommen.

Da im stationären Zustand — d. h., wenn sich die Temperatur und die Dampfdichte auf der Verdunstungsfläche nicht mehr ändern — die zugeführte Wärmemenge gleich der zur Verdampfung verbrauchten sein muß, ergibt sich:

$$(6) \quad \begin{cases} r \cdot v = Q \\ r \cdot \kappa \frac{\Delta \varrho'}{\Delta y} = \lambda \frac{\Delta \vartheta'}{\Delta x} \end{cases}$$

Da in Formel (5)  $\varrho$  in  $\text{gr} \cdot \text{m}^{-3}$  gemessen ist, so ist:

$$(5a) \quad \Delta \varrho' = \frac{1.06}{1 + \alpha t} \cdot \Delta e' \cdot 10^{-6} [\text{gr cm}^{-3}].$$

Somit wird

$$(7) \quad \Delta e' = \frac{1 + \alpha t}{1.06} \cdot 10^6 \frac{\lambda}{\kappa \cdot r} \cdot \frac{\Delta y}{\Delta x} \cdot \Delta t'.$$

Setzt man in dieser Gleichung für  $\kappa$  nach Winkelmann<sup>7)</sup>

$$\kappa = 2.162 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1.774} \cdot 10^{-1} [\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}]$$

für  $r$  zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$

$$r = (580 + 0.5 t) [\text{cal gr}^{-1}]$$

und für  $\lambda$  (die Angaben schwanken in diesen Grenzen)<sup>8)</sup>

$$\lambda = (5.67 \pm 0.09) \cdot 10^{-5} [\text{cal cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{grad min}^{-1}],$$

so ergibt sich, je nachdem ob man für  $\lambda$  das Maximum, das Minimum oder das Mittel einsetzt, für den Faktor

$$\frac{1 + \alpha t}{1.06} \cdot 10^6 \frac{\lambda}{\kappa \cdot r}$$

bei		Maximum	Mittel	Minimum
	0°	0.422	0.416	0.408
	30°	0.399	0.394	0.387

Wir haben mithin für den Fall  $\Delta y = \Delta x$  eine überraschend gute Übereinstimmung mit der Aßmannschen Psychrometerkonstanten, die sich empirisch zu 0.5 ergeben hat. Da die Abnahme dieses Faktors mit der Temperatur in dem Intervall 0° bis 30° in erster Annäherung linear ist, kann man im Mittel

$$\frac{1 + \alpha t}{1.06} \cdot 10^6 \frac{\lambda}{\kappa \cdot r} = 0.416 (1 - 0.0018 t) \text{ setzen.}$$

Die Windabhängigkeit in Formel (7) kann nur durch den Quotienten  $\frac{\Delta y}{\Delta x}$  bestimmt werden, so daß also

$$(7a) \quad \Delta e' = 0.416 (1 - 0.0018 t) \cdot F(w) \cdot \Delta t'$$

wird. Da für das Psychrometer

$$(7b) \quad \Delta e = 0.5 \Delta t$$

ist, unterscheiden sich mithin Formel (7a) und (7b) im wesentlichen nur in der Proportionalität des  $\Delta e'$  zu  $F(w)$ ; denn die Temperaturabhängigkeit ist sehr gering. Es kann also gemäß Formel (3a) der Faktor  $\beta$  als lediglich von dem verwendeten Apparat und der Ventilationsstärke abhängig angesehen werden.

Besteht die Funktion (4) zu Recht, so muß bei einer konstanten Windgeschwindigkeit  $v$  eine lineare Funktion von  $\Delta \varrho$  sein. Um dies zu prüfen, wurden die Messungen von 0 bis 1, 1 bis 2 usw. m/sec. zusammengefaßt.

Figuren 2, 3 und 4 zeigen die Abhängigkeit des  $\Delta \varrho$  von  $v$  in den Bereichen 3 bis 4, 8 bis 9 und 15 bis 16 m/sec. Da trotz der linearen Mittelung in den einzelnen Windgeschwindigkeitsbereichen die Linearität so gut erfüllt ist, kann die Gleichung (4) als gültig betrachtet werden.

Es muß also möglich sein, die Windfunktion dadurch zu ermitteln, daß man  $\frac{v}{\Delta \varrho}$  in seiner Abhängigkeit von  $w$  untersucht. In Figur 5 sind sämtliche 230 Messungen mit ihren Quotienten  $\frac{v}{\Delta \varrho} = C \varphi(w)$  in ihrer Abhängigkeit von  $w$  eingetragen. Jedem Punkt gehört eine Messung zu, einem durchstrichenen Punkte entsprechen zwei oder drei Werte. Die das Mittel aus allen diesen Messungen darstellende Kurve wurde durch Mittelungen einmal für  $\varphi(w) = \text{konstant}$  in Bereichen von  $C \varphi(w) = 4$  bis  $6 \cdot 10^{-3}$ ,  $C \cdot \varphi(w) = 6$  bis  $8 \cdot 10^{-3}$  usf., sodann für  $w = \text{konstant}$  in Bereichen von 0 bis 0.5, von 0.5 bis 1 m/sec usf. gewonnen. Diese Art der Mittelung wurde angewendet, damit besonders stark herausfallende Punkte das Mittel und den Kurvenverlauf nicht stören.

In erster Annäherung ist die Kurve proportional  $\sqrt{w}$ . Setzt man

$$(8) \quad C \varphi(w) = C (1 + b \sqrt{w}),$$

wobei  $C = 4.3 \cdot 10^{-3}$  ist, das ist der bei fehlender äußerer Ventilation gemessene Wert, und untersucht man die Abhängigkeit der Größe  $b$  von  $w$ , so zeigt sich (Fig. 6) nur in dem Gebiet bis zu 3 m/sec eine starke Abweichung des  $b$  von dem mittleren  $b$ , das gleich 2.75 ist, wenn  $w$  in m/sec und  $v$  in gr/min gemessen wird; darüber hinaus ist  $b$  bis auf die mit der Kurve zum Ausdruck kommenden Unsicherheiten konstant.

Für Windgeschwindigkeiten bis zu 2 m/sec gilt mit sehr guter Annäherung die lineare Beziehung

$$(9) \quad C \varphi(w) = C (1 + a \cdot w),$$

wobei  $C$  wieder  $C = 4.3 \cdot 10^{-3}$  und  $a = 1.95$  ist.

Es kann also für geringe Ventilation die lineare Beziehung angesetzt werden, für stärkere, d. h. solche über 2 m/sec, muß jedoch  $\varphi(w)$  proportional  $\sqrt{w}$  gesetzt werden. Die Grundventilation und die Luftturbulenz in geschlossenen Räumen liegt in der Größenordnung 0.07 bis 0.12 m/sec. Unter Grundventilation verstehe ich das Abfließen der durch Verdunstung abgekühlten Luft; diese Erscheinung wird in Kap. III behandelt.

Sweikowski<sup>9)</sup> behandelt den Einfluß des Windes auf die Verdunstung einer ebenen Fläche theoretisch und erhält für den Fall, daß die Verdunstungsfläche

parallel der Windrichtung und unendlich sei, die Proportionalität mit der Wurzel aus der Windgeschwindigkeit. Jedoch ist für begrenzte und andere Verdampfungsflächen dieses Gesetz nur annäherungsweise erfüllt. Da aber diese theoretische Behandlung eine Windrichtung nur in einer Komponente — also ohne Wirbelbildung — annimmt und Wirbel infolge der rauhen Kugeloberfläche schon bei sehr geringen Windgeschwindigkeiten entstehen, wird eine Anwendung dieser Theorie auf den Fall der Kugel niemals die Wirklichkeit auch nur in allergrößter Annäherung wiedergeben können.

Es ergibt sich in Übereinstimmung mit dieser Theorie bei Trabert<sup>10)</sup> und Schierbek<sup>11)</sup> die Proportionalität mit  $\sqrt{w}$  für ebene Verdampfungsflächen; auch zeigt eine Verdunstungsstatistik in Japan<sup>13)</sup> und Amerika<sup>14)</sup> dieselbe Abhängigkeit. Masing<sup>12)</sup> findet in sehr guter Annäherung die Verdunstungsgeschwindigkeit proportional  $0.94 + \sqrt{w}$ , also bis auf die additive Konstante die auch für den Fall der Kugel geltende Formel, bei der der analoge Ausdruck sich aus  $4.3 \cdot 10^{-3} (1 + 2.75 \sqrt{w}) = 11.8 \cdot 10^{-3} (0.36 + \sqrt{w})$  zu  $0.36 + \sqrt{w}$  ergibt.

Giblett<sup>15)</sup> errechnet mit Hilfe der von ihm für genügend gerechtfertigt gehaltenen empirischen Formel von Bigelow  $v = A \cdot \Delta e (1 + c \cdot w)$ , einen Koeffizienten des Turbulenzaustausches, den er anstatt des Diffusionskoeffizienten in die Gleichung  $v = -\kappa \frac{\partial e}{\partial x}$  einführt, indem er  $-\kappa \frac{\partial e}{\partial x} = A \cdot \Delta e (1 + cw)$  setzt. Er erhält damit ein ähnliches Ergebnis, wie die hier bestimmte Windfunktion.

Jeffreys<sup>16)</sup> gibt für ebene Flächen von spezieller Größe unter Vernachlässigung der Randwirkung und unter Annahme laminarer Strömung eine Ableitung, mit der er, bei einer speziellen Änderung des Dampfdruckes über der verdampfenden Fläche, ebenfalls die Proportionalität von  $v$  mit der Wurzel aus der Windgeschwindigkeit erhält.

Diese theoretischen Behandlungen sind indes infolge Vernachlässigung der Turbulenz weit von der Wirklichkeit entfernt; auf ihre Weiterführung soll deshalb hier zugunsten der empirisch ermittelten Windfunktion verzichtet werden.

Gallenkamp<sup>17)</sup> findet für sein Fließpapier-Verdunstungsmesser eine andere Windabhängigkeit. Seine Messungen liegen aber aus apparate-technischen Schwierigkeiten unterhalb 4 m/sec. Auch bei den Messungen mit den Kugeln sind die Abweichungen des Proportionalitätsfaktors  $b$  hier am größten. Es ist nicht ausgeschlossen, daß sich unterhalb einer gewissen Windgeschwindigkeit durch die mit der Form des Apparates bedingte, mehr oder weniger stark ausgebildete Wirbelablösung eine Abweichung von dem Gesetz, daß der Abtransport proportional der Wurzel aus der Windgeschwindigkeit ist, ergibt, und daß erst oberhalb dieser das Gesetz seine Allgemeingültigkeit erlangt. Hier scheint diese Grenze bei 4 bis 5 m/sec zu liegen.

Eine bessere Angleichung des unteren Kurvenastes bis zu 10 m/sec als durch obige Gleichung erhält man durch

$$C\varphi(w) = C(1 + bw - cw^{\frac{4}{3}}),$$

wobei  $C = 4.3 \cdot 10^{-3}$ ,  $b = 3.12$ ,  $c = 1.07$  ist.

Um die ganze Kurve möglichst gut darzustellen, wurde die Angleichung durch eine Potenzreihe verlassen, da diese zu vieler Konstanten bedürfen würde, und die Funktion

$$C\varphi(w) = C(1 + b \cdot 10^{\alpha w^{\beta}})$$

ermittelt, wobei  $C = 4.3 \cdot 10^{-3}$ ,  $b = 109$ ,  $\alpha = -1.71$  und  $\beta = -\frac{1}{3}$  ist.

Um die Genauigkeit dieser Formel zu prüfen, wurde der Quotient  $Q = \frac{1 + b \cdot 10^{\alpha w^{\beta}}}{\varphi(w)}$  gebildet, wobei hier  $\varphi(w)$  aus der gemittelten Kurve entnommen wurde, und in Figur 7 dargestellt; die Bedingung  $Q = 1$  ist bis auf höchstens 6% Abweichung überall erfüllt.

Es wurde versucht, die große Streuung um die mittlere Kurve durch irgendeine der Variablen  $\Delta\varrho$ ,  $t$  oder den äußeren Barometerstand zu begründen. Es ergab sich aber nicht die geringste Regelmäßigkeit in der Abhängigkeit der Einzelfaktoren, obgleich sich die Messungen auf ein Temperaturintervall von  $3^{\circ}$

bis 27° und auf ein  $\Delta e$  von 0.3 bis 6.2 mm Hg verteilen. Also wird man wohl für die Streuung die Unstetigkeiten bei der Ausbildung der Strömung und Meßfehler als Grund anführen müssen. Die Messungen oberhalb 20 m/sec konnten zur weiteren Ermittlung der Kurve nicht mehr benutzt werden, da der vorhandene Windkanal bei diesen Windgeschwindigkeiten nicht mehr zuverlässig arbeitet.

Es ist also die allgemeine Verdunstungsformel

$$v = C\varphi(w) \cdot \Delta e \cdot \frac{b}{B},$$

wobei  $v$  in  $\text{cm}^3/\text{min}$ ,  $w$  in  $\text{m}/\text{sec}$  gemessen ist.

$\Delta e$  ist gesetzt gleich  $\Delta e = \frac{1.06}{1 + \alpha t} \cdot \Delta e$ , wobei  $\Delta e$  die Dampfdruckdifferenz zwischen dem maximalen Dampfdruck bei der Temperatur des feuchten Thermometers und dem der Außenluft für ein ventiliertes Psychrometer bedeutet; für  $t$  wurde die mittlere Temperatur zwischen dem trockenen und dem feuchten Thermometer genommen.  $B$  bezeichnet den mittleren Luftdruck für Frankfurt, der 750 mm Hg beträgt.

Da bei der Kleinheit von  $\alpha$  sich  $\frac{1}{1 + \alpha t} = 1 - \alpha t$  setzen läßt, wird

$$v = C\varphi(w) 1.06 (1 - \alpha t) \cdot \Delta e \cdot \frac{b}{750}.$$

Mithin gilt also: für  $w$  bis zu 2 m/sec (geringe Ventilation, in geschlossenen Räumen)

$$v = 4.55 \cdot 10^{-3} (1 - \alpha t) \Delta e \frac{b}{750} (1 + 1.95 w),$$

für  $w > 2$  m/sec (im Freien ist meist  $w > 3$  m/sec)

$$v = 4.55 \cdot 10^{-3} (1 - \alpha \cdot t) \Delta e \frac{b}{750} (1 + 2.75 \sqrt{w}),$$

oder für Messungen von 0 bis zu 20 m/sec (Versuche vor einem Windkanal)

$$v = 4.55 \cdot 10^{-3} (1 - \alpha \cdot t) \Delta e \frac{b}{750} \left( 1 + 109 \cdot 10^{-\frac{1.71}{\sqrt{w}}} \right).$$

Die verdunsteten Wassermengen schwankten zwischen 0 und 0.4  $\text{cm}^3/\text{min}$ ; letzterer Betrag wurde bei 22.2 m/sec Wind und bei einem  $\Delta e = 5.2$  als Mittel über eine Zeit von 30 min gemessen. Er stellt die größte gemessene Verdunstung dar.

### Kapitel III.

Infolge der Verdunstung und der mit ihr einhergehenden Abkühlung muß sich ohne äußere Ventilation um die Kugel eine bestimmte Temperaturverteilung einstellen. Um diese Temperaturverteilung zu ermitteln, wurden in einem sehr geräumigen Glasschrank — also ohne äußere Ventilation — die Temperaturen in einer bestimmten Verteilung der Meßpunkte um die Kugel herum mit einem Hg-Thermometer gemessen, und sodann noch die Temperatur in einem Abstände von etwa 20 cm von der Kugel bestimmt. Leider blieb trotz kräftigster Durchlüftung des Schrankes zwischen den einzelnen Messungen die psychrometrische Temperaturdifferenz eines Abmann-Thermometers für die ganze Meßreihe nicht die gleiche; die Werte schwankten zwischen 7° und 9°.

Der aus diesen Temperaturmessungen gewonnenen Temperaturverteilung (Fig. 8) kann kein Absolutwert beigemessen werden, vor allem auch weil das Quecksilberthermometer durch irgendwelche Strahlungseinflüsse gefälschte Werte angeben kann.

Besonders sei darauf hingewiesen, daß sich in Fig. 8 auf der Kugel eine Kappe mit kälterer Luft befindet und die Temperatur an den senkrechten Rändern der Kugel wieder höher ist. Diese Verteilung braucht nicht den tatsächlichen Verhältnissen zu entsprechen; denn da die Messungen mit einem Hg-Thermometer gemacht wurden, dessen Quecksilberkörper 4—5 mm Durchmesser hatte, besagt dieses Ergebnis, daß die Temperatur 2—2.5 mm über der Oberfläche der Kugel die gemessene Verteilung zeigt. Man kann hieraus auf eine Zusammenschnürung

der Stromlinien bei dem Abfließen der kälteren Luft schließen. Außerdem ist aus Fig. 8 zweifelsohne zu erkennen, daß die Luft, durch Abkühlung erschwert, an der Kugel herunterfließt. Aus diesem Grunde kann bei einem über dem Erdboden aufgestellten Verdunstungsmesser sich niemals der Zustand vollkommen ohne Ventilation einstellen. Es muß stets eine, wenn auch noch so geringe Ventilation, die Grundventilation stattfinden. Der Zustand ohne alle äußere Ventilation findet sich in der Natur selbstverständlich nur, wenn besondere Vorkehrungsmaßregeln getroffen werden.

Über die Größenordnung der Luftgeschwindigkeit bei der Abwärtsbewegung gaben Versuche mit Rauch Aufschluß; es wurde Zunderrrauch mit geringer Geschwindigkeit von der Seite her auf die Kugel zugeblasen. Abb. 2—4 sind Aufnahmen derartiger Rauchbewegungen bei einer Belichtungszeit von 1 sec; sie wurden gewonnen vor einem schwarzen Hintergrund mit seitlicher Beleuchtung. Abb. 2 zeigt das Abfließen des Rauches an der verdunstenden Kugel auch gegen die Richtung, aus der der Rauch zugeblasen wurde — in allen Fällen von rechts — auf der rechten Seite der Kugel, so daß das Abfließen unten an der Kugel auf beiden Seiten gegeneinander erfolgt. Abb. 4 zeigt das Zublasen des Rauches auf eine trockene Kugel unter denselben Bedingungen wie in Abb. 3 auf eine verdunstende. Vor allem ist hierbei das Hinübergleiten des Rauches über die trockene Kugel gegenüber dem Abfließen an der feuchten Kugeloberfläche charakteristisch. Der leichte Rauchsleier an der dem Licht zugewandten Kugelseite auf Abb. 4 ist vielleicht durch Newtonsche Molekularkräfte erklärbar.

Sodann wurde die abwärts gerichtete Geschwindigkeit des Rauches mit einer  $\frac{1}{100}$  sec-Stoppuhr auf einer Strecke von 10 cm, in deren Mitte die Kugel lag, ermittelt. Als Durchschnitt aus 10 bis 15 Einzelmessungen ergaben sich — nur solche mit gut ausgebildeten Rauchfahnen wurden verwertet — Geschwindigkeiten von 5—9 cm/sec bei einer psychrometrischen Differenz von  $6^\circ$  bis  $8^\circ$ .

Berechnet man den vorhandenen Dichteüberschuß der absinkenden Luft aus:

(1a)  $\rho = \frac{p}{RT}$  zu (1)  $-\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dT}{T} + \frac{dR}{R} - \frac{dp}{p}$ , so kann man setzen  $dT = t - t''$ , wobei  $t$  die vorhandene Lufttemperatur und  $t''$  die einer feuchten mit etwa 5—9 cm/sec ventilierten Kugeloberfläche ist. Bezeichnet man mit  $t'$  die Temperatur eines feuchten Abmann-Thermometers, so ist der Dampfdruck (2)  $e = E - A_1 \cdot b(t - t') = E'' - A_2 \cdot b(t - t'')$ , wobei  $E$  und  $E''$  gleich dem maximalen Dampfdruck bei den Temperaturen  $t'$  und  $t''$ ,  $A_1 = 0.5$  die Abmannsche Psychrometerkonstante und  $b$  der vorhandene Luftdruck ist, während  $A_2$  die Psychrometerkonstante für eine Ventilation von 5—9 cm/sec ist.

Die Angaben für  $A_2$  schwanken nach den Edelmannschen<sup>18)</sup> Messungen bei einer Ventilation von 5—9 cm/sec zwischen  $1.08 \cdot 10^{-3}$  und  $0.89 \cdot 10^{-3}$ , jedoch sind die Angaben bei Werten unterhalb 12 cm/sec extrapoliert. Hiernach kann also im Mittel ungefähr  $0.98 \cdot 10^{-3}$  für  $A_2$  eingesetzt werden, so daß sich  $b \cdot A_2 = 0.76$  ergibt, während man nach Messungen von Recknagel<sup>19)</sup> — ebenfalls extrapoliert — im Mittel  $A_2 = 1.17$  erhält. Zwischen diesen Werten wird sich  $A_2 \cdot b$  im Mittel halten, da jene Angaben die Extreme der mir bekannten betreffenden Messungen<sup>20)</sup> darstellen.

Es ist also: (3)  $\frac{dT}{T} = \frac{E'' - e}{T A_2 \cdot b}$ .

Es sei  $R$  die Gaskonstante des Gemisches aus Luft und Wasserdampf,  $R_L$  die der trockenen Luft und  $R_w$  die des Wasserdampfes; dann ist:

$$(4a) \quad R = (1 - q) R_L + q R_w.$$

Da (4b)  $R_w = 1.605 R_L$  ist, wird

$$(4c) \quad R = R_L (1 + 0.605 q), \quad \text{mithin}$$

$$(4) \quad \frac{dR}{R} = \frac{0.605 (q - q'')}{1 + 0.605 q}.$$

Nun ist  $q = \frac{e_w}{e}$ ;  $q'' = \frac{e''_w}{e''}$ ,

wobei  $\rho$  die Dichte der trockenen Luft,  $\rho_w$  die des Wasserdampfes bezeichnet.

Da  $\frac{e_w}{e}$  in der Größenordnung  $10^{-2}$  ist, so kann  $0.605 q$  gegenüber 1 vernachlässigt werden. Außerdem ist  $\varrho = \varrho''$  zum mindesten in der Fehlergrenze gestattet, da die Änderung von  $\varrho$  durch die Abkühlung um einige Celsiusgrade keine Rolle spielt.

Damit wird 
$$(4) \quad \frac{dR}{R} = 0.605 \frac{e_w - e''_w}{e}.$$

Schließlich ist  $\frac{dp}{p} = 0$ , da sich solche Druckunterschiede mit Schallgeschwindigkeit ausgleichen, hier also vernachlässigt werden können. Nun müssen für die Werte  $T$ ,  $p$  und  $\varrho$  zur Näherung gewisse mittlere Werte zwischen dem Zustande der umgebenden Luft und dem auf der Kugel eingeführt werden. Für  $T$  genügt näherungsweise  $T = T_0 + \frac{t+t''}{2} = 273 + \frac{t+t''}{2}$  für  $\varrho = \varrho''$  aus oben genanntem Grunde. Somit wird

$$(5) \quad \frac{d\varrho}{\varrho} = \frac{dR}{R} + \frac{dT}{T} = \frac{E'' - e}{T A_2 b} + 0.605 \frac{e_w - e''_w}{e}.$$

Da nun  $\frac{E'' - e}{T A_2 b} > 0$  und von der Größenordnung  $10^{-2}$  und  $0.605 \frac{e_w - e''_w}{e} < 0$  und von der Größenordnung  $10^{-3}$  ist, wird  $-(\varrho - \varrho') > 0$  und damit  $\varrho > \varrho'$ , so daß wir eine Dichtezunahme in jedem Falle zu erwarten haben.

Aus (2) können  $E''$  und  $\varrho''_w$  mit Hilfe der Magnusschen Formel für die maximale Dampfspannung unter gewissen Annahmen für  $A_2$  berechnet werden, wenn  $e$  bestimmt ist, da

$$(2a) \quad e = 4.525 \cdot 10^{\frac{7.45 t''}{274.7 + t''}} - A_2 \cdot b (t - t'') \text{ ist.}$$

Tabelle 1. Absink-Geschwindigkeiten.

w = cm/sec	$\frac{dR}{R} \cdot 10^3$	$\frac{dT}{T} \cdot 10^2$	$\frac{d\varrho}{\varrho} \cdot 10^3$	$\frac{dR}{R} \cdot 10^3$	$\frac{dT}{T} \cdot 10^2$	$\frac{d\varrho}{\varrho} \cdot 10^2$	$\frac{dR}{R} \cdot 10^3$	$\frac{dT}{T} \cdot 10^2$	$\frac{d\varrho}{\varrho} \cdot 10^2$
9.35	2.95	1.68	1.38	3.37	1.33	0.99	3.26	1.60	1.24
7.70	2.20	1.88	1.66	2.64	1.45	1.19	2.79	1.43	1.15
7.80	2.32	2.02	1.79	2.69	1.56	1.29	3.00	1.42	1.12
5.75	2.69	2.28	2.01	3.20	1.78	1.46	3.36	1.73	1.39
5.71	2.75	2.35	2.08	3.25	1.79	1.46	3.52	1.74	1.39
4.76	2.21	1.94	1.72	3.20	1.52	1.20	2.80	1.39	1.11
	$b \cdot A_1 = 0.76$			$b \cdot A_1 = 1.17$			$b \cdot A_1 = 1.33$		

Bei einer Prüfung, wie weit nun die Geschwindigkeiten dem  $\frac{d\varrho}{\varrho}$  proportional sind, bis zu welchem Grade also die beschleunigende Kraft die Abwärtsbewegung bewirkt, ergibt sich bei den drei verschiedenen Faktoren  $A_2$  weder eine Proportionalität mit  $\frac{d\varrho}{\varrho}$  noch ein Anhalt dafür, daß die einzelnen Glieder der Summe  $\frac{dT}{T} + \frac{dR}{R}$  mit verschiedenen Faktoren in diese eingehen (siehe Tabelle 1).

Es ist nämlich durchaus möglich und wahrscheinlich, daß derartige Faktoren auftauchen, daß

$$(5a) \quad -\frac{d\varrho}{\varrho} = \alpha \frac{dT}{T} + \beta \frac{dR}{R}$$

ist. Denn es übt das Glied der Summe den größten Einfluß auf die Dichteänderung aus, für das der geringste Ausgleich vorhanden ist. So müßte in unserem Falle  $\beta$  größer sein als  $\alpha$ , da der Austausch der Energie (Wärmeleitung) sicher schneller vor sich geht als der Austausch der Materie (Diffusion).

Es kann jedoch für diese Unstimmigkeiten auch teilweise die Unsicherheit des Faktors  $A_2$  verantwortlich gemacht werden, ebenso wie die Ausbildung von zufälligen Wirbeln und die Eigentemperatur bzw. das Eigengewicht der zugeblasenen Rauchtluft.

Messungen in dieser Hinsicht, mit genügender Vorsicht ausgeführt, können zu wichtigen Aufschlüssen führen. Hier wurde mit einer einfachen und fehler-

haften Meßanordnung vorlieb genommen, da für das behandelte Thema nur die Feststellung des Vorhandenseins der Abwärtsbewegung und ihrer Größenordnung wichtig erschien.

#### Kapitel IV.

Es ist klar, daß für die Verdunstung nicht nur die Zufuhr von Wärme in Form von kinetischer Energie, sondern auch diejenige in Form von Strahlungsenergie, selbst wenn sie noch klein ist, wichtig ist. Die Zuführung der Wärme in der erstgenannten Form liefert infolge des Zusammenwirkens der Wärmeleitung, der Turbulenz und der laminaren wie nichtlaminaren Strömung einen nur sehr schwer abschätzbaren Beitrag. Dagegen ist die Wärmezufuhr durch Strahlung bei bekannter Oberflächentemperatur und Strahlungseigenschaft ein faßbarer Faktor. Herrscht nämlich in der Umgebung des verdunstenden Körpers die Temperatur  $T$  und auf ihm selbst die Temperatur  $T'$ , so strahlt die Umgebung nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz mit  $\sigma T^4$ , die verdunstende Oberfläche mit  $\sigma T'^4$ . Da nun  $T > T'$  ist, empfängt die verdunstende Oberfläche die Strahlung:

$$(1) \quad Q = \sigma (T^4 - T'^4),$$

unter der Voraussetzung, daß  $\sigma$  in dem hier in Frage kommenden Temperaturbereich eine gemeinsame Konstante ist. Sei  $T - T' = \Delta T$ , so ist unter Vernachlässigung der höheren Potenzen von  $\Delta T$

$$(2) \quad Q = 4 \sigma T^3 \Delta T.$$

Die Angaben von  $\sigma$  sind  $0.82 \cdot 10^{-10}$  für den schwarzen Körper und  $0.72 \cdot 10^{-10}$  für weißen Kalkmörtel<sup>21)</sup>; sie schwanken also um ungefähr 12% für die hier in Betracht kommenden Stoffe.

Die Dimension von  $\sigma$  ist bekanntlich  $[\sigma] = [\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1} \text{grad}^{-4}]$ . Bei Einsetzung des mittleren  $\sigma = 0.77 \cdot 10^{-10}$  wird

$$(3) \quad Q = 3.1 \cdot 10^{-10} T^3 \Delta T.$$

$T$  bewegt sich innerhalb der Grenzen  $270^\circ$  und  $300^\circ$  absolut, somit  $T^3$  zwischen  $1.97 \cdot 10^7$  und  $2.7 \cdot 10^7$ . Die Abweichung vom Mittel beträgt also 20%; der Temperatureinfluß bei der Strahlung ist somit nicht zu vernachlässigen.

Die gesamte der Kugeloberfläche zugestrahlte Energie beträgt also in der Minute bei einer Oberfläche von rund  $70 \text{ cm}^2$ , wie sie die Kugeln haben,

$$(4) \quad Q [\text{min}] = 2.16 \cdot 10^{-8} T^3 \Delta T.$$

Das betrüge in einem speziellen Falle für  $T = 294^\circ$  und der Abmannschen Temperaturdifferenz  $\Delta T = 8.4^\circ$

$$(4a) \quad Q [\text{min}] = 4.60 \text{ gcal/min},$$

oder unter Berücksichtigung des Faktors  $A_2 \cdot b = 1.33$  (aus Gleichung 2, Kap. III), wobei sich  $\Delta T = 5.4^\circ$  ergibt,

$$(4b) \quad Q [\text{min}] = 2.96 \text{ gcal/min}.$$

Und da in dem hier erwähnten Falle ohne äußere Ventilation  $0.014 \text{ gr/min}$  an Wasser verdampften, was einer verbrauchten Wärmemenge von  $8.2 \text{ gcal/min}$  entspräche, so lieferte die Strahlung selbst in dem Falle des höchstens annehmbaren  $b \cdot A_2 = 1.33$  immer noch 28.7% der verbrauchten Wärmemenge. Sicher liegt dieser Betrag etwas zu hoch, da die Strahlungsabsorption der Dampfschicht zwischen dem strahlenden Körper und der verdampfenden Fläche unberücksichtigt ist. Jedoch läßt sich sagen, daß der hier betrachtete Strahlungseinfluß — unter Ausschluß der Sonnen- und Himmelsstrahlung! — bei geringer Ventilation eine durchaus meßbare Rolle spielt.

Mit Hilfe der Planckschen<sup>22)</sup> Strahlungsformel bei bekanntem Emissionsvermögen der verdampfenden Fläche und der umgebenden Gegenstände und bekanntem Absorptionsvermögen beider und dem der dazwischen liegenden Dampfschichten und der spektralen Verteilung aller dieser Faktoren lassen sich genauere Angaben über den Strahlungseinfluß machen. Jedoch leuchtet ein, daß diese „genaue“ Rechnung auch nicht mehr als eine Schätzung bliebe, da der Strahlungseinfluß von Zufälligkeiten, solchen der Umgebung und des Staubgehaltes der Luft, abhängt.

Auf Grund der in Kapitel II, Gleichung (4), abgeleiteten Windfunktion  $\varphi(w)$  ist es möglich, den Einfluß der Wärmestrahlung in Abhängigkeit vom Winde zu bestimmen. Es muß im Falle des stationären Zustandes die gesamte zur Verdampfung verbrauchte Wärme aus irgendwelchen Quellen wieder der Kugel zugeführt werden. Diese Quellen sind: 1. die Wärmezufuhr durch Konvektion und Wärmeleitung, die sich analog Gleichung (4) in Kapitel II durch  $(t-t') \cdot f(w)$  ausdrücken läßt; 2. die zugestrahlte Wärme, die nach (4) sich zu  $2.16 \cdot T^3 \cdot 10^{-8} (t-t')$  ergibt und 3. der Wärmewert des nachströmenden Wassers, der  $v(t_1-t')$  ist, wobei  $t_1$  die Temperatur des verdampften Wassers und nahezu  $t'$  ist.

Damit wird, wenn  $r$  die Verdampfungswärme bezeichnet,

$$(5) \quad r \cdot v = v(t_1 - t') + 2.16 T^3 \cdot 10^{-8} (t - t') + f(w)(t - t').$$

Da nach (4) sowie (5) und (5a) in Kapitel II (die Abhängigkeit des  $\Delta\varrho$  von  $t$  kann hier unberücksichtigt bleiben)

$$(5a) \quad v = (t - t') C\varphi(w) \cdot 0.53$$

ist, und  $2.16 T^3 \cdot 10^{-8} = 0.5$  für eine mittlere Temperatur von  $12^\circ\text{C}$  zu nehmen ist, ergibt sich

$$(6a) \quad 0.53 C\varphi(w) (r + t' - t_1) = 0.5 + f(w),$$

und da man  $t' - t_1$ , gegenüber  $r$ , vernachlässigen kann:

$$(6) \quad 0.53 C\varphi(w) = 0.85 \cdot 10^{-8} + 1.7 \cdot 10^{-8} f(w)$$

bei einem  $r = 590 \text{ cal cm}^{-2}$ .

Im Falle der fehlenden äußeren Ventilation ist  $C \cdot \varphi_0(w) = C = 4.3 \cdot 10^{-3}$ , mithin  $f_0(w) = 0.77$ ; bei einer Luftbewegung von  $20 \text{ m/sec}$  wird  $C \cdot \varphi_{20}(w) = 58.1 \cdot 10^{-3}$  und somit  $f_{20}(w) = 33.7$ . Es ergibt sich also eine sehr starke prozentuale Abnahme des Strahlungseinflusses mit zunehmender Windgeschwindigkeit, so daß jener bereits bei  $1.5 \text{ m/sec}$  vollkommen zu vernachlässigen ist. Daß bei fehlender äußerer Ventilation die Strahlung demnach  $65\%$  der durch Leitung und Konvektion zugeführten Wärme liefert, liegt daran, daß hier für  $(t-t')$  eine gegenüber der tatsächlich vorhandenen zu hohe Temperaturdifferenz eingeführt ist, wodurch  $\varphi(w)$  und somit auch  $f(w)$  zu kleine Werte bekommt.

### Kapitel V.

Liefert noch eine andere Strahlungsquelle — z. B. die Sonne — Wärme zur Verdampfung, so muß in Gleichung (6) im vorigen Kapitel noch ein weiteres Glied eingeführt werden. Ist die auf die Kugel zugestrahlte Wärmemenge  $J$  in  $\frac{\text{cal min}^{-1}}{\text{cm}^2}$ , die auch als Summe der Strahlung von verschiedenen Strahlungsquellen aufgefaßt werden kann, und wird hiervon gemäß dem Absorptionskoeffizienten  $a \leq 1$  ein gewisser Betrag absorbiert, so ist, wenn  $F$  die Größe der Auffangfläche bezeichnet und wenn man eine Abhängigkeit der Temperaturstrahlung von  $a$  außer acht läßt,

$$(1) \quad 0.53 C\varphi(w) = 0.85 \cdot 10^{-8} + \frac{1.7 \cdot 10^{-8} \cdot a \cdot J \cdot F}{t - t'} + 1.7 \cdot 10^{-8} f(w).$$

Es wäre also prinzipiell möglich, mit Hilfe zweier Apparate, von denen der eine der Strahlung ausgesetzt, der andere dagegen vor ihr geschützt ist, deren Einfluß zu ermitteln. Da jedoch die Beschattungsvorrichtung auch den Wind um die Kugel beeinflussen wird, ergibt sich für beide Kugeln nicht dieselbe Größe des Gliedes  $f(w)$  und somit nicht die Möglichkeit, das Strahlungsglied durch einfache Subtraktion zu eliminieren; außerdem ist das  $t'$  für beide Kugeln verschieden. Die Ergebnisse solcher Messungen sind in Figur 9 dargestellt; sie führten bezüglich der Ermittlung des Strahlungseinflusses zu keinem Ziele.

Eine weitere Möglichkeit, den Strahlungseinfluß auf die Verdunstung zu ermitteln, besteht darin, daß man zwei Kugeln mit verschiedenen Absorptionskoeffizienten aufstellt. Bezeichnet man mit  $\Delta t$  die gemessene psychrometrische Temperaturdifferenz, so ist nach (6) und (5a) in Kapitel IV für die eine Kugel

$$(1a) \quad v_s = \left( 0.85 \cdot 10^{-8} + \frac{1.7 \cdot 10^{-8} \cdot a \cdot J F}{t - t'} + 1.7 \cdot 10^{-8} f(w) \right) \Delta t$$

und für die andere

$$(1b) \quad v_w = \left( 0.85 \cdot 10^{-3} + \frac{1.7 \cdot 10^{-3} \cdot b \cdot J F}{t-t''} + 1.7 \cdot 10^{-3} f(w) \right) \Delta t, \quad \text{so daß}$$

$$(2) \quad v_s - v_w = \Delta = 1.7 \cdot 10^{-3} \cdot J F \left( \frac{a \cdot \Delta t}{t-t'} - \frac{b \cdot \Delta t}{t-t''} \right) = J \frac{1}{A} \quad \text{ist.}$$

Die Einführung von  $\Delta t$  an Stelle der wahren Temperaturdifferenz  $t-t'$  bzw.  $t-t''$  ist nach den Ausführungen in Kapitel II S. 411 f. möglich.

Der Vorgang der Verdunstung unter der Wirkung von Strahlung ist nun folgender: Von der zugestrahlten Wärme wird vor der Erreichung des stationären Zustandes ein Teil zur Erhöhung der Temperatur auf der Kugeloberfläche verwendet, ein anderer zur Verdunstung. Die Wärmezufuhr durch Konvektion und Leitung muß mit der Abnahme von  $t-t'$  kleiner werden. Ein stationärer Zustand wird erst erreicht, wenn die vorhandene Temperatur  $t'$  eine solche Dampfdruckdifferenz bedingt, daß bei der gerade herrschenden Windgeschwindigkeit die gesamte der Kugel zugeführte Wärme zur Verdampfung verbraucht wird. Es wird also  $t'$  mit der Strahlungsintensität wachsen, dagegen ganz analog dem Fall ohne Strahlung mit dem Winde abnehmen. Das besagt: für  $a > b$  ist  $t' > t''$ , während eine etwaige Wind- und Feuchtigkeitsabhängigkeit des  $A$  durch das Experiment prüfbar ist.

Der Quotient

$$Q = \frac{v_s}{v_w} = \frac{0.5 + f(w) + \frac{a \cdot J}{t-t'}}{0.5 + f(w) + \frac{b \cdot J}{t-t''}}$$

dürfte sich zur Ermittlung von  $J$  aus  $v_s$  und  $v_w$  weniger eignen, da hiernach keine Proportionalität des  $Q$  mit  $J$  zu erwarten ist. Solange  $a > b$  ist, muß  $Q > 1$  sein; im Maximum kann für  $b=0$  und  $f(w)=0$   $Q = 1 + \frac{2 a \cdot J}{t-t'}$  werden, also für kleines  $t-t''$  sehr große Beträge erreichen. Da jedoch stets  $f(w) > 0$  und ebenso  $b > 0$  ist, werden sich die Werte  $Q$  in ziemlich engen Grenzen halten.

Die Verschiedenartigkeit des Absorptionskoeffizienten kann durch Schwärzung der Kugeln erreicht werden. Livingstone gibt für derartige Messungen eine geschwärzte Kugel heraus. Die Schwärzung geschieht mit Lampenruß (Petroleumruß), der fraktioniert im destillierten Wasser ausgekocht und durch jedesmaliges Abgießen der Fettschicht entfettet wird. Der so behandelte Ruß löst sich in destilliertem Wasser gut auf und kann mit Salizylzusatz feucht aufbewahrt werden. Zur Schwärzung wurde der sehr feuchte Ruß, der so stark verdünnt sein muß, daß er nicht mehr breiig ist, auf die trockene Kugel mit einem weichen Haarpinsel aufgetragen. Der Ruß saugt sich dann in die Poren mit dem Wasser ein und haftet auf der Unterlage selbst bei leichtem Regen, wenn er durch weiteres Nachfeuchten mit destilliertem Wasser auf der Kugel gleichmäßig verstrichen und in die Poren eingedrungen ist. Einen Einfluß auf die Kapillarität soll diese aufgetragene Rußschicht nicht haben; ein solcher erscheint auch unwahrscheinlich, wenn Kugeln, deren Kapillarkraft sich wie 1:4.3 verhält, Verdunstungswerte geben, die sich um höchstens 30 % voneinander unterscheiden; dieser Unterschied hat nicht die Beschaffenheit, sondern die Oberflächengröße der Kugeln als Ursache. Außerdem kann durch die aufgetragene Rußschicht die Kapillarkraft nie erniedrigt werden, es sei denn, man trage sie übermäßig dick auf.

Zur experimentellen Ermittlung des Strahlungseinflusses wurden nun Verdunstungsmessungen unter der Einwirkung der Sonnen- und Himmelsstrahlung und unter Bestrahlung durch eine elektrische Glühlampe gemacht. Bei kurzfristigen (3 bis 5 Minuten) Messungen ergab sich keine gute Proportionalität zwischen  $J$  und  $v_s - v_w = \Delta$ . Das mag daran liegen, daß bei der großen Wärmekapazität der Kugeln der stationäre Zustand noch nicht erreicht war (Tabelle 2). Diese Messungen wurden im Freien bei Sonnenschein gemacht.

Tabelle 3 gibt die Messungen bei Bestrahlung mit einer Lampe wieder; die Bestrahlungsdauer betrug eine Stunde und mehr. Es zeigt sich eine sehr gute Proportionalität zwischen  $J$  und  $\Delta$ , die vom Winde (Fig. 10) abhängt.

Tabelle 2. Verdunstungs- und Strahlungsintensität im Freien (kurze Meßzeiten).

$v_s$ = gr/min	$v_w$ = gr/min	$\Delta =$ $v_s - v_w$	$J =$ gr cal $\text{min}^{-2} \text{cm}^{-2}$	$A = \frac{J}{\Delta}$	$w = \text{m/sec}$	$Q = \frac{v_s}{v_w}$	$B = \frac{J}{Q}$
0.131	0.1205	0.015	0.86	57.0	3.3	1.09	0.79
0.225	0.208	0.017	0.82	48.0	25.4	1.08	0.76
0.171	0.137	0.034	1.14	33.6	6.7	1.24	0.92
0.226	0.211	0.015	1.03	69.0	17.6	1.07	0.96
0.212	0.201	0.011	1.09	97.0	9.2	1.06	1.03
0.291	0.280	0.011	1.07	95.0	15.0	1.04	1.03
0.048	0.034	0.014	0.60	43.0	0.3	1.37	0.44
0.067	0.049	0.019	0.56	30.0	0.7	1.38	0.405
0.038	0.030	0.008	0.38	47.0	0.17	1.27	0.30
0.064	0.059	0.005	0.50	100.0	0.8	1.08	0.46

Tabelle 3. Verdunstungs- und Strahlungsintensität im geschlossenen Raum (lange Meßzeiten).

$v_s$ = gr/min	$v_w$ = gr/min	$\Delta =$ $v_s - v_w$	$J =$ gr cal $\text{min}^{-1} \text{cm}^{-2}$	$A = \frac{J}{\Delta}$	$w = \text{m/sec}$	$Q = \frac{v_s}{v_w}$	$B = \frac{J}{Q}$
0.0416	0.034	0.0076	0.43	56.5	0.0	1.224	0.35
0.0276	0.0236	0.0040	0.22	52.8	0.0	1.170	0.188
0.055	0.0374	0.0186	0.91	49.0	0.0	1.500	0.605
0.074	0.0653	0.0087	0.37	42.5	1.5	1.134	0.326
0.1144	0.100	0.0144	0.37	25.7	2.0	1.143	0.323
0.117	0.1087	0.0083	0.19	22.4	2.3	1.080	0.176
0.137	0.1125	0.045	0.89	20.2	2.3	1.220	0.730
0.100	0.087	0.013	0.37	28.4	2.5	1.150	0.322
0.173	0.152	0.021	0.37	17.3	4.5	1.140	0.325
0.185	0.166	0.0195	0.37	19.0	9.0	1.115	0.332

Würde von der schwarzen Kugel die gesamte Strahlung absorbiert und von der weißen alles reflektiert — letzteres tritt nicht ein, da die Temperatur in der weißen Kugel während der Bestrahlung steigt —, so müßte die zugestrahlte Wärme vollkommen in dem Verdunstungsüberschuß enthalten sein. Es ergäbe sich somit, da die Kugeln einen größten Kreis von 25 cm<sup>2</sup> haben,  $\frac{\Delta t}{t-t'} \cdot J \cdot 25 = r \cdot \Delta = 590 \Delta$  (wobei J in gr cal cm<sup>-2</sup> zu messen ist) und somit  $A = 23.5 \frac{t-t'}{\Delta t}$ .

Da jedoch die Ungleichung  $t - t' < \Delta t$  eine Voraussetzung für die durch die Wärmestrahlung gesteigerte Verdunstung ist, kann A unter den obigen Annahmen auch kleiner werden als 23.5. Wir sehen also, daß A sich experimentell in der Größenordnung des hier berechneten Wertes ergibt.

Um wenigstens ein Maß für die Temperatursteigerung auf der Kugeloberfläche durch Bestrahlung zu haben, wurde mit einem in die Kugel eingeführten Thermometer die Temperatur im Inneren der Kugel bestimmt. Es zeigte sich, daß bei fehlender äußerer Ventilation, aber vorhandener Turbulenz der Zimmerluft die Temperatur in der Kugel bei einer psychrometrischen Differenz von 8° bis 9° fast drei Stunden lang zunahm und erst 2° unter der Temperatur der Außenluft einen konstanten Wert erreichte\*). Es ist also klar, daß wir hierbei eine sehr starke Abnahme der Wärmezufuhr durch Konvektion zu erwarten haben. Der Zustand, daß die schwarze Kugel eine höhere Temperatur als die der Umgebung annahm, konnte selbst bei stärkster Bestrahlung (0.9 cal min<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>) nicht beobachtet werden. Jedoch liegt die Zeit bis zur Erreichung einer konstanten Temperatur schon bei 1.5 m/sec unter 1/4 Stunde, wobei die Temperatur beider Kugeln geringer blieb als ohne Ventilation und ohne Bestrahlung. Da wir in der Natur mit einer Mindestventilation von meistens 50 cm/sec rechnen

\*) Eine exakte Bestimmung der Oberflächentemperatur mit Hilfe von Temperaturmessungen im Kugelinneren ist nicht möglich, da sich diese Innentemperatur nicht auf die der Kugeloberfläche einzustellen braucht, ja sogar eine gewisse Temperaturverteilung in der Kugel vorhanden ist.

müssen, wird die Temperatursteigerung durch Strahlung und die damit verbundene Abhängigkeit des  $A$  vom Winde gering bleiben. Zur Errechnung des  $A$  und  $A$  wurden selbstverständlich nur solche Zeiten verwendet, in denen die Temperatur konstant blieb.

Der Quotient  $Q$  zeigt in Tabelle 2 und 3 eine auffällige Unabhängigkeit von Wind und Strahlung; während der unten erwähnten Messungen auf dem Taunusobservatorium hielt er sich in den Grenzen 1.1 und 2.5. Er ergibt sich im Mittel zu 1.58 mit einem mittleren Fehler von 0.31.

Außerdem wurden auf dem Taunusobservatorium im Juli und August 1929 Messungen mit einer schwarzen und einer weißen Kugel mit 10 bis 12 Ablesungen täglich gemacht; es wurden hierzu Büretten verwendet, deren Einteilung noch  $0.03 \text{ cm}^3$  abzulesen gestattet. Die Anordnung der Aufstellung ist aus Abb. 1 zu ersehen. Zur Untersuchung des Windes am Verdunstungsort diente ein Fuesssches Zählmemometer, dessen Werte als Mittel zwischen den einzelnen Verdunstungsablesungen genommen wurden. Außerdem steht eine Meßreihe von Anfang Juni bis Anfang Oktober mit täglich drei Ablesungen zur Verfügung. Die Ergebnisse dieser Meßreihe sind in Form von Tagessummen in Fig. 11 dargestellt.

Um den Verdunstungsüberschuß der schwarzen Kugel mit der zugestrahlten Wärmemenge vergleichen zu können, wurde die Registrierung eines etwa 50 m entfernt stehenden Schwarzkugelaktinographen<sup>23)</sup> in Mitteln von 20 zu 20 Minuten ausgewertet. Auf Auswertungen in kürzeren Zeiten konnte verzichtet werden, da einmal selbst an Tagen mit sehr großen Strahlungsschwankungen die Mittlung von 5 zu 5 Minuten, gegenüber der von 20 zu 20 Minuten keinen nennenswerten Unterschied aufwies und zweitens die kurzperiodischen Schwankungen der Strahlungsintensität bei der verhältnismäßig großen Wassermenge in den Kugeln keinen merkbaren Einfluß mehr ausübten.

Verfolgt man die Abhängigkeit des in Fig. 11 dargestellten Verdunstungsüberschusses von der Strahlungssumme, so ergibt sich der Faktor  $A$ , der aus dem Verdunstungsüberschuß direkt die zugestrahlte Wärmemenge in  $\text{gr cal cm}^{-2}$  zu errechnen gestattet, ganz in Übereinstimmung mit den Laboratoriumsmessungen zu  $A = 20 \pm 3$  als Mittel für den ganzen Tag. Je kürzer die Zeiten werden und je kleiner die Strahlungssumme, desto unsicherer wird der Faktor  $A$ . Es ist also der Verdunstungsüberschuß nicht in kurzen Zeiten ein Maß für die Strahlung, da in ihnen wohl der nie vollkommen erreichte stationäre Zustand auf der Kugel — d. h. also stets variable Temperatur und Verdunstungsgeschwindigkeit — auch eine Abhängigkeit des  $A$  von der Schwankung der Strahlungsintensität bedingt.

An Tagen mit ruhigem Verlauf der Strahlung ist  $A$  bei zunehmender Strahlung kleiner, bei abnehmender größer und erreicht sein Maximum zwischen 14 und 16 Uhr. In Fig. 12 zeigt die ausgezogene Kurve die Strahlungsintensität in  $\text{cal cm}^{-2}/\text{min}^{-1}$ , die gestrichelte Kurve den mit dem mittleren  $A = 25$  multiplizierten Verdunstungsüberschuß. Der Verlauf der beiden Kurven läßt deutlich vormittags einen zu großen Betrag der gestrichelten Kurve erkennen, nachmittags einen zu kleinen.

An Tagen mit schwankender Strahlung geht  $A$  im Maximum bis zu  $A = 75$ , stellt sich jedoch im Tagesmittel durchaus wieder auf den mittleren Wert  $A = 20 \pm 3$  ein. Während dieser hohe Wert  $A$  gemessen wurde, herrschte ein mitterer Wind von 1.7 m/sec. Die Windabhängigkeit des  $A$  zeigt sich in seltenen Fällen deutlich ausgeprägt, da die Schwankungen, die durch die Änderung der Strahlungsintensität bedingt sind, meist bedeutend größer ausfallen als die durch den Wind bedingte. Da sich die Windstärken während der Beobachtungsreihe im Tagesmittel nur zwischen 1.5 und 3.5 m/sec hielten, war eine Ermittlung der Windabhängigkeit des  $A$  auf Grund dieser Messungen nicht möglich.

An sechs aufeinanderfolgenden Stichtagen Ende September ergibt sich wiederum  $A$  im Bereich der oben angegebenen Genauigkeit. Es waren dies regenfreie, teils vollkommen heitere Tage, teils solche mit mittlerer Bewölkung. Die Konstanz des  $A$  während eines längeren Zeitraumes kann mithin als bewiesen

angesehen werden. Jedoch ist A von der Art des gewählten Kugelpaares abhängig; es ergab sich z. B. für ein anderes Kugelpaar  $A = 25 \pm 4$ .

Bei sehr raschem Abfall der Strahlung, also besonders abends, tritt deutlich die Trägheit der erwärmten Kugeln in Erscheinung. Die Kugel kann dann ihren großen Wärmevorrat nicht so schnell in Verdunstung umsetzen, um auf die Temperatur zu kommen, die der augenblicklich herrschenden Strahlungsintensität entspricht. Es tritt dann leicht der Fall ein, daß die schwarze Kugel noch mehr verdunstet als die weiße, obgleich bereits Ausstrahlung gegen den Himmel stattfindet (Fig. 13).

Diesem Umstand dürfte es vor allem zuzuschreiben sein, daß die Wirkung der Ausstrahlung, die qualitativ wohl erkennbar ist, indem die schwarze Kugel zufolge ihrer größeren Ausstrahlung eine geringere Verdunstung zeigt, keine quantitativen Beziehungen liefert. Bei den verhältnismäßig geringen Beträgen an Ausstrahlung macht sich bereits das geringste Übergreifen des Verdunstungsüberschusses der schwarzen Kugel störend bemerkbar. Aber auch, wenn zur Bestimmung der quantitativen Beziehung der Ausstrahlung zum Verdunstungsdefizit der schwarzen Kugel nur Zeiten benutzt werden, in denen eine Wirkung des Verdunstungsüberschusses nicht mehr bemerkbar ist, läßt sich keine eindeutige Beziehung festlegen. Tabelle 4 gibt eine Gegenüberstellung des Verdunstungsdefizits in solchen „ungestörten“ Zeiten zur Ausstrahlungssumme während derselben Zeit.

Tabelle 4. Verdunstungs- und Strahlungssummen während der Nacht.

$v_s = \text{gr}$	$v_w = \text{gr}$	$\Delta = v_s - v_w$	$J = \text{gr cal cm}^{-2}$	$A = \frac{J}{\Delta}$	$w = \text{m/sec}$
10.75	11.46	-0.81	-48.3	60	0.8
18.33	20.03	-1.73	-47.6	27	.
1.71	1.88	-0.15	-19.1	127	.
0.43	1.90	-1.47	-25.8	18	.
1.38	1.67	-0.29	-30.6	105	1.2
4.31	5.04	-0.73	-54.0	74	1.7
7.70	8.05	-0.35	-45.0	129	1.4
12.61	13.50	-0.89	-55.9	63	2.2
3.28	3.38	-0.10	-17.2	172	1.2
4.98	5.23	-0.25	-41.5	166	1.0
3.27	3.36	-0.09	-50.5	562	0.3
3.34	3.62	-0.28	-47.3	169	1.9
1.89	1.96	-0.07	-88.0	1258	1.2

Da der Effekt der Ausstrahlung im allgemeinen nur sehr gering ist, macht sich die Unzuverlässigkeit des Ausstrahlungsfaktors in der gesamten Tagessumme nur sehr schwach bemerkbar. Läßt man aus den Verdunstungssummen für 24 Stunden die nächtlichen Werte fort, so ergibt sich A um 25% höher; die Fehlergrenze bleibt dieselbe. Es ergibt sich also für Messungen nur während der Einstrahlung  $A = 25 \pm 4$ , bzw. für das zweite Kugelpaar  $A = 29 \pm 4$ .

Diese Methode bietet demnach eine Möglichkeit, auf billige und einfache Art und Weise die Strahlungssumme zu beobachten. Bei längeren Meßreihen muß sich die Ungenauigkeit des A verlieren; es wird also die Strahlungssumme durchaus in der Grenze der Genauigkeit sämtlicher anderen Klimafaktoren mit Hilfe jener Methode bestimmt. Ungenauigkeiten ergeben sich erst bei länger anhaltendem Fallen von Niederschlag. Da jedoch dann auch der Schwarzkugelaktinograph nicht verlässlich arbeitet, kann nichts darüber ausgesagt werden, ob der Fehler nun bei dem Aktinographen oder bei dem Verdunstungsmesser liegt.

### Kapitel VI.

Will man einzelne Verdunstungsmesser miteinander vergleichen, so muß man vor allem bedenken, daß selbst gleichartige Verdunstungsapparate fast nie dieselbe Verdunstungsmenge anzeigen, da sich um die verdunstende Wasserfläche herum, sei diese nun eine Ebene — wie z. B. bei der Wildschen Waage — oder ein Zylinder oder eine Kugel, ganz von der vorhandenen Windstruktur ab-

hängige zufällige Stromlinienformen und Wirbel ausbilden, die die Verdunstung stark beeinflussen.

Stellt man z. B. in einem Zimmer, möglichst ohne äußere Ventilation, zwei völlig gleichartige Apparate auf, so kann man bei Ablesungen in kürzeren Zwischenzeiten beobachten, daß bald der eine, bald der andere mehr verdunstet hat. Erst bei Beobachtungen über längere Zeiten wird sich ein mittlerer Reduktionskoeffizient einstellen. Es erscheint mir ratsam, derartige Reduktionen möglichst ohne äußere Ventilation — als innere bezeichne ich die Absinkbewegung der feuchten Luft — vorzunehmen, da nur so die Ausbildung störender Stromlinien und Wirbel nach Möglichkeit vermieden werden kann.

Bei einer Messung im Zimmer z. B. wiesen die in vier Tagen verdunsteten Mengen, wenn sie nach den Livingstoneschen Reduktionsangaben reduziert wurden, immer noch eine Abweichung von 9% auf, während eine Vergleichsmessung zwischen zwei anderen Kugeln während derselben Zeit nur eine Abweichung von 1% aufwies. Es scheinen also die Angaben der Reduktionsfaktoren von Livingstone eine Unsicherheit von einer Stelle — sie werden in Prozenten einer Normalkugel angegeben — aufzuweisen, da sie höchstwahrscheinlich mit Ventilation gewonnen worden sind.

Bezeichnend für den Einfluß der Ventilation auf die Unsicherheit der Reduktionsfaktoren ist, daß die Abweichung, die zwischen den zwei oben genannten Kugeln nur 1% betrug, im Freien unter einem regenschützenden Dach selbst während der Dauer von zwei Monaten nicht unter 2.5% herunterging.

Aus diesem Grunde sind vollends die Reduktionsfaktoren zwischen verschiedenen Apparaten nur als erster Anhalt für einen reduziertparallelen Gang zu betrachten; keinesfalls ist es möglich, in jedem Falle den einen Apparat vollkommen durch den anderen mit Hilfe von Reduktionsfaktoren zu ersetzen, da hierdurch die Genauigkeit erheblich herabgesetzt würde.

Es wurden auch zur weiteren Bearbeitung Kugeln in derselben Größe von der Berliner Staatlichen Porzellanmanufaktur bezogen. Diese verhielten sich, obgleich sie, wie oben erwähnt, eine bedeutend feinere Kapillarstruktur haben müssen (Porzellan?) als die amerikanischen Tonkugeln, in der verdunsteten Wassermenge durchaus den amerikanischen Kugeln vergleichbar. Während die von Livingstone ermittelten Reduktionsfaktoren zwischen 60% und 85% liegen, schwanken sie bei den von der Porzellanmanufaktur hergestellten Kugeln zwischen 70% und 110%. Jedoch ist es leider, wohl wegen der kapillaren Beschaffenheit, nicht möglich, die Kugeln zu berußen, da sich höchstwahrscheinlich der Ruß nicht in die feineren Poren hineinsaugen kann, sondern als feine, durch überfließendes Regenwasser abspülbare Schicht auf der Kugeloberfläche liegen bleibt. Außerdem ist das Material sehr hart, so daß es nicht, wie bei den Livingstoneschen Kugeln, möglich ist, die Kugeln durch Bearbeitung mit einer steifborstigen Bürste zu reinigen\*).

Demnach möchte es fast scheinen, als ob eine gewisse Zuverlässigkeit der meteorologischen Verdunstungsmessungen überhaupt nicht zu erreichen wäre, da selbst mit gleichen Apparaten an gleichen Orten keine übereinstimmenden Messungen zu erzielen sind. Daß dem nicht so ist, sondern daß vielmehr bei gleichartigen Apparaten sogar unter ganz verschiedenen Bedingungen der ermittelte Gang der Verdunstung — nicht ihr absoluter Betrag — als vergleichbar gelten kann, beweisen Fig. 9 und Fig. 11. Erstere stellt die Tagessumme der Verdunstung in  $\text{cm}^3$  zweier gleicher weißen Kugeln dar, von denen die eine in der strahlungsgeschützten, winddurchlässigen Hütte (untere Kurve), die andere dagegen auf dem Dach der Hütte der vollen Strahlung zugänglich (obere Kurve) aufgestellt war. Fig. 11 zeigt die im Laufe eines Tages von zwei Kugeln verdunstete Wassermenge in  $\text{cm}^3$ , und zwar stellt die untere Kurve die Verdunstung der weißen, die mittlere die der schwarzen Kugel und die obere die Differenz beider Wassermengen dar. Beide Kurvenpaare lassen deut-

\*) Inzwischen hat die Porzellanmanufaktur weniger hart gebrannte Kugeln hergestellt, die sich gut reinigen lassen; der Kapillardruck beträgt bei diesen 100 mm Hg.

lich den selbst bis in kleine Einzelheiten parallelen Gang — trotz der verschiedenen Strahlungsbedingungen — erkennen; die Kugeln standen im Freien.

Soweit man also für gleichartige Aufstellung und gleichartige Apparate sorgt, wird man den Gang der Verdunstung und mit genügender Genauigkeit auch deren Betrag an verschiedenen Orten vergleichen können. Wie oben erwähnt, beträgt die selbst bei vollkommen gleichartiger Aufstellung und gleichartiger Apparatur nicht zu vermeidende Diskrepanz selbst über längere Zeiten — in diesem Falle 2½ Monate — immer noch 2.5%. Diese Ungenauigkeit wird bei nicht vollkommen identischen Aufstellungsarten wachsen; jedoch wird sie nie so groß, daß man nicht den Gang der Verdunstung vergleichen könnte. Daß sich unter denselben Bedingungen mit gleichen Apparaten tatsächlich sehr gut übereinstimmende Ergebnisse erzielen lassen, zeigt Fig. 14. Hier ist der Quotient aus der Tagessumme einer Livingstoneschen Kugel (A) und einer Kugel der Berliner Porzellanmanufaktur (B) gebildet. Die Abweichungen vom Mittel übersteigen nicht 10%, und es ist nicht ausgeschlossen, daß diese Abweichungen teilweise den wirklichen Schwankungen der Verdunstungskraft entsprechen. Zeigen doch die die Verdunstung bedingenden Faktoren Wind und Feuchtigkeitsgehalt selbst an zwei nur 50 cm voneinander entfernten Punkten oft beträchtliche Abweichungen.

Andererseits kann man aus Fig. 15, 16 und 17 deutlich die erheblich größere Schwankung des Quotienten bei Benutzung je zweier verschiedenartiger Apparate erkennen. Es bedeutet in Fig. 15 Wa die Wildsche Waage<sup>24</sup>); die verdunstete Menge der Waage ist nicht in cm<sup>3</sup>, sondern in Skalenteilen gemessen. In Fig. 16 ist der Verdunstungsmesser von Piche<sup>25</sup>) (P) untersucht, und in Fig. 17 ein Tonzylinder (Z), der nach Angaben von Dr. Grünert gebaut ist. Nähere Angaben über die einzelnen Apparate folgen weiter unten. Es sollte mit diesen Quotienten nur dargelegt werden, daß Reduktionen der Ergebnisse von einem Apparat auf diejenigen eines anderen mit sehr großen Ungenauigkeiten behaftet sind.

Besonders kraß tritt die Unsicherheit des Reduktionsfaktors bei der Wildschen Verdunstungswaage zutage. Bei der Vergleichsmessung im Zimmer verdunstete die Waage mit ihrer 250 cm<sup>2</sup>-Fläche 98% der von der Kugel abgegebenen Wassermenge, während im Freien, also bei wechselndem Winde im Mittel 205% verdunstet wurden. Zu erklären ist diese starke Schwankung wohl dadurch, daß bei Fehlen äußerer Ventilation sich in der Verdunstungsschale eine Schicht von kühlerer dampfgesättigter Luft bildet, die auf ihr liegenbleibt, so daß der Wasserdampf nun durch sie hindurchdiffundieren muß; um die Kugel herum setzt dagegen die bekannte innere Ventilation ein, die keine Stagnation duldet. Erst durch die äußere Ventilation wird auch über der Verdunstungsschale für die Zufuhr frischer trockener Luft gesorgt.

Eine Bestimmung des Reduktionswertes der Wildschen Waage vor dem Windkanal wurde unterlassen, da gerade bei ihr die genaue horizontale Lage der Schale unerlässlich ist. Bei der leichten Konstruktion der Schale mit ihrem kaum horizontal einstellbaren Rande kann diese wichtige Voraussetzung nicht verbürgt werden. Es ist wohl klar, daß sich je nach der Stellung des Randes zur horizontalen Wasserfläche eine Luftströmung von verschiedener Intensität und Breite über der Wasserfläche ausbildet und demgemäß die Verdunstungsmenge stark von der Lage beeinflusst wird.

Einen Vorteil, den die Verdunstungswaage, und mit ihr alle Apparate mit offenen Metallschalen haben gegenüber solchen, die irgendwelche Glas- oder Tongefäße verwenden, möchte ich hier erwähnen. Bei Frost zerfriren alle derartigen Gefäße, während sich in den Schalen eine Eisfläche bildet, von der aus die Verdunstung weiter stattfindet. Bei den Verdunstungskugeln pflegt sich bereits bei Lufttemperaturen über Null eine Eiskruste auf der Kugel zu bilden, die eine gewisse Zeitlang das Zerfriren verhindert, jedoch ein falsches Maß der Verdunstung angibt, da das zur Bildung der Eiskruste verwendete Wasser als bereits „verdunstet“ abgelesen wird; bei etwa wieder eintretendem Auftauen dieser Eiskruste braucht nicht das ganze Tauwasser zu verdunsten, sondern

kann teilweise abtropfen und so zu gefälschten Messungen Anlaß geben. Es wird also zu Frostzeiten trotz der vorhandenen Nachteile die Verdunstung nur mit einer offenen Schale sich messen lassen.

Sodann wurde noch der sehr einfache Verdunstungsmesser von Piche zum Vergleich herangezogen. Er besteht aus einer einseitig geschlossenen Bürette, die mit Wasser gefüllt und an ihrem unteren, offenen Ende mit einem runden Stück Fließpapier geschlossen wird, das über die Glaswand hinausragt. Das Fließpapier wird durch eine leichte Feder an die Bürette angedrückt, damit es vom Wind nicht abgerissen werden kann. Dieser Apparat hat leider bei seiner großen Einfachheit sehr starke Fehlerquellen. Einmal bildet sich infolge der Verdunstung oben in der Bürette ein luftverdünnter Raum, der sich allmählich durch das Fließpapier hindurch ausgleicht. Man sieht, wenn der Apparat einige Zeit arbeitet, deutlich das Aufsteigen der Luftperlen. Dieser Unterdruck kann sich nun bei Erschütterungen des Apparates ruckweise ausgleichen. Es wurde z. B. beobachtet, daß bei einem leichten Anschlagen des Apparates die Luftperlen stärker aufstiegen, um dann für einige Zeit ganz auszusetzen. Dieser un stetige Ausgleich des Unterdruckes kann auch durch Winderschütterungen hervorgerufen werden und so zu unreellen Messungen führen. Außerdem ist die verdunstete Menge stark von der Höhe der noch in der Bürette befindlichen Wassersäule abhängig. Denn bekanntlich hat Fließpapier nur eine sehr geringe Kapillarität, jedenfalls eine bedeutend geringere als die Tonkugeln, und es wird bei einer hohen Wassersäule über dem Fließpapier eine größere Durchfeuchtung eintreten als bei einer niedrigen. Die Unregelmäßigkeit der Durchfeuchtung des Fließpapiers verursacht eine nicht durch äußere Einflüsse bedingte Schwankung der verdunsteten Wassermenge; diese Abhängigkeit tritt beim Auffüllen des Apparates deutlich zutage. Als dritte Fehlerquelle kommt bei der Größenordnung der Kapillarkraft noch die Verschiedenheit des Fließpapiers zur Geltung.

Wenn hier dennoch ein Mittel des Reduktionsfaktors genannt wird, so soll damit nur dessen Größenordnung angegeben werden. Er schwankt je nach der Beschaffenheit — nicht nach der Größe; diese muß natürlich immer gleich sein! — des Fließpapiers zwischen 0.167 und 0.125. Die Kugeln verdunsten also 6- bis 8mal so viel als der Pichesche Apparat.

Ein dritter Apparat, der ebenfalls zum Vergleich herangezogen wurde, ist ein Tonzylinder, der oben und unten mit einem Metalldeckel versehen ist, so daß nur die senkrechten Wände an der Verdunstung teilnehmen. Dieser Apparat wurde mir freundlicherweise von der Thüringischen Landeswetterwarte zur Verfügung gestellt. Vom Thüringischen Wirtschaftsministerium ist er durch Herrn Dr. Grünert in 12 bis 15 Exemplaren für Messungen in Thüringen verteilt. Die Messungen zeigen in ihren Monatssummen selbst an ganz verschiedenen Orten einen guten Parallellauf bei unterschiedlichen Gesamtsummen. Die Zuführung des Wassers in den Zylinder geschieht ganz ähnlich wie bei den Livingstoneschen Kugeln durch ein Rohr, das in ein Vorratsgefäß aus dem Verdunstungszylinder hinabreicht. An diesem Vorratsgefäß befindet sich auch die Skala zur Ablesung des verdunsteten Wassers. Die Oberfläche der verdunstenden Tonwand ist  $150 \text{ cm}^2$ , so daß dieser Apparat ungefähr doppelt so viel als die Kugeln mit einer Oberfläche von  $70 \text{ cm}^2$  verdunsten muß. Im Mittel stellt sich auch dieser Faktor leidlich genau heraus.

Jedoch gilt hier wiederum das über die Verschiedenartigkeit des Windeinflusses Gesagte. Während nämlich bei innerer senkrechter Ventilation der Querschnitt der Fläche, die die frische Luft trifft, im Verhältnis zu der verdunstenden Fläche bei dem Zylinder groß ist — (Querschnitt des Zylinders zu seiner Oberfläche) —, ist dieses Verhältnis bei der Kugel bedeutend kleiner, da sich aus den Rauchaufnahmen ergibt, daß sich die Strömung der Kugelform anpaßt. Mit hin ist nicht der Querschnitt der Kugel als die Fläche anzusprechen, die von der frischen Luft berührt wird, sondern ein kleinerer Kreis. Dieses Verhältnis wird nun beim allmählichen Zunehmen der äußeren horizontalen Ventilation für den Zylinder immer ungünstiger, da die Möglichkeit des Austausches von

frischer Luft bei der Kugel günstiger sich gestaltet als bei dem Zylinder; es muß also mit zunehmender Windstärke der Reduktionsfaktor allmählich zunehmen. Die hier erörterte Abhängigkeit ist in Fig. 18 deutlich zu erkennen. Es bedeutet in ihr R den Reduktionsfaktor,  $v_z$  die von dem Zylinder und  $v_k$  die von der Kugel abgegebenen Wassermenge.

Die Nachteile dieses Apparates gegenüber dem Kugelevaporimeter liegen einmal in der etwas komplizierten Konstruktion des Apparates, die es vor allem nicht ermöglicht, den mit Wasser gefüllten Hohlraum vollkommen luftfrei zu machen. Sobald sich durch irgendeine Zufallserschütterung oder äußere Luftdruckänderung der luftgefüllte Raum bis zur Tonwand hin erweitert, kann nämlich der in dem Hohlraum durch die Verdunstung herrschende Unterdruck ebensogut durch Luftzutritt durch die Tonwandung hindurch ausgeglichen werden als durch Wassernachförderung aus dem Vorratsgefäß. Außerdem bietet dieser Apparat nicht die einfache Möglichkeit eines Strahlungsmeßapparates, da bei ihm die eingestrahlte Wärmemenge vom Einfallswinkel abhängt.

Schließlich sei noch bemerkt, daß das Livingstonesche Kugelevaporimeter den Vorzug hat, mit Hilfe seiner einfachen Ventilkonstruktion auch im Regen arbeiten zu können.

Die zu diesen Untersuchungen notwendigen Apparate stellte mir die Mittelrheinische Studiengesellschaft für Klimatologie und Balneologie freundlicherweise zur Verfügung; ihr sowie Herrn Prof. Linke, der die Arbeit mit Rat und Tat unterstützte, gebührt mein bester Dank.

#### Literaturnachweis.

1. Babinet, Compt. Rendus 27, 1848, S. 529 bis 530. — 2. Mitscherlich, Landwirtsch. Versuchsstation 60, 1904; 61, 1905. — 3. Livingstone, B. E.: Publ. Carnegie Inst. 50, 1906; Plant World 10, 1907; 11, 1908; Science N. S. 28, 1908. — 4. Vgl. ausführliches Lit.-Verz. von G. Livingstone, Monthly Weather Rev. 1908 u. 1909. — 5. Rübel, Geobotanische Untersuchungsmethoden, 1922, S. 70 bis 91. — 6. Gallenkamp, Met. Zschr. 1917, 1919; Beob. d. Met. Stat. Bayern, 1911, Anh. E. — 7. Winkelmann, Handbuch der Physik, 2. Aufl., 1908, Bd. I, 1426. — 8. Landolt-Börnstein, Physikalisch-Chem. Tabellen, 1905. — 9. Szeikowski, Gerlands Beitr. z. Geoph., 24, 1929, 2/3, S. 293. — 10. Trabert, Met. Zschr. 1896. — 11. Schierbeck, Sitz.-Ber. d. Dänischen Akad., Nr. 1, 1896. — 12. Masing in Sresnewski: Über die Feuchtigkeit, 1915. — 13. Monthly Weather Rev. 1912. — 14. Monthly Weather Rev. 1917. — 15. Giblett, Proc. of the Roy. Soc., 99, 1921. — 16. Jeffreys, Philosoph. Magazine, 35, 1918. — 17. Gallenkamp, Met. Zschr. 1917. — 18. Edelmann, Österr. Zschr. f. Met., 14, 1879; Münchner Sitz.-Bericht 1917; Met. Zschr. 1896. — 19. Recknagel, Experimentalphysik, 2. Aufl., 1888. — 20. Bongards, Feuchtigkeitsmessung, 1926. — 21. Hütte, 22. Aufl., 1915, Bd. I. — 22. Planck, Drudes Ann., 1, 1900; 4, 1901. — 23. Linke, Met. Zschr. 1926. — 24. Wilds Repertorium f. Met., 8, 1882, Nr. 3 und kleine Mitt. 2. — 25. Bongards Feuchtigkeitsmessung 1926, zitiert den Picheschens Apparat.

### Die Eisverhältnisse

## des Winters 1929/30 in den außerdeutschen europäischen Gewässern.

In dienstlichem Auftrage bearbeitet von Kapt. H. Oellrich.

Der in dieser Zeitschrift alljährlich erscheinende Bericht über den Verlauf der Eis- und Schiffahrtsverhältnisse in den außerdeutschen europäischen Gewässern findet in der nachstehenden Bearbeitung seine Fortsetzung. Als Unterlage zum Bericht diente das Material, welches der Deutschen Seewarte wieder wie in früheren Jahren in dankenswerter Weise von den ausländischen Instituten übersandt wurde. Zur Ergänzung dieses Materials wurden noch die hier aufgenommenen drahtlosen Eisnachrichten mit verwertet.

Wegen Platzmangels ist der textliche Teil äußerst eingeschränkt worden während die tabellarische Zusammenstellung in der bisherigen Weise fortgeführt wurde, damit Vergleiche über den Verlauf der Eisverhältnisse in den verschiedenen Jahren angestellt werden können.

Heinrich von dem Borne: **Verdunstungsstudien.**

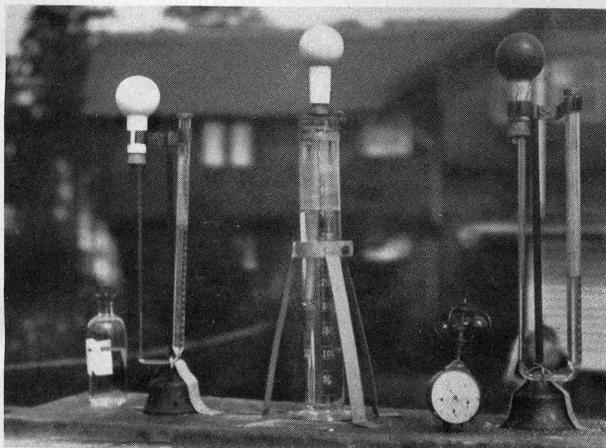


Abb. 1.  
Verschiedene Aufstellungsarten für Verdunstungs-  
kugeln.

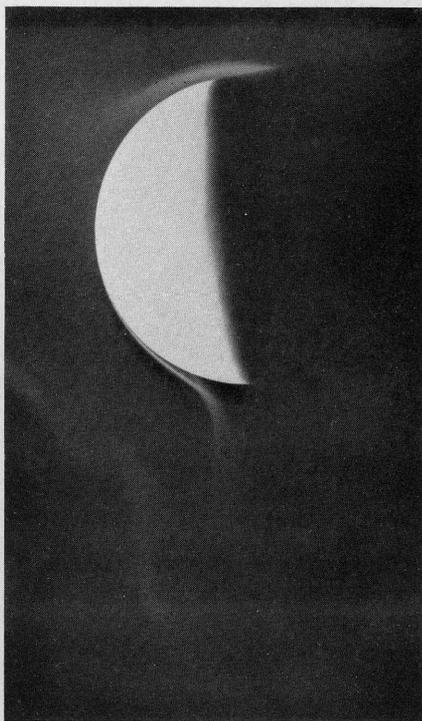


Abb. 2.

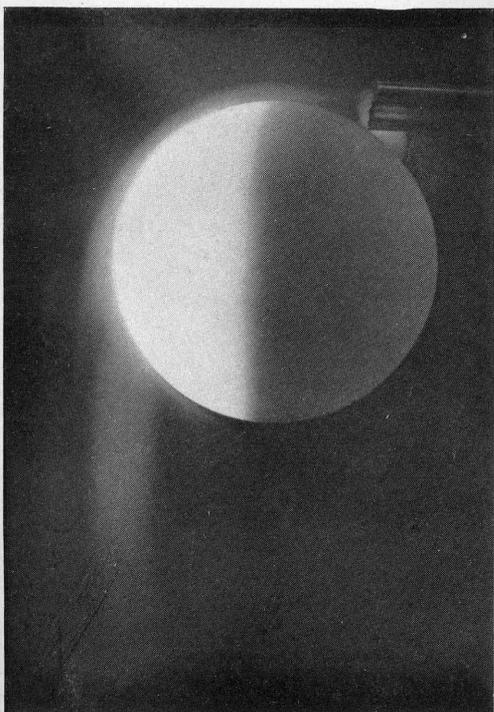


Abb. 3.

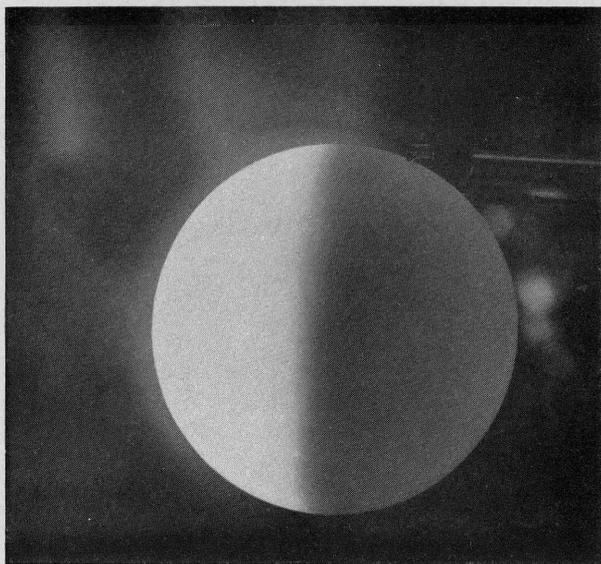


Abb. 4.

Abb. 2 bis 4: Photographische Aufnahmen der abfließenden Luftbewegung um die Kugeln.

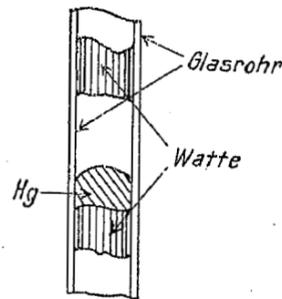


Fig. 1

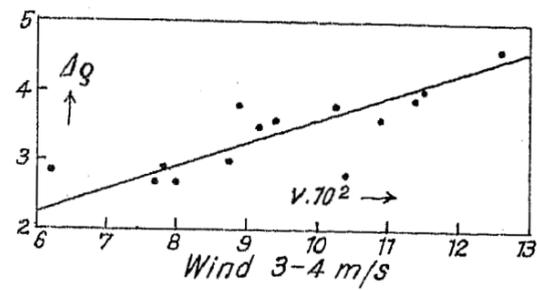


Fig. 2

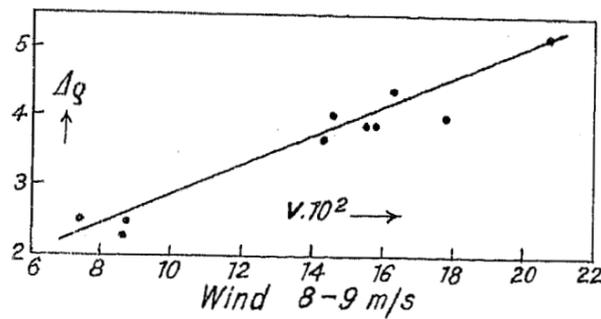


Fig. 3

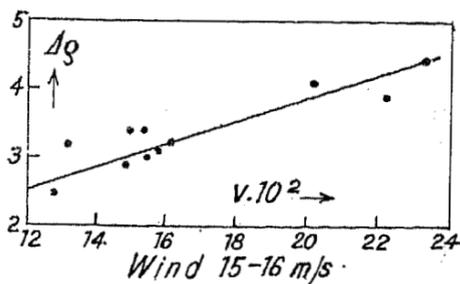


Fig. 4

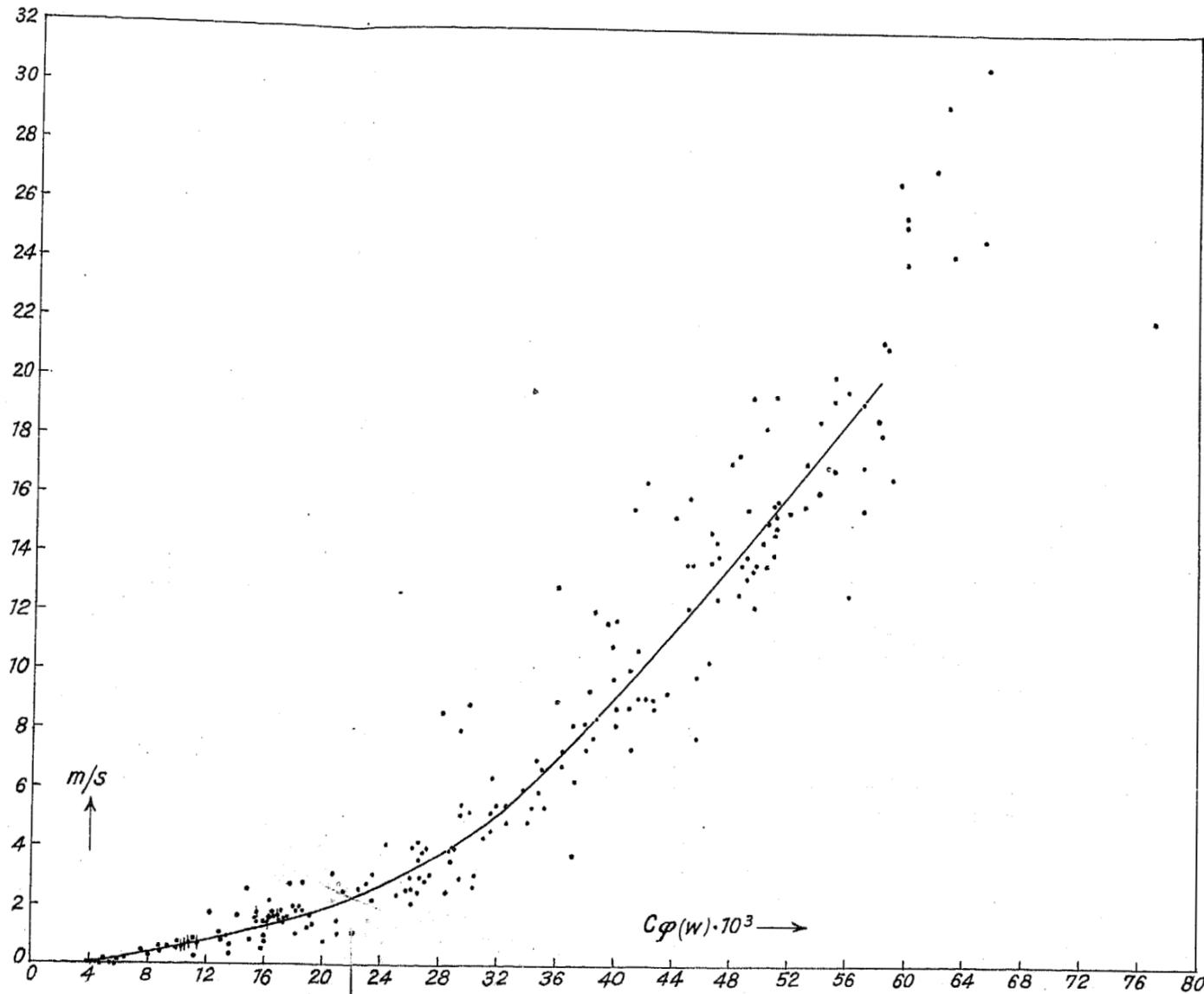


Fig. 5

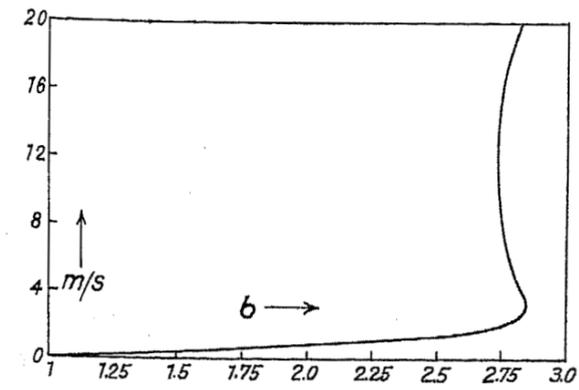


Fig. 6

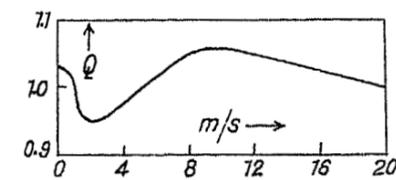


Fig. 7

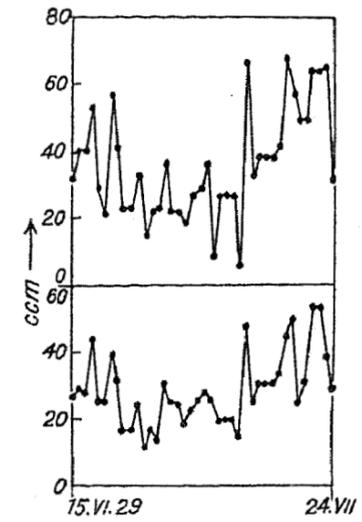


Fig. 9

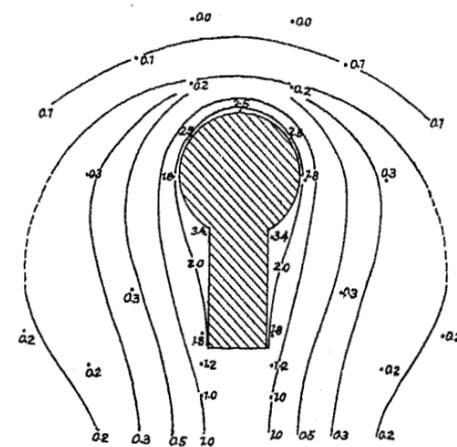


Fig. 8

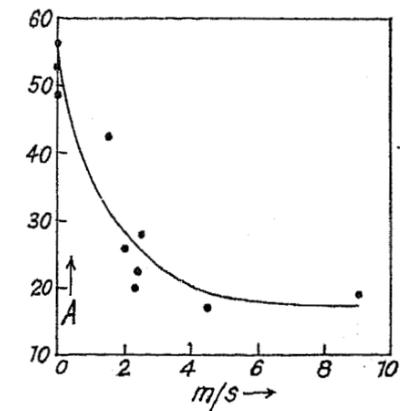


Fig. 10

Fig. 1. Schnitt durch das Livingstone'sche Regenventil.

Fig. 2 bis 4. Abhängigkeit der Verdunstungsintensität  $v$  von der Dampfdichtedifferenz  $\Delta q$  für verschiedene Windgeschwindigkeitsbereiche.

Fig. 5. Windabhängigkeit der Windfunktion  $\varphi(w)$ .

Fig. 6. Windabhängigkeit des Faktors  $b$  in der Formel  $C\varphi(w) \cdot 10^3 = C(1 + b\sqrt{w})$ .

Fig. 7. Windabhängigkeit des Quotienten  $Q = \frac{1 + b \cdot 10^{\alpha w^\beta}}{\varphi(w)}$ .

Fig. 8. Temperaturverteilung um die Kugel in ruhiger Luft. Die Ziffern geben die Temperaturabweichung gegen die Umgebung in  $^{\circ}\text{C}$  an.

Fig. 9. Tagessummen der Verdunstung für 2 weiße Kugeln. Untere Kurve: beschattete Kugel; obere: unbeschattete Kugel.

Fig. 10. Windabhängigkeit des Strahlungsfaktors  $A$  nach Messungen mit Bestrahlung durch eine Glühlampe.

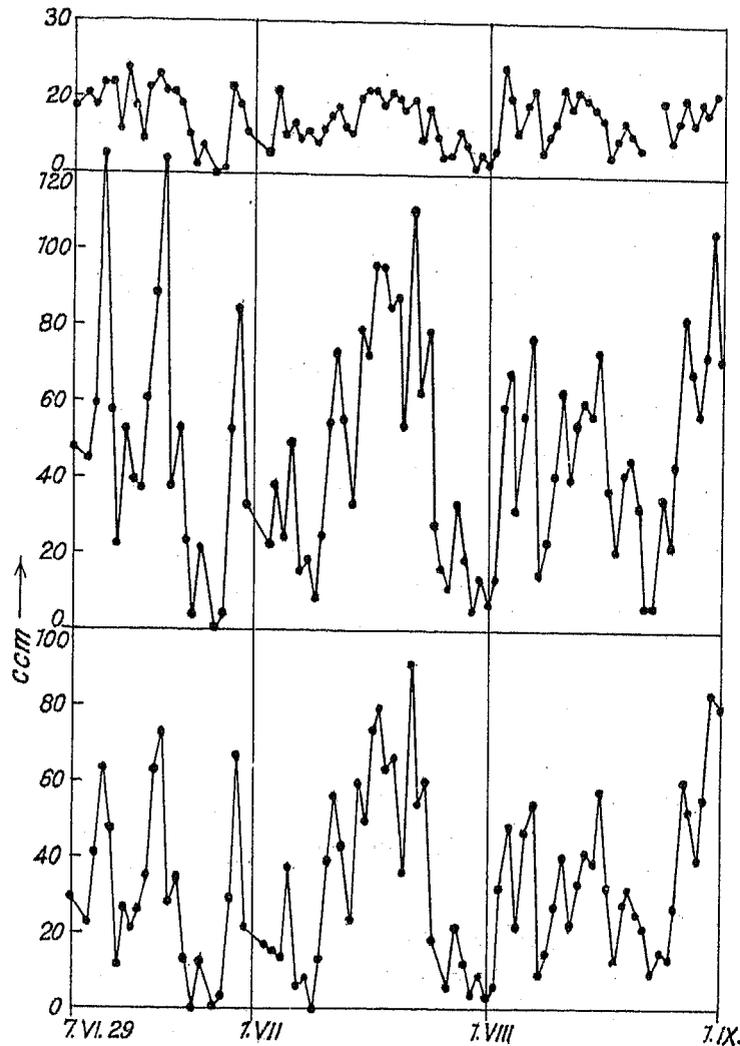


Fig. 11

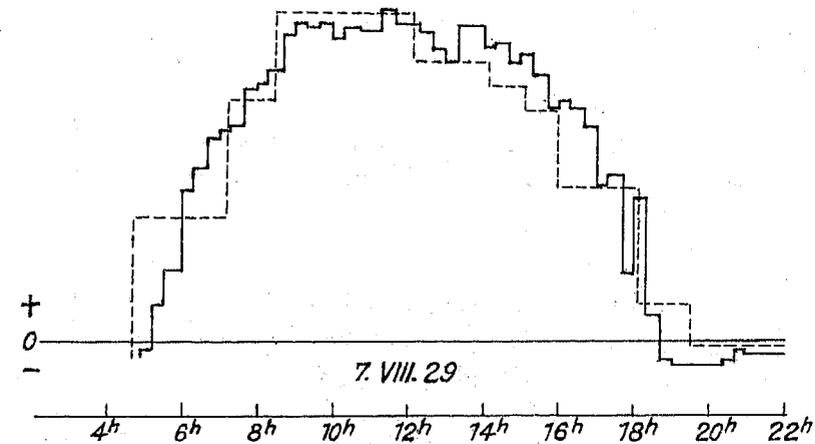


Fig. 12

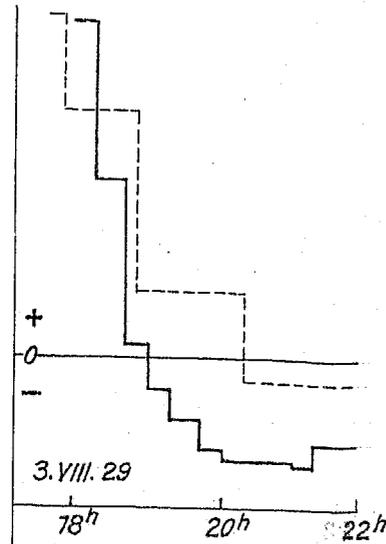


Fig. 13

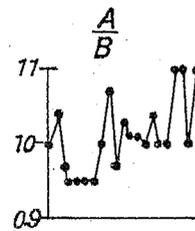


Fig. 14

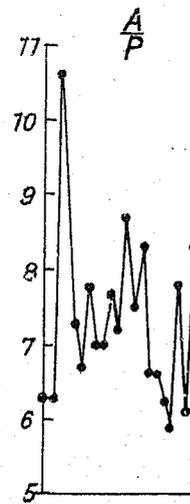


Fig. 16

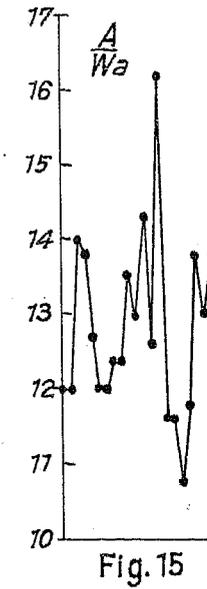


Fig. 15

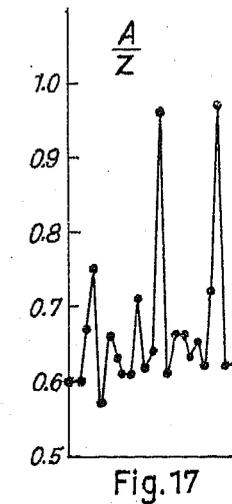


Fig. 17

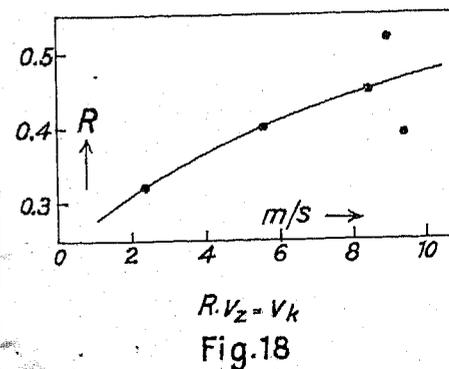


Fig. 18

Fig. 11. Tagessummen der Verdunstung für 2 unbeschattete Kugeln. Untere Kurve; weiße Kugel ( $v_s$ ); mittlere: schwarze Kugel ( $v_w$ ); obere: Differenz ( $v_s - v_w$ ) =  $A$ .

Fig. 12. Tagesgang der Gesamtstrahlung (ausgezogene Kurve) und des Verdunstungsüberschusses  $A$  (gestrichelte Kurve) in reduziertem Maßstabe an einem klaren Tage.

Fig. 13. Abendliches Nachhinken des Verdunstungsüberschusses (gestrichelte Kurve) gegen die Gesamtstrahlung (ausgezogene Kurve) in reduziertem Maßstabe.

Fig. 14. Verhältnis der Amerikanischen Kugel (A) zu einer der Berliner Porzellanmanufaktur (B).

Fig. 15. Verhältnis der Amerikanischen Kugel (A) zur Wildsch'schen Waage (Wa).

Fig. 16. Verhältnis der Amerikanischen Kugel (A) zum Piche'schen Verdunstungsmesser (P).

Fig. 17. Verhältnis der Amerikanischen Kugel (A) zum Verdunstungszylinder (Z).

Fig. 18. Windabhängigkeit des Reduktionsfaktors für den Verdunstungszylinder.