ab, je grösser die Ringzahl und der Einfallswinkel des Lichtes wird.

Der Grund endlich für den Umstand, dass im durchgehenden Lichte die Newton'schen Farbenringe viel weniger deutlich sind, als im reflectirten, ist wohl darin zu suchen, dass in ersterem Falle der zweimal reflectirte Strahl eines jeden interferirenden Strahlenpaares gegenüber dem direct durchgehenden eine doppelte, bedeutende Schwächung seiner Intensität durch die doppelte Reflexion — an Linse und Glasplatte — erleidet, und die Interferenz deshalb nicht eine nahezu vollkommene sein wird, wie beim reflectirten Lichte, wo beide Strahlen, sowohl der an der Glasplatte wie der an der Linse reflectirte, durch eine einmalige Reflexion eine gleichmässige Schwächung erleiden; die von Fresnel für die Intensität des reflectirten und gebrochenen Lichtes aufgestellten Formeln gewähren hierzu leicht eine deutliche Veranschaulichung durch Zahlen.

II. *Intensitätsmessungen des diffusen Tageslichtes;* *von Leonhard Weber.*

(Hierzu Taf. IV Fig. 7—16.)

Die wenigen bisher vorliegenden Messungen der Intensität des diffusen Lichtes leiden einerseits an dem Mangel einer präzisen Definition dessen, was unter jener Intensität zu verstehen ist, andererseits an einer passenden Auswahl derjenigen Hülfsheile, welche den gebräuchlichen photometrischen Apparaten zu gedachtem Zwecke hinzuzufügen sind. Die nachfolgenden Mittheilungen versuchen es, diesen Mängeln in etwas abzuhefen, und es soll deswegen im Abschnitt I eine Definition und geometrische Darstellung der Intensität des diffusen Lichtes, in II eine Methode der Beobachtung desselben und in III eine Anwendung auf die Ausmessung des diffusen Tageslichtes beschrieben werden.

I. Darstellung der Intensität des diffusen Lichtes.

Sei P ein Punkt, der vom diffusen Lichte getroffen wird. Man könnte versuchen, die Intensität des letzteren durch einen einzigen Zahlenwerth auszudrücken etwa dadurch, dass man einen Ausdruck für die lebendige Kraft des in der Volumeneinheit bei P schwingenden Lichtäthers aufstellt, oder dadurch, dass man die Lichtmenge angibt, welche auf eine um P beschriebene Kugel fällt. Durch dies Verfahren würden nun zwar Werthe gewonnen werden können, welche eine gewisse von der Intensität des Lichtes abhängige Grösse darstellen; allein man würde keineswegs eine vollständige Beschreibung jener Intensität hierdurch gewinnen. Zu einer solchen sind vielmehr allgemein unendlich viele Zahlenangaben oder eine entsprechende räumlich ausgedehnte geometrische Darstellung erforderlich. Diese wird wiederum verschieden ausfallen, jenachdem durch dieselbe entweder 1) die Position und Intensität der den Punkt P umgebenden leuchtenden Körper oder 2) die Beleuchtungsverhältnisse eines in P gedachten Körpers dargestellt werden sollen. Im Falle 1) würde die Darstellung derart zu machen sein, dass man von P aus nach allen Richtungen des Raumes Strahlen zieht, und die Länge jedes desselben proportional mit der Helligkeit des von ihm getroffenen leuchtenden Körpers macht. Legte man alsdann durch die Endpunkte dieser Radienvectoren eine begrenzende Fläche, so würde man einen um P liegenden Körper erhalten, welcher eine vollständige Beschreibung des von allen Seiten auf P einstrahlenden Lichtes enthielte. Der Fall 2), nämlich die Darstellung der Beleuchtung eines in P gedachten Körpers oder der Helligkeit, welche seine einzelnen Theile erhalten, wird hiermit nicht zugleich erledigt. Denn hierzu müsste man berechnen, wie gross die Lichtmengen sind, die von den leuchtenden Körpern auf die einzelnen Flächentheile eines in P befindlichen Körpers geworfen werden. Eine vollständige Beschreibung der Intensität des diffusen Lichtes in einem Punkte P besteht demnach in diesem zweiten Sinne darin, für alle denkbaren Lagen eines in P befindlichen Flächenele-

menten df die Lichtmengen anzugeben, welche auf dasselbe fallen. Es ist also eine ähnliche Supposition erforderlich, wie man sie braucht, um den Druck in einer Flüssigkeit an einer Stelle zu definiren. Während aber in letzterem Falle die Lage des Flächenelementes gleichgültig ist, ist dies zur Angabe der Lichtintensität von wesentlichem Belang. Man wird also im allgemeinen verschiedene Zahlenwerthe erhalten je nach der Lage des gedachten Elementes df . Diese unendlich vielen Zahlenwerthe sind nun freilich der Darstellung durch eine einzige der Potentialfunction gleichgebildete Function der rechtwinkligen Coordinaten fähig, deren Differentialquotienten nach verschiedenen Richtungen genommen, die Lichtmengen angeben würden, welche das auf jene Richtungen senkrecht stehende Element df empfängt. Vorderhand ist es jedoch vorzuziehen, die je nach der Lage des Elementes df variablen Lichtmengen einer directen geometrischen Darstellung zu unterwerfen.

Zu diesem Zweck seien (Fig. 7) $df\ df'\ df''$ die verschiedenen Lagen von df ; $n\ n'\ n''$ die entsprechenden Normalen; $q\ q'\ q''$ die entsprechenden Lichtmengen. Man kann alsdann um den Punkt P einen Körper construiren von der Beschaffenheit, dass die Länge der einzelnen von P aus in den Richtungen $n\ n'\ n'' \dots$ gezogenen Radienvectoren proportional ist denjenigen Lichtmengen $q\ q'\ q'' \dots$, welche auf die zu $n\ n'\ n'' \dots$ senkrechten Elemente $df\ df'\ df'' \dots$ fallen. Ein solcher Körper würde die vollständige Beschreibung der für die Beleuchtung eines in P befindlichen Körpers in Betracht kommenden Intensitätsverhältnisse des diffusen Lichtes enthalten und könnte etwa bezeichnet werden als der für P geltende Helligkeitskörper der vorhandenen Lichtquellen.

Die Construction eines solchen Helligkeitskörpers möge hier für zwei einfache Fälle durchgeführt werden.

a) Gegeben ein in grossem Abstände R von P gelegener leuchtender Punkt A (s. Fig. 8). df sei eine der Lagen des in P zu fingirenden Flächenelementes, i der Winkel APn , Pn die Normale zu df . Dann ist mit Benutzung bekannter

photometrischer Grundformeln die auf df fallende Lichtmenge q :

$$q = \frac{J \cdot \cos i \cdot df}{R^2}$$

oder wenn man, um unabhängig von der Grösse df zu sein, mit $h_n = q/df$ die durch A für die betreffende Lage von df indicirte Helligkeit bezeichnet:

$$h_n = \frac{J \cdot \cos i}{R^2}.$$

Da für verschiedene Richtungen n J und R constante Grössen sind, so ist allgemein:

$$h = C \cdot \cos i.$$

Wählt man die Constante C beliebig, etwa entsprechend einer conventionellen Lichteinheit, und macht $P_n = h$, so sieht man leicht, dass für variable Lage von df und mithin von P_n alle Punkte n auf der Oberfläche einer Kugel liegen, deren Mittelpunkt auf der Linie AP um $C/2$ von P entfernt liegt. Der Helligkeitskörper ist also in diesem Falle eine Kugel.

b) Gegeben sei eine leuchtende Halbkugel von überall gleicher Helligkeit H . Es soll der Helligkeitskörper für einen im Mittelpunkt der Basisfläche gelegenen Punkt P berechnet werden.

df sei eine beliebige Lage des beleuchteten Elementes in P . Dasselbe empfängt dann Licht von dem sphärischen Zweieck CB (s. Fig. 9), dessen Oeffnungswinkel $= 180^\circ - \alpha$ ist, wenn α die Zenithdistanz der Normalen von df ist.

Die Beleuchtung von df ist offenbar dieselbe, als wenn ein in der Basisfläche AB bei P gelegenes Element von dem sphärischen Zweieck AD beleuchtet würde, wobei AD wiederum $= 180^\circ - \alpha$ ist. Die letztere Beleuchtung kann in folgender Weise berechnet werden. In der Basisfläche AB ziehe man die zu AB Senkrechte LM (s. Fig. 10). Durch L und M lege man grösste Kreise, deren zwei den Abstand $d\vartheta$ haben mögen, rechtwinklig dazu Parallelkreise, deren zwei den Abstand $d\varphi$ haben mögen. Die Grösse eines Flächenelementes dF ist alsdann:

$$dF = r^2 \sin \varphi \, d\varphi \, d\vartheta,$$

wenn r der Radius der Halbkugel ist. Die von dF auf das in AB bei P liegende Element df geworfene Lichtmenge ist dann:

$$q = \frac{dF \cdot df \cdot H \cdot \cos i}{r^2},$$

worin i den Winkel bedeutet, welchen die Linie PdF mit der auf AB Senkrechten bildet. Es ist aber:

$$\cos i = \sin \vartheta \cdot \sin \varphi$$

und mithin: $q = H \cdot df \sin^2 \varphi \sin \vartheta d\varphi d\vartheta$.

Durch Integration bezüglich φ von $\varphi = 0$ bis $\varphi = 180^\circ$ findet man die von dem Elementarzweieck $LdFM$ auf df geworfene Lichtmenge:

$$H \cdot df \cdot \frac{\pi}{2} \sin \vartheta d\vartheta,$$

durch abermalige Integration in Bezug auf ϑ von $\vartheta = 0$ bis $\vartheta = 180 - \alpha$ ergibt sich die von dem Zweieck AD auf das in AB gelegene Flächenelement geworfene Lichtmenge zu:

$$Hdf \cdot \pi \cos^2 \frac{\alpha}{2},$$

oder die indicirte Helligkeit des von AD beleuchteten Elementes df ist:

$$h = H \cdot \pi \cdot \cos^2 \frac{\alpha}{2}.$$

Dies ist aber, wie oben bemerkt, dieselbe Helligkeit, welche das Element df in der in Fig. 9 gezeichneten Lage von dem Zweieck CB erhalten würde, also die zunächst zu berechnende Grösse.

Construirt man nun mit den Werthen h um den Punkt P einen Körper, dessen Radienvectoren $\rho = h$ sind, so erhält man den Rotationskörper einer Kardioiden (Fig. 11), deren Gleichung in Polarcoordinaten:

$$\rho = H \cdot \pi \cos^2 \frac{\alpha}{2}$$

ist. Das Rotationskardioid ist demnach der Helligkeitskörper für einen in der Mitte der Basisfläche gelegenen von einer überall gleich hellen Halbkugel beleuchteten Punkt.

Mit Berücksichtigung bekannter photometrischer Sätze erhält man dieselbe Form des Helligkeitskörpers, wenn der

Punkt P von einer unendlich ausgedehnten überall gleich hellen Ebene beleuchtet würde.

Diese beiden Beispiele a) und b) geben, wie sofort übersichtlich, die theoretische Lösung für zwei specielle Fälle der Tagesbeleuchtung auf freier Erdoberfläche. Das Beispiel a) entspricht näherungsweise dem Falle, in welchem die Sonne bei klarstem, also möglichst dunklem Himmel scheint. Das Beispiel b) entspricht dem Falle eines mit Wolken gleichmässig bedeckten Himmels von überall gleicher Helligkeit. Ist der Himmel gleichmässig hell, ohne dass die Sonne ganz verschleiert ist, so erhält man als Helligkeitskörper einen Raum, dessen Durchschnitt mit der durch die Sonne und den Beobachtungsort gelegten Verticalebene in Fig. 12 angedeutet ist, in welchem nämlich die einzelnen Radienvectoren die Summen der übereinander gelagerten Kugel- und Kardioidvectoren sind.

Die von der Sonne allein indicirte Maximalhelligkeit ist hierbei willkürlich gleich dem Dreifachen der vom Himmel indicirten Maximalhelligkeit gesetzt. Schon bei einigermassen klarem Himmel steigt das Verhältniss auf das Zehnfache und darüber, sodass dann der kugelförmige Helligkeitskörper der Fig. 8 nur geringförmig durch das Kardioid abgeändert wird.

In dem gewöhnlichen Falle eines durch einzelne Wolken ungleich hellen Himmels wird der Helligkeitskörper entsprechend unregelmässig.

II. Die Methode der Beobachtung.

Zur Darstellung der Intensität des diffusen Lichtes kommt es nach dem Voraufgegangenen nur darauf an, die Lichtmengen zu ermitteln, welche auf ein in verschiedene Lagen gebrachtes ebenes Flächenelement fallen, etwa einen weissen Carton oder dergleichen, oder anders ausgedrückt, die für ein solches Element indicirte Helligkeit h zu messen. Die letztere würde für eine dem Emanationsgesetz vollkommen gehorchende Fläche proportional der erlangten Helligkeit H (der *claritas visa* Lambert's) sein. Denn es bestehen folgende Relationen, wenn man noch mit q die

auffallende, mit q' die reflectirte gesammte Lichtmenge, mit h die indicirte Helligkeit und mit μ die Albedo der Fläche bezeichnet:

$$(1) \quad \frac{q'}{q} = \mu, \quad (2) \quad h = \frac{q}{df} = \frac{q'}{\mu \cdot df},$$

$$(3) \quad q' = \pi H \cdot df, \quad (4) \quad H = \frac{\mu \cdot h}{\pi}.$$

$$H = \frac{q'}{\pi df},$$

In dem fingirten idealen Falle einer solchen Fläche würde demnach eine Ausmessung von H zur Bestimmung von h genügen. Die Prüfung der Relation (4) kann für gegebene weisse matte Flächen in der Weise erfolgen, dass man dieselben durch eine punktförmige constante Lichtquelle J unter verschiedenen Incidenzwinkeln i beleuchtet. Es ist dann, wenn R der Abstand der Lichtquelle von der Fläche ist:

$$h = \frac{J \cdot \cos i}{R^2}$$

und es müsste demnach für ein constantes R , also für eine im Kreise herumgeführte Lichtquelle, J zufolge (4):

$$(5) \quad H = p \cdot \cos i$$

sein, worin p ein Proportionalitätsfactor ist. Die bekannten Typen weisser, glanzloser Flächen, wie Carton, Gyps, Flächen mit Barytweiss gestrichen, entsprechen der Relation (5) nur angenähert, und zwar meist nur für kleine Incidenzwinkel. So fand Kononowitsch¹⁾ für weissen Carton folgende Werthe, wobei für $i = 0^\circ$ $H = 1000$ gesetzt war:

i	H berechnet	H beobachtet	Differenz in Proc.
0	1000	1000	0
10	985	962	2
20	940	836	12
30	866	699	24
40	766	562	36
50	643	469	33
60	500	354	41
70	342	231	43

Aehnliche und in demselben Sinne gelegene Abwei-

1) Kononowitsch, Schrift. d. math. Abth. d. neuruss. naturf. Ges. 2. 1879 u. Fortschr. d. Phys. 35. p. 430. 1879.

chungen fand ich bei einer im reflectirten Lichte beobachteten, mit Barytweiss gestrichenen Tafel, sowie bei einer mattirten Milchglasscheibe. Obwohl die Abweichungen bei letzterer schon bedeutend geringer ausfielen, so suchte ich doch nach einer besseren Methode. Eine solche fand sich durch die Beobachtung des transparenten Lichtes einer matt geschliffenen Milchglastafel. Ist nämlich ν der Transparenzcoefficient einer solchen Platte, d. h. das Verhältniss des gesammten austretenden zu dem gesammten auffallenden Licht, so gelten die entsprechenden Relationen:

$$(4_a) \quad H = \frac{\nu \cdot h}{\pi} \quad \text{und} \quad (5_a) \quad H = p \cdot \cos i.$$

Die Prüfung von (5_a) wurde in folgender Weise gemacht. Auf einem starken um eine verticale Axe drehbaren, auf einer Tischfläche liegenden Brette wurde eine Gasflamme installiert, welche durch einen vorzüglichen Gasdruckregulator aus der Fabrik der Herren P. Suckow u. Co., Breslau, sehr constant erhalten werden konnte. Senkrecht über der Drehaxe in der Höhe der Flamme befand sich, fest aufgestellt, die aus weissem mattirten Milchglase bestehende vordere Verschlussplatte des weiter unten beschriebenen Photometers. Durch die Einstellung des letzteren wurde unmittelbar ein relatives Maass der Helligkeit des transparenten Lichtes der Platte gewonnen. Die Gasflamme wurde nun aus der anfänglichen Stellung senkrechter Incidenz von 10 zu 10 Grad im Kreise herumgedreht. Es ergaben sich bei vier hin und zurück gemachten Beobachtungsreihen folgende Werthe:

Einfallswinkel	Beobachtete Helligkeit $H = 1000$ für $i = 0^\circ$				Mittel der Beobachtung	cos Zahlen cos $0^\circ = 100$	Differenz in Proc.
	Reihe 1	Reihe 2	Reihe 3	Reihe 4			
0	1000	1000	1000	1000	1000	1000	0
10	967	983	981	991	980	985	+ 0,51
20	920	927	952	942	935	940	+ 0,53
30	848	861	871	861	860	866	+ 0,70
40	749	748	761	759	754	766	+ 1,6
50	664	649	676	671	665	643	— 3,2
60	585	520	539	521	529	500	— 5,5
70	374	386	365	365	372	342	— 8,1
80	219	215	213	205	213	174	— 18,3

Aus diesen Beobachtungen geht hervor, dass die Helligkeit einer mattirten Milchglasscheibe im transparenten Licht bis zu einem zwischen 40 und 50° liegenden Incidenzwinkel als proportional der nach dem Cosinusgesetz berechneten indicirten Helligkeit der vorhandenen Lichtquellen betrachtet werden kann. Bei grösseren Incidenzwinkeln wächst die beobachtete Helligkeit gegenüber der berechneten dem Vorzeichen nach in entgegengesetztem Sinne wie bei reflectirtem Lichte. Für die vorliegenden Zwecke wird demnach die Abweichung obiger Zahlen erst in Betracht kommen, wenn die transparenten, zur Beobachtung verwandten Platten unter sehr grossen Incidenzwinkeln von den Lichtquellen beleuchtet werden, wenn also z. B. eine horizontal aufgestellte Platte von der niedrig stehenden Sonne beleuchtet wird. Einen wie geringen Einfluss dagegen die gefundenen Abweichungen auf das Gesamtergebnisse haben, wenn die Lichtquellen gleichmässig vertheilt sind, wenn also z. B. eine horizontale Milchglastafel von einem gleichmässig hellen Himmel beleuchtet wird, erkennt man folgendermassen:

Ein in P (Fig. 13) liegendes horizontales Element werde von der in gleichmässiger Helligkeit H gedachten Halbkugel AZB beleuchtet. Man zerlege sich die letztere durch Parallelkreise in Elementarzonen, welche mit dem Horizonte parallel laufen. Eine solche, etwa in der Zenithdistanz i gelegene besitze die Projection dl bezüglich einer Verticalen. Alsdann ergibt sich leicht, dass die von dieser Elementarzone für das Element df indicirte Helligkeit gleich ist:

$$\frac{2\pi \cdot l \cdot dl \cdot df \cdot H}{R^2},$$

oder, anders ausgedrückt, proportional dem Inhalte des unendlich schmalen Trapezes zq . Hieraus folgt sofort, dass die ganze von der Zone α indicirte Helligkeit durch Pzq , die von der Calotte i indicirte Helligkeit durch $ZzqQ$ und die von der ganzen Halbkugel indicirte Helligkeit durch das Dreieck ZPQ dargestellt wird.

Die dem Horizonte benachbarten Zonen des Himmels tragen mithin sehr wenig zur Gesammtheit der für das horizontale Flächenelement indicirten Helligkeit bei. So liefert

die Zone bis zu 10° über dem Horizont, wie leicht zu berechnen, nur $0,0303 \dots (= \cos^2 80^\circ)$ oder 3 Proc. der von der ganzen Hemisphäre herrührenden Helligkeit. Nimmt man daher die transparente Helligkeit einer von dem Himmel erleuchteten Milchglasplatte als Maass der indicirten Helligkeit, so werden die obigen, bei grösseren Incidenzwinkeln auftretenden Abweichungen von dem Cosinusgesetz das Gesamtergebniss dennoch nur geringfügig beeinflussen. In Fig. 14 ist das Dreieck ZPQ der Fig. 13 nochmals gezeichnet und gleichzeitig die Linie $Pq'q''Q$ gezogen, welche dadurch gewonnen ist, dass statt der Cosinuslinien zq die entsprechenden Beobachtungswerte von Tafel I eingetragen sind. Die Fläche $Pq'q''QZ$ ist, wie sich aus einer genauen graphischen Ermittlung ergab, nahezu 3 Proc. grösser, als das Dreieck PQZ . Um diesen Betrag wird demnach für den speciellen Fall des gleichmässig hellen Himmels die im transparenten Licht beobachtete Helligkeit zu gross ausfallen gegenüber der indicirten.

Im Falle eines dunklen Horizontes oder einer geneigten Lage der Milchglasplatte würde die Abweichung noch beträchtlich kleiner werden.

Die vorstehenden Ueberlegungen gestatten den Schluss: Es kann die Helligkeit des transparenten Lichtes einer matt geschliffenen Milchglasplatte, welche von diffusen Lichtquellen beleuchtet wird, im wesentlichen als proportional der von jenen Lichtquellen für die Lage der Glasplatte indicirten Helligkeit angesehen werden. Der dabei begangene Fehler ist nicht nur ein geringfügiger, sondern derselbe kann auch durch eine an dem Resultat anzubringende Correction bis auf eine zu vernachlässigende Grösse beseitigt werden. Insbesondere wird sich bei Wiedergabe der Beobachtungen des diffusen Tageslichtes zeigen, dass gegenüber den bedeutenden Schwankungen der zu messenden Grössen jener Fehler kaum in Betracht kommt.

Es bleibt noch zu erörtern, welche Maasseinheit der indicirten Helligkeit zu Grunde zu legen ist. Man kann eine solche aus einer der conventionellen Lichteinheiten, z. B. der

englischen Wallrathkerze oder Siemens'schen Platineinheit, herleiten, und es ist fast unmittelbar gegeben, diejenige Helligkeit gleich Eins zu setzen, welche von einer Kerze (Einheit) in der Entfernung eines Meters bei senkrechter Incidenz für eine ebene Fläche indicirt wird. Diese Einheit kann als Meternormalkerze bezeichnet werden.

Zur weiteren Klarstellung der Beziehung zwischen indicirter Helligkeit und derjenigen Helligkeit (der *claritas visa*) einer Fläche, welche uns dieselbe sichtbar macht, diene Folgendes. Ein weisser Carton, dessen Albedo μ ist, werde von einer Platineinheit (1 qcm Oberfläche schmelzenden Platins) in 1 m Entfernung bei senkrechter Incidenz beleuchtet. Die Helligkeit des schmelzenden Platins sei $\S$; diejenige des erleuchteten Cartons sei H . Dann geht die in Betracht kommende photometrische Grundformel:

$$\frac{\pi H}{\mu} = h = \frac{q}{df} = \frac{dF \cos i \cdot \cos e}{R^2} \cdot \S.$$

über in:
$$H = \frac{1 \cdot 1 \cdot 1}{100 \cdot 100} \cdot \frac{\S \cdot \mu}{\pi},$$

oder, wenn man consequenterweise $\S = 1$ setzt, in:

$$H = \frac{1}{\pi \cdot 10000} \cdot \mu.$$

Da nun andererseits die indicirte Helligkeit des Cartons gleich Eins ist, so ergibt sich, dass eine Fläche, welche von Lichtquellen mit der indicirten Helligkeit von n Meterplatineinheiten beleuchtet wird, eine Helligkeit erlangt, welche gleich $n \cdot \mu / \pi \cdot 10000$ von derjenigen des schmelzenden Platins ist. Wird z. B. die indicirte Maximalhelligkeit im Sonnenschein zu 5000 Meterplatineinheiten gefunden, so wird ein daselbst senkrecht beschienener weisser Carton, dessen Albedo 0,85 betragen möge, eine Helligkeit besitzen, welche sich zu derjenigen des schmelzenden Platins verhält wie $(5000 \times 0,85) / (\pi \cdot 10000) : 1$ oder etwa wie 1:7,4. Diejenige indicirte Helligkeit, bei welcher noch ohne Nachtheil für das Auge gelesen werden kann, lässt sich auf $\frac{2}{3}$ Meterplatineinheiten oder ca. 10 Meternormalkerzen veranschlagen.

Die Methode der Beobachtung des diffusen Tageslichtes besteht also darin, eine matt geschliffene Milchglasplatte in verschiedenen Lagen dem Lichte zu exponiren, die Helligkeit des transparenten Lichtes zu messen und als Einheit dabei diejenige Helligkeit zu nehmen, welche durch eine in 1 m Distanz aufgestellte Lichteinheit entsteht.

Die bei photometrischen Untersuchungen solcher Lichtquellen auftretende Schwierigkeit, welche andere Farbe als das Normallicht besitzen, lässt sich bekanntlich auf rein physikalischem Wege nur insoweit beseitigen, dass man sich auf die spectrophotometrische Vergleichung einzelner Farben beschränkt, woraus jedoch nicht, wie das häufig geglaubt wird, ein Zahlenwerth für die Gesamtheit des beobachteten Lichtes resultirt. Man gelangt vielmehr zu einem solchen nur durch Benutzung von Methoden, welche mehr oder weniger physiologischen individuellen Einflüssen ausgesetzt sind. Dahin gehört z. B. die Vierordt'sche Methode und, streng genommen, auch die Wild'sche Methode der Beobachtung der minimalen Stärke der Interferenzstreifen bei verschieden gefärbtem Licht. Einen anderen auf die Methode der Sehschärfe basirten und mit einfacheren Hülfsmitteln zu verfolgenden Weg habe ich früher¹⁾ beschrieben. Derselbe ist in Kürze folgender. Diejenige Zahl, welche die bezüglich der Sehschärfe verstandene Aequivalenz entweder einer punktförmigen Lichtquelle oder einer indicirten Helligkeit im Vergleich zu den entsprechenden Grössen einer Normalkerze ausdrückt, sei als Beleuchtungskraft B bezeichnet, dann kann man:

$$B = k \cdot J, \text{ resp. } B = k \cdot H$$

setzen²⁾, worin J und H die Intensität, resp. die indicirte Helligkeit eines beliebig gewählten, möglichst monochromatischen Strahlenbündels der Lichtquellen z. B. des durch ein rothes Glas gegangenen Lichtes sind, und k ein von dieser Farbe und der Lichtquelle abhängiger Factor ist. Eine Bestim-

1) L. Weber, Electrot. Zeitschr. 5. p. 166. 1884.

2) L. Weber, Wied. Ann. 20. p. 326 ff. 1883.

mung von k lässt sich dann entweder direct machen mit Hülfe von passenden Objecten, welche auf Erkennbarkeit geprüft werden¹⁾ oder dadurch, dass noch in einer zweiten Farbe, z. B. Grün, beobachtet wird und aus dem Verhältniss beider Werthe k mittelst einer durch besondere Vorversuche hergestellten Tabelle gefunden wird.

Die unter Abschnitt III beschriebenen Beobachtungen sind nun mit Hülfe theils eines rothen, theils eines grünen, vor das Auge gehaltenen Glases gemacht, deren Farbe noch genauer angegeben wird. Das rothe Glas ist soweit monochromatisch, dass Kerzen- und Tageslicht, dadurch gesehen, nicht zu unterscheiden ist. Dies ist völlig ausreichend, da eine absolute Monochromasie nicht erforderlich ist, vielmehr den Nachtheil haben würde, dass man geringe Lichtstärken nicht beobachten könnte. Das benutzte grüne Glas war nicht völlig so beschaffen, und ist deshalb der Einstellungsfehler ein wenig grösser. Jede der beiden Beobachtungsreihen in Roth und Grün gibt daher für sich ein rein physikalisches Maass für die Intensität des betreffenden physikalisch definirbaren Strahlencomplexes des Tageslichtes. Die Combination beider Reihen gestattet, einen physiologisch individuell beeinflussten Zahlenwerth für Aequivalenz des Tageslichtes mit dem Normallicht aufzustellen.

III. Anwendung auf das diffuse Tageslicht.

Eine vollständige Darstellung der Intensität des Tageslichtes besteht nach dem in I Gesagten in der Construction des einem Punkte der Erdoberfläche zukommenden Helligkeitskörpers, dessen einzelne Radienvectoren empirisch zu bestimmen sind aus der transparenten Helligkeit einer in verschiedene Lagen gebrachten mattirten Milchglastafel. Hierzu kann jeder photometrische Apparat benutzt werden, welcher die Helligkeit einer beliebig gemengt aufgestellten Fläche zu messen gestattet. Besonders bequem lässt sich dies, wie ich glaube, mit dem von den Herren Fr. Schmidt

1) L. Weber, Electrot. Zeitschr. 5. p. 169. 1884.

und Haensch nach meinen Angaben construirten Photometer¹⁾ ausführen. Schliesst man nämlich den drehbaren Tubus *B* (Fig. 15) mit einer mattirten Milchglasplatte *u* ab, welche nach Beseitigung des Abblendungsconus *k* noch vor den zur Aufnahme der Schwächungsgläser *b* bestimmten Kasten gesetzt wird und ihren Halt durch vier kleine Schraubköpfe gewinnt, so kann man durch Drehung des Tubus *B* diese Platte in jede beliebige Neigung gegen den Horizont bringen, und zwar immer derart, dass dieselbe von dem gesammten durch ihre Ebene markirten Himmelssegment beleuchtet wird, ohne dass die Stellung des Beobachters oder sonstige Theile des Apparates einen Schatten auf dieselben werfen. Die Einstellung und Ablesung des Apparates gibt dann sofort ein Maass für die Intensität des durch die vorgesetzte Milchglasplatte hindurchgegangenen Lichtes, und man erhält die vorhin beschriebene Einheit dieses Maasses, nämlich die Meterkerze, indem man einen zweiten Versuch in der Dunkelkammer macht, bei welchem die mattirte Milchglasplatte von einer Lichteinheit in 1 m Distanz senkrecht beleuchtet wird.

Beschränkt man sich, wie ich das bei den regelmässigen Beobachtungen in Breslau im December und Januar 1884/85, sowie im Juni und Juli 1885 gethan habe, auf die Ausmessung des verticalen Radiusvectors des Helligkeitskörpers, so kann man in Ermangelung eines vollkommen freien Beobachtungsplateaus das beschriebene Verfahren folgenden zwei Modificationen unterwerfen.

1. Falls zwei in einem Thurme vorhandene gegenüberliegende Fenster disponibel sind, welche beide von je der Hälfte der Himmelshemisphäre beschienen werden, so kann man zwei correspondirende Beobachtungen aus beiden Fenstern machen und die Resultate additiv vereinigen. Dabei ist der drehbare Beobachtungstubus des Photometers vertical ausserhalb des Fensters zu stellen, sodass die abschliessende Milchglasplatte *u* horizontal liegt, und durch einen leicht anzubringenden schwarzen Schirm ist das von der Mauer oder den Fenstern reflectirte Licht abzuhalten.

1) L. Weber, Wied. Ann. 20. p. 326. 1883. Centr. Zeit. f. Opt. u. Mech. 1. p. 181. 194. 1883. Journ. f. Gasb. u. Wasservers. 1885.

2. Falls in dem Dache des Beobachtungsortes eine Oeffnung vorhanden ist, kann man etwa so verfahren, wie ich die regelmässigen Beobachtungen im magnetischen Observatorium des physikalischen Institutes angestellt habe. Von der Decke *D* (s. Fig. 16) des Observatoriums *O* führt ein 1 m hoher, 63/63 cm weiter, mit Holz verkleideter Kanal *c* durchs Dach, der für gewöhnlich mit einer leicht zu beseitigenden Klappe verschlossen ist. Es wurde nun ein an beiden Enden offener Holzkasten *T* hergestellt von 1,60 m Länge und 40/40 cm Weite; derselbe wurde oben mit einer 40/40 cm grossen mattirten Milchglastafel *M* abgeschlossen, innen durch schwarze Tuchtapete ausgekleidet und mittelst dreier Holzknacken und Eisenträger derart in dem Kanale *c* aufgehängt, dass die Platte *M* genau horizontal und genügend hoch über dem Dache zu liegen kam. An dem unteren Ende wurde das Photometer *P* angeschraubt und der bewegliche Beobachtungstubus *B* desselben vertical gerichtet. Von einem Gerüste *G* aus wurde die Einstellung des Photometers gemacht. Das Einhängen von *T* konnte bequem in einigen Minuten gemacht werden.

Bei dieser Anordnung war *M* diejenige Platte, deren Helligkeit im transparenten Licht als Maass des von dem Himmel gesandten diffusen Lichtes, und zwar des verticalen Radiusvectors des Helligkeitskörpers benutzt wurde.

Nach Beendigung der täglichen Beobachtungen, deren jede in weniger als einer Minute zu machen war, wurde der Kasten *T* abgenommen, was mit wenig Handgriffen ausgeführt werden konnte, um die gegen Schmutz empfindliche Platte *M* vor Regen und Staub zu schützen.

Bei Anwendung dieser zweiten Modification erfährt natürlich jener Vorversuch, welcher zur Gewinnung des Einheitsmaasses oder mit anderen Worten zur Bestimmung der Constanten des Photometers erforderlich ist, eine entsprechende Aenderung, indem nun der ganze Holzkasten *T* in die Dunkelkammer gebracht werden muss.

Die gleichzeitige Anwendung der Modificationen 1) und 2) ergibt eine Controle für die Genauigkeit der Messung.

Ich habe solche Controlversuche an drei Tagen ausgeführt und erhielt:

Datum	Zeit	Mit Apparat Fig. 16.	Nach den Modificationen 1) aus dem Fenster nach:			
			WNW	OSO	NNO	SSW
13. Jan.	12 ^h 22—31'	3013	1460	1640	1610	1510
			3100		3120	
15. Jan.	12 ^h 20—27'	6607	1990	4370	1430	4920
			6360		6350	
16. Jan.	12 ^h 11—15'	3443	—		1640	1940
			3580			

Hierin bedeuten die fettgedruckten Zahlen die Grösse des verticalen Radiusvectors des Helligkeitskörpers gemessen nach Meterspermacetikerzen, und zwar für rothes Licht.

Die Details der regelmässigen Tageslichtbeobachtungen vom December und Januar finden sich in der meteorologischen Zeitschrift vom Mai und Juni 1885 abgedruckt. Die Resultate der in Breslau zur wahren Mittagszeit angestellten Beobachtungen vom December 1884, Januar, Juni, Juli 1885 waren:

	December		Januar		Juni		Juli	
	Roth	Grün	Roth	Grün	Roth	Grün	Roth	Grün
Monatsmittel	3834	11549	6875	20447	51802	151233	37309	105230
Maximum	9863	24270	13770	37330	76560	211800	69180	164400
Minimum	569	2178	1592	5385	4519	18410	8414	31120

Die genauere Definition der benutzten Farbencomplexe wurde mittelst eines Glan'schen Spectrophotometers gewonnen. Die Gläser wurden zu dem Zwecke vor die untere Hälfte des Spaltes gestellt, welcher auf eine von Gaslicht scharf beleuchtete mattirte Glasplatte gerichtet war. Die durch die Ablesungen gewonnenen Intensitätsverhältnisse wurden mit den Ordinaten einer aus den Macé de Lépinay'schen Untersuchungen resultirenden Intensitätscurve für Benzinlicht multiplicirt und ergaben dadurch zwei mit sehr scharf ausgeprägten Maximis versehene Curven für Roth und Grün. Das durch das rothe Glas gegangene Licht war merklich zwischen den Grenzen $\lambda = 600$ und $\lambda = 690$, und hatte ein sehr scharfes Maximum bei $\lambda = 630,5$; für das grüne Glas waren die entsprechenden Werthe $\lambda = 480$ bis $\lambda = 570$ mit einem Maximum bei $\lambda = 541,5$.

Breslau, August 1885.