

# Beobachtungen des atmosphärischen Potentialgefälles und der ultravioletten Sonnenstrahlung

**Julius Elster und Hans Geitel,**

*Oberlehrern am herzogl. Gymnasium in Wolfenbüttel.*

(Mit 2 Tafeln und 22 Textfiguren.)

(Vorgelegt in der Sitzung am 10. März 1892.)

## Einleitung.

Die Arbeiten auf dem Gebiete der normalen atmosphärischen Elektrizität haben durch die Entdeckung der lichtelektrischen Erscheinungen neue Zielpunkte erhalten. Nachdem erkannt war, dass unter bestimmten Bedingungen die Lichtstrahlen elektrische Wirkungen hervorzubringen vermögen, indem sie den von ihnen getroffenen Körpern negative Elektrizität entziehen, war der Gedanke nicht mehr abzuweisen, dass auch das elektrische Feld über der Erdoberfläche von den Sonnenstrahlen beeinflusst werden möchte, und zwar wäre dabei vorzugsweise nicht an eine mittelbare Wirkung, etwa durch Erwärmung und Bewegung der Luft, Steigerung ihres Feuchtigkeitsgehaltes u. dgl. zu denken, sondern an eine directe, deren Träger die Sonnenstrahlen selbst sein würden. So befriedigend eine solche Auffassung erschien, so konnte sie doch, als sie zuerst in bestimmter Fassung von den Herren v. Bezold<sup>1</sup> und Arrhenius<sup>2</sup> ausgesprochen wurde, noch nicht Anspruch auf ausreichende Begründung machen. Einerseits waren die Bestrebungen, solche

---

<sup>1</sup> Bezold, v., Sitzungsber. der Berl. Akad. 36, S. 905, 1888.

<sup>2</sup> Arrhenius, Meteorolog. Zeitschrift, 5, S. 297, 1888.

elektrischen Einwirkungen der Sonnenstrahlen auf die Erdoberfläche aufzufinden, wie sie nach dieser Anschauung erforderlich gewesen wären, erfolglos geblieben, anderseits fehlten zusammengehörige Messungen der Sonnenstrahlung und der atmosphärischen Elektrizität, aus denen sich ein Zusammenhang der beiden Erscheinungsgebiete hätte erkennen lassen.

Nachdem wir in dem amalgamirten Zink<sup>1</sup> einen Körper gefunden hatten, der die Fortführung negativer Elektrizität durch Sonnenlicht in starkem Maasse zeigt, beschlossen wir, um dem letztgenannten Mangel abzuhelfen, diese Erscheinung zur Construction eines Photometers für die an Zinkflächen lichtelektrisch wirksamen Strahlen zu verwenden, die dem brechbarsten Theile des Spectrums vom Blau bis weit ins Ultraviolett hinein angehören. Wir werden diese im Folgenden als »ultraviolette« bezeichnen. Nach Herstellung eines solchen Apparates, dessen lichtempfindlicher Körper eine Kugel aus amalgamirtem Zink ist, begannen wir die Messung der ultravioletten Strahlung der Sonne im September 1889, und führten sie bis October 1891 durch. Vor Kurzem<sup>2</sup> glauben wir nun die elektrische Wirkung der brechbarsten Strahlen des Sonnenlichtes auch bei solchen mineralischen Stoffen, die einen Theil der festen Erdrinde bilden, experimentell nachgewiesen zu haben. Somit scheint uns der wesentlichste Einwand beseitigt zu sein, der der Annahme eines Zusammenhanges zwischen der Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung und dem Gange des atmosphärischen Potentialgefälles mit Recht entgegengehalten werden konnte. Auch für das letztere haben wir in demselben Zeitraume durch zahlreiche Messungen das Material gesammelt. Es ist einleuchtend, dass mit Einzelmessungen im Ganzen wenig erreicht werden kann, wenn man als Ziel eine Vergleichung mit der Stärke der Sonnenstrahlung im Auge hat. Vielmehr ist es dann erforderlich, so viel Messungen am Tage zu machen, dass ein einigermaßen zuverlässiges Tagesmittel abgeleitet werden kann. Bei unseren früheren Beobachtungen,<sup>3</sup> welche die Prüfung der von Herrn F. Exner<sup>4</sup> für das normale atmosphärische

---

<sup>1</sup> J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. 38, S. 503, 1889.

<sup>2</sup> J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. 44, S. 722, 1891.

<sup>3</sup> J. Elster und H. Geitel, Diese Berichte, Abth. II. a., 98, S. 909, 1889.

<sup>4</sup> F. Exner, Diese Berichte, Abth. II. a., 96, S. 419, 1887.

Potentialgefälle aufgestellten Formel zum Zwecke hatten, führten wir meist nur Einzelmessungen aus; wir fanden damals, dass der Gang des Potentialgefälles im Laufe eines Jahres im Mittel befriedigend durch jene Formel, die bekanntlich dasselbe als abhängig vom Wasserdampfgehalte der Luft darstellt, wiedergegeben wird. Im Einzelnen, sowie auch in einem gewissen Dampfdruckintervalle traten dagegen mehrfach Abweichungen zwischen Beobachtung und Rechnung auf. Gegenüber der Förderung, welche die Erforschung der atmosphärischen Elektrizität durch jene Formel des Herrn Exner erfahren hat, und zwar abgesehen von der ihr zu Grunde liegenden Theorie, ist es unerlässlich, vermittelst des neu gewonnenen Beobachtungsmateriales, das sich nun statt aus Einzelmessungen, aus einer grossen Anzahl von Tagesmitteln zusammensetzt, sie nochmals zu prüfen.

Es soll diese Untersuchung zugleich mit der Discussion unserer Beobachtungen des atmosphärischen Potentialgefälles im ersten Abschnitt der vorliegenden Arbeit ausgeführt werden, dann folgt im zweiten die Beschreibung der photometrischen Apparate mit den begründenden Versuchen, welche ihre Brauchbarkeit nachweisen sollen, nebst einer Charakteristik der mit ihnen erhaltenen Resultate. Im dritten Abschnitte soll die Vergleichung der elektrischen Beobachtungen mit denen am Photometer gegeben werden, der vierte enthält eine Untersuchung über die Absorption des äussersten Ultraviolett in der Atmosphäre, gestützt auf Messungen der Sonnenstrahlung in Wolfenbüttel, Kolm-Saigurn und auf der meteorologischen Station auf dem Sonnblickgipfel.

Um den Text nicht durch umfangreiche Tabellen zu unterbrechen, schicken wir das Beobachtungsmaterial, soweit uns seine Publication erforderlich schien, der Abhandlung voran.

## Das Beobachtungsmaterial in tabellarischer Zusammenstellung. October 1888 bis dahin 1891.

## Potentialmessungen.

## A) Tabelle der Tagesmittel 1888—1891.

Nr.	Jahr	Monat	Tag	Potential- gefälle $\frac{\partial v}{\partial n}$ Tagesmittel	Mittlere Tages- Temperatur $t^{\circ}$ C.	Mittlerer Dampf- druck $p_0$	Bewölkung	Anzahl der Beobach- tungen $n$	Dunst- gehalt $D$	Beobachtungs- zeit		Bemerkungen
										von	bis	
1	1888	X	19	252	1·1	3·8	0·0	10	—	7 a.	10 p.	
2	1888	X	18	231	4·9	4·8	4 0	11	—	12m.	10 p.	morgens wolkig.
3	1889	X	16	171	7·4	6·0	0·3	15	—	7 a.	10 p.	
4	1889	X	15	139	8·4	6·5	2·0	11	—	12m.	10 p.	
5	1889	X	20	211	9·2	6·6	1·7	14	—	8 a.	10 p.	etwas Cirrus.
6	1889	X	7	146	12·3	7·3	7·7	8	—	7 a.	11 a.	Nachmittags Regen.
7	1889	X	4	177	11·9	7·3	2·7	6	—	4 p.	10 p.	morgens wolkig.
8	1889	X		328	11·7	7·5	1·0	12	—	7 a.	3 p.	Cirrus.
9	1889	X	29	125	10·6	7·5	1·7	7	0·01	11 a.	6 p.	
10	1889	X	6	132	10·1	7·5	1·7	6	—	8 a.	10 p.	
11	1890	X	13	155	11·2	7·6	0·3	8	0·74	8 a.	10 p.	
12	1890	X	14	193	11·9	7·9	0·0	13	1·00	8 a.	8 p.	später Boden-Nebel.

13	1890	XI	28	322	-11.4	1.5	4.0	4	0.40	3 p.	8 p.	{morgens etwas Schnee.
14	1889	XI	14	395	1.2	4.1	0.3	11	1.60	10 a.	10 p.	Cirrus.
15	1889	XI	26	146	2.6	4.2	1.7	5	0.27	10 a.	2 p.	4 p. Schnee
16	1889	XI	24	246	3.9	4.2	0.3	12	1.33	8 a.	7 p.	
17	1889	XI	23	234	0.3	4.2	0.3	11	0.91	8 a.	7 p.	
18	1889	XI	20	228	2.2	4.7	3.0	10	0.40	12 m.	9 p.	morgens wolkig.
19	1889	XI	13	253	3.3	5.0	1.0	15	0.86	8 a.	10 p.	
20	1890	XII	31	539	-11.7	1.3	0.0	5	0.40	3 p.	10 p.	morgens wolkig.
21	1890	XII	15	725	-11.9	1.6	0.0	15	1.60	8 a.	10 p.	
22	1890	XII	19	449	-10.8	1.7	4.0	7	1.60	8 a.	3 p.	{später bedeckt; nachts Schnee.
23	1890	XII	17	466	- 8.4	2.0	3.0	8	0 07	2 p.	10 p.	
24	1890	XII	14	595	- 6.8	2.1	2.7	9	0.35	9 a.	10 p.	Cirrus.
	1888	XII	14	341	- 2.7	2.5	0.3	13	—	8 a.	10 p.	
26	1890	XII	7	675	- 5.4	3.2	3.3	6	1.60	1 p.	5 p.	{später Bodennebel; morgens wolkig.
27	1888	XII	13	243	- 2.6	3.2	4.7	13	—	10 a.	10 p.	{lebhafter E-Wind; 7 a.—9 a. bedeckt.
28	1890	XII	6	578	- 1.6	3.7	4.0	6	0.40	3 p.	9 p.	morgens Schnee.
29	1888	XII	12	330	- 1.8	3.9	5.0	7	—	8 a.	6 p.	
30	1889	XII	13	398	- 0.3	3.9	0.0	13	0.64	8 a.	10 p.	

Nr.	Jahr	Monat	Tag	Potential- gefälle $\frac{\partial v}{\partial n}$ Tagessmittel	Mittlere Tages- Temperatur $t^{\circ} \text{C.}$	Mittlerer Dampf- druck $p_0$	Bewölkung	Anzahl der Beobach- tungen $n$	Dunst- gehalt $D$	Beobachtungs- zeit		Bemerkungen
										von	bis	
31	1888	XII	19	346	1·1	4·1	1·7	11	—	8 a.	10 p.	
32	1888	XII	29	427	1·8	4·6	0·7	12	—	8 a.	10 p.	
33	1889	I	15	391	—13·3	1·4	1·3	15	—	8 a.	10 p.	
34	1891	I	1	685	—13·1	1·4	0·3	9	1·60	9 a.	6 p.	
35	1891	I	2	472	—11·4	1·6	0·0	12	1·60	10 a.	10 p.	
36	1889	I	14	293	—9·5	1·9	1·7	8	—	9 a.	4 p.	später bedeckt.
37	1889	I	3	406	—9·2	2·0	0·3	13	—	9 a.	10 p.	
38	1891	I	3	302	—8·7	2·0	1·7	11	1·43	9 a.	8 p.	
39	1889	I	4	425	—6·2	2·2	3·0	14	—	8 a.	10 p.	
40	1889	I	17	425	—6·8	2·3	2·3	13	—	9 a.	10 p.	Cirrus.
41	1889	I	5	452	—6·2	2·4	0·7	12	—	9 a.	10 p.	
42	1889	I	6	349	—5·7	2·5	0·0	8	—	9 a.	7 p.	
43	1889	I	7	329	—4·3	2·8	3·3	6	—	10 a.	9 p.	
44	1889	I	9	460	—1·4	3·8	0·7	11	—	10 a.	10 p.	
45	1889	I	27	310	—0·5	4·3	3·7	6	—	11 a.	4 p.	5 p. bedeckt.

46	1890	I	8	260	+ 5·4	5·8	0·7	10	0·15	8 a.	6 p.	später Bodennebel.
47	1890	I	7	316	+ 8·0	6·8	1·0	9	0·00	1 p.	9 p.	Cirrus.
48	1889	II	13	581	— 11·8	1·5	4·0	15	—	9 a.	9 p.	8 a. Bodennebel.
49	1891	II	14	357	— 4·9	2·5	4·0	6	0·84	8 a.	4 p.	{später bedeckt; nachts Schnee.
50	1890	II	1	381	— 5·5	2·5	2·7	7	0·91	11 a.	5 p.	später Bodennebel.
51	1890	II	15	336	— 1·3	3·1	0·7	10	1·33	8 a.	10 p.	Cirrus.
52	1891	II	9	245	— 2·0	3·1	2·3	10	1·00	9 a.	10 p.	Wind.
53	1891	II	10	111	— 1·7	3·2	3·7	10	0·29	8 a.	6 p.	} Cirrus.
54	1890	II	21	231	— 1·5	3·3	0·7	11	1·60	8 a.	9 p.	
55	1890	II	7	291	— 0·6	3·3	1·7	13	0·03	9 a.	10 p.	} morgens Schneefall, deshalb von Tabelle B ausgeschlossen. morgens bedeckt.
56	1889	II	3	210	— 2·8	3·6	3·7	9	—	11 a.	7 p.	
57	1891	II	7	422	+ 0·7	4·1	0·3	10	0·40	1 p.	10 p.	} Wind.
58	1891	II	24	369	+ 1·7	4·1	0·0	10	1·60	8 a.	10 p.	
59	1891	II	26	515	+ 5·1	4·5	0·0	10	1·60	9 a.	6 p.	
60	1891	II	27	419	+ 3·9	4·7	0·0	11	1·09	8 a.	10 p.	
61	1891	II	28	321	+ 3·9	4·3	0·0	15	1·60	8 a.	10 p.	} später bedeckt; nachts Schnee. unter Mittag wolkg, sonst normal.
62	1890	III	1	493	— 9·3	1·5	4·3	6	0·15	8 a.	6 p.	
63	1890	III	2	326	— 7·8	1·7	5·0	8	0·37	7 a.	7 p.	} sonst normal.
64	1890	III	4	316	— 8·3	1·8	1·0	9	0·20	2 p.	10 p.	

Nr.	Jahr	Monat	Tag	Potential- gefälle $\frac{\partial v}{\partial n}$ Tagesmittel	Mittlere Tages- Temperatur $t^{\circ} \text{C.}$	Mittlerer Dampf- druck $p_0$	Bewölkung	Anzahl der Beobach- tungen $n$	Dunst- gehalt $D$	Beobachtungs- zeit		Bemerkungen
										von	bis	
65	1889	III	3	395	— 7·8	2·1	4·0	10	—	8 a.	6 p.	später viel Cirri.
66	1889	III	6	378	— 6·9	2·3	3·0	11	—	8 a.	6 p.	
67	1891	III	24	193	— 0·	3·1	4·3	13	0 10	8 a.	10 p.	12—2 p. wolkig. {später bedeckt; {nachts Schnee.
68	1891	III	13	284	3·2	3·8	4·0	5	0·40	8 a.	12 m.	
69	1891	III	16	144	7·0	5·2	1·7	6	0·40	8 a.	2 p.	später bedeckt; {nachts Regen.
70	1890	III	13	207	6·1	6·0	4·3	7	0·40	12 m.	7 p.	
71	1890	III	20	187	10·0	6·3	5·0	6	0·07	8 a.	2 p.	morgens wolkig. {später bedeckt; {Cirrus.
72	1890	III	15	303	8·9	6·5	1·0	6	0·40	5 a.	5 p.	
73	1890	III	29	111	15·7	8·0	2·3	14	0·03	8 a.	9 p.	Cirrus.
74	1891	IV	4	146	3·9	3·9	0·3	12	0·10	8 a.	7 p.	
75	1891	IV	24	138	8·1	4·0	1·3	12	0·12	7 a.	10 p.	Wind. {mittags wolkig; {nachts Regen.
76	1891	IV	26	113	8·3	4·3	0·7	14	0 15	7 a.	10 p.	
77	1891	IV	27	110	10·0	4·4	1·0	15	0·12	7 a.	10 p.	mittags wolkig; {sonst normal.
78	1890	IV	14	103	4·0	4·3	0·3	15	0·30	7 a.	9 p.	
79	1889	IV		157	3·6	4·4	0 3	12	—	7 a.	7 p.	

80	1891	IV	25	142	6·2	4·6	0·3	15	0·07	7 a.	10 p.	
81	1890	IV	15	192	7·7	4·9	0·7	10	0·07	7 a.	4 p.	später viel Cirri.
82	1891	V	6	124	13·5	4·2	4·0	7	0·07	7 a.	1 p.	}Cirrus; später be- deckt.
83	1891	V	5	105.	10·2	4·9	4·0	12	0·03	11 a.	10 p.	
84	1891	V	4	94	13·5	5·4	4·7	12	0·07	9 a.	10 p.	}mittags wolzig, sonst normal.
85	1890	V	26	81	11·6	5·5	1·3	12	0·01	7 a.	6 p.	
86	1891	V	12	108	15·9	5·9	1·0	11	0·03	7 a.	7 p.	etwas Cirrus.
87	1890	V	27	75	11·1	5·2	2·0	14	0·03	8 a.	9 p.	
88	1891	V	13	114	16·1	6·5	0·3	15	0·11	7 a.	9 p.	
89	1890	V	5	153	16·0	7·7	3·0	11	0·13	8 a.	6 p.	}später bedeckt; dann Wetterleuchten.
90	1890	V	18	133	18·4	7·7	1·3	14	0·03	8 a.	10 p.	
91	1890	V	7	100	13·0	8·0	3·7	13	0·12	10 a.	10 p.	10 a. Aushciterung.
92	1890	V	17	122	18·3	8·0	0·3	13	0·07	7 a.	9 p.	
93	1890	V	23	108	17·5	8·4	0·0	14	0·12	7 a.	10 p.	
94	1890	V	24	119	16·1	8·5	1·3	12	0·04	8 a.	10 p.	Wind.
95	1890	V	25	107	17·1	9·2	0·7	15	0·12	7 a.	10 p.	
96	1891	VI	3	60	14·4	6·5	1·3	12	0·03	8 a.	9 p.	}mittags wolzig, sonst normal.
97	1890	VI	28	88	17·1	8·7	3·0	8	0·11	10 a.	6 p.	
98	1890	VI	25	122	16·0	8·8	2·3	16	0·09	7 a.	10 p.	}desgleichen; nachts etwas Regen.

Nr.	Jahr	Monat	Tag	Potential- gefälle $\frac{\partial v}{\partial n}$ Tagesmittel	Mittlere Tages- Temperatur $t^{\circ}$ C.	Mittlerer Dampf- druck $p_0$	Bewölkung	Anzahl der Beobach- tungen $n$	Dunst- gehalt $D$	Beobachtungs- zeit		Bemerkungen
										von	bis	
99	1890	VI	4	63	19·5	9·0	3·3	13	0·07	10 a.	10 p.	mittags wolkg.
100	1890	VI	10	112	17·4	9·3	4·0	9	0·07	12 m.	10 p.	morgens bedeckt.
101	1890	VI	5	96	20·5	10·5	1·7	7	0·12	7 a.	1 p.	{gegen Abend Fern- gewitter.
102	1891	VI	28	117	19·0	10·7	3·3	10	0·04	9 a.	10 p.	{bis 4 p. etwas Wol- ken, dann wolken- los.
103	1891	VI	23	133	20·3	12·5	1·7	12	0·16	7 a.	10 p.	{mittags etwas Wol- ken.
104	1891	VI	29	104	23·2	13·7	1·0	10	0·07	7 a.	5 p.	{nachmittags etwas Wolken; abends Gewitterböe.
105	1891	VI	24	123	21·9	14·0	4·0	11	0·48	7 a.	5 p.	
106	1891	VII	29	96	15·3	8·4	1·7	13	0·22	7 a.	10 p.	
107	1891	VII	28	113	16·3	9·0	5·0	10	0·04	9 a.	7 p.	{mittags wolkg sonst normal.
108	1891	VII	31	159	16·4	9·8	4·3	7	0·21	7 a.	1 p.	{später bedeckt; 4 p. Regen.
109	1891	VIII	30	117	14·9	8·3	3·3	6	0·07	7 a.	12 m.	später bedeckt.
110	1891	VIII	18	140	16·5	9·7	3·3	14	0·23	7 a.	10 p.	{mittags etwas Wol- ken; Cirrus.

111	1890	VIII	15	117	18·2	9·3	5·0	10	0·03	7 a.	4 p.	} morgens etwas { Wolken; Cirrus; { später bedeckt. { später gewitterig. { (später bedeckt; { 8 p. Regen.  } später gewitterig. { 2 <sup>1</sup> / <sub>2</sub> —4 <sup>1</sup> / <sub>4</sub> a. Gewit- { ter; dann wolken- { los; 9 p. bedeckt.
112	1891	VIII	29	121	17·2	9·7	4·3	5	0·07	7 a.	12 m.	
113	1891	VIII	23	112	15·8	9·9	5·3	7	0·04	8 a.	2 p.	
114	1891	VIII	27	99	22·8	10·8	1·0	13	0·04	8 a.	10 p.	
115	1890	VIII	17	139	18·9	11·0	4·3	9	0·07	8 a.	6 p.	
116	1890	VIII	18	120	22·2	14·9	3·7	12	0·06	10 a.	8 p.	
117	1888	IX	28	81	12·0	5·7	1·3	11	—	8 a.	10 p.	
118	1888	IX	27	142	9·7	6·5	0·0	14	—	7 a.	10 p.	
119	1890	IX	2	175	10·6	6·7	1·7	11	0·06	8 a.	9 p.	
120	1890	IX	4	108	12·4	7·0	0·7	12	0·34	7 a.	6 p.	
121	1891	IX	25	96	12·0	7·2	0·7	12	0·07	7 a.	7 p.	
122	1890	IX	3	122	11·4	7·5	1·7	10	0·34	7 a.	6 p.	
123	1890	IX	13	118	12·5	7·5	1·3	12	0·016	10 a.	10 p.	
124	1888	IX	24	113	10·2	7·5	0·7	10	—	7 a.	10 p.	
125	1891	IX	8	131	12·8	7·6	3·3	13	0·26	7 a.	8 p.	Cirrus.
126	1891	IX	10	143	15·6	7·9	0·7	15	0·25	7	9 p.	Wind.
127	1888	IX	23	127	9·8	8·0	0·3	10	—	11 a.	10 p.	
128	1890	IX	8	86	13·7	8·3	4·0	11	0·04	11 a.	10 p.	11 a. Ausheiterung.

Nr.	Jahr	Monat	Tag	Potential- gefälle $\frac{\partial v}{\partial n}$ Tagesmittel	Mittlere Tages- Temperatur $t^{\circ}$ C.	Mittlerer Dampf- druck $P_0$	Bewölkung	Anzahl der Beobach- tungen $n$	Dunst- gehalt $D$	Beobachtungs- zeit		Bemerkungen
										von	bis	
129	1891	IX	9	130	16·1	8·4	3·0	13	0·10	9 a.	10 p.	{ Bis 5 p. einzelne Wolken, dann wolkenlos.
130	1890	IX	14	134	12·3	8·8	0·7	15	0·16	7 a.	10 p.	
131	1891	IX	29	138	15·0	9·0	0·3	13	0·07	9 a.	9 p.	
132	1891	IX	11	118	16·8	9·4	0·3	14	0·34	9 a.	9 p.	{ später bedeckt. {später bedeckt und etwas Regen. {vorher und nachher wolkg. 7 a. Bodennebel.
133	1891	IX	30	104	15·1	9·7	3·0	5	0·07	8 a.	12 m.	
134	1891	IX	2	102	17·5	9·7	2·3	9	0·04	8 a.	3 p.	
135	1890	IX	5	100	16·2	9·8	5·0	4	0·07	12 m.	3 p.	
136	1891	IX	13	113	17·3	10·2	2·3	13	0·44	8 a.	9 p.	Cirrus.
137	1891	IX	12	121	16·7	10·3	3·3	14	0·27	7 a.	9 p.	
138	1891	IX	14	144	20·7	11·6	1·7	10	0·64	7 a.	9 p.	{ abends Wetter- leuchten.
139	1891	IX	3	127	21·2	13·8	1·7	9	0·11	7 a.	6 p.	

## B) Tabelle der Exner'schen Dampfdruckgruppen.

Monat	$\frac{\partial v}{\partial n}$	$p_0$	$t^\circ \text{ C.}$	Monat	$\frac{\partial v}{\partial n}$	$p_0$	$t^\circ \text{ C.}$
<b>Nr. 1.</b>				I	302	2.0	- 8.7
Intervall: 1.0—1.5 mm				I	425		- 6.2
Anzahl der Beobachtungstage $n = 6$				I	425	2.3	- 6.8
Anzahl der Einzelbeobachtung $v = 54.$				I	452	2.4	- 6.2
				I	349	2.5	- 5.7
XI	322	1.5	- 11.4	I	329	2.8	- 4.3
XII	539	1.3	- 11.7	II	357	2.5	- 4.9
I	391	1.4	- 13.3	II	381	2.5	- 5.5
I	685	1.4	- 13.1	III	395	2.1	- 7.8
II	581	1.5	- 11.8	III	378	2.3	- 6.9
III	493	1.5	- 9.3	Mittel:	400	2.3	- 6.4
Mittel:	502	1.4	- 11.8	<b>Nr. 4.</b>			
<b>Nr. 2.</b>				Intervall: 3.0—3.9 mm			
Intervall: 1.6—1.9 mm				$n = 15$ <span style="float: right;"><math>v = 150</math></span>			
$n = 6$ <span style="float: right;"><math>v = 59</math></span>				X	252	3.8	+ 1.1
XII	725	1.6	- 11.9	XII	675	3.2	- 5.4
XII	449	1.7	- 10.8	XII	243	3.2	- 2.6
I	472	1.6	- 11.4	XII	578	3.7	- 1.6
I	293	1.9	- 9.5	XII	330	3.9	- 1.8
III	326	1.7	- 7.8	XII	398	3.9	- 0.3
III	316	1.8	- 8.3	I	460	3.8	- 1.4
Mittel:	430	1.7	- 10.1	II	336	3.1	- 1.3
<b>Nr. 3.</b>				II	245	3.1	- 2.0
Intervall: 2.0—2.9 mm				II	111	3.2	- 1.7
$n = 14$ <span style="float: right;"><math>v = 141</math></span>				II	231	3.3	- 1.5
XII	466	2.0	- 8.4	II	291	3.3	- 0.6
XII	595	2.1	- 6.8	III	193	3.1	- 0.3
XII	341	2.5	- 2.7	III	284	3.8	+ 3.2
I	406	2.0	- 9.2	IV	146	3.9	+ 3.9
				Mittel:	318	3.5	- 0.8

Monat	$\frac{\partial \nu}{\partial n}$	$p_0$	$t^\circ \text{C.}$
Nr. 12.			
Intervall: 12·0—14·9 <i>mm</i>			
$n = 5$ <span style="float: right;"><math>\nu = 54</math></span>			
VI	133	12·5	20·3
VI	104	13·7	23·2
VI	123	14·0	21·9
VIII	120	14·9	22·2
IX	127	13·8	21·2
Mittel:	121	13·8	21·8

C) Tabelle der Mittagsintensitäten der ultravioletten Gesamtstrahlung (Sonne und Himmelsgewölbe).  
1889—1891.

Nr.	Jahr	Tag	Ultraviolette Strahlung $J$	Anzahl der Messungen $n$	Dampf- druck $p_0$
December:					
1	1889	8	4·7	3	2·5
2	1890	12	8·1	2	3·2
3	1889	13	10·0	4	3·9
4	1890	14	5·4	1	2·1
	1890	15	1·5	3	1·6
6	1890	19	4·5	1	1·7
7	1889	28	4·0	4	2·6
8	1890	30	5·5	1	1·2
9	1890	31	2·6	1	1·3

Nr.	Jahr	Tag	Ultraviolette Strahlung <i>J</i>	Anzahl der Messungen <i>n</i>	Dampf- druck <i>p</i>
<b>Jänner:</b>					
10	1891	1	1·1	1	1·4
11	1891		1·3	1	1·8
12	1891	3	5·8	2	2·0
13	1890	5	19·0	1	4·9
14	1890	8	20·0	2	5·8
15	1891	16	2·6	1	1·6
16	1891	17	18·5	1	1·7
17	1891	22	5·4	1	3·3
18	1891	27	17·5	2	4·0
19	1891	28	13·1	1	4·9
20	1891	29	5·0	2	4·6
21	1891	31	37·7	1	5·3
<b>Februar:</b>					
	1890	1	20·7	3	2·5
23	1890	2	26·0	4	2·6
24	1890	7	50·0	1	3·3
25	1891	9	12·0	1	3·1
26	1891	10	11·0	1	3·2
27	1890	13	17·0	1	2·8
28	1890	24	45·0	1	3·3
29	1891	24	16·0	1	4·1
30	1890	26	54·0	2	3·9
31	1891	26	10·0	1	4·5
32	1890	27	31·0	1	2·8
33	1891	27	20·0	1	4·7
34	1890	28	61·0	1	2·0
35	1891	28	36·0	1	4·3

Nr.	Jahr	Tag	Ultraviolette Strahlung <i>J</i>	Anzahl der Messungen	Dampf- druck <i>p</i>
<b>März:</b>					
36	1890	2	53	2	1·5
37	1890	13	119	2	6·0
38	1891	13	68	1	3·8
39	1890	15	84	2	6·5
40	1891	16	73	1	5·3
41	1890	20	108	1	6·3
42	1891	20	73	1	3·3
43	1891	24	41	1	3·1
44	1890	26	177	1	6·0
45	1890	29	179	4	8·0
<b>April:</b>					
46	1890	3	42	1	3·1
47	1890	4	66	2	3·9
48	1890	9	124	2	4·8
49	1890	11	131	1	4·2
50	1890	14	136	2	4·3
51	1890	15	130	4	4·9
52	1891	24	151	3	4·0
53	1891	25	139	2	4·6
54	1891	26	103	4	4·3
55	1891	27	86	3	4·4
56	1890	30	137	1	5·8

Nr.	Jahr	Tag	Ultraviolette Strahlung <i>J</i>	Anzahl der Messungen <i>n</i>	Dampf- druck <i>p</i>
<b>Mai:</b>					
57	1890	5	166	4	7·7
58	1891	5	154	4	5·2
59	1891	6	113	3	4·2
60	1890	7	209	2	8·0
61	1890	10	233	1	9·5
62	1891	10	219	1	9·8
63	1891	12	182	1	5·9
64	1890	13	215		10·1
65	1891	13	239	4	6·5
66	1890	15	205		6·9
67	1890	17	177	3	8·0
68	1890	18	198	3	7·7
69	1890	23	269	3	7·7
70	1890	24	230	3	9·4
71	1891	24	221	1	9·1
72	1890	25	237	4	9·2
73	1890	26	204		
<b>Juni:</b>					
74	1891	3	286	1	6·5
75	1890	4	259	1	9·0
76	1890	5	338	1	10·5
77	1890	9	250	1	7·9
78	1890	10	295	1	9·3
79	1891	24	333	3	14·0
80	1890	25	288	2	8·8
81	1891	26	322	1	15·0
82	1891	28	299	1	10·7
83	1891	29	291	1	13·7

Nr.	Jahr	Tag	Ultraviolette Strahlung <i>J</i>	Anzahl der Messungen	Dampf- druck <i>P</i>
<b>August:</b>					
84	1890	1	260	1	9·0
85	1890	15	246	4	9·3
86	1890	16	251	3	12·3
87	1890	18	244	4	14·9
88	1890	19	311	3	13·1
89	1891	23	166	2	9·9
90	1890	26	209	2	8·3
91	1891	27	182	2	10·8
92	1891	30	178	1	8·3
<b>September:</b>					
93	1890	2	206	3	6·7
94	1891	2	195	1	9·7
95	1890	3	192	2	7·5
96	1890	4	165	3	7·0
97	1890	5	206	2	9·8
98	1891	8	179	3	7·6
99	1890	9	220	4	9·9
100	1891	9	173	2	8·4
101	1891	11	145		9·4
102	1891	12	181	1	19·3
103	1890	13	178	4	7·5
104	1891	13	162	1	10·2
105	1890	14	185	2	8·8
106	1891	14	169	1	11·6
107	1891	25	152	3	7·2
108	1891	29	158		9·0
109	1891	30	158	1	9·7

Nr.	Jahr	Tag	Ultraviolette Strahlung <i>J</i>	Anzahl der Messungen	Dampf- druck <i>p</i>
<b>October:</b>					
110	1890	1	130	3	9·4
111	1889	4	123	1	7·3
112	1889	5	124	4	7·4
113	1889	7	152	1	7·3
114	1890	13	98	2	7·6
115	1890	14	77	3	7·9
116	1889	16	88	3	7·4
117	1889	20	104	3	6·6
118	1889	29	85	3	7·5
119	1890	29	35	1	7·9
120	1890	31	45	1	8·2
<b>November:</b>					
121	1889	2	110	1	5·6
122	1889	3	57	5	5·5
123	1890	7	30	3	5·4
124	1890	8	20	1	5·9
125	1889	13	27	4	5·0
126	1889	17	31	2	5·8
127	1889	20	28	3	4·7
128	1889	21		2	4·5
129	1889	24	19	1	4·2
130	1889	25	16	1	5·3
131	1889	26	16	3	4·2

## D) Intensität der ultravioletten Strahlung der Sonne. 1890.

Nr.	Monat	Tag	Zeit	Sonnen- höhe $\theta$	Intensität der Strahlung $J$	Mittlere Be- wölkung $w$	Dampf- druck $p$	Baro- meter $B$ 700+	Bemerkungen
<i>a) in Wolfenbüttel; 80 m über dem Meere.</i>									
1	Juni	9	6 <sup>h</sup> 15' a.	19	4	5·7	7·9	57·4	Sämtliche Beobachtungstage im Juni waren nicht völlig wolkenfrei.  Sonne hinter Wolken.
2			7 30	30	14				
3			8 45	41	21				
4			9 18	45	15				
5			9 35	48	24				
6			10	53	26				
7			11 10	59	30				
8			11 40	60	31				
9			12	61	33				
10			2 30	48	20				
11			2 37	47	3				
12		10	1 15	59	31	4·0	9·3	53·1	
13			3	47	20				
14			4	38	13				
15			4 45	31	9				



Nr.	Monat	Tag	Zeit	Sonnen- höhe $\theta$	Intensität der Strahlung $J$	Mittlere Be- wölkung $w$	Dampf- druck $p$	Baro- meter $B$ 700+	Bemerkungen
39	Juli	1	7 <sup>h</sup> 30'	31	12	4·3	9·0	41·7	Bis 1 p. wolkenlos, dann ver- schleiert.
40			40	33	17				
41			50	35	16				
42			11	59	25				
43			12	61	33				
44			1	59	30				
45	August	15	12	51	33	5·0	9·3	52·7	
46			3 30	35	18				
47		16	10 45	48	25	6·7	12·3	53·4	
48			11	50	25				
49			12	51	39				
50			2	45	28				
51			2 45	39	22				
52		17	8 30	32	20	4·3	11·0	55·3	
53			9	38	22				
54			10	45	28				

Witterungsverhältnisse un-  
günstiger wie im Juni

55	August	18	10 <sup>h</sup> 45'	48	<b>29·2</b>	3·7	14·9	50·4	7 a. Bewölkung 9, dann fast vollkommene Ausheiterung; Bewölkung von 9 a. ab nur 1·0.
56			11 30	50	<b>28·3</b>				
57			12	51	<b>36·8</b>				
58			12 15	51	<b>34·9</b>				
59			1	50	<b>26·3</b>				
60			2	45	<b>19·4</b>				
61			3	38	<b>17·6</b>				
62			4 15	27	<b>7·7</b>				
63			5	20	<b>6·3</b>				
64			6	11	<b>1·8</b>				

b) in Kolm-Saigurn; 1600 m über dem Meere.

49\*

Nr.	Monat	Tag	Zeit	Sonnen- höhe $\theta$	Intensität der Strahlung			Mittlere Be- wölkung $w$	Dampf- druck $p$	Baro- meter $B$	Bemerkungen
					$J_1$	$J_2$	$J$ (Mittel)				
1	Juli	14	10 <sup>h</sup>	56	50·8	41·3	46·1	5·0	6·2	633·1	morgens bis 9 <sup>1</sup> / <sub>2</sub> a. hochgehende Nebel, dann völlig klar; Schneedecke.
2			11	63	52·8	57·5	55·2				
3			12	64	49·6	50·6	50·1				
4			1 p.	62	50·4	46·2	48·3				
5			2	57	45·0	48·8	46·9				

Nr.	Monat	Tag	Zeit	Sonnen- höhe $\theta$	Intensität der Strahlung			Mittlere Be- wölkung $w$	Dampf- druck $p$	Baro- meter $B$	Bemerkungen
					$J_1$	$J_2$	$J$ (Mittel)				
6	Juli	14	3 <sup>h</sup>	47	38·4	38·0	38·2				
7			4	37	24·5	26·2	25·4				
8			5	26	18·2	17·1	17·7				
9			5 20'	24	—	15·8	15·8				
10		15	7	26	15·0	16·3	<b>15·7</b>	1·0	7·3	634·6	Bis 4 p. ganz wolken- freier Tag, dann etwas Wolken; Schneedecke.
11			8	35	29·1	30·6	<b>29·8</b>				
12			9	44	44·0	47·6	<b>45·8</b>				
13			10	56	52·4	52·5	<b>52·5</b>				
14			11	63	61·9	64·8	<b>63·4</b>				
15			12	64	62·1	67·8	<b>65·0</b>				
16			1 p.	62	59·5	59·4	<b>59·5</b>				
17			2	57	58·2	58·0	<b>58·1</b>				
18			3	47	43·7	43·4	<b>43·6</b>				
19			4	37	28·9	33·2	<b>31·1</b>				
<i>c)</i> auf dem Hohen Sonnblick; 3100 <i>m</i> über dem Meere.											
1	Juli	16	9 <sup>h</sup>	45	44·0	39·0	41·5	3·0	4·8	529·6	Bis 11 a. wolkenlos, später bewölkt,
2			9 15	48	47·7	42·6	45·2				



## Theil I.

## Messungen des normalen Potentialgefälles der atmosphärischen Elektricität in absolutem Maasse.

## §. 1. Apparat und Methode.

Die Bestimmung des Potentialgefälles der atmosphärischen Elektricität in absolutem Maasse geschah von dem Fenster unserer Wohnung aus in der folgenden Weise:

Eine in einem schweren, an dem Fensterbrett befestigten eichenen Klotze verschiebbare Stange von quadratischem Querschnitt und etwa zwei Meter Länge trägt an ihrem einen Ende einen verticalen, mit Metallfassung versehenen Ebonitstab. Um diesen, der als Träger einer kleinen metallenen Petroleumlampe dient, vor zufälligen Berührungen zu schützen, ist er mit einer ihn nirgends berührenden Glasröhre umgeben. Die Lampe wird mittelst eines Metalldrahtes mit dem Knopfe eines calibrirten Exner'schen Elektroskopes verbunden, während das metallene Gehäuse desselben durch Verbindung mit der Gasleitung des Hauses auf dem Potential der Erde erhalten bleibt. Auf der verschiebbaren Stange brachten wir fünf Marken an, durch welche bestimmte Entfernungen der Flamme von der Hauswand bezeichnet wurden. Für jede der so bezeichneten Stellungen des Collectors wurde der Reductionsfactor der beobachteten Potentialwerthe auf freies Feld und ein Meter Höhe mehrfach bestimmt, und das Mittel aus den nahe bei einander liegenden Zahlen der Umrechnung zu Grunde gelegt. Der Reductionsfactor für den weitesten Abstand (Marke 1) der Lampe von der Wand des Hauses betrug 1·03, während für Marke 5 die Zahl 5·0 sich ergeben hatte. Da das Exner'sche Elektroskop, ausgeführt in den  $1\frac{1}{2}$ fachen Dimensionen der von Herrn Schorss in Wien in den Handel gebrachten Form, Potentiale bis zu 300 Volt zu messen gestattete, so konnten wir von dem genannten Standpunkte aus Potentialgefälle von etwa 40 bis 1500 Volt/Meter mit hinreichender Genauigkeit bestimmen.

Sämmtliche mitgetheilten, nach dieser Methode gemessenen Werthe geben daher die Potentialdifferenz eines in einem Meter Höhe über dem Erdboden auf freiem Felde gelegenen Punktes

gegen den Erdkörper an, und sind daher sowohl unter sich, als auch mit den von Herrn Exner<sup>1</sup> und uns<sup>2</sup> früher gefundenen und publicirten Potentialwerthen vergleichbar. Jede unter die Messungen aufgenommene Zahl ist als Mittel aus drei Ablesungen gebildet.

Diese kurze Kennzeichnung des Beobachtungsverfahrens möge hier genügen, da wir bereits an anderer Stelle<sup>3</sup> dasselbe genauer erörtert und auch den Apparat bildlich dargestellt haben.

Die durchschnittlichen Werthe des Potentialgefälles  $\frac{dv}{dn}$  im Laufe eines Tages, sowie die Anzahl der Einzelbeobachtungen, aus denen sie gebildet wurden, sind in Tab. A, S. 706 unter Hinzufügung bestimmter meteorologischer Elemente der Beobachtungstage verzeichnet. Für die Auswahl dieser meteorologischen Daten, abgesehen von Temperatur und Dampfdruck, waren folgende Gesichtspunkte massgebend:

Es ist von Herrn Exner die Forderung gestellt worden, bei luftelektrischen Messungen die Tage mit normalem Witterungscharakter streng von denen zu scheiden, bei welchen durch eintretende Wolken-, Nebel- oder Niederschlagsbildungen erfahrungsgemäss das elektrische Feld der Erde beträchtliche Störungen erfährt. Da dieses Princip sich in der That als ein fruchtbringendes erwiesen hat, so sind wir bemüht gewesen, dasselbe so streng zur Durchführung zu bringen, als es unsere klimatischen Verhältnisse gestatten. Wollte man sich bei derartigen Messungen auf absolut wolkenlose Tage beschränken, so würde das Beobachtungsmaterial ausserordentlich spärlich ausfallen, da in unseren Gegenden nur vereinzelte derartige Tage im Laufe eines Jahres zu verzeichnen sind. Wir wurden also gezwungen, die Grenzen etwas weiter zu ziehen. Immerhin glauben wir aber ein Material zusammengetragen zu haben, das als ein muthmasslich störungsfreies bezeichnet werden kann.

<sup>1</sup> F. Exner, Diese Sitzungsberichte, 96, Abth. II. a., S. 419, 1887 und ibid. 99, II. a., S. 601, 1890.

<sup>2</sup> J. Elster und H. Geitel, Diese Sitzungsberichte, Abth. II. a., 98, S. 909, 1889.

<sup>3</sup> J. Elster und H. Geitel, Über einige Ziele und Methoden luftelektrischer Untersuchungen, S. 24. Programmabhandlung, Wolfenbüttel, Ostern 1891.

Um dies zu erkennen, ist es nothwendig, mit einigen Worten auf die Natur der möglichen Störungen des elektrischen Feldes der Erde einzugehen und auch die Art und Weise, wie wir dieselben auszuschliessen suchten, zu kennzeichnen.

### 1. Bewölkung und Niederschläge.

Das Auftreten einer Wolkendecke am Himmel hat, solange keine Niederschläge fallen, durchschnittlich nur die Wirkung, dass der normale Betrag des atmosphärischen Potentialgefälles herabgedrückt wird. Man würde also in diesem Falle zwar ein positives, aber doch zu kleines durchschnittliches Potentialgefälle beobachten. Das Gleiche zeigt sich auch meist beim Aufziehen eines Cirrusschirmes, wie er barometrischen Depressionen voranzueilen pfl egt. Niederschlagsgebiete oder auch nur ganz vereinzelte Niederschläge entsendende Cumuli bewirken ein durchaus anormales Potentialgefälle. Man erhält hier Störungen, welche den normalen Werth um das Tausendfache und mehr übertreffen können und selbst hinsichtlich des Vorzeichens öfterem Wechsel unterworfen sind. Von beiden Störungen haben wir unser Material durch Ausschluss aller bei Anwesenheit einer Wolkendecke oder gar regnender Wolken erhaltenen Daten befreit. Falls Niederschlagsgebiete heran- oder abzogen, denen normale Witterung vorausging oder folgte, haben wir die zwei Stunden vor Eintritt der Niederschläge gewonnenen Beobachtungen verworfen und die Messungen erst bei wolkenlosem Himmel wieder aufgenommen.

In Tab. *A* sind die mittleren Bewölkungen der Beobachtungstage mit aufgeführt, und zwar so, wie sie von der meteorologischen Station in Braunschweig verzeichnet worden sind. Der Vorstand dieser Station, Herr Klages, stellte uns die von uns benöthigten meteorologischen Daten gütigst zur Verfügung, wofür wir auch an dieser Stelle unseren besten Dank sagen. Höhere mittlere Bewölkungsziffern als 3 finden in den beige-fügten Bemerkungen ihre Erklärung, während zugleich die mitgetheilten Beobachtungszeiten sich allein auf die Dauer heiteren Himmels beziehen.

Dagegen haben wir die Beobachtungen nicht ausgeschlossen, während welcher nur hie und da vereinzelte,

keine Niederschläge entsendende Wolken auftauchten, vereinzelte Cirri mitinbegriffen, da wir einen deutlichen Einfluss derartiger Gebilde auf unsere Messinstrumente nicht erkennen konnten.

Die relativ hohen Bewölkungsziffern an einigen Tagen des December, Januar, Februar erklären sich durch den Umstand, dass in Braunschweig um 8 a. oder 9 p. dichter Nebel (10<sup>≡</sup>) notirt wurde, während in unserem Beobachtungsprotokolle sich die Notiz »wolkenlos« vorfand. Bis auf diese offenbar durch locale Nebelbildungen hervorgerufenen Abweichungen deckten sich die meteorologischen Vermerke in unserem Beobachtungsjournal mit jenen der Braunschweiger Beobachtungsbogen vollkommen.

## 2. Nebel und Dunst.

Es ist eine bekannte Thatsache, dass im Nebel, vornehmlich solchem, der aus überkältesten Wasserpartikelchen besteht, das Potentialgefälle sehr hohe Werthe erreicht. Wenn es auch keineswegs als erwiesen gelten kann, dass die Nebelbildung die Ursache der Zunahme der elektrischen Feldstärke ist, so haben wir es doch für richtig gehalten, die Potentialwerthe, welche bei zwar wolkenlosem Himmel, aber dichtem Bodennebel gewonnen wurden, zur Bildung der Tagesmittel nicht mit heranzuziehen. Während derartige Messungen leicht ausgemerzt werden können, wird die Entscheidung weit schwieriger, wenn es sich um jenen feinen, in der Luft vertheilten Dunst handelt, der namentlich zur Winterszeit gerade an wolkenlosen Tagen (in dem Gebiet einer Anticyklone) aufzutreten pflegt. Es ist an sich nicht ausgeschlossen, dass auch hiermit bereits eine nicht unbeträchtliche Steigerung des Potentialgefälles als Begleiterscheinung verbunden auftritt. Wollte man die so gekennzeichneten Tage aus dem Gesamtmateriale ausscheiden, so würde man gerade alle jene Tage einbüßen, an denen der Wasserdampfgehalt der Luft ein äusserst geringer ist, und die somit für die Exner'sche Theorie ein besonderes Interesse bieten. Wir haben deshalb von einer Ausscheidung dieser Tage Abstand genommen und uns vielmehr von dem Dunstgehalte der Luft ein relatives

Maass zu verschaffen gesucht, um so ein Urtheil über' die Einwirkung des Dunstes auf das normale Potentialgefälle zu gewinnen.

Beobachtungen mittelst des Aitken'schen Staubzählers waren für uns neben den elektrischen und lichtelektrischen Messungen nicht durchführbar und hätten auch keine Durchschnittswerthe für Luftmassen von erheblicher Ausdehnung ergeben; wir schlugen deshalb folgendes Verfahren ein.

Wir fassten von dem Beobachtungsraum aus drei markirte Punkte in der Umgebung Wolfenbüttels ins Auge, deren Entfernungen betragen: 14·7, 2·53 und 0·62 *km*. Die »Dunstmarken«  $D_1$  und  $D_0$  bezogen sich auf den kleinen Gebirgszug »Elm« (Entfernung 14·7 *km*). Waren hier mit unbewaffnetem Auge Einzelheiten zu erkennen, so setzten wir den Dunstgehalt gleich Null ( $D_0$ ). In der That war dies nur an besonders klaren Tagen möglich.  $D_1$  vermerkten wir, wenn der in 14·7 *km* Entfernung gelegene Gebirgszug deutlich in seinen Umrissen sichtbar war,  $D_2$  wenn er im Dunste verschwand, aber der in 2·53 *km* Entfernung gelegene Punkt sichtbar blieb und  $D_3$  wenn nur der in 0·62 *km* Entfernung gelegene Punkt erkennbar war oder eben im Dunste verschwand. Messungen, bei denen die Dunstmarke über  $D_3$  stieg, wurden verworfen. Nimmt man nun als Einheit der Trübung durch Dunst diejenige, bei welcher eine Schicht von 1 *km* Dicke undurchsichtig ist, so liefern die Zahlen:

$$D_1 = \frac{1}{14\cdot7} = 0\cdot068$$

$$D_2 = \frac{1}{2\cdot53} = 0\cdot396$$

$$D_3 = \frac{1}{0\cdot62} = 1\cdot61$$

ein relatives Mass für den Dunstgehalt der Atmosphäre und zwar für die obere Grenze dieser Grösse.

Es wurde nun seit dem 29. October 1889 jeder Potentialmessung die zugehörige Dunstmarke  $D$  beigelegt. Die Mittel der im Laufe eines Tages so gewonnenen Relativzahlen sind in Tab. A unter der Rubrik »Dunstgehalt« eingetragen. Diese

Zahlen geben somit ein ungefähres Mass für die Trübung der untersten, dem Erdboden auflagernden Luftschicht zu den verschiedenen Zeiten des Jahres.

### 3. Wind.

Die durch Wind bewirkten Fehler in der Bestimmung des Potentialgefälles sind keinesfalls erhebliche, und zwar aus dem Grunde, weil Tage mit lebhafter Luftbewegung sich von selbst dadurch ausschalten, dass an solchen die als Collector dienende Flamme nicht brennend zu erhalten ist. An jenen Tagen, an denen dies eben noch möglich ist, äussert sich der Einfluss des Windes darin, dass, sobald die Flammengase nach unten gedrückt werden, das Elektroskop einen etwas zu tiefen Werth anzeigt, wie sich aus einem Vergleich mit den beobachteten Ausschlägen bei windstillen Momenten sofort ergibt. Wir haben diesen Fehler nach Möglichkeit dadurch auszugleichen gesucht, dass wir nicht das Mittel von drei aufeinanderfolgenden Ablesungen in das Beobachtungsprotokoll eintrugen, sondern nur den im Verlaufe der Messung auftretenden grössten Werth der Divergenz der Elektroskopblättchen notirten. Tage, an welchen in dieser Weise beobachtet wurde, sind in der Tabelle unter der Rubrik Bemerkungen mit »Wind« gekennzeichnet.

Eine Ersetzung der Flamme durch einen vom Winde weniger abhängigen Collector, etwa einen Tropfensammler, würde keinen wesentlichen Vortheil gewähren. Wir überzeugten uns nämlich mehrfach davon, dass an Tagen mit so starker Luftbewegung, dass die Flamme nicht brennend erhalten werden konnte, Unregelmässigkeiten in dem täglichen Verlaufe des Potentialgefälles auftraten, die ohne Frage durch die vom Winde aufgewirbelten Staub- oder Schneemasser verursacht wurden.

Ausser diesen in meteorologischen Verhältnissen begründeten Störungen könnten nun noch solche ins Spiel kommen, die in einem fehlerhaften Functioniren der verwandten Apparate ihren Grund haben. Derartige Fehler sind aber stets einer sicheren Controle zugänglich. Vermuthete man eine mangel-

hafte Isolation des die Lampe tragenden Ebonitstabes oder des Elektroskopes, so wurde die Flamme gelöscht und dem ganzen System eine elektrische Ladung ertheilt. Wir haben nie versäumt, diese Controle anzustellen, sobald die Potentialwerthe auffallend niedrige waren, oder der Verdacht vorlag, dass der Ebonitstab etwa durch Thaubildung an seiner Oberfläche leitend geworden sei. Eine Elektrisirung der letzteren durch zufällige Berührung war bei der von uns getroffenen Anordnung ausgeschlossen. Wir können hier die Bemerkung nicht unterdrücken, dass das Exner'sche Elektroskop sich ganz vorzüglich bewährt hat. Nur an sehr feuchten Tagen war bisweilen eine leichte Erwärmung des die Isolation bewirkenden Ebonitpfropfes erforderlich.

Schliesslich muss noch bemerkt werden, dass wir von einem Ausmerzen bei normaler Witterung beobachteter elektrischer Werthe grundsätzlich Abstand genommen haben. Dies Verfahren würde keine innere Berechtigung in sich tragen und nur dazu führen, den wahren Sachverhalt zu verdecken. Dagegen muss gegenüber solchen Vorgängen, die notorisch störend wirken, die schärfste Aufmerksamkeit geübt werden. Wir versäumten daher nie in unserem Beobachtungsjournal neben der am Elektroskop abgelesenen Zahl einen auf den Charakter der augenblicklich herrschenden Witterung bezüglichen Vermerk beizufügen. Derartige Notizen lassen sich später bei Auswerthung des Materials durch die Angaben keines meteorologischen Instrumentes, auch keines registrirenden ersetzen. So kann man z. B. Apriltage ausfindig machen, die nach den Aufzeichnungen jener Instrumente als normal erscheinen würden, während sie in elektrischer Beziehung unbrauchbar sind. Regen- oder Hagelböen, die am Horizont des Beobachtungsortes vorüberzogen und die keines der Instrumente des Beobachtungsortes verzeichnen konnte, würden das Tagesmittel des Potentialgefälles durchaus unzuverlässig gemacht haben.

Das gesammte vorliegende elektrische Beobachtungsmaterial, gewonnen bei wolkenlosem oder heiterem Himmel, umfasst den Zeitraum von October 1888 bis dahin 1891 mit 177 Beobachtungstagen und 1684 Einzelmessungen. An der Hand der Aufzeichnungen der meteorologischen Station zu Braun-

schweig, sowie der im Beobachtungsjournal gemachten Notizen über etwa vorhandene Witterungsanomalien, unterzogen wir dasselbe einer sorgsamten Kritik und schieden aus ihm alle diejenigen Tage aus, die meteorologisch beanstandet werden könnten, oder an denen die Anzahl der elektrischen Messungen eine zu geringe war, um daraus ein zuverlässiges Tagesmittel abzuleiten. Hierdurch reducirt sich dasselbe auf 139 Tage mit 1478 Einzelbeobachtungen. Das letztere ist, wie bemerkt, in Tab. A, S. 706 wiedergegeben und im Folgenden fast durchgehends zu Grunde gelegt. Nur bei Feststellung der täglichen Variation des Potentialgefälles glaubten wir uns berechtigt, das gesammte Material heranziehen zu dürfen.

## §. 2. Resultate.

### A. Jährliche Variation.

Das auf die im vorigen §. 1 beschriebene Weise beschaffte Beobachtungsmaterial lässt sich nun in Bezug auf den jährlichen Verlauf des Potentialgefälles von zwei wesentlich verschiedenen Gesichtspunkten aus discutiren, nämlich entweder geordnet nach der zeitlichen Aufeinanderfolge, oder vom Standpunkte der Exner'schen Theorie aus.

Wir wollen beide Wege einschlagen, und fassen zunächst den jährlichen Verlauf des Potentialgefälles für unseren Wohnort Wolfenbüttel rein meteorologisch ins Auge. Zu dem Zwecke bilden wir aus den Tagesmitteln die Monatsmittel, die in folgender Tabelle zusammengestellt sind.

Tabelle I.

Monat	Temperatur in °C.	Dampfdruck $p_0$	Bewölkung	Anzahl der Beobach- tungstage	Anzahl der elektrischen Einzel- messungen	Potential- gefälle	Mittleres Maximum	Mittleres Minimum
						Volt Meter		
December	— 4·7	<b>2·9</b>	2·3	13	125	<b>470</b>	638	448
Jänner	— 5·5	<b>2·9</b>	1·4	15	157	<b>391</b>	529	356
Februar	— 1·0	<b>3·4</b>	1·7	14	147	<b>339</b>	503	335
März	+ 0·9	<b>4·0</b>	3·3	12	101	<b>294</b>	374	233
April	+ 6·5	<b>4·3</b>	0·9	9	110	<b>138</b>	241	90
Mai	+14·9	<b>6·8</b>	2·0	14	175	<b>110</b>	192	85
Juni	+18·9	<b>10·4</b>	2·6	10	108	<b>102</b>	169	81
Juli	+16·0	<b>9·1</b>	3·7	3	30	<b>123</b>	163	82
August	+18·3	<b>10·4</b>	3·8	8	76	<b>121</b>	168	83
September	+14·2	<b>8·6</b>	1·7	23	260	<b>121</b>	227	88
October	+ 9·2	<b>6·7</b>	1·9	12	121	<b>188</b>	282	168
November	0·0	<b>4·0</b>	1·5	7	68	<b>260</b>	300	244

Wir ersehen daraus, dass das atmosphärische Potentialgefälle im December seinen höchsten durchschnittlichen Werth erreicht ( $\frac{dv}{dn} = 470 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$ ), während das Minimum im Juni mit  $102 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$  beobachtet wird. In Fig. 1 ist die jährliche Variation des Potentialgefälles graphisch dargestellt, als Abscissen sind die Zeiten (Monate), als Ordinaten die Werthe für  $\frac{dv}{dn}$  in absolutem Masse aufgetragen.

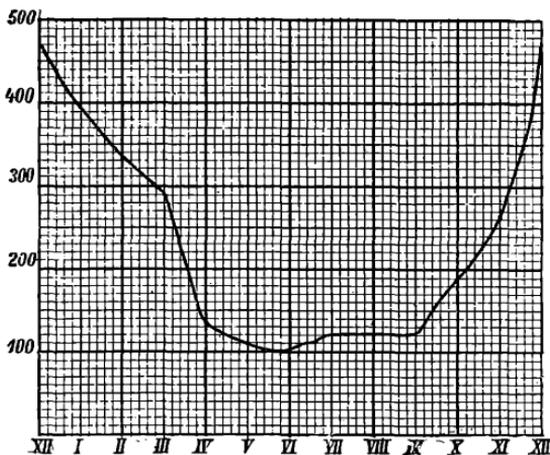


Fig. 1.

Einen ganz ähnlichen Verlauf zeigen auch die durchschnittlichen täglichen Maxima und Minima, wie ein Blick auf die beiden letzten Columnen obiger Tabelle lehrt.

Das Zeichen der Luftpotelectricität fanden wir fast ausnahmslos positiv, nur an einigen ausserordentlich kalten December-tagen des Jahres 1890 (am 28., 29. und 30.) mit einem mittleren Dampfdruck von etwa 1 *mm* erschien es im Laufe eines Tages bei wolkenlosem Himmel stundenlang negativ. Dabei trieb ein lebhafter SE-Wind feinen Staubschnee über eine ältere Schneelage hinweg. Die ganz abnormen, häufig von + zu - überspringenden Werthe des Potentialgefälles kennzeichneten sich deutlich als Störungen, die vermuthlich in der Reibung des Staubschnees an der übereisten Erdoberfläche ihre Ursache hatten.

Die zweite mögliche Darstellung der jährlichen Variation, und zwar in ihrer Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt der Atmosphäre ergibt sich, wenn wir uns, wie oben erwähnt, auf den Boden der Exner'schen Theorie stellen.

Nach Herrn Exner<sup>1</sup> ist bekanntlich:

$$\frac{dv}{dn} = \frac{A}{1+kq_0},$$

wo  $A$  das Potentialgefälle bedeutet, das herrschen würde, wenn aller Wasserdampf aus der Atmosphäre niedergeschlagen wäre;  $q_0$  bezeichnet die in einen Cubikmeter Luft an der Erdoberfläche enthaltene Menge Wasserdampfes, gemessen in Grammen,  $k$  eine Constante.

Für die Constanten der Formel hat Herr Exner durch ein Näherungsverfahren aus rund 1100 Beobachtungen, die theils in Wien, St. Gilgen, Venedig, Wolfenbüttel, theils in Ceylon gewonnen wurden, folgende Werthe abgeleitet:<sup>2</sup>

$$A = 1410; k = 1.15$$

Wir sind somit in der Lage entscheiden zu können, ob die von uns beobachteten Werthe der Tagesmittel sich in den Rahmen dieser Formel einordnen. Bilden wir aus Tabelle  $A$  nach dem Vorgange des Herrn Exner die Dampfdruckgruppen, d. h. ordnen wir gewissen in Tabelle  $B$ , S. 715 verzeichneten Werthen des Dampfdrucks die gleichzeitig beobachteten Potentialwerthe zu, so ergibt sich die folgende Zusammenstellung:

---

<sup>1</sup> F. Exner, Diese Sitzungsberichte, 99, Abth. II. a., S. 621, 1890.

<sup>2</sup> F. Exner, l. c. S. 623.

Tabelle II.

Nr.	Intervall in <i>mm</i>	Dampfdruck $P_0$	Mittlere Temperatur $t^{\circ} \text{C.}$	$\frac{\partial v}{\partial n} \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$	Grösster		Kleinster		Anzahl der	
					Werth		Werth		Beob- achtungstage	Einzel-Beob- achtungen
1	1.0—1.5	1.4	—11.8	502	685	322	6	6	54	
3	1.6—1.9	1.7	—10.7	430	725	293	6	6	59	
4	2.0—2.9	2.3	—6.4	400	595	302	14	14	141	
5	3.0—3.9	3.5	—0.8	318	675	111	15	15	150	
6	4.0—4.9	4.4	+4.7	252	515	103	23	23	257	
7	5.0—5.9	5.5	+10.0	137	260	75	8	8	91	
8	6.0—6.9	6.4	+9.9	184	316	60	11	11	120	
9	7.0—7.9	7.5	+12.6	148	328	96	16	16	169	
10	8.0—8.9	8.4	+15.1	112	134	86	13	13	158	
11	9.0—9.9	9.4	+16.8	115	140	63	14	14	135	
12	10.0—11.9	10.7	+19.4	118	144	96	7	7	76	
12	12.0—15.0	13.8	+21.8	121	133	104	5	5	54	

In dieser Tabelle haben wir ausser dem Potentialgefälle und dem Dampfdrucke auch die mittleren Temperaturen vermerkt. Diese sind für die einzelnen Beobachtungstage gebildet nach der Formel:  $\frac{7a+2p+9p}{3}$ . Von einem Doppelzählen der Beobachtungen um 9p. haben wir abgesehen, da die elektrischen Messungen ja auch nur den Zeitraum von 7a. — im Winter 8a. — bis 10p. umfassten.

Der durchschnittliche Wasserdampfgehalt  $q_0$  der Atmosphäre lässt sich daher für jede Dampfdruckgruppe berechnen nach der Formel:

$$q_0 = p_0 \frac{1.06}{1 + \alpha t} {}^1,$$

wo  $p_0$  den Dampfdruck in *mm* an der Erdoberfläche bedeutet.

Die so gewonnenen Zahlen sind unter Columne 1 in nebenstehender Tabelle verzeichnet; Columne 2 enthält die beobachteten, Columne 3 die nach Exner's Formel berechneten Werthe des Potentialgefälles. In Tafel I sind die Zahlen dieser Tabelle graphisch dargestellt; die punktirte Linie ist die Curve, wie sie die Exner'sche Formel verlangt, die ausgezogene die von uns beobachtete.

Tabelle III.

$q_0$	Potentialgefälle	
	beobachtet	berechnet
1.6	502	496
1.9	430	442
2.5	400	364
3.7	318	268
4.6	252	224
5.6	137	189
6.5	184	166
7.6	148	145
8.4	112	133
9.4	115	119
10.6	118	107
13.5	121	85

<sup>1</sup> F. Exner, l. S. 620.

Aus dieser Darstellung ersehen wir, dass für niederen Dampfgehalt — wenn wir für den Augenblick von der Anomalie bei Gruppe Nr. 6 ( $q_0 = 5.0$  bis  $5.9$ ) absehen, auf die wir später zurückzukommen gedenken — die Übereinstimmung befriedigend genannt werden kann, dass dagegen für Dampfgehalte von  $8.0$  bis  $15 g$  der Verlauf der Curve der entgegengesetzte ist, wie ihn Exner's Theorie verlangt. Während der Dampfgehalt von  $8.4$  bis  $13.5 g$  steigt, nimmt auch das Potentialgefälle wieder von  $112$  bis  $121 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$  zu, während theoretisch (nach Herrn Exner) eine weitere Abnahme bis zu  $85$  Volt zu erwarten stand. Zum mindesten muss man hieraus den Schluss ziehen, dass von  $q_0 = 8 g$  aufwärts eine deutliche weitere Abnahme des Potentialgefälles für unseren Wohnort nicht zu constatiren ist.

Ferner möchten wir nicht unterlassen darauf hinzuweisen, dass bei dieser Zugrundelegung von Tagesmitteln die einer Dampfdruckgruppe zugehörigen Potentialwerthe ganz ausserordentliche Abweichungen, und zwar bis zu  $300\%$  des Mittelwerthes zeigen. (Vergl. Gruppe Nr. 4, Tab. B, S. 715.) Um von der Grösse dieser Schwankungen ein übersichtliches Bild zu geben, sind in Tab. II die auf jede Gruppe entfallenden Maximal- und Minimalwerthe (Columne 6 und 7) mit angeführt. Dabei ist zu beachten, dass in etlichen der Gruppen diese Maxima und Minima nicht etwa einzelne, sich ausordnende Beobachtungen darstellen, sondern dass in diesen eine ganze Anzahl der Gruppenwerthe sich theils dem Maximum, theils den Minimum anschliessen; so bei Gruppe Nr. 4, 5, und 6.

### B. Tägliche Variation.

Zur Ermittlung der täglichen Variation des Potentialgefälles haben wir, wie oben bemerkt, das gesammte vorliegende Material, ohne Ausschluss irgend welcher Tage, da ja überhaupt nur bei heiterem Himmel beobachtet wurde, benutzt. Die Einzelbeobachtungen wurden in der Weise miteinander combinirt, dass für jeden Monat die Stundenmittel des Potentialgefälles berechnet wurden. Lücken in den Beobachtungsreihen sind, um das Material von willkürlichen Eingriffen frei zu halten, nicht durch

Interpolation ausgefüllt. Die in Tab. IV mitgetheilten Stundenmittel geben somit den täglichen Verlauf des Potentialgefälles für unseren Wohnort Wolfenbüttel. Zahlen, die durch Mittelnehmen einer geringeren Anzahl von Einzelbeobachtungen als 5 abgeleitet wurden, sind durch Einklammerung gekennzeichnet.

Tabelle IV.

Monat	7 a.	8	9	10	11	12m.	1p.	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Anzahl der			
																	Tage ( <i>n</i> )	Beob- achtungen ( <i>v</i> )		
December	—	363	469	412	443	406	452	471	433	442	509	491	500	501	544	485		15	133	
Jänner		282	398	402	386	400	425	417	416	323	330	362	455	402	442	379		21	199	
Februar	—	300	352	362	338	275	338	342	380	328	309	369	317	334	308	351		17	167	
März	—	223	211	221	259	275	216	252	273	209	274	215	211	286	264	[449]		15	128	
April	155	202	171	158	127	141	138	144	128	120	101	93	76	100	90	117		11	120	
Mai	140	162	164	142	113	109	103	104	85	93	90	80	82	86	88	89		18	191	
Juni	133	156	145	125	107	87	81	92	95	92	87	81	93	102	100	93		14	130	
Juli	[128	180	145	146	128	118	102	—	94	94	72	80	102	—	99	114]		4	32	
August	178	182	155	127	123	109	90	96	88	83	93	97	93	98	103	120		12	103	
September	136	173	152	146	136	121	122	128	111	106	93	78	92	108	132	122		24	261	
October	219	299	211	213	198	205	193	194	208	162	175	167	188	203	183	180		14	126	
November	—	175	171	193	239	232	277	271	267	243	222	223	275	254	270	[415]		12	94	
																		Summa....	177	1684

Wir betrachten zunächst die tägliche Variation in den Monaten: November, December, Januar, Februar, März (Winter) unter Zugrundelegung der graphischen Darstellungen in Fig. 2. Wir entnehmen aus denselben, dass der Verlauf während der genannten Monate ein ausserordentlich unregelmässiger ist. Diese Unregelmässigkeit zeigt sich übrigens nicht nur in der Verschiedenheit der Monatscurven unter sich, sondern tritt auch

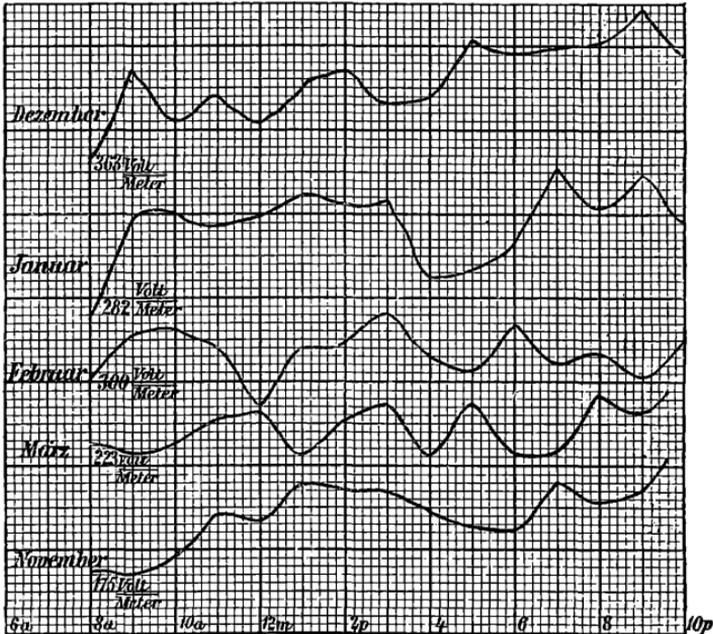


Fig. 2.

schon hervor bei der Vergleichung weniger Tage eines und desselben Monats. Allen Curven ist das gemeinsam, dass die Potentialwerthe gegen Abend höher sind als am Morgen, so dass um 9 oder 10p. durchschnittlich die höchsten Werthe beobachtet werden. Es erhellt dies sehr deutlich, wenn man die 80 Tage der genannten Monate unter Berücksichtigung der Gewichte zu einer einzigen Curve vereinigt. Diese Curve darf aber durchaus nicht so aufgefasst werden, als gebe sie den wahrscheinlichsten Gang des Potentialgefälles an einem Wintertage wieder.

Man erhält folgende Zahlen:

## I. Winter: 80 Tage mit 721 Beobachtungen.

	7a.	8	9	10	11	12m.	1p.	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\frac{\partial v}{\partial n}$ .....	—	263	326	327	331	328	357	357	371	323	339	348	363	376	394	414
Anzahl der Beobachtungen.	—	38	40	47	51	61	67	68	68	58	50	48	38	29	30	28

Vergleiche die graphische Darstellung in Fig. 4.

Der Verlauf des Potentials in den übrigen Monaten des Jahres ist ein davon gänzlich verschiedener. Ein Blick auf die in Fig. 3 verzeichneten Curven lehrt sofort, dass die tägliche Variation in den Monaten April bis einschliesslich October (Sommer) der Hauptsache nach die gleiche ist. Überall sinken die hohen Vormittagswerthe bis zu einem tiefen Minimum zur Zeit des Sonnenunterganges herab; nur im Juni und Juli eilt es diesem Zeitpunkte um einige Stunden voran. Man wird hier kein Bedenken tragen, den aus einer Combination der Monatscurven hervorgehenden mittleren Curven die Bedeutung einer Näherungsdarstellung des Potentialverlaufes im Sommer beizulegen, und zwar in dem Sinne, dass selbst einzelne herausgegriffene Tage der genannten Jahreszeit im Grossen und Ganzen das gleiche Verhalten zeigen. Eine derartige Combination liefert unter Berücksichtigung der Gewichte folgende Zahlen:

## II. Sommer: 97 Tage mit 963 Beobachtungen.

	7 a.	8	9	10	11	12m.	1p.	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\frac{\partial v}{\partial n}$ .....	151	192	164	148	131	122	119	126	114	108	102	96	102	118	118	123
Anzahl der Beobachtungen.	57	71	68	71	75	75	69	63	66	66	63	57	49	40	36	37

Vergleiche dazu die graphische Darstellung in Fig. 4.

Vereinigt man schliesslich die Winter- und Sommercurve und zwar wiederum unter Berücksichtigung der Anzahl der Beobachtungen zu einer einzigen Curve (Jahrescurve), so erhält man eine Linie, die den charakteristischen Gang des Potentialgefälles während der Sommermonate durchaus nicht mehr erkennen lässt. Man erhält so:

## III. Jahr: 177 Tage mit 1684 Beobachtungen.

	8 a.	9	10	11	12m.	1 p.	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\frac{\partial v}{\partial n}$ .....	217	224	219	212	215	236	246	245	209	207	211	215	226	243	248
Anzahl der Beobachtungen.....	109	108	118	126	136	136	131	134	124	113	103	87	69	66	65

Vergleiche dazu in Fig. 4 die mittlere Curve.

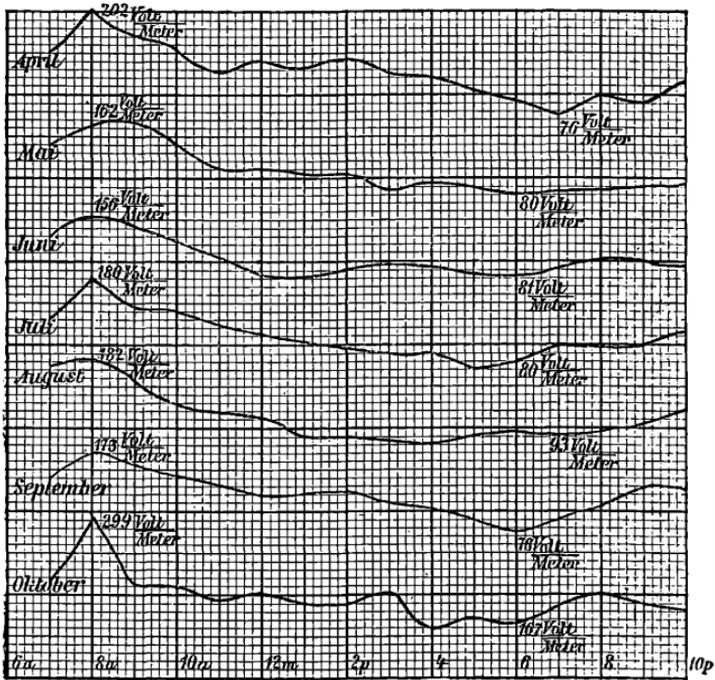


Fig. 3.

Der charakteristische Unterschied zwischen sommerlichem und winterlichem Potentialverlauf ist auch schon an einzelnen

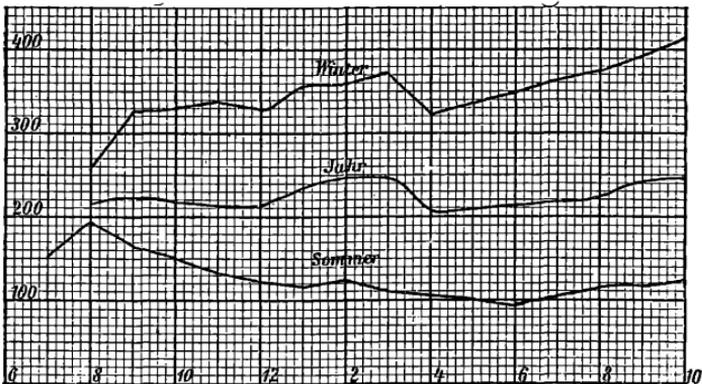


Fig. 4.

beliebig ausgewählten normalen Tagen mit voller Deutlichkeit erkennbar. Für den 15. December 1890 und den 26. April 1891 finden sich z. B. in unserem Beobachtungsprotokoll folgende Zahlen:

## Beobachtungsprotokoll vom 15. December 1890.

Mittlere Temperatur:  $-11.9^{\circ}$  C.; Dampfdruck: 1.6; Bewölkung: 0.0. Windstill. Mittlerer Dunstgehalt: 1.6.

8 a.	9	10	11	12 m.	1 p.	2	3	4	5	6	7	8	9	10
638	592	596	710	743	718	853	718	542	542	689	899	1037	819	785

## Beobachtungsprotokoll vom 26. April 1891.

Mittlere Temperatur:  $+8.3^{\circ}$  C.; Dampfdruck: 4.3; Bewölkung: 0.7; fast windstill. Mittlerer Dunstgehalt: 0.15.

7 a.	8	9	10	11	12 m.	1 p.	2	3	4	5	6	7	8	9	10
135	112	201	187	81	97	105	104	94	105	94	96	62	—		118

Vergleiche dazu die graphische Darstellung in Fig. 5.

Die Decemberbeobachtung gewährt insofern noch ein besonderes Interesse, als an dem genannten Tage das Potentialgefälle seinen Maximalwerth in dem gesammten Beobachtungszeitraum erreichte. An diesem Tage wurde nämlich um 8 p. und zwar bei ganz wolkenlosem Himmel der Werth  $1037 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$  beobachtet, ein Betrag, welcher dem Werthe 1410 merklich nahe kommt, wie ihn die Exner'sche Theorie erfordert, wenn

der gesammte Wasserdampf aus der Atmosphäre niedergeschlagen wäre.

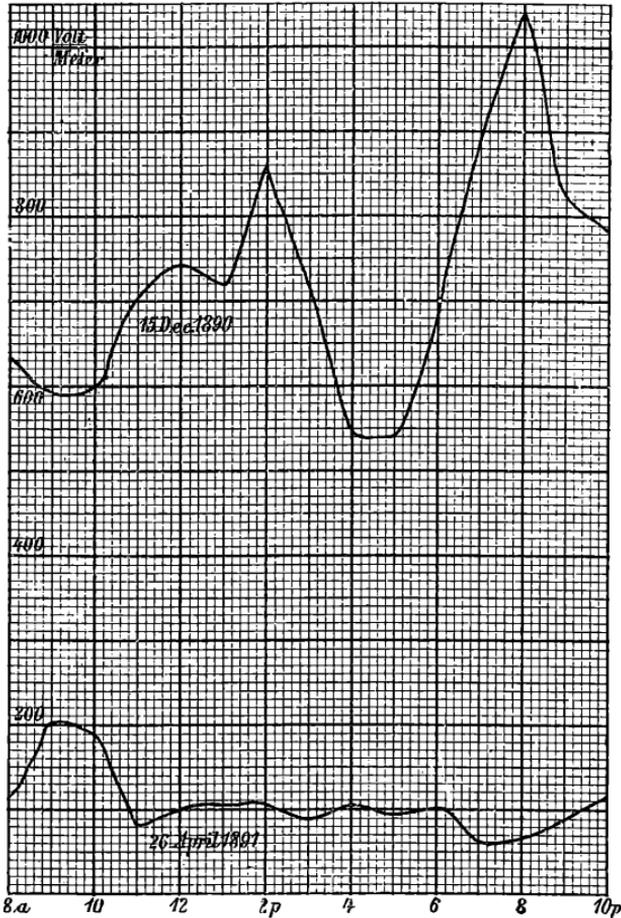


Fig. 5.

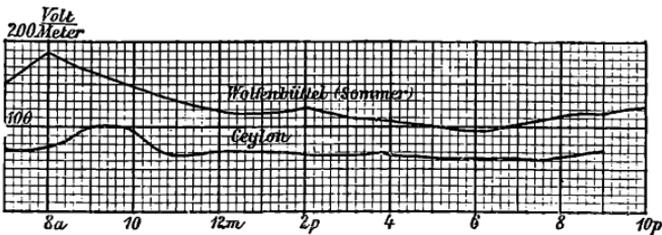


Fig. 6.

Das allmähliche Absinken des Potentials vom Vormittag zum Abend, an Tagen sommerlichen Witterungscharakters, scheint eine über die ganze Erde verbreitete Erscheinung zu sein. So

zeigt z. B. die von Herrn Exner in Ceylon am 4. Februar 1889,<sup>1</sup> einem Tage, an welchem die tägliche Variation besonders deutlich hervortrat, ermittelte Tagescurve eine auffallende Ähnlichkeit mit der oben, Fig. 4, dargestellten, die des besseren Vergleiches wegen in Fig. 6 nochmals gezeichnet wurde.

## Theil II.

### Die Photometrie der ultravioletten Sonnenstrahlung.

#### §. 1. Vorbemerkungen.

Die Wirkung der Sonnenstrahlen, um deren Messung es sich für uns handelt, besteht in der Fortführung negativer Elektrizität von leitenden Oberflächen, die von ihnen getroffen werden. Sie ist, wie schon in der Einleitung bemerkt wurde, vorzugsweise dem kurzwelligen Lichte eigenthümlich, den Hauptantheil übernehmen die violetten und ultravioletten Strahlen.<sup>2</sup> Licht beliebiger Herkunft, dass eine Glasschicht passirt hat, ist daher gegenüber den meisten Körpern von geringer photoelektrischer Kraft; es hat die activen Strahlen, wenn es solche überhaupt enthielt, zum grössten Theile durch Absorption im Glase eingebüsst. Nur einige wenige bestimmte Substanzen, die aber ihrer Natur nach nicht in freiem Zustande an der Erdoberfläche vorkommen können, wie die Alkalimetalle,<sup>3</sup> erweisen sich auch unter diesen Verhältnissen noch stark lichtempfindlich. Wollte man daher zur Messung der Intensität der elektrisch wirksamen Bestandtheile des Sonnenlichts Photometer benutzen, bei denen Glas oder andere absorbirende Substanzen in den Gang der Strahlen eingeschaltet sind, so würde man gerade die Lichtarten nahezu beseitigen, auf deren quantitative Bestimmung am meisten ankommt. Desshalb würde das Chlorknallgasphotometer von Bunsen<sup>4</sup> sowie alle die photochemischen Methoden, bei denen die lichtempfindliche Substanz hinter Glas oder in organische Substanzen eingebettet

<sup>1</sup> F. Exner, Diese Sitzungsberichte, I. c. S. 641.

<sup>2</sup> W. Hallwachs, Wied. Ann. 33, S. 301, 1888.

<sup>3</sup> J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. 43, S. 225, 1891.

<sup>4</sup> Bunsen und Roscoe, Pogg. Ann. 108, 1859.

dem Lichte exponirt wird, für unsern Zweck nicht ausreichen, am wenigsten aber die Messung der gesammten Strahlungsenergie durch ihren thermischen Effect, der durch die gebräuchlichen Actinometer gegeben wird.

Es ist vielmehr nothwendig, ein Photometer zu construiren, durch welches gerade diejenige Wirkung des Lichtes gemessen wird, die uns hier interessirt, nämlich die von der ungeschwächten Strahlung abhängige Elektrizitätszerstreuung. Nach vielen Versuchen, ein geeignetes Material zu finden, kamen wir schliesslich zu der Verwendung des amalgamirten Zinks. Eine kleine Kugel aus chemisch reinem Zink, an einem eingeschraubten Stahlstifte befestigt, lässt sich, wenn sie gut amalgamirt ist, durch erneutes Eintauchen in reines Quecksilber und nachheriges Abreiben mit trockenem Seidenpapiere von sehr gleichförmiger Oberflächenbeschaffenheit herstellen. Eine solche Kugel gibt, wenn sie negativ geladen den freien Sonnenstrahlen ausgesetzt ist, ihre Elektrizität mit grosser Schnelligkeit an die umgebende Luft ab. Der Verlust an Ladung in einer gegebenen Zeit kann leicht an einem Elektrometer gemessen werden, und schon der roheste Versuch lässt erkennen, dass die Geschwindigkeit der Entladung in starkem Masse mit der Erhebung der Sonne über den Horizont zunimmt.

Eine amalgamirte Zinkkugel in Verbindung mit einem Elektrometer wird also ein elektrisches Actinometer darstellen, sobald es möglich ist, anzugeben, nach welchem Gesetze der in der Zeiteinheit gemessene Elektrizitätsverlust von der Intensität des die Kugel bestrahlenden Lichtes abhängt. Natürlich sind die Angaben eines solchen Instrumentes zunächst nur auf die Strahlengruppe zu beziehen, welche gerade an Zinkflächen die elektrische Zerstreuung bewirkt.

## §. 2. Gesetz der photoelektrischen Entladung.

Um zu einer Beziehung zwischen Lichtintensität und Elektrizitätsverlust zu gelangen, machen wir von einer Hypothese Gebrauch, deren experimentelle Prüfung im Folgenden mitgetheilt werden wird; wir nehmen an, dass der Coëfficient der Zerstreuung der negativen Elektrizität an der Zinkfläche eine lineare Function der Intensität des Lichtes sei.

Bezeichnen wir diesen Coëfficienten mit  $z$ , mit  $J$  die Intensität der photoelektrisch wirksamen Strahlung, so setzen wir:

$$z = a + b.J.$$

$a$  bedeutet demnach den Zerstreungscoëfficienten bei Ausschluss des Lichtes,  $b$  ist ein Factor, welcher von der Beschaffenheit der lichtempfindlichen Fläche, aber nicht von der Lichtintensität und dem elektrischen Potential der Zinkkugel abhängig ist. Bezeichnet  $V$  dies Potential,  $-dE$  die im Zeitelemente  $dt$  aus der Zinkfläche austretende Elektrizitätsmenge, so ist:

$$-dE = z.V.dt.$$

Ist  $C$  die Capacität des gesammten, aus Elektrometer und Zinkkugel bestehenden Leitersystems, also:

$$E = C.V,$$

so wird:

$$CdV = -zV.dt,$$

also:

$$C \log \frac{V}{V_0} = -z.t.$$

Durch Einsetzung des Werthes von  $z$  ergibt sich:

$$\log \frac{V_0}{V} = \frac{a+b.J}{C} t.$$

$V_0$  ist das vor Beginn,  $V$  das nach Verlauf der Expositionszeit  $t$  beobachtete Potential der Zinkkugel. Aus der letzten Gleichung folgt:

$$J = \frac{1}{b} \left\{ C \cdot \log \frac{V_0}{V} - a \right\} \frac{1}{t}$$

$a$  bestimmt man, indem man für dieselbe Expositionsdauer  $t$  das Absinken des Potentials  $V_0$  bei Ausschluss des Lichtes  $\{J=0\}$  beobachtet, der Restbetrag sei nun  $V'$ , so ist:

$$a = \frac{C \cdot \log \frac{V_0}{V'}}{t}$$

und durch Einsetzung dieses Werthes in die vorige Formel erhalten wir:

$$J = \frac{C}{b \cdot t} \left\{ \log \frac{V_0}{V} - \log \frac{V_0}{V'} \right\}$$

Das zweite Glied des Klammerausdrucks stellt eine Correction dar, die durch die gewöhnliche — nicht photoelektrische — Zerstreuung nothwendig wird; um diesen Betrag würde man die Strahlungsintensität zu hoch finden, wenn man die vom Lichte unabhängige Zerstreuung vernachlässigt. (Es ist, wie weiter unten sich ergeben wird, für den praktischen Gebrauch nicht zweckmässig, der Formel die Gestalt:  $J = \frac{C}{b \cdot t} \log \frac{V'}{V}$  zu geben.)

Misst man immer mit demselben Apparate in derselben Anordnung der Theile und unveränderter Umgebung, so dass  $C$  constant bleibt, ist man ferner sicher, dass sich die Lichtempfindlichkeit der Zinkfläche nicht ändert, ist also auch  $b$  constant, setzt man schliesslich eine bestimmte Einheit der Expositionsdauer  $t$ , etwa  $1'$  fest, so erhält man die Lichtintensität nach dieser Formel in einem willkürlichen Maasse. Die Constante  $\frac{C}{b}$  nimmt man dann zweckmässig gleich der Einheit und verwendet Briggische statt der natürlichen Logarithmen.

### §. 3. Prüfung der Formel.

Unsere nächste Aufgabe ist nun zu zeigen, dass die entwickelte Formel mit hinreichender Genauigkeit den Zusammenhang zwischen der Strahlungsintensität und der Elektrizitätszerstreuung darstellt. Dies kann dadurch geschehen, dass man mittelst des Elektrometers und der lichtempfindlichen Fläche Lichtintensitäten misst, deren Verhältniss im Voraus bekannt ist. Wird dies unter allen Bedingungen, die bei praktischen Messungen der Sonnenstrahlung vorkommen können, durch die Formel wiedergegeben, so ist sie offenbar brauchbar. Da es nicht möglich ist, das Sonnenlicht in zahlenmässig angebbarer Weise in seiner Intensität willkürlich abzuändern, so mussten wir zu künstlichen Lichtquellen greifen. Gas- und Petroleumlicht ist auf Zinkflächen so gut wie ohne Wirkung, eine Magnesiumflamme lässt sich nicht in genügender Constanz brennend

erhalten, elektrisches Bogenlicht stand uns nicht zur Verfügung und würde auch wohl schwerlich gleichmässig genug herzustellen sein. Wir benutzten daher das Licht elektrischer Funken, die durch einen kleinen Inductionsapparat (Funkenlänge 2 cm) in Verbindung mit einer Leydnerflasche geliefert wurden.

Dies Licht wirkt wegen seines hohen Gehaltes an Ultraviolett ziemlich stark auf Flächen von amalgamirtem Zink ein, bietet aber den Übelstand, dass es elektrische Kräfte erfordert, welche durch Fernwirkung sowohl die Elektrizitätszerstreuung wie die Angaben des Elektrometers beeinflussen können. Die hierdurch nothwendig gemachten Schutzvorrichtungen werden

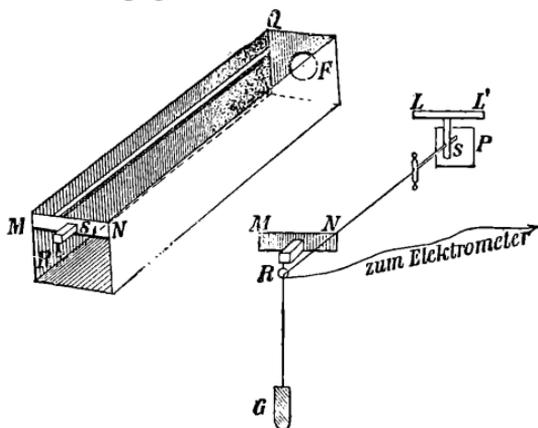


Fig. 7.

noch besprochen werden. Vor der Hand ist nur hervorzuheben, dass es genügt, die lichtempfindliche Fläche in einem dunkeln Raume in Entfernungen von den Funken aufzustellen, die im Verhältnisse 1 2 3 4 etc. stehen, um Beleuchtungsintensitäten zu erhalten, deren Relativzahlen  $1 \frac{1}{4} \frac{1}{9} \frac{1}{16}$  etc. sind. Wenn die obige Formel für beliebige Entfernungen, Expositionsdauern und Anfangsladungen ohne Unterschied das Gesetz der Intensitätsabnahme des Lichtes mit dem Quadrate der Entfernung wiedergibt, so sind wir berechtigt, sie der Construction eines Photometers zu Grunde zu legen.<sup>1</sup>

Als lichtempfindliche Fläche diente eine Platte *P* (vergl. Fig. 7) von amalgamirtem Zink von  $64 \text{ cm}^2$  Oberfläche. Wir wählten die Plattenform, da sie für die Messung von Entfernungen am

<sup>1</sup> Hierbei ist, für die geringen in Betracht kommenden Entfernungen, die Absorption des Ultraviolett in der Luft vernachlässigt.

bequemsten ist, ausserdem würde bei einer Kugel von gleicher Oberfläche ihr Gewicht sehr störend geworden sein. Die Platte  $P$  wird von einem Siegellackstücke  $S$  getragen, das rechtwinklig an eine Holzleiste  $L L'$  angekittet ist. Von einem Holzkasten von  $1.07 m$  Länge und  $100 cm^2$  (nahezu quadratischem) Querschnitt ist der Deckel frei abnehmbar, die eine der kleinsten Seitenflächen enthält bei  $F$  ein kreisförmiges mit klarem Gypse verschlossenes Fenster von  $2.5 cm$  Durchmesser. Die gegenüberliegende Wand ist bis auf eine schmale Leiste  $MN$  ganz entfernt, an dieser ist nach aussen ein Metallring  $R$  mittelst eines Siegellackstäbchens  $S'$  befestigt. Die Leiste  $L L'$  lässt sich auf zwei an den Längswandungen des Kastens angebrachten Vorsprüngen, deren einer ( $M Q$ ) in der Figur sichtbar ist, verschieben,  $P$  schwebt alsdann frei, ohne die Wände zu berühren, innerhalb des Kastens. Von  $P$  aus ist ein dünner Draht durch  $R$  gezogen, der durch das kleine Gewicht  $G$  gespannt erhalten wird. Von  $R$  führt die Drahtleitung zum Elektrometer. Durch Verschieben von  $L L'$  lässt sich  $P$  an jede Stelle des Kastens bringen, je nach der Lage ist die Länge des Drahtstückes  $R G$  verschieden. Man hat den Apparat so hoch anzubringen, dass für die grösste Entfernung zwischen  $F$  und  $P$  das Gewicht  $G$  den Fussboden des Zimmers nicht berührt. Der Kasten ist inwendig überall geschwärzt und kann, wenn  $P$  eingesetzt ist, durch den ebenfalls unten geschwärzten Deckel oben geschlossen werden.

Als elektrischer Messapparat für die Abnahme des Potentials auf  $P$  dient ein Aluminiumblattelektroskop. Dies ist im Wesentlichen nach dem Modell des Exner'schen construiert, nur sind die beiden Metallbacken fortgelassen, durch welche bei diesem die Aluminiumblättchen an der sie trennenden Zwischenplatte festgehalten werden, wenn das Instrument transportirt werden soll. Da das unsrige nicht für den Transport bestimmt ist, sind sie überflüssig, ausserdem vermeidet man so gewisse durch das Zusammenschieben der Schutzplatten verursachte geringfügige Verbiegungen der Aluminiumblättchen, durch die leicht eine Unsicherheit der Angabe bei kleinen Divergenzen herbeigeführt wird.

Das Instrument trägt, wie das Exner'sche, eine willkürliche Millimeterscala, der Werth der in Scalentheilen gemessenen

Divergenzen wird durch Calibrirung mittelst einer vielpaarigen Kette ermittelt. Wir verwenden dazu eine Säule von 200 Zinkplatinelementen mit Regenwasserfüllung, deren einzelne Zinkplatten unmittelbar vor dem Zusammensetzen durch Abfeilen gereinigt werden.

Die freie Spannung an den Polen eines einzigen Elementes haben wir wiederholt durch Combination von 2—5 derselben am Thomson'schen Quadrantelektrometer mit der eines Normaldaniell verglichen und wenn letztere gleich 1·04 Volt gesetzt wird, zu 1·06 Volt gefunden. Man calibrirt das Elektroskop, indem man von 10 zu 10 Elementen fortschreitet, und die zugehörigen Divergenzen abliest, innerhalb des Intervalls von 0 bis etwa 210 Volt; durch Hinzucombiniren einer kleinen trockenen Säule von vorher ermittelter Spannung gingen wir bis 231 Volt, entsprechend einer Divergenz unseres Elektroskops von 25 Scalentheilen. Zur Beurtheilung der Genauigkeitsgrenze möge bemerkt werden, dass bei einer mittleren Divergenz (etwa 15 Scalentheilen) einer Zunahme um einen Scalentheil etwa 7 Volt entsprachen. Zehntelscalentheile können bei der Ablesung nur noch geschätzt werden.<sup>1</sup> Es ist wohl kaum nöthig hervorzuheben, dass das vielleicht nicht ganz zuverlässige Verhältniss unseres Normaldaniell zum Volt die Genauigkeit der photometrischen Messungen nicht beeinflusst, da in diese allein die relativen Potentialwerthe eingehen.

Die etwa 1 *mm* langen elektrischen Funken, welche das zur Bestrahlung der Platte *P* dienende Licht lieferten, sprangen zwischen zwei in ein Funkenmikrometer eingesetzten Zink- oder Aluminiumspitzen in einer Entfernung von 1 *cm* vor dem Gypsfenster *F*, und zwar hinter einer kreisförmigen Öffnung einer 21 *cm* im Durchmesser haltenden Blechscheibe, an die sich ein Netz aus eng geflochtenem Eisendraht anschloss. Durch dies zur Erde abgeleitete Schirmsystem wurde, wie die Beobachtung zeigte, sowohl die elektrostatische Einwirkung des Inductionsapparates, als auch der Einfluss des Funkenlichtes

<sup>1</sup> Bei einigen der im Folgenden beschriebenen Versuche haben wir ein anderes, ebenfalls calibrirtes transportables Elektroskop (bezeichnet als Nr. II) verwendet, da das soeben beschriebene gerade zu Messungen des Sonnenlichtes diente.

auf das Elektroskop und die zu ihm führenden Drahtleitungen unmerklich gemacht. Der Unterbrechungshammer des Inductoriums war so eingestellt, dass er mit Schliessung des Hauptstromes sofort in Thätigkeit trat, der Funkenstrom also gleichzeitig vor der Öffnung  $F$  einsetzte. Der Stromschluss wurde mittelst eines Quecksilbercontactes bewirkt, der in unmittelbarer Nähe des Beobachters eingeschaltet war.

Sollte beobachtet werden, so setzten wir die an ihrer Vorderseite frisch amalgamirte und mit Seidenpapier abgeriebene Zinkplatte  $P$  an einem durch den Siegelackträger  $S$  geführten Stahldrahte festgeschraubt mittelst der Leiste  $LL'$  in den Dunkelkasten ein und brachten sie in eine durch einen Centimetermassstab gemessene Entfernung  $r_1$  von der Unterbrechungsstelle des Funkenmikrometers vor  $F$ . Dann wurde der Deckel des Kastens geschlossen und der Ring  $R$  durch einen Draht mit dem Exner'schen Elektroskope verbunden, dessen Gehäuse zur Erde abgeleitet war. Vor dem Elektroskope nimmt der Beobachter Platz und ertheilt demselben und dadurch auch der Zinkplatte  $P$  mittelst einer Zambonischen Säule eine statische negative Ladung, die eine gewisse Divergenz der Aluminiumblättchen bewirkt. Wir wählten das Potential der Platte bei den meisten Versuchen von immer derselben Grösse und erreichten dies dadurch, dass wir an dem nach  $R$  führenden Drahte einen Leinenfaden frei herabhängend befestigten und vermittelst dieses Halbleiters durch den angelegten Finger dem absichtlich zu stark geladenen Instrumente so lange Elektrizität entzogen, bis es bei der gewünschten Divergenz (25 Scalentheilen) einstand. Dann schliesst der Beobachter den Quecksilbercontact und lässt den Funkenstrom des Inductoriums eine an der Uhr gemessene Zeit ( $t''$ ) vor  $F$  übergehen, nach Ablauf derselben wird der Contact unterbrochen. Alsdann liest man das Elektroskop von neuem ab und findet nun eine je nach der Stellung der Platte  $P$  und der Expositionsdauer  $t$  verschiedene Abnahme der Divergenz, hervorgerufen durch die photoelektrische Zerstreung. Stärkere Unregelmässigkeiten im Gange des Unterbrechers und in der Funkenfolge verrathen sich leicht dem Ohre, Messungsreihen, bei denen sie vorkamen, wurden verworfen. Es erübrigt nun noch, den Betrag der gewöhnlichen Elektrizitätszerstreung

(ohne Belichtung) zu bestimmen. Arbeitet man im Winter in geheizten Räumen, so ist selbst bei den grössten Expositionszeiten, die wir wählten ( $2'$ ) der Einfluss derselben nicht oder kaum bemerkbar.  $V'$  (vergl. Formel) erweist sich als gleich  $V$ , das Correctionsglied der Formel verschwindet.

Wenn im ungeheizten Zimmer Verluste in  $1'$  von über zwei Scalentheilen (von 25) eintraten, so erwies sich Erwärmen der Siegellackstützen und der Ebonitfassung des Elektroskops meist als wirksames Gegenmittel; der noch übrig bleibende kleine Verlust wurde gemessen und in der durch die Formel verlangten Weise in Rechnung gezogen. War durch Erwärmen keine anhaltende Verbesserung der Isolation zu erzielen, so gaben wir an solchen Tagen die Beobachtungen überhaupt auf; es war klar, dass wir es nun nicht mit einer eigentlichen Elektrizitätszerstreuung, sondern einer Leitung über die Siegellack- und Ebonitstützen zu thun hatten. In diesem Falle ist aber nicht abzusehen, nach welchem Gesetze die Abnahme der Spannung erfolgen wird.

Während der Vornahme der Ablesungen muss ferner dafür gesorgt werden, dass die Umgebung aller mit dem Elektroskope in Verbindung stehenden Leiter ungeändert bleibt, denn die Capacität des Leitersystemes geht in die Formel für die Lichtintensität ein. Der Beobachter muss also nach Möglichkeit bei jeder Ablesung die gleiche Lage einnehmen; auch die Zambonische Säule ist so unterzubringen, dass sie keine elektrische Fernwirkung auf das Elektroskop ausübt. Man findet durch Erfahrung leicht, welcher Spielraum für die Stellung des Beobachters und der Säule gestattet ist, ohne dass eine Änderung der Divergenz eintritt.

Nachdem so die Ablesungen für eine bestimmte Entfernung ( $r_1$ ) und Expositionsdauer ( $t_1$ ) der Platte  $P$  ausgeführt sind, wird diese nun durch Verschiebung in einen andern, ebenfalls gemessenen Abstand ( $r_2$ ) von der Funkenstrecke gebracht, und wie zuvor die Abnahme des Potentials bei Belichtung beobachtet. Dann bringen wir sie in ihre Anfangslage zurück und wiederholen für diese die Messung, um eine etwaige Veränderung in der Lichtempfindlichkeit erkennen zu können. Liegen die zuerst und zuletzt gefundenen Zahlen nahe zusammen, was stets

zutrifft, wenn keine zu lange Zeit (wenige Minuten) zwischen den Messungen verfluss, so sind wir sicher, dass die Platte constant geblieben ist. Bei diesen Verschiebungen ändert sich die Länge  $PR$  des in dem Kasten eingeschlossenen Drahtstückes. Hiedurch muss aber die Capacität des ganzen, aus Elektrometer, Draht und Platte bestehenden Systems beeinflusst werden. Wir suchten dem Übelstande, der uns hierin zu liegen schien, anfangs dadurch zu begegnen, dass wir das frei herabhängende Ende  $RG$  des Drahtes in eine dem Dunkelkasten an Querschnitt etwa gleiche verticale Holzröhre eintauchen liessen, so viel Draht, als aus dem ersteren heraustrat, musste nun in die letztere hineinragen. Indessen erkannten wir bald durch den Versuch, dass die durch die Veränderung der Länge des herausragenden Drahtes verursachten Capacitätsschwankungen an sich so gering waren, dass sie hart an der Genauigkeitsgrenze der Ablesung des Elektroskops lagen, wir haben sie daher später vernachlässigt. Man könnte schliesslich noch Bedenken hegen, ob nicht vielleicht infolge der im Inneren des Dunkelkastens erfolgenden Elektrizitätszerstreuung bei der geringen Leitfähigkeit des Holzes eine vorübergehende Anhäufung von Elektrizität auf seiner Innenfläche stattfinden möchte, durch welche dann der weitere Verlauf der Zerstreuung gehemmt würde. Es müsste sich dies dadurch zu erkennen geben, dass die Zerstreuung eine Beschleunigung erführe, wenn man die Innen- oder Aussenwand des Kastens mit Metall bekleidet, das zur Erde abgeleitet ist. Wir haben beides versucht, — im ersteren Falle wurde das Metall (Stanniol) durch geschwärztes Papier verdeckt — ohne eine deutliche Wirkung der besseren Erdleitung wahrzunehmen.

Kehren wir nun zu unseren Messungen zurück. Es ist für jede Lage der Platte  $P$  bestimmt worden: 1.) die Expositionsdauer  $t$ , 2.) die Entfernung  $r$ , 3.) das Anfangspotential  $V_0$ , 4.) das nach  $t''$  Belichtungszeit noch vorhandene Potential  $V$  und 5.) wenn nöthig, für dieselbe Zeit der Betrag  $V'$  auf welchen  $V_0$  durch die gewöhnliche, nicht photoelektrische Zerstreuung herabsank.

Wird also, wie festgesetzt, die Constante  $\frac{C}{b}$  gleich der Einheit genommen, so wird:

$$J = \frac{1}{t} \left\{ \log \frac{V_0}{V} - \log \frac{V_0}{V'} \right\}$$

Durch Einsetzung der den abgelesenen Scalentheilen  $s_0, s, s'$  entsprechenden Werthe von  $V_0, V, V'$  für beide Stellungen der Platte ( $r_1$  und  $r_2$ ) sowie der Expositionsdauern  $t_1$  und  $t_2$  erhält man für  $J$  zwei Zahlenwerthe  $J_1$  und  $J_2$  und es müsste sich herausstellen, dass

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Wie schon oben bemerkt, war bei unseren Messungen im geheizten Zimmer die gewöhnliche Zerstreung meist unmerklich (für  $1-2'$ ) d. h.  $V'$  gleich  $V$ , dann wird:

$$J = \frac{1}{t} \log \frac{V_0}{V},$$

und da die Anfangsladung  $V_0$ , wenn nichts besonders bemerkt wird, bei allen Versuchen die gleiche war, so sind  $V$  und  $t$  die einzigen, die Grösse von  $J$  bestimmenden Variablen. Demnach ist:

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{t_2}{t_1} \frac{\log \frac{V_0}{V_1}}{\log \frac{V_0}{V_2}} = \frac{r_2^2}{r_1^2}$$

die durch die Beobachtungen zu bestätigende Gleichung.

Zur leichteren Handhabung der Formel legten wir uns eine Tabelle an, in welcher wir (in Briggischen Logarithmen) für die Anfangsladung  $V_0 = 231$  Volt (25 Scalentheile) für jeden Scalentheil den Betrag von  $\log \frac{V_0}{V}$  verzeichneten. Aus derselben Tafel entnimmt man auch, wenn es erforderlich, den Werth der Correction für die gewöhnliche Zerstreung. Aus diesem Grunde würde es, wie schon früher erwähnt, unzweckmässig sein, die Correction mit dem Hauptgliede der Formel zu vereinigen. Natürlich ist die Tabelle auch für beliebige Anfangspotentiale brauchbar, man hat nur die der Anfangsladung entsprechende Zahl von der der Restladung zugehörigen abzuziehen.

Aus der grossen Anzahl der uns vorliegenden Beobachtungen zur Prüfung der Formel heben wir im Folgenden einige charakteristische heraus.

Lässt man zunächst die Entfernung der Zinkplatte von der Lichtquelle ungeändert, macht also  $r_1 = r_2$ , wählt aber verschiedene Expositionsdauern  $t_1$  und  $t_2$ , so muss:

$$\log \frac{V_0}{V_1} : \log \frac{V_0}{V_2} = t_1 : t_2$$

sein.

Zur Prüfung dieser Beziehung diene die Beobachtungsreihe I.

Reihe I. 12. November 1889.

Entfernung der Zinkplatte von der Funkenstrecke constant 30 *cm*. Belichtungszeit  $t$  verschieden. Anfangsdivergenz  $V_0$  in allen Fällen 25 Scalentheile. (231 Volt). Restladung nach 60'' infolge der gewöhnlichen Zerstreung ( $V'$ ) gleich 24·3 Scalentheilen (226 Volt).

Belichtungszeit $t''$	10	20	30	40	60
Divergenz nach $t''$ . . . . .	21·6	18·2	16·0	13·0	8·0
	21·5	18·4	16·2	13·7	8·8
Mittel . . . . .	21·5	18·3	16·1	13·3	8·4
Entsprechende Potentialwerthe ( $V$ ) . . . . .	208	187	171	151	116
$\text{Log } \frac{V_0}{V}$	0·0457	0·0923	0·1304	0·1836	0·2820
$\text{Log } \frac{V_0}{V'} (\text{Correction})$ . . . . .	0·0014	0·0029	0·0044	0·0058	0·0087
$\text{Log } \frac{V_0}{V} (\text{corrigirt})$ . . . . .	0·0443	0·0894	0·1260	0·1778	0·2733

Die Zahlen der letzten Horizontalreihe müssten im Verhältniss von 1 2 3 4 6 stehen. Durch Division mit 1, 2, 3, 4, 6 erhält man nahe übereinstimmend:

$$0·0443—0·0447—0·0420—0·0445—0·0455.$$

Wählt man bei gleichbleibender Beleuchtungsintensität die Anfangspotentiale  $V_0$  verschieden, die Expositionszeiten  $t_1$

und  $t_2$  aber gleich, so muss der Quotient  $\frac{V_0}{V}$  eine Constante sein.

Dies lässt sich sowohl am Lichte der elektrischen Funken prüfen, wie auch am gewöhnlichen Tages- oder Sonnenlichte, wenn dieses nur als genügend constant betrachtet werden kann. Die beiden Methoden sind in Reihe II *a* und *b* angewandt.

Reihe II. 28. August 1889.

a) Lichtquelle: Funkenlicht. Entfernung  $r$  constant, Expositionszeit  $t = 15''$   
( $V' = V_0$ ).

Anfangsdivergenz ( $s_0$ )	$V_0$	Schlussdivergenz ( $s$ )	$V$	$\log \frac{V_0}{V}$
25·5	234·2	17·8	183·1	0·107
25·5	234·2	17·2	178·9	0·105
17·2	178·9	11·5	138·1	0·112
17·8	183·1	12·5	145·4	0·100

b) Lichtquelle: Tageslicht, vom wolkenlosen Nordhimmel durch die geöffneten Fenster auf die Zinkplatte fallend;  $t = 60''$  ( $V' = V_0$ ).

$s_0$	$V_0$	$s$	$V$	$\log \frac{V_0}{V}$
23·5	221·0	11·5	138·1	0·200
21·2	199·2	10·2	128·6	0·190
18·0	184·5	8·8	118·4	0·202

Auf zwei Stellen gekürzt, zeigen die Zahlenwerthe jeder der letzten Verticalreihen eine befriedigende Übereinstimmung.

Das Gesetz der Abnahme der Lichtintensität mit dem Quadrate der Entfernung prüft man auf seine Darstellbarkeit durch die Formel am einfachsten dadurch, dass man Entfernungen  $r_1$  und  $r_2$  wählt, die im Verhältniss 1 2 oder 1 3 stehen und in der grösseren Entfernung die vier- beziehungsweise neunfache Zeit exponirt. Auch jetzt muss  $\frac{V_0}{V}$  constant sein.

Diesem Zwecke dient Reihe III, A 1 *a*, *b* und 2 *a*, *b*, sowie B, *a*, *b*.

## Reihe III. 12. November 1889.

A)  $r_1 : r_2 = 2 : 1$ ;  $t_1 : t_2 = 4 : 1$  ( $V' = V_0$ ).

1. a)	$s_0$	$t_1 = 60''$	$r_1 = 40 \text{ cm.}$
	25·0	11·0	
	25·0	11·5	
	25·0	11·3	
	25·0	11·1	
Mittel	<u>25·0</u>	<u>11·2</u>	

$$V_0 = 231 \quad V = 136$$

$$\log \frac{V_0}{V} = 0 \cdot 230.$$

b)	$s_0$	$t_2 = 15''$	$r_2 = 20 \text{ cm.}$
	25·0	11·0	
	25·0	11·7	
	25·0	11·2	
	25·0	11·2	
Mittel	<u>25·0</u>	<u>11·3</u>	

$$V_0 = 231 \quad V = 137$$

$$\log \frac{V_0}{V} = 0 \cdot 228.$$

2. a)	$s_0$	$t_1 = 40''$	$r_1 = 30 \text{ cm.}$
	25·0	8·6	
	25·0	8·4	
	25·0	8·9	
	25·0	8·9	
Mittel	<u>25·0</u>	<u>8·7</u>	

$$V_0 = 231 \quad V = 118$$

$$\log \frac{V_0}{V} = 0 \cdot 293.$$

	<i>b)</i>	$s_0$		$t_2 = 10''$	$r_2 = 15\text{ cm.}$
		25·0	8·8		
		25·0	8·7		
		25·0	9·0		
		25·0	9·6		
Mittel		25·0	9·0		

$$V_0 = 231 \quad V = 120$$

$$\log \frac{V_0}{V} = 0.285.$$

**B)**  $r_1 : r_2 = 3 : 1$ ;  $t_1 : t_2 = 9 : 1$ .

	<i>a)</i>			$t_1 = 90''$	$r_1 = 60\text{ cm.}$
		25·0	16·5		
		25·0	17·8		
		25·0	17·8		
		25·0	17·8		
Mittel		25·0	17·5		

$$V_0 = 231 \quad V = 181$$

$$\log \frac{V_0}{V} = 0.106.$$

	<i>b)</i>	$s_0$		$t_2 = 10''$	$r_2 = 20\text{ cm.}$
		25·0	15·5		
		25·0	17·5		
		25·0	17·8		
		25·0	17·6		
Mittel		25·0	17·1		

$$V_0 = 231 \quad V = 178$$

$$\log \frac{V_0}{V} = 0.112.$$

Auch hier erkennt man, dass die zusammengehörigen Werthe von  $\log \frac{V_0}{V}$  (nämlich *A*, *1 a* und *b*; *A*, *2 a* und *b*; *B*, *a* und *b*) auf zwei Stellen gekürzt, sich decken.

Schliesslich haben wir die Formel in ihrer allgemeinsten Gestalt dadurch geprüft, dass wir für eine bestimmte Entfernung und Expositionsdauer den Werth von  $\log \frac{V_0}{V}$  durch Beobachtung bestimmten und mittelst desselben den Betrag dieses Quotienten für eine andere Entfernung und Belichtungszeit berechneten. Wählt man  $V_0$  wieder constant (entsprechend  $s_0 = 25$  Scalentheilen), so kann man aus der Calibrirungstabelle des Elektroskops die zu erwartende Schlussdivergenz entnehmen und diese dann mit der beobachteten vergleichen. Messungen dieser Art sind in Reihe IV zusammengestellt.

Reihe IV 12. November 1889.

Expositionsdauer $t''$	20	15	25	40	
Entfernungen $r \dots$	30	15	20	45	
Divergenzen $s$	{ beobachtet..	17·0	7·1	7·7	18·1
	{ berechnet.	—	7·0	7·7	17·8

Die in der ersten Verticalreihe aufgeführten Zahlen sind der Berechnung der Divergenzen für die folgenden zu Grunde gelegt. Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung kann in Anbetracht der Genauigkeitsgrenze der Ablesung wohl als befriedigend bezeichnet werden.

Wir glauben auf Grund der hier mitgetheilten und noch zahlreicher anderer Messungen aussprechen zu dürfen, dass unter gleichbleibenden Versuchsbedingungen eine Platte von amalgamirtem Zink in Verbindung mit einem Elektroskop ein Mittel gewährt, durch die photoelektrische Zerstreung die Stärke des an Zinkflächen wirksamen ultravioletten Lichtes mit ziemlicher Annäherung zu messen. Versuche an lichtempfindlichen Substanzen im Vacuum haben uns gezeigt, dass hier höchst wahrscheinlich das vorausgesetzte Zerstreungsgesetz nicht mehr besteht, geringe Lichtintensitäten scheinen hier stärker zu wirken, als man erwarten sollte. Zuweilen glaubten wir auch im luftgefüllten Raume eine Andeutung desselben Verhaltens zu finden, sind aber nicht sicher, ob die Unvollkommenheit der Messungsmethode erlaubt, derartige Abweichungen als reell anzusehen.

#### §. 4. Fehlerquellen.

##### a) Abnahme der Lichtempfindlichkeit der Zinkflächen.

Innerhalb jeder der im vorigen mitgetheilten Versuchsreihen war die Zinkplatte, wie aus der nahen Übereinstimmung der einschliessenden Anfangs- und Schlussbeobachtungen zu ersehen ist, von etwa constanter Lichtempfindlichkeit geblieben. Die Zeit, die eine Beobachtungsreihe in Anspruch nimmt, ist so klein, dass während derselben eine merkliche Änderung der Oberflächenbeschaffenheit des Zinkamalgames nicht eintritt. Lässt man dagegen mehrere Stunden oder gar Tage zwischen den einzelnen Messungen verstreichen, so findet man stets eine Abnahme der Lichtempfindlichkeit. Es war offenbar eine Lebensfrage für das geplante Photometer, zu ermitteln, wie man diese verlorene Empfindlichkeit in der ursprünglichen Höhe wieder herstellen kann.

Wir haben die dahin zielenden Versuche mit Sonnenlicht unmittelbar an denselben kleinen Zinkkugeln (12 *mm* Durchmesser) angestellt, die auch zu den eigentlichen photometrischen Bestimmungen dienen. Diese werden aus Stäben reinen Zinkes gedreht und an eingeschraubten Stahldrähten befestigt. Beizt man ihre Oberfläche mit verdünnter Schwefelsäure ab und taucht sie dann in Quecksilber ein, so vollzieht sich die Amalgamirung augenblicklich. Sie werden nun in Regenwasser abgespült und zuerst mit einem leinenen Tuche, dann mit trockenem weissen Seidenpapiere abgerieben. Hierdurch erhalten sie eine spiegelnd blanke Oberfläche. Ist die Kugel einmal amalgamirt, so kann man sie, selbst wenn sie lange Zeit gelegen hat, und ihr Glanz matt geworden ist, von dem früheren Ansehen wieder herstellen, indem man sie in trockenes Quecksilber eintaucht und mit Seidenpapier abreibt. In diesem Zustande besitzt sie dieselbe Lichtempfindlichkeit, wie eine frisch mittelst Säure amalgamirte. Wir stellten dies dadurch fest, dass wir amalgamirte Kugeln lange Zeit liegen liessen und sie, nach der eben beschriebenen Operation, mit einer solchen verglichen, deren Oberfläche ganz frisch präparirt war. So bestimmten wir in diesem Jahre an einem Tage den Werth von  $\log \frac{V_0}{V}$  mit einer

Kugel, die im vorigen Jahre zu den Messungen gedient hatte und seit der Zeit nicht gebraucht worden war und verglichen die erhaltenen Zahlen mit denen, die uns die im täglichen Gebrauche befindliche Kugel lieferte. (Vgl. Reihe V.)

## Reihe V

( $\theta$  ist die Höhe der Sonne, Anfangsdivergenz  $s_0 = 25$  Scalentheilen.)

a)	Beobach- tungszeit	$\theta$	$s'$ (in 60'')	$t$	$\log \frac{V_0}{V}$	
1. Kugel 1891:..	8 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> a.	26°	13·5	24·0	15"	0·75
2. Kugel 1890:..	8 30	28	12·2	24·0	15	0·82
3. Kugel 1891:..	8 40	29	10·1	24·0	15	1·02

Es ist zu beachten, dass mit wachsender Sonnenhöhe die Intensität der ultravioletten Strahlung stark zunimmt. Man hat daher zur Vergleichung aus 1 und 3 das Mittel zu nehmen. Dies ergibt: 0·88, also nahe die unter 2 gefundene Zahl. In der folgenden Beobachtungsreihe ist die Sonnenhöhe nahe constant:

b)	Beobach- tungszeit	$\theta$	$s'$ (in 60'')	$t$	$\log \frac{V_0}{V}$	
4. Kugel 1891:..	12 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> p.	43°	7·9	24·0	10"	1·89
5. Kugel 1890:..	12 25	43	8·3	24·0	10	1·81
6. Kugel 1891:..	12 30	43	7·5	24·0	10	1·95

Hier ist in den Werthen von  $\log \frac{V_0}{V}$  ein geringes Zurückbleiben der alten Kugel bemerkbar, das vielleicht nicht allein auf Schwankungen der Lichtintensität zurückgeführt werden kann. Schliesslich geben wir noch eine Vergleichung der einen von uns in diesem Jahre gebrauchten mit einer ganz neuen, kurz zuvor amalgamirten Kugel:

c)	Beobach- tungszeit	$\theta$	$s'$ (in 60'')	$t$	$\log \frac{V_0}{V}$	
7. Kugel 1891:	.1 p.	33°	6·0	24·2	15"	1·59
8. Kugel ganz neu	1	33	6·0	24·2	15	1·59
9. Kugel ganz neu	..3	22	13·4	24·5	15	0·73
10. Kugel 1891	..3	22	13·5	24·5	15	0·72

Hier sind die zusammengehörigen Zahlen völlig oder nahezu identisch.

Wir glauben hiernach sicher sein zu dürfen, dass Kugeln derselben Grösse durch den Process des Eintauchens in Quecksilber und Abreibens mit Seidenpapier unter sonst gleichen Bedingungen in einen nahe gleichen Zustand der Lichtempfindlichkeit gebracht werden. Es wird dies noch deutlicher werden, wenn wir die Amplitude berücksichtigen, in der selbst bei Verwendung nur einer Kugel die gemessenen Lichtintensitäten schwanken können. (Vgl. pag. 785.)

### b) Einfluss des Luftzustandes.

Indessen sind bei wirklichen Messungen der Sonnenstrahlung diese Versuchsbedingungen keineswegs als constant zu betrachten. Veränderlich sind die Temperatur, ferner die Dichtigkeit, der Feuchtigkeits- und Kohlensäuregehalt sowie der Bewegungszustand der Luft und schliesslich das elektrische Feld der Erde selbst, innerhalb dessen die Beobachtungen (im Freien) vorgenommen werden. Es ist unumgänglich nöthig, wenn anders die Resultate Vertrauen beanspruchen sollen, zu untersuchen, welchen Einfluss die genannten Veränderlichen innerhalb der Grenzen, in denen sie erfahrungsmässig in der freien Atmosphäre schwanken, auf die Beobachtungen äussern, und für den Fall, dass ein solcher merklich ist, welche wirklichen Gegenmassregeln zu treffen sind.

#### 1. Temperatur.

Wir beginnen mit dem Einflusse der Temperatur. Untersuchungen über die Abhängigkeit der photoelektrischen Zerstreuung von der Temperatur sind schon von Herrn A. Righi<sup>1</sup> veröffentlicht. Diese sind aber für unseren Zweck nicht ohne weiters verwendbar, da einerseits das von Herrn Righi gewählte Temperaturintervall zu gross ist, anderseits als lichtempfindlicher Körper nicht das amalgamirte Zink verwendet wurde. Wir haben sie daher in der folgenden Anordnung wiederholt.

Ein Zinkkasten von 15 *cm* Seitenfläche war bis auf eine Seite schwarz lackirt. Die blank gelassene frisch amalgamirte

---

<sup>1</sup> A. Righi, Atti del R. Istituto veneto di scienze. T. VII, Ser. VI. Venezia 1889, p. 22 des Sep.

Fläche stand unter den schon genannten Vorsichtsmassregeln den Funken des Inductionsapparates in 30 *cm* Entfernung gegenüber. Der Kasten wurde mit heissem Wasser gefüllt und die Abnahme der Divergenz bei Belichtung in 30'' von 25 Scalentheilen an beobachtet. Vor jedem Versuche wurde die Zinkfläche mit Flanell blankgerieben und die Temperatur als Mittel zweier einschliessender Ablesungen bestimmt. (Vgl. Reihe VI.)

Reihe VI. (Einfluss der Temperatur.) 17 December 1889.

Anfangsdivergenz 25 Scalentheile. Expositionsdauer 30''

Schlussdivergenz	Volt	$\log \frac{V_0}{V}$	Temperatur ( $^{\circ}$ C)
18·1.	185	0·955	20·0
19·0	191	0·817	70·2
19·1	192	0·803	67·0
18·0	185	0·974	63·8
18·9	191	0·833	56·5
18·5	188	0·892	40·9
18·5	188	0·892	36·8
18·5	188	0·892	24·0
19·0	191	0·817	20·0

Hiernach sind die Werthe von  $\log \frac{V_0}{V}$  bei 70° C. und schliesslich bei 20° C. identisch, die Abweichungen der zwischenliegenden Zahlen weisen keine Beziehungen zur Temperatur auf und müssen wohl der trotz wiederholten Abreibens etwas wechselnden Beschaffenheit der Zinkoberfläche zugeschrieben werden. Entsprechende Versuche wurden auch im Sonnenlicht an den schon erwähnten Zinkkugeln ausgeführt; denen vor dem Abreiben mit Seidenpapier durch Eintauchen in heisses Wasser eine höhere Temperatur gegeben war. Auch hier lagen die gefundenen Zahlen unabhängig vom Wärmestande der Kugel in denselben Grenzen.

Wir ziehen hieraus den Schluss, dass Wärmeschwankungen innerhalb der Amplitude, die durch die tägliche und jährliche Temperaturperiode bedingt ist, die Geschwindigkeit der Electricitätszerstreuung durch das Licht noch nicht merklich

beeinflussen. Die Wirksamkeit stärkerer Temperaturänderungen wollen wir hiermit natürlich nicht im geringsten in Zweifel ziehen.

## 2. Dichtigkeit.

Wir wenden uns nun zu dem Einflusse der Dichtigkeit oder des Druckes der Luft. Unzweifelhaft nimmt, wie Herr A. Righi<sup>1</sup> zuerst nachwies, die lichtelektrische Zerstreung mit der Verdünnung des umgebenden Gases zu, und zwar erreicht sie bei Drucken von der Grössenordnung 0·1 bis 1 *mm* Quecksilber Beträge, welche den bei normalem Drucke beobachteten mehrfach übertreffen. Für uns handelte es sich aber allein um die Frage, ob diese Beschleunigung der Entladung sich schon bei einer Druckverminderung von einigen Centimetern, also auch bei den gewöhnlichen Schwankungen des Barometers fühlbar machen würde.

Um auf keinen Fall die Grenzen zu eng zu ziehen, gingen wir bis zu einem Drucke von im Mittel 520 *mm*, der ausserdem für uns ein besonderes Interesse desshalb bot, weil unsere Lichtmessungen auf dem Sonnblick-Gipfel, über die im letzten Abschnitte ausführlich berichtet werden wird, bei dieser Barometerhöhe ausgeführt wurden. Wir bedienen uns dabei folgender Einrichtung.

In den Boden eines cylindrischen Glasrohres ist ein mit Glas umhüllter Platindraht *D* luftdicht eingeschmolzen, an seinem oberen freien Ende kann durch die Schraube *S* die

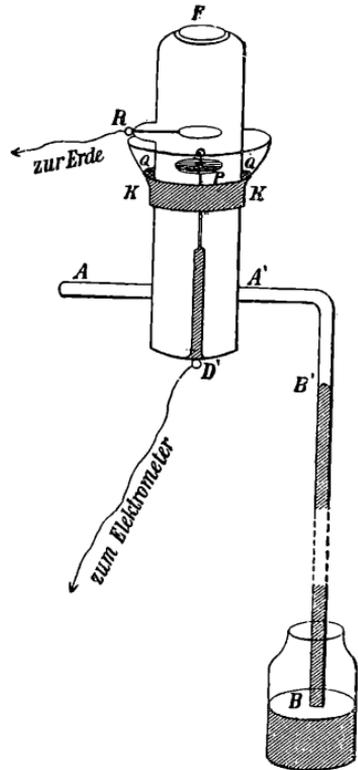


Fig. 8.

<sup>1</sup> A. Righi, Memorie della R. Accademia delle Scienze etc., Bologna. T. X. Ser. IV. 1890. Sep.

kreisförmige amalgamirte Zinkplatte  $P$  von  $23\text{ mm}$  Durchmesser befestigt werden. Mittelst eines Schliffes wird in dieses Rohr ein glockenförmiger Aufsatz eingeschoben, der oben das aufgekittete Quarzfenster  $F$  trägt. Bei  $R$  ist ein Platinring eingesetzt, durch einen Draht steht er mit der Erde in Verbindung. Die Rinne  $KK$  des Schliffes wird mit Quecksilber angefüllt; bei  $A$  führt ein Ansatzrohr zur Geissler'schen Pumpe, bei  $A'$  ein zweites rechtwinklig nach unten gebogenes in ein offenes Quecksilbergefäss. Aus der Steighöhe  $BB'$  lässt sich der im Apparate herrschende Gasdruck dadurch finden, dass man diese von dem augenblicklich herrschenden Barometerstande abzieht.

$D$  war mit dem calibrirten Elektroskope,  $R$  (wie bemerkt) mit der Erde verbunden; oberhalb  $F$  sprangen hinter einer Öffnung eines zur Erde abgeleiteten Metallschirmes die Inductionsfunken, auch bei diesen Versuchen war der Inductor durch abgeleitete Drahtnetze von dem Elektroskope getrennt. Nachdem in dem Apparate vermittelt der Pumpe eine gewisse Verdünnung der Luft hergestellt war, welche über die gewünschte hinausging, liessen wir nun durch eine enge Capillare langsam Luft ein. Das Quecksilber bei  $B$  sinkt alsdann; sobald es die durch eine Marke vorher bezeichnete Stelle erreichte, die dem beabsichtigten Drucke entsprach, schmolzen wir in einer bereit gehaltenen Stichflamme die Capillare zu. Nach Abschluss der Beobachtungen wurde die Schmelzstelle abgebrochen, der Ausgleich des Druckes innen und aussen abgewartet und zum Vergleich eine neue Messung bei normalem Drucke vorgenommen. Wir theilen die untenstehende Beobachtungsreihe mit.

#### Reihe VII. (Einfluss des Druckes.)

(Anfangsdivergenz 27 Scalentheile [gleich 212 Volt]. Expositionszeit  $15''$  Als Messapparat diente das Elektroskop Nr. II. Der — vom Lichte unabhängige — Electricitätsverlust über das Glas des Recipienten ist bei diesen Versuchen nicht zu vernachlässigen.)

Drucke in $mm$ :	Volt	$\log \frac{V_0}{V}$	$s'$ (in $15''$ )	Volt	$\log \frac{V_0}{V}$	$\log \frac{V_0}{V}$ (Mittel und corrigirt)
A. a) 510	13·5	136	0·192	23·5	195	0·035
	14·5	143	0·171			
	14·2	141	0·178			

**0·145**

Drucke in <i>mm</i>	Volt	$\log \frac{V_0}{V}$	$s'$ (in 15'')	Volt	$\log \frac{V_0}{V}$	$\log \frac{V_0}{V}$ (Mittel und corrigirt)	
b) 760	15·0	146	0·162	23·0	192	0·041	<b>0·132</b>
	14·5	143	0·171				
	14·2	141	0·178				
	14·0	139	0·182				
B. a) 530	14·2	141	0·178	23·5	195	0·035	<b>0·142</b>
	14 3	141	0·176				
	14·2	141	0·178				
b) 760	14·2	141	0·178	23·0	192	0·041	<b>0·137</b>
	14·2	141	0·178				
	14·2	141	0·178				

Die in Folge der starken Zerstreung nicht ganz einwandfreien Beobachtungen deuten darauf hin, dass bei Verminderung des Luftdruckes auf im Mittel 520 *mm* vielleicht eine merkliche, wenn auch sehr geringe, Zunahme von  $\log \frac{V_0}{V}$  eintritt (im Mittel 6·8<sup>0</sup>/<sub>0</sub>). Bei der Discussion der Lichtmessungen auf dem Sonnblick werden wir auf dies Ergebniss zurückgreifen, für die im Tieflande gewonnenen darf aber der Einfluss der Barometerschwankungen in einem Intervalle von etwa 60 *mm* sicher vernachlässigt werden.

### 3. Wassergehalt.

Bedenklicher als etwaige von Temperatur und Druck der Luft zu erwartende Störungen erschien uns von vornherein der Einfluss des atmosphärischen Wasserdampfes, dessen Rolle auch gegenüber der gewöhnlichen Elektricitätszerstreung erst mit Schwierigkeit festgestellt worden ist.

Um hierüber ins Klare zu kommen, schlossen wir die lichtempfindliche amalgamirte Zinkplatte in einen würfelförmigen Kasten aus Eisenblech von 9 *cm* Kantenlänge ein. (Fig. 9.) Die untere Fläche des Würfels fehlt, eine Seitenfläche trägt bei *F* das aufgekittete Gyps Fenster, ihm gegenüber steht die Zinkplatte *P*, mittelst einer Schraube an dem durch ein Siegellackstück geführten Stahlstifte *S* befestigt. *R* und *R'* sind angesetzte Eisenröhrchen zum Ein- und Auslassen von Gasen. Der ganze Apparat kann mit seinem untern Rande in eine

quadratische Rinne gesetzt werden, die in eine starke Eisenplatte eingearbeitet ist. Nachdem dies geschehen, wird die Rinne mit Quecksilber gefüllt und dadurch Luftabschluss nach Aussen erreicht. Alle Kittungen sind mit Siegellack gemacht, Gummi-

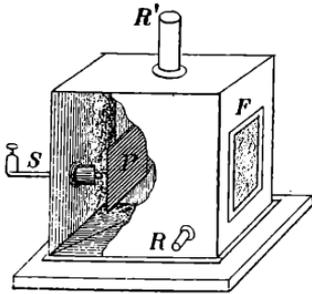


Fig. 9.

verbindungen oder Stopfen wurden ganz vermieden, da erfahrungsmässig die Lichtempfindlichkeit der Zinkplatte in Luft, die über Gummi gestrichen ist, schneller als in reiner abnimmt. Die Einführung von Luft und anderen Gasen in den Apparat geschah deshalb durch eine besondere Aspirationsvorrichtung bei  $R'$ . (Fig. 10.) Ein

kleines Glasrohr  $G$  mit aufgebogener offener Spitze  $L$  war durch die Seitenwandung eines grösseren geführt, letzteres wurde mit Siegellack auf  $R'$  aufge kittet. Bläst man mittelst eines Gebläses einen starken Luftstrom durch  $L$ , so wird lebhaft Luft in den Kasten durch  $R$  hineingesogen,

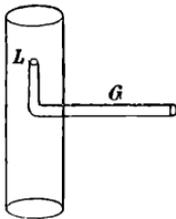


Fig. 10.

man erkennt dies daran, dass leichte Körperchen gegen die Öffnung von  $R$  getrieben werden. Der Eisenkasten blieb stets zur Erde abgeleitet, vor dem Fenster  $F$  sprangen die Inductionsfunken, von  $S$  führte eine Drahtverbindung zum Elektroskope. Durch ein bei  $R$  ange kittetes T-Rohr wurde nun abwechselnd Luft aus einer grossen Flasche, die concentrirte Schwefelsäure enthielt,

und solche, die durch eine mit nassem Fliesspapiere ausgekleidete Glasröhre gestrichen war, eingeleitet. Wir theilen folgende Beobachtungsreihe mit.

#### Reihe VIII. (12. April 1891.)

(Einfluss des Wasserdampfgehalts der Luft. Anfangsdivergenz 27 Scalentheile gleich 212 Volt. Expositionszeit  $t = 30''$  Messinstrument: Elektrometer II.)

Inhalt des Eisenkastens	Volt	$\log \frac{V_0}{V}$
Zimmerluft	12·7	
	12·0	
	12·5	
Mittel:	12·4	0·22

Inhalt des Eisenkastens		Volt	$\log \frac{V_0}{V}$
Trockene Luft	11·9		
	12·5		
	12·9		
	<u>12·4</u>		
Mittel:	12·4	127	0·22
Feuchte Luft	12·4		
	12·8		
	13·0		
	<u>12·7</u>		
Mittel:	12·7	130	0·21
Trockene Luft	12·5		
	13·5		
	13·3		
	<u>13·1</u>		
Mittel:	13·1	133	0·20
Feuchte Luft	13·8		
	13·8		
	13·2		
	<u>13·6</u>		
Mittel:	13·6	137	0·19
Zimmerluft	13·8		
	13·5		
	13·8		
	<u>13·7</u>		
Mittel:	13·7	137	0·19

Die allmähliche Verringerung des Werthes von  $\log \frac{V_0}{V}$  ist offenbar durch die lange Dauer der Versuchsreihe bedingt, die Zinkplatte, die sich nicht vor jeder Ablesung aufs neue reinigen liess, ohne dass die Zusammensetzung der Luft in dem Kasten sich änderte, hat im Laufe der Zeit etwas an Empfindlichkeit eingebüsst. Auf jeden Fall lassen die Beobachtungen eine Zunahme — und das ist für die Discussion der später mitzutheilenden Messungen das Ausschlaggebende — der Entladungsgeschwindigkeit mit Steigerung des Feuchtigkeitsgehalts der Luft nicht erkennen. Luft, die mit Chlorcalcium oder Phosphorsäureanhydrid getrocknet war, zeigte ebenfalls kein

wesentlich verschiedenes Verhalten von solcher, die mit Wasser, selbst schwach angewärmtem, in Berührung gestanden hatte. Zu weit darf natürlich die Erwärmung des Wassers nicht getrieben werden, weil sonst im Innern des Kastens Feuchtigkeitsbeschläge sich bilden, welche die Isolationsfähigkeit der Siegelackführung beeinträchtigen.

#### 4. Kohlensäuregehalt.

Ferner musste auch der wechselnde Betrag der Kohlensäuremenge in der Luft berücksichtigt werden. An sich ist nämlich die Vermuthung, dass ein Gehalt an diesem Gase die lichtelektrische Zerstreung in der Luft befördern könne, nicht

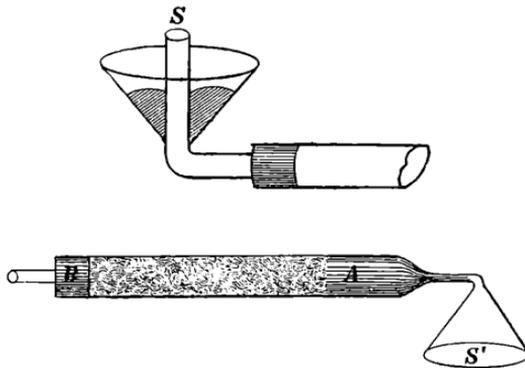


Fig. 11.

unwahrscheinlich, weil in reinem Kohlensäureanhydrid die Wirkung des Lichtes auf Flächen amalgamirten Zinkes weit stärker ist, als in Luft.<sup>1</sup> Man kann bei dieser Untersuchung zwei Wege einschlagen; entweder vergleicht man die Entladungsgeschwindigkeit in gewöhnlicher Luft mit der in kohlenstoffreier, d. h. man entfernt auf künstlichem Wege die Kohlensäure, oder man setzt sie der Luft absichtlich in gemessener Menge zu. Wir haben beide Methoden angewandt.

Vor das Rohr *R* des zuvor beschriebenen Apparates, an welches ein Quecksilbersverschluss der in Fig. 11 gezeichneten Art festgekittet war, konnten dadurch, dass die Öffnung *S'* über *S* geschoben wurde, bis ihr Rand in das Quecksilber eintauchte, abwechselnd zwei Röhren *AB* vorgelegt werden, von denen die

eine Ätzkali in Stangen und bei *A* einen Wattepfropf, die andere nur Watte enthielt. Durch die Aspirationsvorrichtung liess sich der Eisenkasten so abwechselnd mit reiner kohlenstoffreier und gewöhnlicher also kohlenstoffhaltiger Luft füllen. Die folgenden Zahlen sind das Ergebniss zweier Messungsreihen.

## Reihe IX. (14. April 1891.)

(Einfluss des Kohlenstoffgehalts der Luft. Anfangsdivergenz 27 Scalentheile gleich 212 Volt. Expositionsdauer für *a*:  $t = 30''$ , für *b*:  $t = 15''$  Messinstrument: Elektrometer II.)

	Inhalt des Eisenkastens		Volt	$\log \frac{V_0}{V}$				
a)	CO <sub>2</sub> freie Luft	9·5	108	0·29				
		10·3						
		10·5						
	Mittel	10·1						
	Zimmerluft	10·3						
		9·8						
		10·2						
	Mittel	10·1						
	CO <sub>2</sub> freie Luft	11·0			116	0·26		
		11·0						
		11·0						
	Mittel	11·0						
Zimmerluft	11·3	118	0·25					
	11·4							
	11·2							
Mittel	11·3							
b)	CO <sub>2</sub> freie Luft			19·0			174	0·086
				19·8				
				19·6				
	Mittel			19·5				
	Zimmerluft			19·3	174	0·084		
				20·0				
				19·6				
	Mittel			19·6				
	CO <sub>2</sub> freie Luft	19·7	176	0·079				
		20·0						
		20·2						
	Mittel	20·0						

Auch in diesen Reihen ist die im Laufe der Zeit erfolgende Abnahme der Lichtempfindlichkeit der Zinkfläche bemerkbar. Man erkennt zugleich, dass die Mengen Kohlensäuregases, die der Zimmerluft beigemischt sind, keinen messbaren Einfluss auf die lichtelektrische Entladung äussern. Schwerlich aber dürften die Schwankungen des Kohlensäuregehalts der freien Atmosphäre eine grössere Amplitude erreichen, als bei dem beschriebenen Versuche.

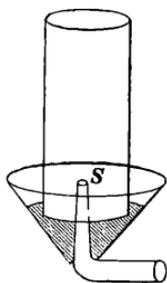


Fig. 12.

Setzt man absichtlich grössere Mengen des Gases zu, so wächst die lichtelektrische Zerstreuung deutlich an. Wir schoben über die Öffnung S, Fig. 12, ein cylindrisches beiderseits offenes Rohr und füllten dies durch Einleiten eines Kohlensäurestromes mit dem Gase an. Wurde nun die Zuleitung entfernt und die Saugvorrichtung einen Moment wirken gelassen, so drang das in dem vorgelegten Rohre enthaltene Kohlensäuregas in den Eisenkasten ein; die Luft in demselben wurde, wie aus einer Vergleichung der Volumina des Kastens und des Rohres hervorging, mit etwa 2% CO<sub>2</sub> versetzt. Eine Wiederholung der Operation ergab dann angenähert einen Gehalt von 4%. Schliesslich wurde das Gasgemisch wieder durch Zimmerluft ersetzt. Wir heben die nachstehenden Beobachtungen heraus.

## Reihe X. (15. April 1891.)

(Einfluss des Kohlensäuregehalts der Luft. Anfangsdivergenz 27 Scalentheile gleich 212 Volt. Expositionsdauer  $t = 10''$  Messapparat: Elektrometer II.)

	Inhalt des Eisenkastens		Volt	$\log \frac{V_0}{V}$
a)	Zimmerluft	10·9		
		11·3		
	Mittel	11·1	117	0.26
	2% CO <sub>2</sub>	9·9	107	0·30
	4% CO <sub>2</sub>	9·5	103	0·31

	Inhalt des Eisenkastens		Volt	$\log \frac{V_0}{V}$
	Zimmerluft	10.1		
		<u>10.9</u>		
	Mittel	10.5	112	0.28
b)	Zimmerluft	10.5		
		<u>10.7</u>		
	Mittel	10.6	112	0.27
	CO <sub>2</sub> (rein)	7.2		
		<u>7.6</u>		
	Mittel	7.4	84	0.40
	Zimmerluft	10.8		
		<u>10.9</u>		
		10.9	115	0.26

Der beschleunigende Einfluss eines erheblichen Kohlen- säuregehalts der Luft ist aus Xa deutlich erkennbar, zum Ver- gleich fügten wir unter b) das Verhalten einer reinen Kohlen- säureatmosphäre bei. Diese Versuche sind indessen für die lichtelektrischen Messungen in der freien Luft ohne Belang, da hier der Kohlen säuregehalt auch nicht angenähert bis zu dem niedrigsten angewandten Procentsatze steigen kann; wir führten sie an, um zu zeigen, dass wirklich vorhandene Unterschiede durch unsere Methode mit voller Deutlichkeit erkannt werden können.

#### Bewegungszustand.

Ob ferner die photoelektrische Zerstreung durch eine mässige Bewegung der Luft beeinflusst wird, ist in einwands- freier Weise nicht leicht zu entscheiden. Starkes Anblasen einer amalgamirten Zinkfläche hat nämlich in der Regel den Erfolg, ihre Lichtempfindlichkeit dauernd herabzusetzen, es scheint, dass die von dem Luftstrome mitgeführten Partikelchen, Staub und condensirte Feuchtigkeit, sich auf dem Metalle ab- lagern, besonders schien, wie schon oben bemerkt, Luft nach- theilig zu wirken, die über Gummi gestrichen war. Wir haben

uns nach vielen unsicher ausgefallenen Versuchen schliesslich darauf beschränkt, die Entladungsgeschwindigkeit im Sonnenlichte bei böigem Winde zu bestimmen, und zwar zu Zeiten relativer Stille und während heftiger Stösse. Die geladene Zinkkugel war dabei — wie überhaupt bei den täglichen Messungen der Sonnenstrahlung — aus einem sogleich näher zu besprechenden Grunde im Innern eines Cylinders aus Eisendrahtgeflecht angebracht. Wir haben keinen Einfluss der Windstösse auf die Werthe von  $\log \frac{V_0}{V}$  wahrnehmen können.

### c) Einfluss des elektrischen Feldes der Erde.

Während die im Vorigen beschriebenen Störungen nur Fehler von einer Grösse ergeben konnten, die innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der Ablesungen liegt, kann man dies leider nicht von der letzten Fehlerquelle sagen, welche ihren Grund in dem elektrischen Kraffelde der Erde hat. Eine negativ geladene Zinkkugel, die in Verbindung mit einem Elektroskope in freier Luft den Sonnenstrahlen ausgesetzt wird, hat bei dem Zusammenfallen der Aluminiumblättchen noch nicht den Zustand des elektrischen Gleichgewichtes erreicht, vielmehr entweicht nun noch die durch das elektrische Feld der Erde auf ihr inducirte negative Elektrizität, d. h. es tritt eine Divergenz in positivem Sinne auf, deren Grösse von der variablen Feldstärke, d. h. von dem atmosphärischen Potentialgefälle abhängt. Je grösser dieses ist, um so schneller wird sich der Verlust der negativen Ladung vollziehen, um so grösser wird  $\log \frac{V_0}{V}$ , d. h. scheinbar die gemessene Lichtintensität sein. Da es uns nun gerade auf die Untersuchung eines Zusammenhanges zwischen Sonnenstrahlung und Potentialgefälle ankam, so war die hierin liegende Fehlerquelle die gefährlichste und musste daher gründlich beseitigt werden. Bei der einen Form unseres Actinometers erreichten wir dies dadurch, dass wir die Zinkkugel am Ende eines 20 *cm* langen, 5 *cm* im Durchmesser haltenden Cylinders aus Drahtgeflecht anbrachten, bei dem andern liegt sie am Grunde einer 25 *cm* langen und 4 *cm* weiten Messingröhre. Diese Schutzhüllen sind gut leitend mit dem Gehäuse

des Elektroskops verbunden. Jeder merkliche Einfluss des elektrischen Feldes der Erde wird, wie zu erwarten ist, hierdurch abgeschnitten, selbst bei sehr hohem Betrage des atmosphärischen Potentialgefälles ist keine Aufnahme positiver Elektrizität an dem Elektroskope erkennbar. Wir heben nochmals hervor, dass eine unzureichende Einschränkung dieser Fehlerquelle in dem Sinne wirken müsste, dass bei hohen Werthen des Potentialgefälles auch die Lichtintensität zu hoch gemessen würde. Auf die lichtschwächende Wirkung des Drahtgeflechtes werden wir bei der Besprechung der Actinometer näher eingehen.

### §. 5. Die Actinometer.

Die im Vorigen mitgetheilten Versuche haben zu dem Ergebnisse geführt, dass es unter Anwendung gewisser Vorsichtsmassregeln möglich ist, vermittelst der photoelektrischen Zerstreung die Intensität derjenigen stark brechbaren Strahlen des Sonnenlichtes zu messen, welche auf Flächen amalgamirten Zinks elektrisch entladend wirken.

Wir haben dem elektrischen Actinometer je nach dem Zwecke, für den es bestimmt ist, zwei verschiedene Formen gegeben. Bei der ersten Construction sahen wir besonders darauf, dass es die gesammte Strahlung, der ein Punkt der Erdoberfläche ausgesetzt ist, zu messen erlaubte und, da es fortlaufenden, womöglich täglichen Beobachtungen dienen sollte, dass es leicht zu handhaben und stets zum Gebrauche bereit war. Wir richteten dieses als Standinstrument ein. Die zweite Form construirten wir für die Photometrie der eigentlichen Sonnenstrahlen unter möglichstem Ausschluss des Himmelslichtes; da dieser Apparat zu Beobachtungen an verschiedenen Orten bestimmt war, musste er transportabel sein.

#### a) Das Standactinometer.

Das Standactinometer hat seine feste Stelle unter einem nach oben sich öffnenden Fenster auf der Südseite des Hausdaches. Wird die Fensterscheibe ganz zurückgeschlagen, so dass sie auf dem Dache aufliegt, so ist von einem etwa 10 *cm* über der Mitte der Öffnung gelegenen Punkte fast der ganze

Himmel frei sichtbar, nur im Norden wird durch das Dach ein Streifen von etwa  $15^\circ$  über dem Horizonte verdeckt.

An einem Stativ unmittelbar unter dem Fenster ist in einer verstellbaren Klammer *A* der Eisenstab *B* befestigt, an dessen oberem Ende der Eisenteller *T* unter rechtem Winkel festgenietet ist. Die Mitte dieses Tellers ist durchbohrt und die

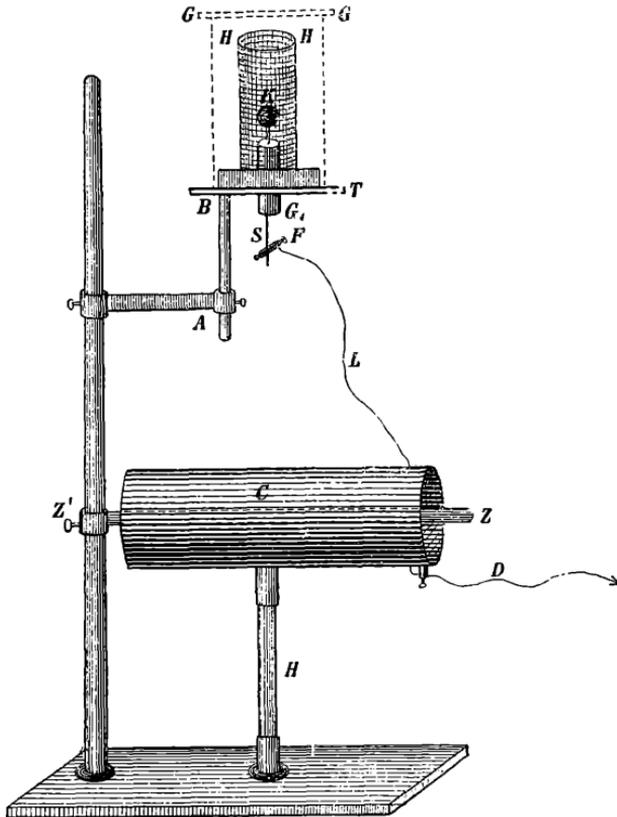


Fig. 13.

Bohrung durch eine dick mit Siegelack überzogene Glasröhre *G'* ausgefüllt. In diese lässt sich von oben her der Stahlstift *S* einsenken, der die lichtempfindliche Kugel *K* trägt. Diese liegt in ihrer normalen Lage dem oberen Rande der Glasröhre auf. Concentrisch zu *T* ist ein schmaler kreisförmiger Streifen aus Eisenblech aufgenietet, er dient zur Führung des offenen Cylinders *H* aus dünnem Eisendrahtgeflecht, von dem schon oben die Rede war. Die Höhe dieses Cylinders ist so bemessen,

dass auch bei dem höchsten Stande der Sonne die Strahlen, welche  $K$  treffen, durch die Drahtmaschen passiren müssen. Über die ganze Vorrichtung kann dann noch ein oben geschlossener Cylinder  $G$  aus Eisenblech gesetzt werden, der die Kugel völlig vom Lichte abschliesst. Am unteren Ende von  $S$  wird durch eine Klemmschraube  $F$  der Zuleitungsdraht  $L$  zu dem schon beschriebenen Standelektroskope befestigt, dies steht auf demselben Tische, der auch das Actinometerstativ trägt. Die Elektrizitätszerstreuung von der Zinkkugel im Sonnenlichte ist bei hohem Sonnenstande eine sehr starke; selbst die Maximalladung des Elektroskops sinkt in so kurzer Zeit gegen Null, dass eine genaue Messung der Expositionszeit mittelst des Secundenzeigers einer Uhr nicht möglich ist. Es war nothwendig die Entladung zu verlangsamen. Dies geschieht in einfacher Weise dadurch, dass man das Elektroskop mit einem Condensator  $C$  in Verbindung setzt und dadurch die Capacität des geladenen Systemes vergrössert. Ein Cylinder  $C$  aus Weissblech von  $30\text{ cm}$  Länge und  $8 \cdot 5\text{ cm}$  Weite, beiderseits offen, ist auf einem mit Siegelack überzogenen Glasstabe  $H$  aufgestellt, von ihm aus führt der Draht  $D$  zum Elektroskope.  $Z$  ist ein Metallstab von gleicher Länge, der an dem oben genannten Stative bei  $Z'$  festgeklemmt und als Axe in den Cylinder eingeführt ist. Er communicirt metallisch mit dem Gehäuse des Elektroskops.

Die Handhabung des Apparates geschieht in folgender Weise: Nachdem das Dachfenster zurückgeschlagen, wird  $T$  so hoch als möglich ins Freie (etwa  $2\text{ cm}$  über die Fensteröffnung) hinaufgerückt. Dann entfernt man den äusseren Blechcylinder  $G$ , löst die Schraube  $F$  und schiebt nun den Stift  $S$  so hoch, dass die Kugel  $K$  aus dem Drahtcylinder  $H$  hervorragt. Man fasst den Stahlstift  $S$  unterhalb der Kugel und zieht ihn mit der Kugel vollständig aus der Glasröhre  $G_1$  heraus, taucht alsdann die Kugel, die schon einmal amalgamirt gewesen sein muss, in ein kleines Gefäss mit Quecksilber ein und wendet sie einige Male in dem flüssigen Metalle um. Dann zieht man sie heraus und reibt sie nun mit einigen Stücken reinen weissen Seidenpapiers unter Anwendung gelinden Druckes ab, bis die Oberfläche spiegelnd erscheint. Dann senkt man, ohne die Kugel

mit der Hand zu berühren, den Stift  $S$  in die Röhre  $G_1$  ein, und lässt die Kugel von selbst in ihre tiefste Lage hinabsinken. Nun wird schnell der Cylinder  $G$  zum Abschlusse des Lichtes übergeschoben, die an dem Zuleitungsdraht  $L$  befestigte Schraube  $F$  wird an  $S$  angesetzt und das Elektroskop negativ geladen. Dies geschieht entweder mittelst der Zambonischen Säule oder durch eine geriebene Siegelackstange, in der schon oben beschriebenen Weise stellt man durch Anlegen des Fingers an einen von  $L$  frei herabhängenden Leinenfaden das Instrument bei der bestimmten Anfangsdivergenz ( $s_0 = 25$  Scalentheilen) ein. Jetzt wird die Uhr zur Hand genommen und eine gemessene Anzahl ( $t$ ) von Secunden lang der Verdunkelungscylinder  $G$  abgenommen. Nachdem er wieder aufgesetzt ist, liest man sofort die noch übrig gebliebene Divergenz ( $s$ ) ab. Wir wiederholen die Messungen zwei- bis viermal, jedesmal mit neu amalgamirter und geputzter Kugel, häufig unter Wechsel der Expositionszeiten. Dann erübrigt es noch, die gewöhnliche Zerstreuung zu bestimmen. Man ladet den Apparat, wie zuvor, nur lässt man den Cylinder  $G$  über der Kugel stehen. Das Elektroskop wird nun in dem als Einheit gewählten Zeitabschnitte ( $60''$ ) von  $s_0$  auf die Divergenz  $s'$  gekommen sein. Man entnimmt aus der Tabelle sofort die den Scalentheilen  $s$  und  $s'$  zugehörigen Werthe und findet:

$$J = \frac{1}{t} \log \frac{V_0}{V} - \log \frac{V_0}{V'}.$$

Wir pflegen, der Vereinfachung der Schreibweise wegen, die für  $J$  gefundenen Zahlen mit 100 multiplicirt unter Weglassung der Decimalstellen zu kürzen; dies Verfahren ist durch die Genauigkeitsgrenze der Ablesung gerechtfertigt.

Die Sonnenhöhe wird mittelst eines mit Schattenstift und Bleiloth versehenen Theilkreises aus Pappe (Pressler's Messknecht) bestimmt.

Als Beispiel einer Messung mag das Folgende dienen:

Datum	Stunde	Expositions- dauer	$s_0$	Volt		Volt	$s'$ (in 60'')	Volt
14. September 1890	4 p.	15'' ( $t = \frac{1'}{4}$ )	25·0	232		158	24·2	226
					Mittel..			

$$\frac{14 \cdot 5}{13 \cdot 8}$$

$$\frac{1}{t} \log \frac{V_0}{V} = 0 \cdot 6612$$

$$J = 65.$$

$$\log \frac{V_0}{V'} = 0 \cdot 0101$$

$$\text{Sonnenhöhe } \theta = 20^\circ$$

Die Capacität des Luftcondensators ist so gewählt, dass zur Zeit der grössten Lichtintensität, also in den Mittagsstunden der Monate Juni und Juli nach 5'' Expositionsdauer noch eine messbare Divergenz bestehen bleibt. Bei tieferen Sonnenstände kann man dann die Belichtungszeiten bis auf 60'' ausdehnen. Massgebend ist dabei immer das Ziel, eine von  $s_0$  möglichst verschiedene, aber auch nicht zu nahe an Null herankommende Schlussdivergenz zu erhalten. Infolge der Einschaltung des Condensators wird zugleich die Capacität des gesammten elektrischen Systems so vermehrt, dass Ortsveränderungen des Beobachters ohne Einfluss auf die Angaben des Elektroskops sind. Bei längerem Gebrauche wird die lichtempfindliche Kugel durch das fortgesetzte Abreiben kleiner. Man hat darauf zu achten, sie früh genug durch eine neue zu ersetzen, bevor sich ein merklicher Unterschied in den Messungsergebnissen herausstellt.

Am meisten geeignet, Bedenken zu erregen, ist die Einschaltung des Cylinders aus Drahtgeflecht in den Gang der Sonnenstrahlen. Erfüllt er auch vollständig seine Bestimmung, den Einfluss des elektrischen Feldes der Erde auf die geladene Zinkkugel auszuschliessen, so bildet er wiederum eine Quelle

neuer Störungen. Zunächst schwächt er das hindurchpassirende Sonnenlicht, indem die Drahtmaschen einen Theil desselben auffangen, und zwar wird diese Schwächung je nach dem Sonnenstande, d. h. nach der Grösse des Winkels verschieden sein, unter dem die Sonnenstrahlen das Netz treffen. Ferner ist der Cylinder offen, ein Theil des Himmelslichtes dringt also ungeschwächt ein. Wie durch einen besonderen Versuch festgestellt wurde — wir führten denselben aus mit Hilfe einer lichtempfindlichen Natriumzelle, wie wir sie in der Zeitschrift »Elektricität«<sup>1</sup> beschrieben haben — lässt ein ebenes Stück des angewandten Drahtnetzes bei senkrechter Stellung gegen die Lichtstrahlen zwei Drittel derselben durch. Wäre das die Kugel umgebende Drahtnetz zu ihr concentrisch und allseitig geschlossen, so würde man demnach zwei Drittel der Gesamtstrahlung von Sonne und Himmel messen, und da es sich überhaupt nur um relative Bestimmungen handelt, wären die erhaltenen Zahlen ohne weiteres verwendbar. Wir haben die Beobachtungen in der Weise aufgefasst, als ob dies der Fall wäre, d. h. wir haben den dritten Theil der Strahlung desjenigen Theiles des Himmels, der von der lichtempfindlichen Kugel aus frei sichtbar ist und zu einem Kegel mit der nach oben gerichteten Öffnung von etwa  $56^\circ$  gehört, gegen die der Sonne und des übrigen Himmelsgewölbes vernachlässigt. Es schien uns dies Verfahren, dessen Berechtigung für mittlere Sonnenhöhen ersichtlich sein dürfte, auch dadurch den Vorzug zu verdienen, dass es keine Veränderung des Beobachtungsmaterials auf Grund von Annahmen nöthig machte, die nicht als genügend erwiesen gelten konnten.

Jedenfalls liegt in der Verwendung des Drahtnetzes ein Mangel unseres Standactinometers, der die Genauigkeit der Messungen stärker beeinflusst, als andere Fehlerquellen. Es scheint nicht leicht zu sein, wirksame Abhilfe zu schaffen. Am nächsten liegt es, statt des Cylinders aus Drahtgeflecht eine Halbkugel aus demselben Materiale zu wählen, welche die Zinkkugel concentrisch umgibt.

---

<sup>1</sup> J. Elster und H. Geitel, Elektricität, officiële Zeitung der elektrotechnischen Ausstellung in Frankfurt a. M. Nr. 15, 1891.

Aber abgesehen von der Schwierigkeit, die Maschen des Drahtnetzes auch bei dieser Form alle in angenähert gleicher Weite zu erhalten, ist man genöthigt, vor dem Präpariren der Kugel jedesmal dasselbe zuerst zu entfernen und nachher dann wieder in genau die frühere Lage zu der Kugel zu bringen, anderenfalls würde eine Capacitätsänderung des ganzen Leitersystems zu befürchten sein. Es ist wohl möglich, dass unter normalen Verhältnissen schon wenige über der Kugel ausgespannte zur Erde abgeleitete Drähte die Wirkung des elektrischen Feldes der Erde praktisch unmerklich machen, ohne wesentlich Licht zurückzuhalten. Da indess nach unseren Erfahrungen in einem starken Felde solche Vorrichtungen nicht genügten,<sup>1</sup> trugen wir auch hier bis jetzt Bedenken, sie anzuwenden, zumal, wie wir schon hervorhoben, doch die Aufsuchung einer Beziehung zwischen der elektrischen Feldstärke an der Erdoberfläche und der Sonnenstrahlung der Zweck unserer Arbeit war.

#### b) Das transportable Actinometer.

Das zweite, für die Messung der eigentlichen Sonnenstrahlung construirte Photometer stimmt in seinen wesentlichen Theilen mit dem soeben beschriebenen Standactinometer überein, nur ist dafür Sorge getragen, dass die Zinkkugel allein von dem Lichte der Sonne selbst und dem ihrer nächsten Umgebung getroffen wird (Fig. 14). An einer auf drei Füßen ruhenden Eisenstange sind drei Klammern,  $K_1$   $K_2$   $K_3$  verstellbar. Die obere trägt das nach Exner's Angabe construirte calibrirte Elektroskop (Nr. II), an welchem auch die für den Transport berechneten Schutzbacken der Aluminiumblättchen nicht fehlen. An der zweiten  $K_2$  (mit Universalgelenk) ist das 20 cm lange, 3 cm weite, innen geschwärzte Messingrohr  $R$  befestigt. Über die untere Öffnung lässt sich mit Reibung eine Metallkappe  $N$  schieben, diese trägt in ihrer centralen Durchbohrung das gefirniste Ebonitstück  $E$ , durch welches der Stift  $S$  der lichtempfindlichen Kugel  $K$  geführt ist. Die andere Öffnung ist durch den Pappverschluss  $M$  gegen das Licht verschliessbar. Von dem Rohre

<sup>1</sup> J. Elster und H. Geitel; Wien. Ber. 99. II a. Nov. 1890. S. 1011.

$R$  aus führt ein Leitungsdraht  $D$  nach dem Gehäuse des Elektroskops. In die unterste Klammer  $K_3$  ist ein Plattencondensator  $C$  von  $133\text{ cm}^2$  Oberfläche eingeklemmt, dessen Dielektricum

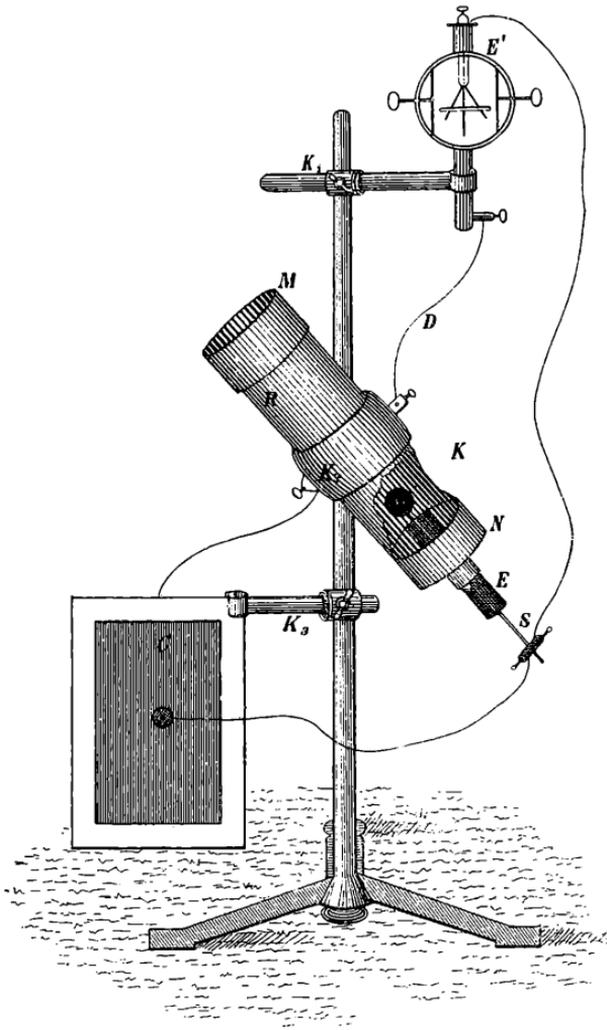


Fig. 14.

aus einer Ebonitplatte, dessen Belegung aus Stanniol gebildet wird. Die eine Belegung steht mit dem Knopfe, die andere mit dem Gehäuse des Elektroskops in leitender Verbindung. Die Belegungen sind zum Schutze gegen Quecksilber und gegen Licht mit einer Lage schwarzen Firnisses überzogen.

Um mit dem Apparate zu beobachten, entfernt man zunächst von dem Rohre  $R$  die beiden Verschlüsse, richtet dann dasselbe gegen die Sonne, indem man es so einstellt, dass sein Schatten auf einem dahinter gehaltenen Papiere als Kreisring von gleichförmiger Dicke erscheint. Die Kugel  $K$  wird in der bei dem vorigen Apparate angegebenen Weise amalgamirt, mittelst der Fassung  $N$  in die Röhre  $R$  eingeführt,  $S$  mit dem Elektroskope verbunden, und der Verschluss  $M$  aufgesetzt. Nun wird durch Vermittlung eines Leinenfadens in bekannter Art das Elektroskop zu der Anfangsdivergenz  $s_0$  negativ geladen, durch Abheben des Verschlusses  $M$  die Kugel eine gemessene Zeit ( $t$ ) exponirt, und der Restbetrag  $s$  der Divergenz abgelesen. Das Verfahren ist somit das gleiche, wie bei dem zuerst beschriebenen Instrumente, auch die Correction für die gewöhnliche Zerstreuung wird ebenso ermittelt. Die gefundenen Werthe für  $J$  sind natürlich nur unter sich, nicht mit den am Standactinometer gemessenen vergleichbar.

Die Vorbereitungen zur Messung dürfen keine zu lange Zeit beanspruchen, weil sonst das Sonnenlicht am Schlusse nicht mehr nahezu axial in die Röhre  $R$  einfallen würde; durch Übung ist bald eine gewisse Fertigkeit in den Handgriffen zu erreichen.

Nicht ohne Bedenken hatten wir uns zu dem Gebrauche des Ebonitcondensators entschlossen, wir fürchteten Schwierigkeiten in mangelhafter Isolation, sowie durch Rückstandbildung zu finden. Die erste Befürchtung ist, solange der Condensator nicht erwärmt ist, zutreffend, da aber der Apparat nur im Sonnenschein gebraucht wird, so sind wir ernstlichen Hindernissen nicht begegnet. Erfreulicherweise ist bei den Potentialdifferenzen, wie wir sie im Maximo anwandten, auch von Rückstandbildungen nichts wahrzunehmen, wie ja überhaupt diese im Ebonit relativ klein sind. Wir versuchten vergeblich transportable Luftcondensatoren von constanter Capacität herzurichten. Die Schwierigkeit liegt besonders darin, dass diese Capacität eine ziemlich hohe sein muss; mit einem Luftcondensator von der bei dem Standactinometer beschriebenen Grösse würden wir bei unseren Messungen in den Alpen nicht ausgereicht haben, gegenüber den dort beobachteten Lichtintensitäten wäre seine Capacität viel zu gering gewesen.

Wir stellten das transportable Actinometer in zwei Exemplaren her, die abgesehen von der verschiedenen Empfindlichkeit der Elektroskope in allen Stücken möglichst übereinstimmten. Die beiden Instrumente wurden der Controle wegen öfters gleichzeitig benutzt; ihre Angaben lagen sehr nahe bei einander.

### §. 6. Die Resultate der Messungen.

Indem wir uns nun zu den Resultaten der photometrischen Beobachtungen wenden, schicken wir die mit dem Standactinometer erhaltenen voran.

#### a) Standactinometer.

Nach den im vorigen gegebenen Erklärungen fassen wir die mit diesem Instrumente ermittelten Zahlen als Maass der Summe der Strahlungen auf, die eine frei aufgestellte Kugel durch das Licht der Sonne und des ganzen Himmelsgewölbes empfängt. Wir haben in dem Zeitintervalle von October 1889 bis 1891 die Lichtmessungen in stündlichen Terminen zu jeder Tageszeit vorgenommen, sobald es der Zustand der Atmosphäre zweckmässig erscheinen liess, d. h. vorzugsweise bei wolkenlosem Himmel.

Auch für diese Beobachtungen gilt die schon bei den entsprechenden elektrischen ausgesprochene Bemerkung, dass eine Beschränkung auf ganz wolkenlose Tage oder auch nur Stunden in unserem Klima nicht zweckentsprechend sein würde. Es erscheint widersinnig Beobachtungen zu verwerfen, während welcher nur der ohnehin kaum wirksame Horizont bewölkt, der übrige Himmel und die Sonne selbst aber frei waren; ja selbst einzelne nicht zusammenhängende kleine Wolken, sowie zerstreute Cirrusstreifen, wenn sie nur der Sonne nicht nahe kamen oder sie gar verdeckten, haben uns nicht zum Abbrechen der Messungen veranlasst. Trotzdem brachten wir nur wenige Reihen zusammen, die sich ohne wesentliche Unterbrechung über vollständige Tage erstrecken. Die zahlreichen lückenhaften Reihen haben wir durch Combination mit den vollständigen (sie umfassen im Ganzen 597 Messungen, deren jede das Mittel aus zwei bis drei Ablesungen ist) zur Ableitung der Stundenmittel für die einzelnen Monate verwandt.

Wir glaubten auf die Mittheilung der Einzelbeobachtungen in den Haupttabellen verzichten zu dürfen und beschränkten uns auf eine Zusammenstellung der Mittagsintensitäten, geordnet nach Monaten. (Vergl. Tab. C.) Hierin sind für die einzelnen Beobachtungstage die Maximalbeträge der Strahlung, d. h. die Mittelwerthe der in dem Zeitabschnitt von 11 a. bis 2 p. gemessenen Werthe angegeben; je nach der Gunst oder Ungunst des Wetters ist die Anzahl ( $v$ ) der zu Grunde liegenden Messungen verschieden. Der Monat Juli fehlt, da wir für diese Zeit nicht in Wolfenbüttel anwesend waren. Aus einem im folgenden Abschnitte zu erörternden Grunde fügten wir auch den gleichzeitigen Dampfdruck an der Erdoberfläche ( $p_0$ ) bei.

Bildet man aus den Zahlen der Tabelle C unter Berücksichtigung ihrer Gewichte die Mittel für die erste und letzte Hälfte jeden Monats (bei dem September ist wegen der grossen Anzahl der Beobachtungstage eine Theilung in drei Theile vorgenommen), so erhält man die jährliche Variation der Gesamtstrahlung in den Mittagsstunden

Tabelle V.

	December		Jänner		Februar		März		April		Mai		
	1.	2.	1.	2.	1.	2.	1.	2.	1.	2.	1.	2.	
Gesamtstrahlung .....	6·2	4·2	10·4	13·6	23·3	36·3	83·0	132·0	112·1	118·3	186·1	221·0	
Anzahl der Beobachtungen .....	13	7	7	9	11	9	7	9	12	13	24	19	
	Juni		Juli		August		September			October		November	
	1.	2.	1.	2.	1.	2.	1.	2.	3.	1.	2.	1.	2.
Gesamtstrahlung .....	285·6	310·9	—	—	260·4	184·6	193·4	171·2	155·3	113·4	89·1	43·8	23·3
Anzahl der Beobachtungen...		8	—	—	15	7	20	11	6	14	11	14	12

Man erkennt aus diesen Zahlen (vergl. auch die graphische Darstellung Fig. 15), dass die Veränderlichkeit der ultravioletten Strahlung von Sonne und Himmel unter Mittag im Laufe eines Jahres im ganzen regelmässig ist mit dem Maximum in der zweiten Hälfte des Juni, dem Minimum in der entsprechenden des December, und zwar beträgt ersteres das 70—80fache des letzteren. Im übrigen ist der Verlauf in Bezug auf diese beiden Extreme nicht völlig symmetrisch, gleichen Sonnenhöhen entsprechen in dem Intervalle December—Juni im ganzen kleinere Werthe der Strahlung, als von Juni bis December. (Vergl. z. B. die Äquinoclien.) Es verräth sich somit eine Art von Nachwirkung, in ähnlicher Weise, wie sie auch in der Abhängigkeit

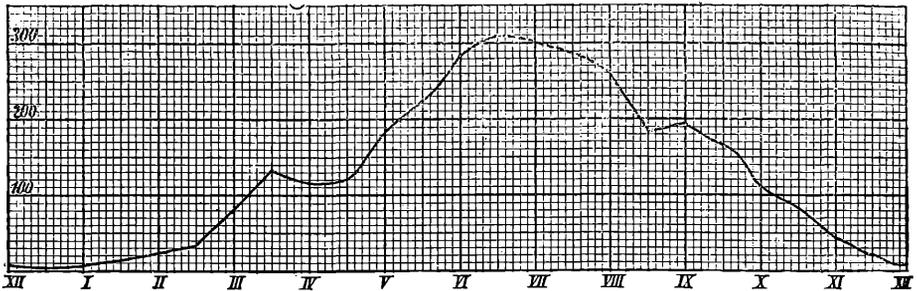


Fig. 15.

der Lufttemperatur von der Declination der Sonne zu Tage tritt. Bemerkenswerth sind zwei secundäre Maxima, das eine im März (2), das andere im September (1).

Zur Beobachtung der täglichen Variation der ultravioletten Strahlung geben wir zunächst eine Übersicht der einigermaßen vollständigen Beobachtungsreihen. Zu jeder Messung ist hier die Sonnenhöhe ( $\theta$ ), die Beobachtungszeit und für den betreffenden Tag die mittlere Bewölkung vermerkt. Lücken in den Reihen würden nicht durch Interpolation ergänzt, die Monate Jänner, Februar und Juli sind in der Zusammenstellung nicht vertreten. (Vergl. folgende Tabelle VI.)

Auch hier ist, wie zu erwarten, für jeden einzelnen Tag ein im ganzen regelmässiger Verlauf der Strahlung zu ersehen. Dagegen kann von Tag zu Tag die Transparenz der Atmo-

Tabelle VI.

## Verlauf der Gesamtstrahlung an normalen Tagen.

Nr.	Jahr	Monat	Tag	Bewöl- kung	7 a.		8		9		10		11		12 m.		1 p.		2		3		4		5		6				
					θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	θ°	J	
1	1889	XII	13	0·0											14	13	14	11	13	8	10	2									
2	1890	III	29	2·3			21	29	29	56	36	169	40	251	42	177	40	164	36	123	29	129	21	71	12	23					
3	1890	III	30	1·7	12	11	22	33	29	50	36	102	40	147	42	137	40	121	36	110	29	65	21	31							
4	1890	IV	14	0·3	18	21	27	53	35	75							47	141	42	130	35	106	27	71	18	35	9	11			
5	1890	IV	15	0·7	18	13	27	33	35	72	42	148	47	155	48	104	47	121	42	141	35	74									
6	1891	IV	26	0·7			28	35	37	63	45	78	50	105	51	119	50	101	46	85	38	108	28	45	20	26					
7	1890	V	8	1·3	23	42	32	91	39	128	48	166	53	185	54	170	53	136	47	173			32	85	23	47					
8	1891	V	13	0·3			35	95	42	113	49	153	55	233	57	253	55	249	50	219	42	157	33	70	24	37	12	12			
9	1890	V	17	1·3	25	38	35	96	42	113			55	161			55	196	50	174	42	140	33	107	24	65	15	22			
10	1890	V	28	0·0	26	78	37				52	261	56	289	58	284	56	235					35	164	26	72	17	38			
11	1890	V	25	0·7			37	95	43	168	52	179	57	199	58	306	56	206	52	237	43	260	35	176	26	114	17	55			
12	1891	VI	24	4·0	29	72	38	122	45	168	54	234	59	308	62	378	60	313	52	266	47	219	36	195							
13	1890	VIII	18	3·7							47	233			52	282	51	268	45	195	39	157	27	118	20	61	11	22			
14	1890	IX	14	0·7	14	26	20	62	28	103	34	167	39	186	40	172	39	152	34	184	28	134	20	65	11	26					
15	1890	X	1	2·3			15	28	22	82	29	95	33	156	34	144	33	151			22	63	15	24							
16	1889	X	5	1·0	11	5	15	20	22	46	29	53	33	135	34	134	33	123	29	103	22	68	15	12	6	4					
17	1889	X	16	0·3	6	4	10	9	18	47	23	59	25	113	27	120	26	87	23	57	17	37	10	13							
18	1889	XI	13	1·0			2	2	8	5	14	14	17	30	18	24	17	23	14	30	11	11	2	4							

sphäre beträchtlich verschieden sein, wie aus den Abweichungen der für denselben Werth von  $\Theta$  erhaltenen Zahlen hervorgeht.

Durch Combination aller vorhandenen Beobachtungen ist dann die folgende Tabelle des täglichen Ganges der Gesamtstrahlung in den Monaten des Jahres gebildet.

Tabelle VII.  
Gesamtstrahlung in den Monaten des Jahres.

Monat	7 a.	8	9	10	11	12 m.	1 p.		3	4	5	6	Anzahl der Beobachtungen
December	—	0	2	3	7	6	7	7	2	0	—	—	20
Jänner	—	0	4	7	20	22	25	16	4	0	—	—	19
Februar	—	0	12	32	21	31	31	12	7	1	—	—	34
März	11	27	54	136	110	100	132	114	92	51	23	—	34
April	15	42	73	124	125	104	124	104	100	52	27	11	77
Mai	55	95	137	183	209	210	193	189	176	108	68	26	135
Juni	81	120	161	247	293	309	309	294	266'	219	178	49 <sup>†</sup>	40
August	47	91	130	172	218	271	253	201	184	106	87	22	43
September	26	62	98	158	194	178	176	167	109	54	21	14	79
October	4	18	49	66	118	107	107	80	46	15	1	—	61
November	—	5	10	20	26	34	29	20	7	0	0	—	55
Summe.....													597

7 p.  $J = 23$  beim Entwerfen der Curve berücksichtigt.



Variation die Nachmittagsintensitäten vielfach denen der entsprechenden Morgenstunden überlegen. Für die chemischen Strahlen ist diese Erscheinung schon von Herrn Marchand zu Fécamp bemerkt worden.<sup>1</sup>

Auffallend ist das Vorrücken des Maximums in den Monaten März, April, September, October, in den beiden ersten findet sich sogar eine deutlich ausgeprägte Mittagsdepression vor. Verminderungen der Sonnenstrahlung zur Zeit der Culmination sind übrigens auch bei den calorimetrischen und bolometrischen Bestimmungen ihrer Wärmewirkung zu Tage getreten.<sup>2</sup> (Vergl. auch die graphischen Darstellungen Fig. 16*a* und 16*b*.)

Die mitgetheilten Zahlen geben indessen noch nicht die relativen Lichtmengen an, welche ein horizontales Stück der Erdoberfläche treffen. Um diese zu erhalten, haben wir noch eine Reduction vorzunehmen, die nicht ohne die Einführung neuer Annahmen begründet werden kann. Streng genommen wäre nämlich die Kenntniss der ausschliesslichen Intensität  $S$  der Sonnenstrahlen, gemessen auf einer zu ihnen senkrechten Fläche erforderlich, aus der sich dann der auf die horizontale entfallende Betrag als  $S \sin \theta$  berechnen liesse. Hierzu wäre die Gesamtstrahlung  $H$  des Himmels auf die letztere zu addiren, so dass als Summe beider Componenten  $H + S \sin \theta$  in Rechnung zu ziehen sein würde.

Unsere Beobachtungen am Standactinometer geben nun aber an sich keinen Aufschluss über die Einzelbeträge von  $S$  und  $H$ , auch das mit dem transportablen Instrumente gewonnene Material an Messungen von  $S$  erwies sich zur Reduction nicht ausreichend.

Wir haben uns daher in der Weise zu helfen gesucht, dass wir auf die Bestimmungen der chemischen Strahlung der Sonne und des Himmels zurückgingen, welche die Herren Bunsen und Roscoe mittelst des Chlorknallgasphotometers vorgenommen haben. Aus diesen lassen sich die Verhältnisse von

---

<sup>1</sup> M. R. Radau, Les Radiations chimiques du soleil, Paris, Gauthiers-Villars 1877, p. 71.

<sup>2</sup> A. Crova et Houdaille, Annales de chim. et de phys., T. 21, p. 188, 1890.

$H:S$  für jede Sonnenhöhe entnehmen.<sup>1</sup> Unter der Annahme, dass die an unserem Standactinometer gemessenen Zahlen proportional  $H + S$  seien, berechneten wir nun mit Hilfe jener

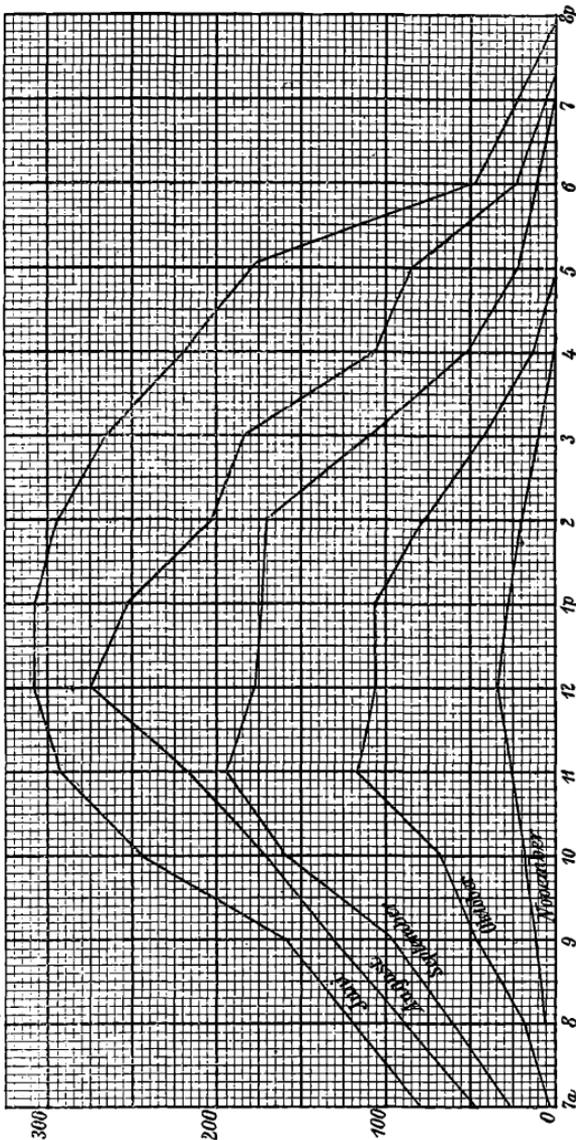


Fig. 16b.

Verhältnisse aus ihnen die zugehörigen Werthe von  $H + S \sin \theta$ , und betrachten diese als ein relatives Mass der Lichtmengen, welche die Erdoberfläche zur Zeit der Beobachtung

<sup>1</sup> Radau, I. Schlusstabellen.

aus der Gesamtwirkung von Himmel und Sonne zugeführt erhält. Dies Verfahren lässt sich wohl aus der nahen Zusammengehörigkeit der chemischen und ultravioletten Strahlung rechtfertigen, die eine annähernd gleiche Vertheilung dieser Lichtgattungen wahrscheinlich macht.

Will man ferner in erster Annäherung ein Maass der ultravioletten Beleuchtung erhalten, welche die Erdoberfläche im Laufe eines Tages trifft, so hat man den für die Mittagszeit gefundenen Werth von  $H + S \sin \Theta$  mit einer Zahl zu multipliciren, welche der Zeitdauer zwischen Sonnenaufgang und Untergang proportional ist. Wir bildeten für jeden Monatsabschnitt diesen mittleren »Beleuchtungsfactor«  $f$ , indem wir zwölf Stunden als Einheit der Zeit zu Grunde legten. Für die Sonnenhöhe  $\Theta$  wurde ebenfalls der mittlere mittägliche Werth des betreffenden Monatsintervalls in die Rechnung eingeführt.

Von den reducirten Beobachtungen wird im folgenden Abschnitte bei dem Vergleiche des atmosphärischen Potentialgefälles und der ultravioletten Sonnenstrahlung Gebrauch gemacht werden.

### b) Transportables Actinometer.

Messungen mit dem transportablen Actinometer wurden nur dann unternommen, wenn der Zustand des Himmels eine über einige Stunden andauernde Klarheit versprach. Da diese Beobachtungen als Grundlage für die Bestimmung der Absorption des Ultraviolet in der Atmosphäre dienen sollten, mussten wir danach streben, an ein und demselben Tage bei möglichst verschiedenen Sonnenhöhen zu messen. Wir beschränkten uns daher auf die Monate Juni, Juli, August. Das gesammte Material ist in Tabelle *D* vorangeschickt; von den 106 Einzelbeobachtungen entfallen 64 auf Wolfenbüttel (Meereshöhe 80 *m*), 19 auf Kolm Saigurn (Meereshöhe 1600 *m*) und 23 auf den Sonnblickgipfel (Meereshöhe 3100 *m*). An den letzten beiden Stationen massen wir mit zwei Apparaten, die, wie oben schon bemerkt wurde, möglichst übereinstimmend gebaut waren und nur in der Empfindlichkeit der Elektroskope stark differirten. Da hierdurch zwar die Potentiale der Anfangs- und Schlussladung  $V_0$  und  $V$ , nicht aber deren Verhältniss beeinflusst wird,

so mussten die Instrumente nahe gleiche Zahlen für  $J$  ergeben. Wie weit dies erreicht wurde, ist aus der Tabelle zu ersehen;

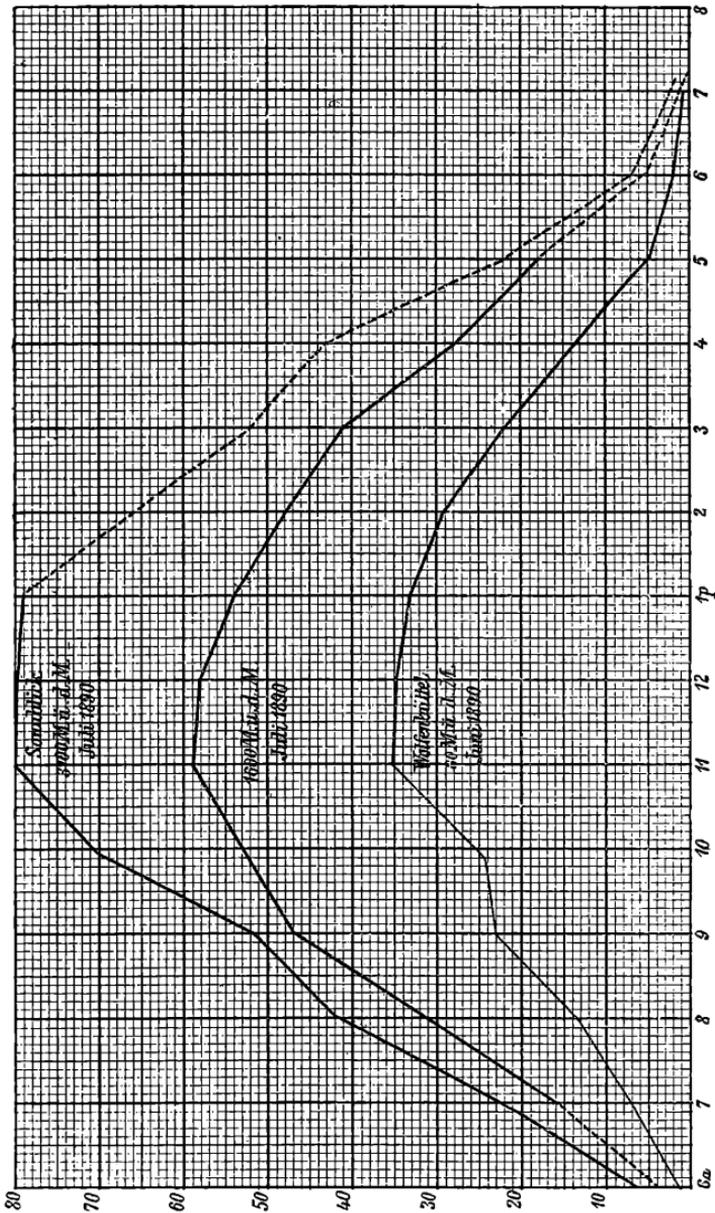


Fig. 17.

die den beiden Actinometern entsprechenden Werthe sind mit  $J_1$  und  $J_2$  bezeichnet.

Die Zunahme der Sonnenstrahlung mit wachsender Sonnenhöhe  $\Theta$  ist aus allen Reihen mit grosser Deutlichkeit zu erkennen,

ein Rückgang, der hier und da eintritt, deutet auf eine vorübergehende Störung der Durchlässigkeit der Luft. In den Gebirgsstationen wurden für gleiche Sonnenhöhen bedeutend grössere Werthe der Lichtintensität gefunden, als im Tieflande; auf dem Sonnblick ist sie mehr als doppelt so stark wie in Wolfenbüttel.

Wir geben zwei Tabellen, von denen die eine den mittleren Verlauf der ultravioletten-Strahlung der Sonne in den einzelnen Tagesstunden der Monate Juni und August in Wolfenbüttel enthält, während die andere denselben für den Monat Juli in Kolm-Saigurn und auf dem Sonnblick erkennen lässt; zum Vergleich ist in diese die Variation für den Juni in Wolfenbüttel nochmals aufgenommen. (Hiezu die graphische Darstellung, Fig. 17.)

Tabelle VIII.  
Verlauf der Sonnenstrahlung im Juni und August in Wolfenbüttel.

Monat	7	8	9	10	11	12 m.	1	2	3	4		6 p.
Juni	8	13	23	25	35	35	33	29	22	14	5	3
August	6	8	22	28	27	36	26	24	18	8	6	2

Tabelle IX.  
Intensitäten der ultravioletten Sonnenstrahlung.

		6 a.	7 a.	8 a.	9 a.	10 a.	11 a.	12 m.	1 p.	2 p.	3 p.	4 p.	5 p.	6 p.	Bemerkungen
Wolfenbüttel, 80m	} ü.d.Meere	4	8	13	23	25	35	35	33	29	22	14	5	3	9., 10., 25., 28., 30. Juni 1890; sämtlich bewölkt. Sonne in grossen Wolkenlücken frei; 14. u. 15. Juli fast wolkenlose Tage. 16., 17., 18. bis 12 m. fast wolkenlos; von 2 p. ab stark bewölkt.
Kolm-Saigurn, 1600m		—	16	30	46	52	59	58	54	48	41	28	18	—	
Sonnblick, 3100m		6	22	42	52	70	80	80	79	—	—	—	—	—	

Die Verwerthung dieser Resultate zur Bestimmung der Transparenz der Atmosphäre für ultraviolettes Licht bleibt dem vierten Abschnitte vorbehalten.

Um zu prüfen, ob die beiden in den Alpen verwandten Actinometer durch den Transport eine Veränderung erlitten hatten, unterzogen wir sie nach unserer Rückkehr einer wiederholten Prüfung. Wir fanden so am 31. August 1890 bei einer Sonnenhöhe von  $40^\circ$  um  $2^h$  p.:

## I.

## A. Am Actinometer I.

Expositions- dauer	$V_0$	$V$	$s'$ (in $60''$ )	$V'$	$\lg \frac{V_0}{V}$	$\lg \frac{V_0}{V'}$	$J = \frac{1}{t} \lg \frac{V_0}{V} - \lg \frac{V_0}{V'}$
30"	30·0	275	21·0	209	27·6	260	11·9
			22·0	217			10·3
							<u>M. 11·1</u>

**19·7**

## B. Am Actinometer II.

30"	27·0	212	17·5	162	26·0	207	11·6	1·0	21·2
			18·2	166			10·5		
							<u>M. 11·1</u>		

## II.

## A. Am Actinometer I.

60"	30·0	275	16·0	173		259	20·2	2·6	17·6
-----	------	-----	------	-----	--	-----	------	-----	------

## B. Am Actinometer II.

60"	27·0	212	13·4	135	26·0	207	19·4	1·0	18·4
-----	------	-----	------	-----	------	-----	------	-----	------

Nach Abrundung der Resultate auf ganze Zahlen, erhält man als zusammengehörige Werthe: 20 und 21, sowie 18 und 18. Die Übereinstimmung der Instrumente ist also eine zufriedenstellende zu nennen.

Bei einer Revision der Calibrirung mittelst der Zinkplatinwasserbatterie stellte sich in dem Intervalle von 0 bis 10 Scalentheilen eine etwas grössere Empfindlichkeit der Elektroskope heraus, als vorher. Hierdurch werden die Lichtmessungen nur zum Theile beeinflusst, da Divergenzen von weniger als zehn Scalentheilen zum Schluss der Exposition allein bei den höchsten Werthen der Strahlungsintensität beobachtet wurden. Diese Maxima würden nach der erneuten Calibrirung um etwa

2—3 Einheiten niedriger liegen, als die Tabellen sie angeben; die übrigen Zahlen bleiben ungeändert. Bei der Geringfügigkeit dieser Differenz und in Anbetracht der Unmöglichkeit zu entscheiden, ob diese Änderung in der Empfindlichkeit schon bei den Messungen in den Alpen eingetreten wär, haben wir sie nicht in Rechnung gezogen.

### Theil III.

## Die Abhängigkeit des Potentialgefälles von der ultravioletten Sonnenstrahlung.

### §. 1. Ultraviolette Strahlung und Dampfdruck.

Dass die normale Lufterlektricität in einer bestimmten Beziehung zur Stellung der Sonne am Himmelsgewölbe steht, ist ausser von Herrn Arrhenius auch schon von anderen Forschern hervorgehoben worden.<sup>1</sup> Es darf daher nicht überraschen, dass auch in dem von uns gesammelten Beobachtungsmateriale dieselbe Thatsache zum Ausdruck kommt.

Am deutlichsten tritt dieser Einfluss hervor bei dem jährlichen Verlaufe des Potentialgefälles. Je näher der Culminationspunkt der Sonne dem Horizonte liegt, um so höher wird im Allgemeinen das durchschnittliche, tägliche Potentialgefälle gefunden; vergl. Tab. I. S. 36. In den Monaten April bis October erscheint bei uns auch die tägliche Variation des Potentialgefälles von dem Stande der Sonne abhängig. Das Maximum tritt stets einige Stunden nach Sonnenaufgang ein und erreicht um so höhere Werthe, je niedriger die Sonne culminirt, während das Minimum fast immer zur Zeit des Sonnenunterganges beobachtet wird; nur im Mai und Juni eilt es diesem Zeitpunkte, wie bereits früher bemerkt, um einige Stunden voran. Dabei sinkt es durchschnittlich zu um so tieferen Werthen herab, je höher die Sonne zur Culminationszeit gestanden hatte. (Vergl. Tab. I, die beiden letzten Columnen).

Dies allgemeine Verhalten steht nicht im Widerspruche mit dem von Herrn Exner aufgefundenen Zusammenhange des

<sup>1</sup> Vergl. darüber Arrhenius, l. c. S. 279.

Potentialgefälles mit dem Wasserdampfgehalte der Luft; diese letztere Beziehung kann vielmehr als anderer Ausdruck derselben Thatsache gedeutet werden, da in unserem Klima erhöhte Sonnenstrahlung durchschnittlich einen gesteigerten Dampfgehalt der Atmosphäre bedingen wird. Ja unsere Messungen der ultravioletten Strahlung zeigen sogar, dass der letztere Satz umkehrbar ist, d. h. dass unter sonst gleichen Verhältnissen die Erdoberfläche einer um so stärkeren ultravioletten Strahlung ausgesetzt ist, je mehr Wasserdampf die Atmosphäre enthält.

Aus dem uns vorliegenden Materiale geht dies mit voller Deutlichkeit hervor.

In Tab. X haben wir die bei einer durchschnittlichen Sonnenhöhe von  $40-45^\circ$  am Actinometer erhaltenen Werthe verzeichnet, geordnet nach den gleichzeitig beobachteten Dampfdrucken. Fassen wir in ähnlicher Weise, wie dies früher für die Potentialwerthe geschehen, die Intensitäten der ultravioletten Gesamtstrahlung nach Dampfdruckgruppen zusammen, so erhalten wir:

Tabelle X.

Abhängigkeit der Gesamtstrahlung  $J$  vom Dampfdruck  $p_0$ ; Sonnenhöhe  $\theta$  zwischen  $40$  und  $45^\circ$ .

Nr.	Jahr	Monat	Tag	$\theta^\circ$	$J$	$p_0$
1	1891	IV	4	42	63	3.9
	1891	IV	4	44	68	3.9
3	1890	IV	14	42	130	4.3
4	1891	IV	26	45	78	4.3
5	1891	IV	26	42	94	4.3
6	1891	IV	25	45	119	4.6
7	1891	IV	25	44	95	4.6
8	1890	IV	9	40	131	4.8
9	1890	IV	9	44	130	4.8
10	1890	IV	15	42	148	4.9
11	1890	IV	15	42	141	4.9
12	1890	III	30	40	147	5.0
13	1890	III	30	42	137	5.0

Nr.	Jahr	Monat	Tag	$\theta$	$J$	$p_0$
14	1890	III	30	40	121	5·0
15	1890	V	5	42	164	5·2
16	1890	V	26	43	169	5·5
17	1890	V	26	43	182	
18	1890	V	15	43	113	6·5
19	1891	V	13	42	157	6·5
20	1890	IX	2	40	194	6·7
21	1890	V	15	42	119	6·9
	1890	IX	4	40	136	7·0
23	1890	IX	4	44	173	7·0
24	1890	IX	4	45	160	7·0
26	1890	IX	13	41	195	7·5
27	1890	IX	3	45	180	7·5
28	1891	IX	8	43	189	7·6
29	1891	IX	8	43	153	7·6
30	1890	V	18	42	136	7·7
31	1890	V	18	42	143	7·7
32	1890	III	29	40	251	8·0
33	1890	III	29	42	177	8·0
34	1890	III	29	40	164	8·0
35	1890	IV	17	42	113	8·0
36	1890	V	17	42	140	8·0
37	1890	V	8	41	171	8·3
38	1890	VIII	26	45	170	8·3
39	1891	VIII	30	44	178	8·3
40	1891	VII	29	43	132	8·4
41	1891	VII	29	41	138	8·4
42	1891	IX	9	43	190	8·4
43	1891	VI	1	44	132	9·0
44	1890	V	25	43	260	9·2
45	1891	IX	11	42	173	9·4
46	1891	VII	31	41	157	9·8
47	1890	IX	9	42	243	9·9



Es findet also mit steigendem Dampfdruck bei nahe gleichem Stande der Sonne eine Vermehrung der Strahlungsintensität statt. Das Gleiche zeigt sich für jedes ganz beliebig herausgegriffene Intervall der Sonnenhöhe  $\Theta$ . Selbst für die niedrigsten bei uns unter Mittagvorkommenden Werthe dieser Grösse (14 bis 15°) tritt diese Steigerung der Intensität mit zunehmendem Wasserdampfgehalt der Atmosphäre schlagend hervor. Von einer Wiedergabe der circa 500 Einzelmessungen, geordnet nach dem soeben erörterten Gesichtspunkte glaubten wir absehen zu dürfen; dagegen erscheint es uns zweckentsprechend noch nachzuweisen, dass auch für die Sonnenstrahlung allein, gemessen am transportablen Actinometer, dieselbe Erscheinung zu Tage tritt. Vergl. Tab. XI b, die wohl ohne weiteren Zusatz verständlich ist.

Tabelle XI b.

Nr.	Monat	Tag	$\Theta$	$J$	$p_0$
1	VI	9	53	26	7·9
2	VI		51	29	8·8
3	VIII	15	51	33	9·3
4	VIII	16	51	39	12·3
	VIII	18	52	36	14·9

Diese Zunahme der Strahlungsintensität unter den angegebenen Verhältnissen ist eine auffallende, auf den ersten Blick ganz paradox erscheinende Thatsache. Mag man dem Wasserdampfe auch eine vollständige Transparenz für das ultraviolette Licht beilegen, so kann man doch bei dem relativ geringen Procentsatz, den derselbe auch im extremen Falle vom Gesamtvolumen der Luft ausmacht, seiner Anwesenheit allein eine so beträchtliche Steigerung der Durchlässigkeit der Luft nicht zuschreiben. Der naheliegende Einwand, dass die lichtelektrische Entladung an sich eine Beschleunigung erführe, falls die Zinkkugel des Actinometers von feuchter Luft umspült wird, kann nicht erhoben werden, da bei Verwendung von Funkenlicht

(vergl. S. 773) sich eine Zunahme der Entladungsgeschwindigkeit bei Vertauschung von trockner mit feuchter Luft nicht nachweisen liess. Unterschiede, wie die wirklich am Actinometer beobachteten, hätten sich sicher zu erkennen geben müssen. Sehen wir von Nr. 1 der Tabelle XI *a* ab, und zwar aus dem Grunde, weil bei Dampfdrucken zwischen 3 und 4 *mm* die unterste, der Erde aufgelagerte Luftschicht stets jenen feinen in der Luft vertheilten Dunst enthält, der muthmasslich die Angaben des Actinometers nicht unwesentlich herunter drückt, so bleibt doch noch für unveränderte Sonnenhöhe eine Steigerung der Intensität von 118 auf 208 bei einer Zunahme des Dampfdrucks von 6·6 *mm*, also auf nahe den doppelten Betrag.

Ebensowenig lässt sich die beobachtete grössere Intensität der ultravioletten Strahlen bei höherem Dampfgehalt auf einen Einfluss der Temperatur auf die Empfindlichkeit der Zinkkugel zurückführen. Die Änderungen dieser Grösse sind innerhalb des in der Natur vorkommenden Temperaturintervalls viel zu gering, als dass ein derartiges scheinbares Anwachsen der Lichtintensität von 118 auf 208 daraus erklärt werden könnte (vergl. die Versuche mit künstlich erwärmten Zinkflächen, S. 770).

Schliesslich liegt es noch nahe, zu vermuthen, dass an feuchten Tagen die in dem Actinometer vorhandenen isolirenden Stützen eine grössere Elektrizitätsmenge entführten als an Tagen geringen Dampfgehaltes. Gegenüber diesem Einwande ist zu bemerken, dass selbst an den feuchtesten Tagen dieser Betrag im Zeitraum einer Minute höchstens zwei Scalentheile betrug, während die Intensitätsbestimmung meist nur fünf bis zehn Secunden in Anspruch nahm. Dass obiger Verlust nicht unberücksichtigt gelassen wurde, ist schon früher dargethan.

Hiezu kommt noch, dass Herr Roscoe<sup>1</sup> für die chemisch wirksamen Strahlen der Sonne ein ähnliches Verhalten schon vor einer Reihe von Jahren nachgewiesen hat. Er fand unter sonst gleichen Verhältnissen die Intensität dieser Strahlen grösser bei hoher als bei niederer Lufttemperatur und schrieb

---

<sup>1</sup> Radau, l. c. S. 57

diese Anomalie der Verminderung der Opalescenz der Atmosphäre mit steigender Temperatur zu. Nun ist aber die Atmosphäre in unserem Klima durchschnittlich um so wasserdampfreicher, je höher ihre Temperatur. Wir halten es daher für sehr wahrscheinlich, dass Herr Roscoe derselben Erscheinung gegenüberstand und nur in der Angabe der Ursache von uns abweicht. Wir glauben daher die grössere Transparenz der Atmosphäre bei hohem Feuchtigkeitsgehalte als erfahrungsmässig festgestellte Thatsache betrachten zu dürfen; auch scheint uns ihre Erklärung nicht so grossen Schwierigkeiten zu begegnen, als man zunächst erwarten sollte.

Aus den Untersuchungen von Kiessling, Aitken u. a. ist bekannt, dass die Condensation des Wasserdampfes in der freien Luft an das Vorhandensein feinsten in der Luft schwebender Staubpartikelchen gebunden ist. Die Atmosphäre wird daher umsomehr zur Nebelbildung neigen, je mehr Wasserdampf und feinen Staub sie enthält. Herrscht nun bei hoher Luftfeuchtigkeit klarer Himmel — und das ist die Vorbedingung aller actinometrischen Messungen — so ist dies im Allgemeinen als ein Anzeichen geringen Staubgehaltes anzusehen. Mit anderen Worten: Bei hohem Feuchtigkeitsgehalt der Luft hat man entweder bedeckten Himmel, dann enthält die Atmosphäre Staubkerne, oder wolkenlosen, dann ist sie relativ staubfrei. Tage mit bedecktem Himmel kommen aber für uns nicht in Betracht. Das Fehlen des Staubes an Tagen letzterer Art bedingt dann die gesteigerte Transparenz der Atmosphäre für ultraviolette Licht.

Mit dieser klärenden Wirkung des Wasserdampfes hängt vielleicht das eigenthümliche Verhalten solcher Stellen des Himmelsgewölbes zusammen, denen sich die Ränder einzelner heranziehender Cumuli nähern. Man beobachtet hier häufig eine ungewöhnlich grosse Transparenz der Atmosphäre, so dass es den Anschein gewinnt, als seien derartige Gebilde von einer fast staubfreien Zone umgeben. Namentlich bei unseren lichtelektrischen Messungen am Fusse des Sonnblick, in Kolmsaigurn trat die erhöhte Durchlässigkeit solcher Stellen des Himmelsgewölbes für die ultravioletten Strahlen ganz auffällig hervor.

## §. 2. Ultraviolette Strahlung und Potentialgefälle.

Nach Feststellung des Einflusses der atmosphärischen Feuchtigkeit auf die ultraviolette Strahlungsintensität der Sonne wenden wir uns zur näheren Begründung des im vorigen Paragraphen ausgesprochenen Satzes, dass das atmosphärische Potentialgefälle mit zunehmender Intensität der ultravioletten Gesamtstrahlung sinkt. Die Richtigkeit dieser Behauptung ergibt sich sofort bei Vergleichung der elektrometrischen und actinometrischen Monatsmittel, gewonnen aus gleichzeitigen Beobachtungen. Man erhält so:

T a b e l l e XII.

	Decem- ber	Jänner	Februar	März	April	Mai	Juni	August	Septem- ber	October	Novem- ber
Aktinometer . . . . .		12·2	29·2	110·6	115·2	201·5	301·2	236·2	180·4	102·7	34·3
Elektrometer . . . . .	470	392	342	278	138	110	102	121	121	188	261

Die Mittagsintensitäten sind hier so wiedergegeben, wie sie unmittelbar am Apparat gemessen wurden, d. h. ohne Reduction auf diejenige Componente, von der die horizontale Erdoberfläche getroffen wird.

Dem Ansteigen des Actinometers entspricht ein Absinken des Potentials, und umgekehrt; dem Minimum des Actinometers (im December) entspricht das Maximum des Potentialgefälles; dem Maximum der Strahlungsintensität (im Juni) das Minimum des Potentials.

Eine genauere Darstellung dieser Abhängigkeit wird sich ergeben, wenn wir das vorliegende actinometrische und elektrometrische Material zu Mittelwerthen zusammenfassen, die aus denjenigen gleichzeitigen Einzelbeobachtungen gebildet wurden, die bei nahezu gleich grosser Mittagshöhe der Sonne gewonnen wurden.

Dabei sind dann die am Actinometer gemessenen Zahlen so zu reduciren, dass sie den auf die Flächeneinheit der Erdoberfläche entfallenden Antheil der ultravioletten Gesamtstrahlung darstellen; auch die Länge der Tage, d. h. die Beleuchtungszeiten der Erdoberfläche in den verschiedenen Theilen des Jahres wird mit in Rechnung zu ziehen sein.

Einen Überblick, welche Veränderungen die ursprünglich gemessenen Intensitäten durch diese Reductionen erfahren, gibt Fig. 18. Die Curve *a* stellt den jährlichen Verlauf der ultravioletten Strahlung dar, wie er direct beobachtet wurde (vergl. Tabelle XIII).

Tabelle XIII.

Tabelle der gleichzeitigen Actinometer- und Elektrometer-Messungen von October 1889 bis dahin 1891.

Monate		Mittlere Sonnen- höhe $\Theta$ unter Mittag	Actinometer			Beleuch- tungsfactor <i>f</i>	Gewicht der Actinometer- Beobachtung	Elektrometer. Mittleres gleichzeitiges Potential- gefälle	Gewicht der Potential- messungen	Psychrometer. Mittlerer, gleichzeitiger Dampfdruck	Bemerkungen
			<i>a</i> nicht reducirt	<i>b</i> reducirt $J = S +$ $H \sin \Theta$	<i>c</i> desgl., doch $J. f.$						
December	<i>a</i>	15°	6·2	4·3	2·9	0·67	5	486	8	3·0	
	<i>b</i>	14	4·2	2·9	1·9	0·66	4	445	5	2·9	
Jänner	<i>a</i>	15	10·4	7·2	4·9	0·68	5	395	13	2·8	
	<i>b</i>	18	13·6	9·1	6·6	0·73	7	368	2	3·3	

Februar	<i>a</i>	22	23·3	15·4	12·2	0·79	6	326	9	3·0	} Von der Berechnung der Curven <i>A</i> und <i>B</i> zunächst aus- geschlossen.
	<i>b</i>	27	36·3	24·2	20·8	0·86	8	371	5	4·0	
März	<i>a</i>	33	83·0	58·1	54·6	0·94	4	338	8	3·3	
	<i>b</i>	40	132·0	99·0	102·0	1·03	6	159	4	5·5	
April	<i>a</i>	46	112·1	89·7	99·6	1·11	6	150	4	4·4	
	<i>b</i>	51	118·3	98·2	116·9	1·19		126	4	4·3	
Mai	<i>a</i>	55	186·1	160·0	203·2	1·27	10	114	7	6·0	
	<i>b</i>	58	221·0	194·5	256·7	1·32	7	106	7	7·5	
Juni	<i>a</i>	61	285·6	257·0	349·5	1·36	5	83	4	8·8	
	<i>b</i>	61	310·9	279·8	383·2	1·37	5	115	6	11·4	
August	<i>a</i>	54	260·4	223·9	279·9	1·25	5	129	4	11·1	
	<i>b</i>	49	184·6	151·4	178·7	1·18	4	112	4	9·7	
September	<i>a</i>	44	193·2	146·2	159·4	1·09	8	122	10	8·7	
	<i>b</i>	40	171·0	128·3	129·6	1·01	6	125	6	9·6	
	<i>c</i>	36	155·3	111·8	111·8	1·00	3	114	7	7·7	
October	<i>a</i>	31	113·4	77·1	71·7	0·93	6	181	7	7·4	Desgleichen.
	<i>b</i>	25	89·1	58·8	50·0	0·85	5	198	5	5·9	
November	<i>a</i>	20	43·8	28·5	21·9	0·77	5	324	2	4·5	
	<i>b</i>	17	23·3	15·6	11·1	0·71	6	235	5	3·8	Desgleichen.

Curve *b* gibt den Verlauf bei Reduction dieser Zahlen nach der Formel:  $J = H + S \sin \theta$ , während Curve *c* die Gesamtstrahlung in dem Zeitraum eines Jahres unter Berücksichtigung der Beleuchtungsfactoren in den verschiedenen Abschnitten des

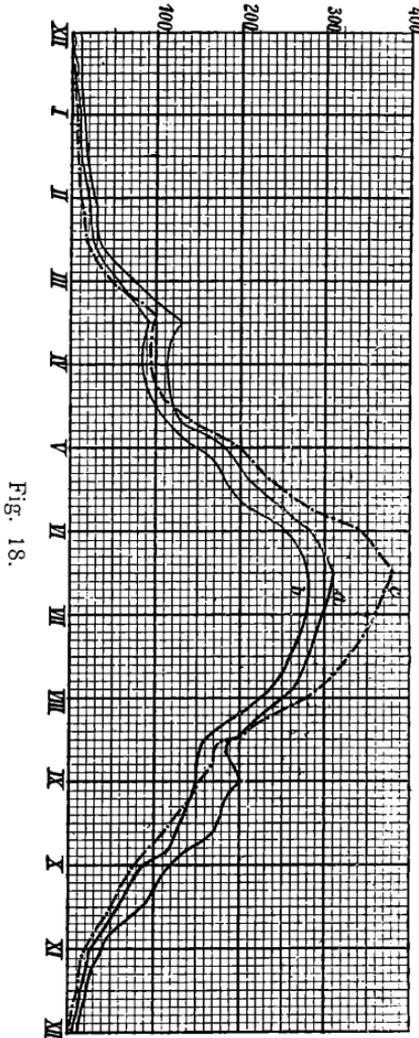


Fig. 18.

Jahres darstellt; als Abscissen sind die letzteren (Halbmonate), als Ordinaten die Intensitäten eingezeichnet.

Zugleich gelangen wir dadurch, dass wir die einzelnen Monate in zwei oder drei gleiche Zeitintervalle zerfallen (in der Tabelle bezeichnet mit *a*, *b*, *c*) zu einer im Einzelnen genaueren Darstellung des jährlichen Verlaufes von Elektrometer und

Actinometer. Auch der Gang des Psychrometers wurde mit beigefügt, um darzuthun, dass die jährliche Variation dieses Instrumentes dem Sinne nach im Grossen und Ganzen mit dem des Actinometers übereinstimmt.

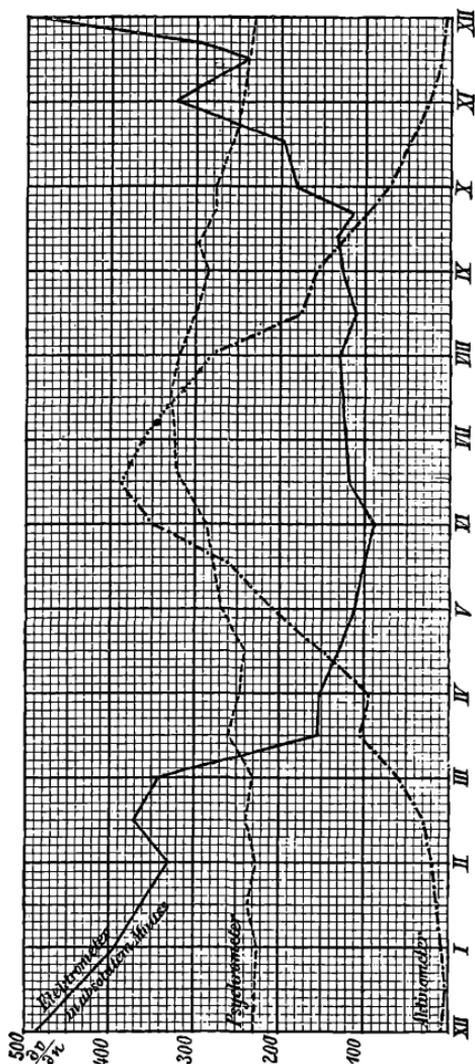


Fig. 19.

Der Gang dieser drei Instrumente ist nach den in Tab. XIII gegebenen Zahlen in Fig. 19 graphisch dargestellt; bei Wiedergabe der Actinometerwerthe wurden die Beleuchtungszeiten berücksichtigt; also die unter *c* vermerkten Zahlen verwandt.

Potential und Strahlungsintensität weisen in ihrem Verlaufe einige nicht unwesentliche Unregelmässigkeiten auf. Ersteres

zeigt ein deutliches Frühjahrsmaximum in der zweiten Hälfte des Februars und der ersten Hälfte des März und ein nicht minder ausgesprochenes Herbstminimum in der zweiten Hälfte des November. Wir glauben hierin eine Art Nachwirkung oder Rückfall erblicken zu dürfen in ähnlicher Weise wie ja auch die Temperaturmaxima und Minima in dem Verlaufe eines Jahres nicht zeitlich genau mit dem höchsten und tiefsten Stande der Sonne zur Mittagszeit zusammenfallen, auch hier tritt, wie bei den meisten meteorologischen Erscheinungen eine erhebliche Verspätung der Wirkung ein. Das Actinometer, zeigt, wie bereits früher bemerkt, ein secundäres Maximum in der zweiten Hälfte des März, mit dem ein jähler Abfall des Potentials von 350 auf  $150 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$  verknüpft ist, während sich für den Dampfdruck, ganz dem Gange des Actinometers entsprechend, ein schwaches secundäres Maximum bemerkbar macht. Es ist natürlich unmöglich, schon jetzt zu sagen, ob diese Unregelmässigkeiten der Strahlungs- und Potentialcurve sich zu jeder Zeit wiederfinden werden; zur sicheren Feststellung derartiger Maxima und Minima bedarf man eines grösseren, als zweijährigen Beobachtungszeitraumes. Wir haben uns zunächst noch für berechtigt gehalten, die den ausgesprochenen secundären Maximis und Minimis entsprechenden Elektrometer- und Actinometerwerthe von der weiteren Betrachtung auszuschliessen (vergl. Tab. XIII, Rubrik: Bemerkungen).

Fassen wir nun die Zahlen obiger Tabelle unter Berücksichtigung der Gewichte nach ungefähr gleichen Sonnenwinkeln  $\Theta$  zu Mittelwerthen zusammen und ordnen zugleich nach aufsteigenden Actinometerwerthen, so erhalten wir:

A. Ohne Berücksichtigung der Beleuchtungsfactoren:

Nr.	1	3	4	6	7	8	9	10	11		
$J. \dots$	2.9	5.8	9.1	21.4	58.8	77.1	113.7	121.9	181.3	194.5	268.4
$\frac{\partial v}{\partial n} \dots$	.445	430	368	325	198	181	138	126	120	106	102

B. Unter Berücksichtigung der Beleuchtungsfactoren:

Nr.	1	3	4	6	7	8	9	10	11		
$J. \dots$	1.9	3.9	6.6	16.6	50.0	71	115.8	137.9	228.8	256.7	366.4
$\frac{\partial v}{\partial n} \dots$	.445	430	368	325	198	181	138	126	120	106	102

Die durch  $A$  gegebene Curve ist in Taf. II graphisch dargestellt (die ausgezogene Linie); sie gibt somit ein Bild von dem jährlichen Verlaufe des Potentialgefälles in seiner Abhängigkeit von der ultravioletten Strahlung der Sonne und des Himmelsgewölbes. Von einer Wiedergabe der Curve  $B$  glaubten wir absehen zu dürfen.

Es ist ohne Frage etwas gewagt, aus obigem spärlichen Materiale ein Gesetz, durch welches  $\frac{\partial v}{\partial n}$  mit  $J$  verknüpft ist, ausfindig machen zu wollen. Die Ähnlichkeit beider Curven  $A$  und  $B$  mit der von Herrn Exner früher aufgefundenen (vergl. Taf. I) legt es indess nahe, zu untersuchen, ob nicht jene Abhängigkeit wiedergegeben werden könne durch eine empirische Formel der Art:

$$\frac{\partial v}{\partial n} = \frac{A}{1 + \kappa J}, \quad \dots I)$$

die sich von der durch Herrn Exner aufgestellten nur dadurch unterscheidet, dass an Stelle des in der Volumeinheit enthaltenen Wasserdampfquantums  $q_0$  der auf die Flächeneinheit der Erdoberfläche entfallende Betrag der ultravioletten Gesamtstrahlung  $J$  gesetzt wurde.

In der That ist so eine ganz befriedigende Darstellung der Mittelwerthe von  $\frac{\partial v}{\partial n}$  als Function der Gesamtstrahlung  $J$  möglich. Wir führen diese Rechnung im Folgenden für die unter  $A$  und  $B$  gegebenen Daten durch, jedoch unter dem ausdrücklichen Vorbehalte, dass wir zunächst nichts als eine rein empirische Darstellung der uns vorliegenden Beobachtungen bezwecken.

Zur Ermittlung der Constanten  $A$  und  $\kappa$ , die nach der Methode der kleinsten Quadrate nicht wohl ausführbar ist, combiniren wir für die unter  $A$  gegebenen Daten Nr. 1 mit den unter Nr. 4 bis 11 gegebenen Zahlen. Von einer Verwendung von Nr. 2 und 3, für welche die Actinometerwerthe nahe bei einander liegen, glaubten wir absehen zu müssen. Man erhält so aus je zweien der bezeichneten Gleichungen folgende Werthe der Constanten  $A$  und  $\kappa$ :

Nr. 1 combinirt mit		A
Nr. 11	0·0131	462
10	0·0175	468
9	0·0159	465
8	0·0227	474
7	0·0213	473
6	0·0209	472
5	0·0239	476
4	0·0212	472
Mittel...	0·0196	470·3.

Die Zahlen  $\kappa$  sind nicht sehr stark verschieden und die Übereinstimmung der Werthe für  $A$  ist eine gute. Legt man für beide abgerundete Mittelwerthe zu Grunde, d. h. setzt man:

$$\kappa = 0\cdot020 \quad A = 470,$$

so gestattet Formel I Beobachtung und Rechnung mit einander zu vergleichen.

Es ergibt sich:

$$\text{Berechnung der Curve } A: \frac{\partial v}{\partial n} = \frac{470}{1+0\cdot02\cdot J}.$$

J	$\frac{\partial v}{\partial n}$ berechnet	$\frac{\partial v}{\partial n}$ beobachtet	$\Delta$
2·9	444	445	+ 1
5·8	421	430	+ 9
9·1	398	368	—30
21·4	329	325	— 4
58·8	216	198	—18
77·1	185	181	— 4
113·7	144	138	— 6
121·9	137	126	—11
181·3	102	120	+18
194·5	96	106	+10
268·4	74	102	+28

In analoger Weise erhält man aus den unter *B* gegebenen Daten zunächst für die Constanten *A* und  $\kappa$  die angegebenen Werthe und daraus dann die Curve *B*.

## Werthe der Constanten.

Nr. 1 combinirt mit		<i>A</i>
Nr. 11	0·0094	453
10	0·0129	456
9	0·0122	455
8	0·0197	462
7	0·0200	462
6	0·0208	463
5	0·0272	468
4	0·0264	467
Mittel . . .	0·0186	460·8.

Berechnung der Curve *B*:  $\frac{\partial v}{\partial n} = \frac{461}{1+0\cdot019\cdot J}$ .

<i>J</i>	$\frac{\partial v}{\partial n}$ berechnet	$\frac{\partial v}{\partial n}$ beobachtet	$\Delta$
1·9	445	445	0
3·9	430	430	0
6·6	410	368	—42
16·6	350	325	—25
50·0	236	198	—38
71·7	196	181	—15
115·8	144	138	— 6
137·9	127	126	— 1
228·8	86	120	+34
256·7	78	106	+28
366·4	58	102	+44.

Die Curve *A* schliesst sich ohne Frage weit besser den Beobachtungen an als Curve *B*. Sieht man bei ersterer von dem letzten Werthe ab, so kann die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung wohl eine befriedigende genannt werden. Selbst die erwähnte Abweichung ist nicht so schwer

wiegend, als es im ersten Augenblicke scheinen möchte; ist doch der Mittelwerth 102 aus den beiden Zahlen 115 und 83 unter Berücksichtigung der Gewichte hervorgegangen, von denen wenigstens die eine Componente 83 dem berechneten Werthe 74 nahe kommt.

Die drei letzten Punkte der Curve *B* ordnen sich vollständig aus. Vielleicht deutet dieser Umstand darauf hin, dass für den Werth des mittleren Potentialgefälles in den verschiedenen Abschnitten des Jahres die durchschnittlich unter Mittag erreichte Intensität der ultravioletten Strahlung das Bestimmende ist; dann würde ja in der That eine Multiplication mit den Beleuchtungsfactoren unstatthaft sein.

Auf Tafel II stellt die punktirte Linie die nach der Formel *A* berechnete Curve dar.

Es erübrigt noch anzuführen, dass die Beobachtungen auch wiedergegeben werden können, und zwar unter Erreichung einer grösseren Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung, durch eine Formel der Art:

$$\frac{\partial v}{\partial n} = C + Aa^{-J} \quad . \text{ II)}$$

Durch ein rationelles Probiren erhält man für die Constanten dieser Formel folgende Werthe:

1. Ohne Berücksichtigung der Beleuchtungsfactoren:

$$A = 360, \quad C = 110, \quad \log a = 0.0100.$$

2. Mit Berücksichtigung der Beleuchtungsfactoren:

$$A = 340, \quad C = 110, \quad \log a = 0.0100.$$

Setzt man diese in Formel II ein, so ergeben sich folgende zusammengehörige Werthe für *J* und  $\frac{\partial v}{\partial n}$

1) Curve  $A'$ 

$J$	$\frac{\partial v}{\partial n}$ berechnet	$\frac{\partial v'}{\partial n}$ beobachtet	$\Delta$
2·9	447	445	— 2
5·8	425	430	5
9·1	402	368	—34
21·4	330	325	— 5
58·8	203	198	+ 5
77·1	171	181	+10
113·7	136	138	— 2
121·9	132	126	— 6
181·3	116	120	+ 4
194·5	114	106	— 8
268·4	111	102	— 9

2) Curve  $B'$ 

$J$	$\frac{\partial v'}{\partial n}$ berechnet	$\frac{\partial v'}{\partial n}$ beobachtet	$\Delta$
1·9	435	445	+10
3·9	421	430	+ 4
6·6	402	368	—34
16·6	342	325	—17
50·0	218	198	—20
71·7	175	181	+ 6
115·8	134	138	+ 4
137·9	124	126	+ 2
228·8	112	120	+ 8
256·7	111	106	— 5
366·4	110	102	— 8

Die unter 2) gegebenen Werthe stimmen auch hier etwas schlechter als die unter 1), doch ist der Unterschied bei weitem nicht so gross als bei den Curven  $A$  und  $B$ .

Die Exponentialcurve  $A'$  ist als schwach ausgezogene Linie in Taf. II eingetragen.

Es gewährt schliesslich noch Interesse, zumal vier Punkte nicht mit zur Berechnung herangezogen wurden, zu untersuchen,

ob die einzelnen in den Halbmonaten des Jahres beobachteten Mittelwerthe des Potentialgefälles sich den beiden empirisch abgeleiteten Curven  $A$  und  $A'$  in befriedigender Weise anschliessen. In Taf. II sind diese Werthe durch kleine Kreise mit beigetzter römischer Ziffer bezeichnet. Man sieht, dass dieser Anschluss im Allgemeinen vorhanden ist; nur die dem März-Maximum und November-Minimum entstammenden Zahlen ordnen sich aus dem Verlaufe dieser Curven beträchtlich aus.

### §. 3. Vergleich mit der Exner'schen Darstellung.

Durch die sich aus unserem Beobachtungsmateriale ergebende empirische Beziehung zwischen Potentialgefälle und Intensität der ultravioletten Gesamtstrahlung erklären sich unseres Erachtens eine Reihe von Anomalien, die sich in dem Verlaufe der Exner'schen Potentialcurve (vergl. Taf. I) vorfinden.

Schon mehrfach wurde darauf aufmerksam gemacht, dass die innerhalb eines Dampfdruckintervalles beobachteten Potentialwerthe, weit davon entfernt constant zu sein, grosse Abweichungen bis zu 300<sup>0</sup>/<sub>0</sub> des Mittelwerthes aufweisen. Wir glauben diese Unterschiede darauf zurückführen zu können, dass bei gleichem Dampfdrucke die ultraviolette Strahlung (als von der Sonnenhöhe abhängig) noch in weiten Grenzen veränderlich ist.

Man erhält nämlich bei allen jenen Dampfdruckgruppen, deren Einzelwerthe sich über verschiedene Theile des Jahres erstrecken, (es sind dies die Gruppen 4, 5, 6 und 7) mit abnehmender ultravioletter Strahlungsintensität eine unverkennbare Steigerung der Potentialwerthe. Ordnet man, soweit gleichzeitige Beobachtungen vorliegen, innerhalb jeder der oben aufgeführten Gruppen jedem Potentialwerthe die in den gleichen Zeitabschnitten des Jahres (Halbmonaten) bestimmten Actinometerwerthe zu, bildet, wenn die Anzahl der Messungen ausreichend ist, das Mittel, so ergibt sich die folgende Zusammenstellung, bei welcher die Intensitäten ( $J = H + S \sin \Theta$ ) in ihrer zeitlichen Aufeinanderfolge, geordnet vom 1. December ab, aufgeführt sind.

Tabelle XIV.

## I.

## Gruppe Nr. 4.

Anzahl der Tagesmittel $n = 8.$		Dampfdruck $p_0 = 3.0 - 3.9 \text{ mm}$		
Actinometer.....	4	15	24	90
Elektrometer ..	627	246	193	146

## II.

## Gruppe Nr. 5.

$n = 19.$		$p_0 = 4.0 - 4.9.$						
Actinometer.	7	15	24	90	98	160	29	16
Elektrometer	310	422	406	148	126	115	396	214

## III.

## Gruppe Nr. 6.

$n = 7.$		$p_0 = 5.0 - 5.9.$			
Actinometer.....	7	99	160	195	29
Elektrometer	260	144	101	78	253

## IV.

## Gruppe Nr. 7

$n = 6.$		$p_0 = 6.0 - 6.9.$			
Actinometer.....	58	160	257	146	
Elektrometer	316	255	114	60	175

Die Abnahme des Potentialgefälles mit wachsender Licht-Intensität ist hier eine ziemlich regelmässige und sehr beträchtliche. Sinkt dochz. B. in Gruppe 7 entsprechend einer Zunahme der Strahlung von 7 auf 257 das Potentialgefälle von 316 bis auf  $60 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$  herab!

Wir hatten schon früher<sup>1</sup> für das Dampfdruckintervall von 4.0 bis 4.9 mm auf die Abhängigkeit des Potentialgefälles (bei constantem  $p_0$ ) von der Zeit des Jahres, in der dasselbe beobachtet wurde, hingewiesen. Herr Exner ist geneigt, jene grossen Unterschiede innerhalb einer und derselben Gruppe auf eine ungleichmässige Vertheilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre zurückzuführen.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> J. Elster und H. Geitel, Wien. Ber. 98. Abth. II a. S. 945 ff. 1889.  
F. Exner, Wien. Ber. 99. II a. S. 628 ff. 1890.

Uns scheint die Annahme weit ungezwungener zu sein, dass diese durch die in dem Verlaufe des Jahres variable Intensität der ultravioletten Strahlung hervorgerufen werden.

Es ist klar, dass unter diesen Umständen auch der aus einer Exner'schen Gruppe gewonnene Mittelwerth ganz wesentlich davon abhängig sein wird, ob die Zahl der winterlichen oder sommerlichen Einzelmessungen innerhalb der betreffenden Gruppe überwiegt. Dies tritt z. B. sehr deutlich bei Gruppe Nr. 6 ( $p_0 = 5.0 - 5.9 \text{ mm}$ ) hervor. Während für diese Herr Exner als Mittelwerth von 57 über das ganze Jahr nahezu gleichmässig vertheilter Einzelbeobachtungen den Werth 209 abgeleitet hatte, ergibt sich als Mittel der Tagesmittel für den in Rede stehenden

Beobachtungszeitraum nur der Werth  $137 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$ . Von den acht

Beobachtungstagen mit 91 Einzelmessungen entfallen aber allein vier auf den Monat Mai; in welchem die ultraviolette Intensität bereits hohe Werthe erreicht. Für niedere Strahlungsintensitäten finden sich, wie aus der Zusammenstellung unter III (vergl. S. 821) hervorgeht, dagegen Zahlen (260, 253), die über dem Exner'schen Gruppenwerthe liegen. Die Ausordnung des Punktes  $\frac{\partial v}{\partial n} = 137$  für  $q_0 = 5.6$  ist ohne Frage in dem Überwiegen des sommerlichen Materials in dieser Gruppe begründet (vergl. Theil I., S. 743).

Die von Herrn Exner aufgestellte Formel wird also die gewissen Dampfdrucken zugeordneten mittleren Potentialgefälle mit um so grösserer Annäherung darstellen, je gleichmässiger vertheilt über den Zeitraum eines Jahres die betreffenden Drucke für den jeweiligen Beobachtungsort zur Messung gelangten; dagegen wird sie angewendet auf kürzere Abschnitte des Jahres für gewisse Gruppen stets beträchtliche Unterschiede zwischen Beobachtung und Rechnung liefern müssen.

In dem vorstehend discutirten Materiale haben wir dasselbe im Grossen und Ganzen nach zwei Hauptgesichtspunkten geordnet. Bei der Eintheilung in Dampfdruckgruppen wurden nach dem Vorgange des Herrn Exner zeitlich häufig weit auseinanderliegende Beobachtungen zu einem Mittelwerthe vereinigt; bei der Eintheilung desselben Materials nach gleich-

zeitigen Actinometerbeobachtungen sind zeitlich benachbarte nicht getrennt. Hier waren die gebräuchlichen Abschnitte des Jahres (Monate oder Halbmonate) massgebend. Es erübrigt noch zu zeigen, dass bei der letzteren Art der Classificirung die mittlere Abweichung einer Einzelbeobachtung vom Mittelwerthe nicht grösser ist, als in der bei Herrn Exner getroffenen Anordnung.

Bei Eintheilung nach Dampfdruckgruppen ergeben sich für die mittlere Abweichung  $\varphi$  in Procenten des mittleren Potentialgefälles<sup>1</sup> in runden Zahlen folgende Werthe.

Für Gruppe:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
20 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	28 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	13 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	36 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	43 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	45 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	30 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	23 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	12 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	13 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	12 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	6 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>
im Mittel: $\varphi = 23 \cdot 4^0/0$ .											

Für die mittlere Amplitude des Tagesmittels in Procenten des Halbmonatsmittels erhält man analog:

	December	Jänner	Februar	März	April	Mai	Juni	August	September	October	November
a..	16 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	21 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	30 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	19 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	17 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	12 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	26 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	8 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	14 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	23 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>	22 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>
b..	32	16	21	11	11	15	10	6	8	20	17
c..	—	—	—	—	—	—	—	—	16	—	—
im Mittel: $\varphi = 17 \cdot 4^0/0$ .											

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor, dass bei der von uns getroffenen Anordnung  $\varphi$  durchschnittlich kleiner ist, als bei Eintheilung desselben Materials nach Dampfdruckgruppen.

<sup>1</sup>F. Exner, l. c. S. 626.

### §. 4. Transparenz der Luft und Potentialgefälle.

Es erübrigt noch den Zusammenhang des Potentialgefälles mit der durch Schätzung bestimmten Transparenz der untersten, dem Erdboden aufgelagerten Luftschicht festzustellen. Wir werden dazu in den Stand gesetzt durch den jeder Messung beigefügten Vermerk über den Dunstgehalt dieser Schicht. (Vergl. Theil I., S. 733). Auch hier ergibt die Abnahme der Transparenz der Luft eine Zunahme der Potentialwerthe.

Wir legen dieser Untersuchung die Dampfdruckgruppe Nr. 5 zu Grunde, weil in ihr die grösste Anzahl von Einzelmessungen vereinigt ist. Ordnen wir die letzteren nach Werthen des Dunstgehaltes (vergl. Tab. A des Materials), so ergibt sich die folgende Zusammenstellung:

Tabelle XV

Zerlegung der Dampfdruckgruppe Nr. 5 (Intervall: 4·0 – 4·9 mm) in Gruppen des Dunstgehaltes D.

Jahr	Monat	Tag	D	$\frac{\partial v}{\partial n}$	Jahr	Monat	Tag	D	$\frac{\partial v}{\partial n}$
A. $D > 1\cdot00$					C. $D$ von $0\cdot10 - 0\cdot4$				
1889	XI	14	1·60	395	1890	IV	14	0·30	103
1891	II	24	1·60	369	1889	XI	26	0·27	146
1891	II	26	1·60	515	1891	IV	26	0·15	113
1891	II	28	1·60	321	1891	IV	24	0·12	138
1889	XI	24	1·33	246	1891	IV	27	0·12	110
1891	II	27	1·09	419	D. $D$ von $0\cdot00 - 0\cdot100$				
B. $D$ von $0\cdot4 - 1\cdot0$					1891	IV		0·07	142
1889	XI	23	0·91	234	1890	IV	15	0·07	192
1891	II	7	0·40	422	1891	V	6	0·07	124
1889	XI	20	0·40	228	1891	V		0·03	105

und daraus als Tabelle der Mittelwerthe:

Tabelle XVI.

Dunstgehalt $D$	Mittel der Tagesmittel $\frac{\partial v}{\partial n}$	Anzahl der Tage
1·49	378	6
0·57	298	3
0·19	122	5
0·06	141	4

Die Wirkung jenes feinen Dunstes, der höchst wahrscheinlich das Ultraviolett in hohem Masse absorbiert, kann daher vielleicht so aufgefasst werden, als blende er einen Theil der elektrisch activen Strahlen der Sonne und des Himmelsgewölbes ab und schütze so die Erdoberfläche vor der Einwirkung des Lichtes.

### §. 5. Zusammenfassung und theoretische Bemerkungen.

Durch die im Vorigen durchgeführte vergleichende Discussion unserer luftelektrischen und photometrischen Beobachtungen glauben wir nachgewiesen zu haben, dass eine durch empirische Formeln ausdrückbare Beziehung zwischen den Tagesmitteln des atmosphärischen Potentialgefälles und der Mittagsintensität der ultravioletten Sonnenstrahlung besteht, durch welche für gegebene Werthe des letzteren das erstere mit einem ziemlich befriedigenden Grade der Annäherung dargestellt werden kann. Ob beide Grössen durch eine dritte noch unbekannte unabhängige Variable bestimmt sind, oder ob sie unmittelbar im Verhältnisse von Wirkung und Ursache stehen, ist aus den Beobachtungen allein nicht zu entscheiden. Hierzu sind bestimmte, womöglich experimentell festgestellte That-sachen erforderlich. Wir glauben eine solche in der Eigenschaft des Lichtes zu erkennen, den Übergang negativer Elektricität von belichteten Oberflächen auf die sie umhüllenden Gase zu bewirken. Soll diese Wirkung des Lichtes auf die Erdoberfläche als Ursache des Zusammenhanges zwischen Sonnenstrahlung

und Lufterlektricität betrachtet werden dürfen, so ist zuerst zu zeigen, dass die Erdoberfläche mit negativer Elektricität geladen ist, und dann, dass das Sonnenlicht im Stande ist, solchen Substanzen, aus denen die Erdrinde sich zusammensetzt, eine negative Ladung zu entziehen.

Es darf gegenwärtig wohl kaum ein Zweifel an der ersten Behauptung laut werden; soweit elektrische Beobachtungen vorliegen, ist das Potentialgefälle bei heiterem Himmel — und um dieses handelt es sich ja nur bei vergleichenden Beobachtungen mit der Intensität des Sonnenlichtes — an den verschiedensten Orten positiv gefunden, d. h. die Erdoberfläche ist mit einer Schicht negativer Elektricität bedeckt. Bekanntlich ist dies schon von Eрман und Peltier ausgesprochen worden und neuerdings durch Herrn Exner wohl endgiltig festgestellt.

Was den zweiten Punkt anbelangt, die Möglichkeit des Transportes dieser negativen Elektricität von der Erdoberfläche in die Luft unter dem Einflusse des Sonnenlichtes, oder die Frage nach der photoelektrischen Empfindlichkeit des Erdbodens selbst, so glauben wir eine solche für mehrere Mineralien, welche einen Theil derselben bilden, nachgewiesen zu haben. Wenn auch die mit Wasser und Vegetation bedeckten Gebiete der Erde hinsichtlich ihres lichtelektrischen Verhaltens noch als zweifelhaft anzusehen sind, so dürfte es doch nicht irrationell sein, die Hypothese zu wagen, dass die Erdoberfläche, im Ganzen betrachtet, während der Insolation negative Elektricität an die Atmosphäre abgibt. Im Sinne dieser Hypothese möchten wir die Grundlage der von Herrn Arrhenius aufgestellten Theorie der atmosphärischen Elektricität modificirt wissen, die in der von ihrem Urheber gegebenen Form mit den neuen photoelektrischen Untersuchungen nicht verträglich ist. Nicht die Luft selbst wird, wie Herr Arrhenius meinte, durch Bestrahlung mit Sonnenlicht elektrolytisch leitend, sondern eine in Luft eingeführte elektrisirte Oberfläche kann, wenn sie von geeigneter (empfindlicher) Art ist und ihre Ladung das negative Zeichen hat, sobald sie selbst vom Sonnenlichte getroffen wird, diese Elektricität an die Luft abgeben. Dass bei dieser Art von Elektricitätsübertragung Vorgänge in dem Gase auftreten, die Analogien mit der Elektrolyse darbieten, ist bekannt, für die Betrach-

tung der meteorologischen Folgerungen genügt die Thatsache. Wesentlich ist für diese Auffassung, das betonen wir nochmals, das negative Zeichen der Erdladung, da die photoelektrische Zerstreung, wie es scheint, zu den streng unipolaren Erscheinungen gehört und nur von einer belichteten Kathode aus erfolgt.

Der erste Schluss, den wir aus unserer Voraussetzung ziehen, ist, dass nach genügend langer Insolation jede Ladung der Erdoberfläche auf einen Betrag von beliebig kleiner Grösse herabsinken müsste, wenn nicht andere Ursachen da sind, durch welche für die in die Luft entwichene Elektrizität dem Erdkörper wieder Ersatz zugeführt wird. Die Elektrizität würde eben so lange unausgesetzt von der Erdoberfläche in die Luft entweichen und in dieser der Richtung der elektrischen Kraftlinien folgen, bis ihre Flächendichtigkeit am Erdboden auf Null herabgesunken ist. Thatsächlich beobachtet man nun aber, dass in gleichen Tages- und Jahreszeiten das Potentialgefälle an demselben Erdorte nahe die gleiche Intensität zeigt, d. h. es muss eine Ursache existiren, welche etwa das gleiche Quantum negativer Elektrizität, das unter dem Einflusse des Sonnenlichtes in einer bestimmten Zeit in die Luft entweicht, der Erde wieder zurückerstattet. Nimmt man an, dass die einmal in die Luft eingedrungene Elektrizität sich allmähig in den Weltraum zerstreut, so müsste eine unbekannte kosmische Ursache herangezogen werden, welche das Potentialniveau der Erdoberfläche nahezu constant erhält. Ohne diese Möglichkeit, die an sich nicht unwahrscheinlich ist, ausschliessen zu wollen, möchten wir sie für die folgende Betrachtung nicht zulassen, sondern hierbei die einfachere von Herrn Arrhenius angenommene und im Ganzen plausible Vorstellung zu Grunde legen, dass die atmosphärischen Niederschläge die in der Luft enthaltene negative Elektrizität (für die ganze Erde betrachtet in nahezu stationärer Weise) der Erdoberfläche wieder zuführen.<sup>1</sup> Hiernach dringt also die Boden-

---

<sup>1</sup> Zur Erklärung der elektrischen Erscheinungen während des Falles von Niederschlägen (insbesondere der Gewitterelektrizität) reicht diese Annahme nicht aus. Vergl. J. Elster und H. Geitel, Beobachtungen, betreffend die elektrische Natur der atmosphärischen Niederschläge, Wien. Ber. 99. IIa. S. 421 1890.

elektricität nur bis in solche atmosphärischen Schichten vor, in denen noch eine Condensation des Wasserdampfes möglich ist, und die Gesamtladung der Erde muss eine constante sein. Wäre die Erdatmosphäre nicht vorhanden, so würde die Dichtigkeit der Elektricität auf der Erdoberfläche (von Unebenheiten sehen wir ab) überall dieselbe sein, wir wollen sie mit  $\rho$  bezeichnen.

Da die Höhe der atmosphärischen Schichten, bis zu denen die Bodenelektricität vordringt, jedenfalls sehr klein gegen den Erdradius ist, so wird man als angenäherte Gleichgewichtsbedingung die aufstellen können, dass die Summe der Elektricitätsmengen, welche die Flächeneinheit der Erdoberfläche und die über ihr lagernde Luft enthält, constant und derjenigen gleich ist, welche die Flächeneinheit der ohne Atmosphäre gedachten Erde bedecken würde. Bezeichnen wir die elektrische Dichtigkeit auf dem Erdboden mit  $\rho_{\varepsilon}$ , die in der darüber lagernden Säule der Atmosphäre enthaltene Elektricitätsmenge mit  $\rho_A$ , so muss  $\rho_{\varepsilon} + \rho_A = \rho$  sein.

Bezeichnet man den Werth von  $\rho_{\varepsilon}$  bei Sonnenaufgang mit  $\rho_{1\varepsilon}$ , den bei Sonnenuntergang mit  $\rho_{2\varepsilon}$ , so wird unter der Annahme dass während des Tages nur eine Verticalbewegung der Elektricität stattfindet, die im Laufe des Tages in die Luft übergetretene Elektricitätsmenge  $\rho_{1\varepsilon} - \rho_{2\varepsilon}$  sein. Wir setzen diese proportional dem Mittelwerthe  $\rho_{\mu\varepsilon}$  für den betreffenden Tag, der mittäglichen Strahlungsintensität  $J$  und der Zeit  $T$  zwischen Sonnenauf- und Untergang, d. h. wir nehmen an, dass:

$$\rho_{1\varepsilon} - \rho_{2\varepsilon} = \kappa J \rho_{\mu\varepsilon} T.$$

Da nun angenähert:

$$\rho_{1\varepsilon} + \rho_{2\varepsilon} = 2\rho_{\mu\varepsilon}$$

ist, so folgt:

$$2\rho_{1\varepsilon} = \rho_{\mu\varepsilon} (2 + \kappa J T)$$

und daher:

$$\rho_{1\varepsilon} = \frac{2\rho_{\mu\varepsilon}}{2 + \kappa J T} = \frac{\rho_{1\varepsilon}}{1 + \frac{\kappa}{2} J T}$$

$J T$ , das Product aus Tageslänge und Mittagsintensität ist schon oben eingeführt, bezeichnen wir es mit  $J'$  und  $\frac{\kappa}{2}$  mit  $\kappa'$ , so wird:

$$\rho_{\mu\pm} = \frac{\rho_{1\pm}}{1 + \kappa'J'}$$

und da

$$\frac{\partial v}{\partial n} = -4\pi\rho,$$

so wird:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial n}\right)_{\text{Mittel}} = \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial n}\right)_1}{1 + \kappa'J'}$$

wo  $\left(\frac{\partial v}{\partial n}\right)_1$  den zu Sonnenaufgang beobachteten Werth des Potentialgefälles bedeutet.

Nimmt man an, dass selbst zur Zeit des Sommersolstitiums die Länge der Nacht in unseren Breiten ausreicht, um die am vorigen Tage in die Luft eingedrungene negative Electricität durch Convection nach Niederschlagsgebieten völlig zu entfernen, so wäre  $\rho_{1\pm} = \rho$  und  $\left(\frac{\partial v}{\partial n}\right)_1$  bedeutete dann das Maximum  $A$  des erreichbaren Potentialgefälles. Dann wäre die Formel:

$$\frac{\partial v}{\partial n} = \frac{A}{1 + \kappa'J'}$$

ohne Weiteres für beliebige Jahreszeiten anwendbar.

Dass dies in gewissem Grade zutrifft, zeigt die Zusammenstellung im vorigen Abschnitte, doch kann die Formel in diesem Sinne aufgefasst nur eine erste Annäherung ergeben, speciell wird  $A$  (in unserem Falle  $410 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$ ) noch beträchtlich hinter dem absoluten Maximum zurückbleiben können.

In Wahrheit wird nämlich, wie ja die veränderliche Grösse des Morgenmaximums zeigt,  $\left(\frac{\partial v}{\partial n}\right)_1$  von der Jahreszeit abhängen und zwar wird sich dieser Betrag mit zunehmender mittäglicher Strahlungsintensität der Sonne mehr und mehr von dem Maximalwerthe entfernen.

Bei der soeben durchgeführten Betrachtung wurde für  $\rho_{\pm}$  unmittelbar der Mittelwerth des Beobachtungstages eingeführt.

Streng genommen ist auch dies nicht zulässig,  $\rho_\varepsilon$  ist vom Beginne der Lichtwirkung an selbst veränderlich. Hierauf kann man Rücksicht nehmen durch Aufstellung der Gleichung:

$$d\rho_\varepsilon = -\kappa\rho_\varepsilon Jdt,$$

woraus folgen würde:

$$\rho_{2\varepsilon} = \rho_{1\varepsilon} e^{-\kappa \int_{T_1}^{T_2} Jdt}$$

wo  $\rho_{1\varepsilon}$  und  $\rho_{2\varepsilon}$  die vorige Bedeutung haben,  $\kappa$  eine Constante ist, und  $T_1$  und  $T_2$  die Zeiten des Sonnenauf- und Untergangs bezeichnen. Die Form der für  $J$  in seiner Abhängigkeit von  $t$  gefundenen Curven rechtfertigen angenähert  $\int_{T_1}^{T_2} Jdt$  proportional mit  $J(T_2 - T_1)$ , d. h.  $JT$  oder  $J^1$  zu setzen; man erhält so:

$$\rho_{2\varepsilon} = \rho_{1\varepsilon} e^{-\kappa J^1}$$

Diese Gleichung würde einen Zusammenhang zwischen dem Abendminimum und dem zur Zeit des Sonnenaufgangs beobachteten Morgenwerthe darstellen.

Es liegt in der Natur der Sache, dass eine solche, auf die Vergleichung der Einzelwerthe hinauslaufende Formel, wegen der diesen anhaftenden Unsicherheit, wenig Aussicht auf eine zuverlässige Probe durch die Beobachtung gewährt. Dass es nicht erlaubt ist  $\rho_{2\varepsilon}$  proportional dem Tagesmittel  $\rho_{\mu\varepsilon}$  und zugleich  $\rho_{1\varepsilon} = \rho$  zu setzen, d. h. zu schreiben:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial n}\right)_{\text{Mittel}} = A \cdot e^{-\kappa J^1}$$

lehren unsere Beobachtungen, die eine Darstellung durch eine Formel dieser Art nicht gestatten.

Dagegen ist die Wiedergabe der Beobachtungen wohl möglich durch einen Ausdruck der Form:

$$\frac{\partial v}{\partial n} - C = B \cdot e^{-\kappa J^1} \quad (\text{vergl. S. 116})$$

Dies scheint darauf hinzudeuten, dass, wie zu erwarten, schon während der Dauer der Insolation ein seitlicher Abfluss

der in die Luft eingedrungenen negativen Elektrizität stattfindet. Dieses bedingt nämlich wegen der Constanz von  $\rho_A + \rho_s$  ein gleichzeitiges Anwachsen der Dichtigkeit der Bodenelektrizität. Es ist möglich unter Zugrundelegung bestimmter Voraussetzungen über diesen Zufluss der Bodenelektrizität zu einer Gleichung von der Form der gefundenen zu gelangen, doch möchten wir vor der Hand von einem näheren Eingehen auf diesen Gegenstand Abstand nehmen, da hiedurch die Vorstellung von einer exacten Begründung jener Voraussetzungen erweckt werden könnte, die aus unserem Material thatsächlich noch nicht geliefert werden kann. Überhaupt verkennen wir nicht, dass dieser Versuch, die gefundenen empirischen Formeln rationell zu rechtfertigen, manchen Einwänden ausgesetzt ist und möchten uns ausdrücklich dagegen verwahren, dass wir hiermit etwa die Grundlagen einer neuen Theorie geben wollten. Unsere Absicht war nur zu zeigen, dass gewisse einfache Voraussetzungen über die Art der photoelektrischen Einwirkung der Sonne auf die Erde eine Veränderlichkeit des atmosphärischen Potentialgefälles ergeben, die der beobachteten nicht widerspricht.

In erster Linie betrachten wir unsere Formeln als empirische und bemerken, dass wir auch der Gleichung des Herrn Exner von demselben Standpunkte aus Werth beilegen. Ist doch mit ihrer Aufstellung der erste erfolgreiche Versuch gemacht, eine Gesetzmässigkeit in dem Gange der Lufterlektrizität zu erkennen. Allerdings scheint uns der experimentelle Beweis für die Richtigkeit der Grundhypothese des Herrn Exner, dass die negative Bodenelektrizität durch den Wasserdampf von der Erdoberfläche in die Luft getragen werde, nicht erbracht zu sein. In dieser Beziehung verdient unserer Meinung nach die photoelektrische Theorie entschieden den Vorzug, wenn auch eingeräumt werden muss, dass bei dieser ein grosser Theil der Einfachheit wegfällt, welche die des Herrn Exner auszeichnet.

Diese Zurückhaltung, die wir uns gegenüber der theoretischen Verwerthung unserer Resultate auferlegen, ist zum Theil noch durch folgende Erwägung veranlasst.

Die Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung wurde an Kugeln von amalgamirtem Zink gemessen; die so gefundenen

Zahlen gingen alsdann in eine Formel für das Potentialgefälle in der freien Atmosphäre ein, d. h. sie wurden angewendet auf einen photoelektrischen Vorgang, in welchem die Erde die Rolle des lichtempfindlichen Körpers spielt. Es ist von vornherein nicht abzusehen, ja vielleicht nicht einmal wahrscheinlich, dass die am Zinkphotometer gefundenen Zahlen gleichzeitig den Gradmesser für die elektrische Einwirkung der Sonne auf die Erdoberfläche liefern. Soweit die recht schwierigen photoelektrischen Untersuchungen an Mineralien erkennen liessen, wirken auf diese Körper schon Strahlen von so grosser Wellenlänge merklich ein, die am Zink im Vergleich mit den kurzwelligen sehr zurücktreten.

Es ist daher vielleicht möglich, dass unsere für die ultraviolette Strahlung der Sonne gefundenen Zahlen, wenn man nach ihnen die Stärke der lichtelektrischen Wirkung auf den Erdkörper abschätzen will, keinen richtigen Massstab bieten, und zwar in der Weise, dass die sommerlichen Intensitäten im Ganzen zu hoch, die des Winters zu niedrig gefunden sein würden.

### §. 6. Elektrische Ströme in der Atmosphäre.

Wir möchten nun schliesslich noch einen Gegenstand zur Sprache bringen, auf den diese Untersuchungen ganz von selbst führen. Wenn thatsächlich unter dem Einflusse des Sonnenlichtes negative Elektricität von der Erde aus in die Atmosphäre eindringt, so muss die Menge derselben von zwei Factoren, der augenblicklichen Flächendichte an dem in Betracht gezogenen Punkte und der auf denselben entfallenden Lichtintensität abhängig, und zwar dem Producte beider Grössen proportional sein. Diese Producte lassen sich nun aber aus der täglichen und jährlichen Variation der ultravioletten Strahlung und des Potentialgefälles (da letzteres der Flächendichte proportional ist) leicht bilden.

Führt man diese Rechnung nach der Formel  $\frac{\partial v}{\partial n} J$  (vergl. Tab. XIII. S. 810) aus, so erhält man in den so gefundenen Zahlen ein Mass für die Intensität eines positiven elektrischen Stromes der am Beobachtungsort in der Atmosphäre absteigt.

Fig. 20 und Fig. 21 stellen den täglichen und jährlichen Verlauf (den ersteren für die Monate Juni und December) dar.

Es ist einleuchtend, dass ein solcher Strom elektromagnetische Wirkungen ausüben muss, d. h. man erkennt die Möglichkeit, aus seinen Schwankungen Aufschluss über die Variation der magnetischen Elemente zu erhalten. Auch hier möchten wir

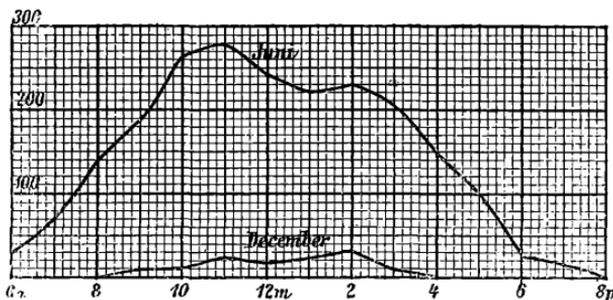


Fig. 20.

vermeiden, Speculationen auf ungenügender Basis vorzubringen; man übersieht, dass die Kenntniss der betreffenden Stromintensität für den Beobachtungsort allein nicht ausreichend ist, die Beeinflussung eines frei aufgehängten Magneten wird durch die Resultante aller der Kräfte bewirkt werden, die von den in seiner Umgebung absteigenden Strömen ausgehen. Die Lage des Punktes, in dem die stärkste elektrische Strömung stattfindet, ist dabei sowohl von dem Potentialgefälle, wie von der Bestrahlung durch die Sonne abhängig.

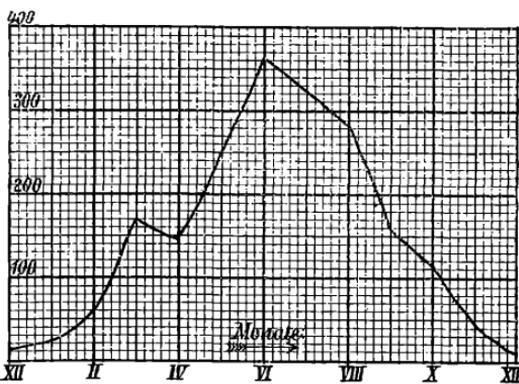


Fig. 21.

Wir fügen hinzu, dass nach einer Untersuchung des Herrn A. Schuster<sup>1</sup> die tägliche Variation der magnetischen Elemente

<sup>1</sup> A. Schuster, Philosoph. Transactions of the R. Soc. of London, Vol. 180. A. p. 467—518. 1889.

thatsächlich gedeutet werden kann unter der Annahme elektrischer Ströme in der Atmosphäre, die von dem Sonnenstande abhängig sind.

Durch die Besprechung der magnetischen Störungen kommen wir nun noch auf ein Gebiet, das wohl fraglos mit dem der atmosphärischen Elektrizität zusammenhängt, d. i. die Erscheinung der Polarlichter. Leider liegen an elektrostatischen Beobachtungen gelegentlich ihrer Entfaltung nur erst wenige vor, doch bieten diese schon des Interessanten genug. Die Beobachter der schwedischen Polarexpedition am Cap Thorsden<sup>1</sup> haben nämlich die Wahrnehmung gemacht, dass das Nordlicht von einem Sinken des atmosphärischen Potentialgefälles begleitet ist. Letzteres bedeutet nichts Anderes, als eine Abnahme der Dichtigkeit der Bodenelektrizität, dies kann nur unter einer entsprechenden Zunahme der negativen Elektrisirung der Luft  $\rho_A$  erfolgen. Man hätte demnach die Polarlichter als ein Einströmen negativer Elektrizität in die die Pole bedeckenden Theile der Atmosphäre zu deuten. Es liegt nun die Annahme ausserordentlich nahe, dass diese negative Elektrizität keine andere ist, als die, welche über den belichteten Flächen der Erde in die Luft eingedrungen war und nun bestrebt ist, die von Elektrizität freien Stellen der Atmosphäre auszufüllen, welche die nicht, oder nur schwach beleuchteten Polargegenden bedecken.

Wir würden es freudig begrüßen, wenn der Hinweis auf diese Auffassung, die übrigens in ähnlicher Weise von Herrn Arrhenius<sup>2</sup> geäußert ist, die Nothwendigkeit klarer erkennen liesse, bei Polarlichtern auch elektrostatische Messungen anzustellen, die wir von dem oben entwickelten Gesichtspunkte aus für ebenso wichtig, als die magnetischen halten möchten.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> J. Hann, Meteorol. Zeitschrift, VII. S. 29. 1890.

<sup>2</sup> S. Arrhenius, l. c.

<sup>3</sup> Anmerkung bei der Correctur. Durch eine freundliche Mittheilung des Herrn Neumayer erfahren wir, dass auf seine Veranlassung luftelektrische Beobachtungen bei Entfaltung von Südlichtern in Melbourne (in den Jahren 1858—1863) angestellt sind. Die Ergebnisse stehen insofern im Gegensatze zu denen der schwedischen Expedition, als eine deutliche Beziehung zwischen dem Polarlichte und der Luftelektrizität nicht hervorgetreten ist.

Zugleich ergreifen wir die Gelegenheit, wiederholt die Nothwendigkeit elektrischer Beobachtungen während einer totalen Sonnenfinsterniss hervorzuheben. Es ist für die Frage, wohin und mit welcher Geschwindigkeit die von der Erde aufsteigende negative Elektricität sich bewegt, von Bedeutung, zu wissen, ob die Kürze der Zeit und die Beschränktheit des Raumes, in welchem der Mond die Erde der ultravioletten Sonnenstrahlung entzieht, noch ausreichend sind, eine merkliche Zunahme der Bodenelektricität, d. h. des Potentialgefälles am Orte der Finsterniss zu bewirken.

#### IV Theil.

### Über die Absorption des ultravioletten Sonnenlichtes in der Erdatmosphäre.

#### §. 1. Ziel der Untersuchung.

Es ist bereits im zweiten Abschnitte bemerkt worden, dass verschiedene Lichtquellen hinsichtlich ihrer photoelektrischen Wirksamkeit auf beliebig gewählte Oberflächen nicht gleichwerthig sind. Auf fast alle Körper wirkt das durch die Entladungen eines Condensators von grosser Capacität zwischen Zinkspitzen erzeugte Funkenlicht, sowie das eines elektrischen Lichtbogens zwischen durchbohrten Kohleelektroden, in welche Zinkstäbe eingelassen sind, weniger allgemein schon das des brennenden Magnesiums, und spärlich ist die Auswahl der Substanzen, die dem Sonnenlichte oder gar den Strahlen einer Kohlenwasserstoffflamme und glühender Körper gegenüber sich deutlich empfindlich erweisen. Da nun die photoelektrische Kraft einer Lichtquelle wesentlich von ihrem Gehalte an den stärker brechbaren Strahlen abhängt, so muss die niedrige Stellung des Sonnenlichtes in dieser Reihe auffallen; wird doch die Sonnenatmosphäre zum Theil von solchen metallischen Gasen gebildet, denen eine starke Emission für violettes und ultraviolettes Licht zukommt. Durch diese Überlegung wird man zu der Annahme geführt, dass irgendwo zwischen Sonne und Erdoberfläche eine beträchtliche Absorption des Ultravioletts stattfinden muss. Durch Beobachtungen von Herrn Langley<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Langley, Wied. Ann. 19. S. 397, 1883.

ist festgestellt, dass mit zunehmender Seehöhe des Beobachtungsortes das Sonnenspectrum an Intensität gegen das violette Ende hin gewinnt, hiernach muss ein Theil dieser absorbirenden Wirkung, wenn nicht die gesammte, der Erdatmosphäre zugeschrieben werden.

Die sehr beträchtlichen Unterschiede in der Intensität des ultravioletten Sonnenlichtes, die wir mittelst des elektrischen Actinometers für verschiedene Sonnenhöhen fanden, eröffnete die Möglichkeit, auf dem Wege directer Beobachtung die Absorption dieser Strahlen in der Atmosphäre zu bestimmen. Es kann dies, wie im Folgenden näher auszuführen ist, sowohl an ein und demselben Beobachtungsorte geschehen, wenn man nur die Messungen für möglichst viele verschiedene Sonnenhöhen vornimmt, oder auch, und dies ist zur Vermeidung unstatthafter Verallgemeinerungen nothwendig, durch Beobachtungen an Stationen von grosser Höhendifferenz. Wir haben beide Methoden angewandt, indem wir in Wolfenbüttel in den Monaten Juni und August, in Kolm-Saigurn und auf der Sonnblickstation im Juli des Jahres 1890 mittelst des transportablen Actinometers die Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung an heiteren Tagen in stündlichen Intervallen maassen.

Da die Resultate selbst schon unter Abschnitt 2 mitgetheilt sind, so würde es sich hier nur noch um die Entwicklung der Methoden der Rechnung und ihre zahlenmässige Ausführung handeln.

## §. 2. Formeln.

Bezeichnet man mit  $J_0$  die Intensität eines monochromatischen Lichtstrahles, der ein absorbirendes homogenes Medium trifft, mit  $z$  die Wegstrecke, die er darin zurückgelegt hat, mit  $J$  die Intensität am Ende dieser Wegstrecke, so ist bekanntlich:

$$J = J_0 a^z.$$

$a$  ist kleiner als Eins und bedeutet denjenigen Bruchtheil, der am Ende des Weges 1 von der ursprünglichen Intensität noch übrig geblieben ist.

Der Betrag von  $a$  ist im Allgemeinen für verschiedene absorbirende Mittel und Strahlengattungen verschieden, wir wollen im Folgenden die — für die Rechnung ausserordentlich vereinfachende — Voraussetzung machen, dass in der Atmo-

sphäre für jede Strahlengattung des ultravioletten Lichtes, das auf die Zinkkugel des Photometers wirkt, diese Zahl von derselben Grösse sei. Ob die Beobachtungen sich dieser Annahme fügen, muss die Rechnung ergeben.

Aus mindestens zwei unabhängigen Beobachtungen liessen sich nun, die Kenntniss von  $z$  für jede Sonnenhöhe vorausgesetzt, mittelst der Gleichungen:

$$J_1 = J_0 a^{z_1}$$

$$J_2 = J_0 a^{z_2}$$

sowohl  $a$  wie  $J_0$ , d. h. der Transparenzcoefficient der Luft und die an der oberen Grenze der Atmosphäre herrschende Intensität bestimmen. Es ist demnach erforderlich, zunächst auf den Zusammenhang von  $z$  (der reducirten Weglänge des Strahles in der Luft) mit der Sonnenhöhe einzugehen.

Es handelt sich hierbei um ein Problem, das trotz vielfacher Bemühungen noch immer nicht als in jeder Weise befriedigend gelöst gelten kann; vielleicht ist aus diesem Grunde ein neuer Versuch, der Lösung nahe zu kommen, nicht ganz ohne Interesse.

Die Schwierigkeit liegt wesentlich darin, dass die Erdatmosphäre nicht als von gleichförmiger Dichtigkeit und brechender Kraft voranzusetzen und ihre Höhe nicht ohne Weiteres gegen den Erdradius zu vernachlässigen ist. Gibt man das letztere zu und führt zugleich die Voraussetzung ein, dass die brechende Kraft der Luft nicht von ihrer Dichtigkeit abhängt, so erhält man bekanntlich:

$$z = \frac{1}{\sin \Theta}$$

worin  $\Theta$  die Sonnenhöhe bedeutet, während als Einheit der Werth von  $z$  für die Sonnenhöhe  $90^\circ$  festgesetzt ist.

Diese Näherungsformel wird vielfach bei der Berechnung der thermischen Solarconstante verwandt und zwar mit vollem Rechte, sobald der Winkel  $\Theta$   $20^\circ$  übersteigt, unbefriedigend bleibt dabei, dass man ausser Stande ist, bei kleineren Werthen von  $\Theta$  die Grösse des Fehlers zu schätzen. Eine weitere Näherung erhält man dadurch, dass man die Krümmung der Erdoberfläche und der ihr parallelen gleichartigen Luftschichten in Rechnung

zieht, ohne die Abnahme der Dichtigkeit und brechenden Kraft mit der Höhe zu berücksichtigen. Mangelangt so zu den Formeln von Lambert<sup>1</sup> und Fröhlich,<sup>2</sup> auch bei diesen ist es nicht möglich anzugeben, bis zu welcher unteren Grenze von  $\theta$  sie noch eine vorgeschriebene Genauigkeit des Betrages von erreichen lassen. Diese Methoden vernachlässigen sämtlich die Krümmung des Lichtstrahles in der Atmosphäre, auf die hierin liegende Unzulässigkeit ist zuerst von Herrn Maurer<sup>3</sup> aufmerksam gemacht worden. Derselbe hat zugleich eine neue Formel gegeben, welche auf die Krümmung der Strahlenbahn und die mit der Höhe abnehmende Dichtigkeit der Luft Rücksicht nimmt. Wir hatten, ohne Kenntniss von dieser, die Hauptschwierigkeit treffenden Arbeit des Herrn Maurer zu haben, die Aufgabe von der gleichen Seite her in Angriff genommen und möchten uns erlauben, unsere Methode hier mitzutheilen da sie zu einem allgemeineren Resultate führt, das zwar in der ursprünglichen Form nicht zur unmittelbaren Berechnung der  $z$  geeignet ist, aber die nachträgliche Einführung vereinfachender Annahmen und dadurch die numerische Rechnung unter bestimmten Voraussetzungen gestattet.

Wir gehen von der Thatsache aus, dass die Atmosphäre nicht von gleichförmiger optischer Beschaffenheit ist, ihre absorbirende und brechende Kraft ändern sich mit der Höhe über der Erdoberfläche. Führt man die, auch experimentell begründete Annahme ein, dass unter sonst gleichen Umständen das Absorptionsvermögen eines Gases seiner Dichtigkeit proportional ist, setzt ferner die der Luft im Meeresniveau bei  $0^\circ$  C. gleich der Einheit, so wird man jedes von einem Strahle in Luft von der Dichtigkeit  $\varepsilon$  zurückgelegte Wegelement  $ds$  mit einem an der Erdoberfläche durchlaufenen hinsichtlich seiner absorbirenden Wirkung vergleichbar machen, wenn man dasselbe als

$$dz = \varepsilon ds$$

berechnet. Für eine endliche Wegstrecke ergibt sich demnach:

<sup>1</sup> M. R. Radau, Actinométrie, S. 21. Gauthier-Villars, Paris 1877

<sup>2</sup> O. Fröhlich, Wied. Ann, 30. S. 598, 1887.

<sup>3</sup> Maurer, Bd. 19 der Annalen der meteorologischen Centralanstalt. Zürich

$$z = \int \epsilon ds$$

wobei die Integration über die durchlaufene Bahn auszudehnen ist.  $\epsilon$  ist als Function der Höhe  $h$  des in Betracht gezogenen Wegelementes  $ds$  einzuführen, zuvor aber  $ds$  selbst in seiner Abhängigkeit von  $h$  darzustellen.

Betrachtet man die Erde als Kugel und die Atmosphäre als aus concentrischen Lagen von verschiedener, innerhalb derselben Schicht gleichförmiger Dichtigkeit bestehend, so übersieht man, dass ein Strahl, dessen Richtung in einem Punkte fixirt ist, in der durch diesen Punkt, den Mittelpunkt der Erde und seine Richtung bestimmten Ebene verbleiben muss. Der Mittelpunkt  $M$  der Erde sei daher Anfangspunkt eines Systems ebener Polarcoordination  $r$  und  $\varphi$ .

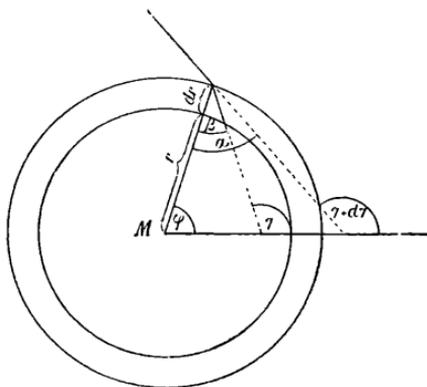


Fig. 22.

Innerhalb, beziehungsweise oberhalb einer Schicht von der Dicke  $dr$  habe die Luft die Brechungsexponenten  $n$  und  $n + dn$ .

$\beta$  sei der Winkel des Strahles gegen das Einfallslot ( $r$ ) nach  $\alpha$  vor der Brechung. (Fig. 22). Dann ist:

$$\frac{n}{n + dn} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

$\gamma$  und  $\gamma + d\gamma$  seien die Winkel, welche der Strahl nach und vor der Brechung an der Grenze der Schicht mit der Richtung  $\varphi = 0$  einschliesst. Dann ist:

$$d\gamma = \alpha - \beta$$

mithin:

$$\frac{n}{n + dn} = \frac{\sin(\beta + d\gamma)}{\sin \beta}$$

Hieraus folgt:

$$1 - \frac{dn}{n} = 1 + \cot \beta d\gamma$$

oder:

$$\frac{dn}{n} = -\cot \beta d\gamma.$$

Andererseits ist:

$$\gamma = \beta + \varphi,$$

also

$$d\gamma = d\beta + d\varphi,$$

mithin:

$$\frac{dn}{n} = -\cot \beta (d\beta + d\varphi)$$

oder:

$$\cot \beta \cdot d\beta = -\left(\frac{dn}{n} + \cot \beta d\varphi\right)$$

$\beta$  ist der Winkel, den in dem betrachteten Punkte der Vector  $r$  mit der Tangente der Strahlenbahn einschliesst, daher:

$$\cot \beta = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi}.$$

Durch Einsetzen dieses Ausdrucks erhält man:

$$\cot \beta d\beta = -\left\{\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} \cdot d\varphi + \frac{dn}{n}\right\}$$

und durch Integration:

$$\frac{1}{\sin \beta} = C \cdot n \cdot r.$$

Zur Bestimmung der Constante  $C$  führen wir denjenigen Winkel  $\Theta$  ein, den der Strahl im Meeresniveau, d. h. in der Entfernung eines Erdradius ( $R$ ) vom Erdmittelpunkte, mit der Ebene des Horizontes einschliesst, dann ist für diesen Punkt das Ende der Strahlenbahn,

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \Theta,$$

es wird demnach:

$$C = \frac{1}{n_0 R \cdot \cos \Theta}$$

wenn  $n_0$  den Brechungsexponenten der Luft im Meeresniveau bezeichnet.

Substituiert man den Werth von  $C$ , so folgt:

$$\frac{1}{\sin \beta} = \frac{nr}{n_0 R \cdot \cos \Theta}$$

und da, wie schon benutzt:

$$\cot \beta = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi},$$

so kommt:

$$\frac{1}{\sin^2 \beta} = \frac{\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 + r^2}{r^2}$$

oder:

$$\frac{n^2 r^2}{n_0^2 R^2 \cos^2 \Theta} = \frac{\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 + r^2}{r^2}$$

Hieraus erhält man:

$$\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2 = \frac{n_0^2 R^2 \cos^2 \Theta}{r^2 (n^2 r^2 - n_0^2 R^2 \cos^2 \Theta)}$$

Da nun allgemein das Bogenelement einer ebenen Curve gegeben ist als:

$$ds = \sqrt{1 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2} dr,$$

so findet man im vorliegenden Falle:

$$ds = \frac{nr}{\sqrt{n^2 r^2 - n_0^2 R^2 \cos^2 \Theta}} dr$$

und durch Substitution dieses Ausdrucks in die Formel:

$$z = \int \epsilon ds$$

$$z = \int \frac{\epsilon nr}{\sqrt{n^2 r^2 - n_0^2 R^2 \cos^2 \Theta}} dr.$$

Das Integral ist zwischen den beiden Grenzen für  $r$  zu nehmen, die dem Anfangs- und Endpunkt der in Betracht gezogenen Strecke der Strahlenbahn zukommen. Zweckmässig rechnet man die Höhen von der Erdoberfläche aus, setzt also  $r = R+h$  und findet:

$$z = \int_{H_0}^H \frac{\epsilon n(R+h)dh}{\sqrt{n^2(R+h)^2 - n_0^2 R^2 \cos^2 \Theta}}$$

$H_0$  ist die Höhe des Endpunktes der Strahlenbahn über dem Meeresniveau.  $H$  bedeutet in den meisten Fällen — wenn es sich nicht etwa um die Absorption innerhalb bestimmter Luftschichten handelt — die Höhe der Erdatmosphäre.

Herr Kummer<sup>1</sup> hat die Gleichung der Curve ermittelt und discutirt, die ein Lichtstrahl in der Atmosphäre eines Weltkörpers infolge der Refraction beschreibt. Er findet dieselbe vermittelt der Bedingung, dass der Lichtstrahl die Bahn durchläuft, welche dem geringsten Zeitaufwande entspricht. Aus den von ihm erhaltenen Resultate lässt sich die obige Formel verificiren.

Wie schon bemerkt, wählt man zweckmässig als Einheit von  $z$  den Werth, der sich für einen senkrecht einfallenden und bis zum Meeresniveau vordringenden Strahl ergibt. Man erhält für  $\Theta = 90^\circ$ , wie auch an sich klar ist:

$$z_{90} = \int_0^H \epsilon dh,$$

mithin ist unter dieser Festsetzung:

$$z = \frac{1}{z_{90}} \int_{H_0}^H \frac{\epsilon n(R+h)dh}{\sqrt{n^2(R+h)^2 - n_0^2 R^2 \cos^2 \Theta}}$$

<sup>1</sup> K u m m e r, Sitzungsber. der Berlin. Akad. S. 405. 1860.

Zum Zwecke der numerischen Berechnung sind in diese allgemeine Formel bestimmte Voraussetzungen über die Veränderlichkeit der Dichtigkeit und des Brechungsexponenten der Luft mit der Höhe einzuführen.

Wir nehmen zunächst die Temperatur in der ganzen Atmosphäre als constant, etwa  $0^\circ$  C. an, dann ist, da die Dichtigkeit im Meeresniveau gleich der Einheit angenommen war:

$$\varepsilon = e^{-\frac{Rh}{\lambda(R+h)}}$$

(vergl. Kummer l. c.), worin  $\lambda$  die Höhe der Atmosphäre bei gleichförmiger Dichtigkeit 1 bedeutet. Es erübrigt nun noch die Abhängigkeit des Brechungsexponenten von der Höhe über der Erdoberfläche festzustellen. Man kann, wie Herr Maurer l. c. hervorhebt, über die Natur dieser Function zweifelhaft sein; wir haben die auch von Herrn Kummer zu Grunde gelegte Voraussetzung angenommen, dass die brechende Kraft  $n^2 - 1$  der Dichtigkeit proportional sei. Hiernach wird:

$$n^2 = 1 + (n_0^2 - 1) e^{-\frac{Rh}{\lambda(R+h)}}$$

Führt man diesen, sowie den für  $\varepsilon$  gefundenen Ausdruck in die Formel für  $z$  ein, so erhält man:

$$= \frac{1}{\tilde{z}_{90}} \int_{H_0}^H \frac{e^{-\frac{Rh}{\lambda(R+h)}} \sqrt{1 + (n_0^2 - 1) e^{-\frac{Rh}{\lambda(R+h)}}} (R+h) dh}{\sqrt{\left(1 + (n_0^2 - 1) e^{-\frac{Rh}{\lambda(R+h)}}\right) (R+h)^2 - n_0^2 R^2 \cos^2 \Theta}}$$

Dabei ist:

$$\tilde{z}_{90} = \int_0^H e^{-\frac{Rh}{\lambda(R+h)}} dh.$$

In gleicher Weise liessen sich  $\varepsilon$  und  $n$  als Function anderer Art von  $h$  in Betracht ziehen.

Was nun die zahlenmässige Berechnung dieser Formel anlangt, so stösst sie, wie leicht ersichtlich, im allgemeinen Falle auf grosse Schwierigkeiten. Da unsere Absicht besonders darauf hinzielte, zu untersuchen, ob bei Werthen von  $\Theta$  zwischen  $10^\circ$

und  $20^\circ$  (kleinere kamen für uns nicht in Betracht) sich für  $H_0 = 0$ , d. h. das Meeresniveau, schon erhebliche Abweichungen des genauen Werthes von  $z$  von der Näherungsformel  $z = \frac{1}{\sin \vartheta}$  herausstellen würden, so möge es genügen, den zu diesem Zwecke eingeschlagenen Weg in gedrängter Kürze anzugeben.

Zunächst machten wir die vereinfachende Annahme, dass der Einfluss der Schwereabnahme innerhalb der Atmosphäre zu vernachlässigen sei. Diese Voraussetzung kommt darauf zurück, dass in der Exponentialfunction  $\frac{h}{R}$  gegen 1 vernachlässigt wird, dadurch erhält man:

$$z_{90} = \lambda.$$

Setzt man ferner  $n_0^2 - 1 = \kappa$  und beachtet, dass  $\kappa$  eine kleine Zahl ist (für Blau-Violett etwa gleich  $0.0006$ ), so wird es erlaubt sein, die zu integrierende Function nach Potenzen von  $\kappa$  zu entwickeln; wir beschränkten uns dabei auf die beiden Anfangsglieder der Reihe. Die in diesen vorkommenden Brüche von der Form:

$$\frac{R+h}{\sqrt{(R+h)^2 - R^2 \cos^2 \Theta}}$$

und:

$$\frac{R+h}{\sqrt{(R+h)^2 - R^2 \cos^2 \Theta}}^3$$

entwickelten wir nach Potenzen von  $\frac{h}{R}$ , indem wir von der Annahme ausgingen, dass die Höhe der atmosphärischen Schichten, die sich noch merklich an der Absorption des Lichtes beteiligen, wenn auch mehrere Tausende von Metern betragend, immer noch klein gegen den Erdradius ist.

Indem man nun die Integration zwischen den Grenzen  $H_0$  und  $H$  an den einzelnen Gliedern der Reihe durchführt, die nun abgesehen von Constanten, die Form  $h^\alpha e^{-\beta h}$  haben, so erhält man für  $z$  eine Reihenentwicklung. In dieser kommen — entsprechend der oberen Grenze  $H$  des Integrals — Glieder vor von der Art:  $\frac{H^p \lambda^q}{R^{p+q}} e^{-\frac{H}{\lambda}}$ . Hat man es mit Strahlen zu thun, die aus dem Weltraume in die Erdatmosphäre eindringen, so ist,

wie bemerkt,  $H$  nichts Anderes als die Atmosphärenhöhe. Auf jeden Fall, selbst wenn  $H$  dem Erdradius gleich angenommen wird, sind diese Glieder zu vernachlässigen, denn  $e^{-\frac{H}{\lambda}}$  ist eine verschwindend kleine Zahl, während der vorangehende Factor kleiner als 1 ist.

Man erhält so nach einigen Reductionen:

$$z = \frac{e^{-\frac{H_0}{\lambda}}}{\sin \Theta} \left\{ 1 - \cot^2 \Theta \frac{H_0 + \lambda}{R} + \frac{3 \cot^2 \Theta}{2 \sin^2 \Theta} \frac{((H_0 + \lambda)^2 + \lambda^2)}{R^2} \right. \\ \left. - \frac{\cot^2 \Theta (4 + \cos^2 \Theta)}{2 \sin^4 \Theta} \frac{((H_0 + \lambda)^3 + \lambda^2(3H_0 + 5\lambda))}{R^3} + \dots \right\} \\ + \frac{n_0^2 - 1}{2} \cot^2 \Theta \left\{ \left( 1 - \frac{e^{-\frac{H_0}{\lambda}}}{2} \right) \right. \\ \left. - \frac{2 + \cos^2 \Theta}{\sin^2 \Theta} \left( \frac{H_0 + \lambda}{R} - \frac{\left( H_0 + \frac{\lambda}{2} \right) e^{-\frac{H_0}{\lambda}}}{2R} \right) \right. \\ \left. + \frac{6 - \cos^2 \Theta}{\sin^4 \Theta} \left( \frac{(H_0 + \lambda)^2}{2R^2} - \frac{\left( H_0^2 + H_0\lambda + \frac{\lambda^2}{2} \right) e^{-\frac{2H_0}{\lambda}}}{4R^2} \right) + \dots \right\}$$

$H_0$  ist die Meereshöhe des Endpunktes der Strahlenbahn, oder die des Beobachtungsortes,  $\Theta$  der Winkel, unter dem der an dieser Stelle endigende Strahl, wenn er seine Bahn weiter fortsetzen würde, im Meeresniveau die Erdoberfläche träfe. Man kann diesen Winkel leicht aus demjenigen ( $\Theta'$ ) berechnen, der am Beobachtungsorte selbst, also in der Höhe  $H_0$ , gemessen ist. Infolge der Gleichung:

$$\frac{1}{\sin \beta} = \frac{nr}{n_0 R \cdot \cos \Theta}$$

(S. 841) ist nämlich:

$$\frac{1}{\cos \Theta'} = \frac{n(R + H_0)}{n_0 R \cdot \cos \Theta}.$$

Hieraus folgt, unter Annahme derselben Voraussetzungen, auf welche die Reihenentwicklung gegründet ist:

$$\cos \Theta = \frac{\sqrt{1 + (n_0^2 - 1) e^{-\frac{H_0}{\lambda}}}}{n_0 R} (R + H_0) \cos \Theta'$$

Die Berechnung von  $z$  hätte demnach in der Weise zu erfolgen, dass man zunächst  $\Theta$  aus dieser Gleichung bestimmt und den gefundenen Werth in die Formel für  $z$  einsetzt. Diese enthält dann nur noch bekannte Grössen, die Meereshöhe  $H_0$  des Beobachtungsortes, den Erdradius  $R$ , den Brechungsexponenten  $n_0$  der in Betracht gezogenen Strahlengattung und die Höhe  $\lambda$  der homogenen Atmosphäre. Für das Meeresniveau,  $H_0 = 0$ , reducirt sich die Formel bedeutend; unter den weiteren Annahmen, dass der Erdradius unendlich gross gegen  $\lambda$  und die brechende Kraft der Luft  $n_0^2 - 1$  gleich Null sei, liefert sie, wie man sofort sieht, den Näherungswerth  $z = \frac{1}{\sin \vartheta}$ .

Wir haben uns bei der Berechnung von  $z$  für die von 0 verschiedenen Meereshöhen die Bequemlichkeit gestattet, für den Winkel  $\Theta$  die unmittelbar am Beobachtungsorte (in der Höhe  $H_0$ ) gemessene Sonnenhöhe einzusetzen. Die Umrechnung ergab nämlich in dem Intervalle, in dem wir beobachteten, selbst für die Meereshöhe  $H_0 = 3100 \text{ m}$ , so kleine Unterschiede zwischen  $\Theta$  und  $\Theta'$ , dass diese bei der von uns benutzten Methode,  $\Theta'$  zu messen, völlig innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler lagen. Ausserdem ändert sich während der Dauer einer Messung die Sonnenhöhe meist um mehr, als jene Correction ausmachen würde.

Die Werthe von  $z$ , welche die obige Formel für das Meeresniveau liefert, stimmen zwischen  $\Theta = 10^\circ$  bis  $\Theta = 20^\circ$  sehr nahe mit denen von Bouguer und Violle<sup>1</sup> überein, für grössere

Sonnenhöhen kann man ohne merklichen Fehler  $z = \frac{1}{\sin \vartheta}$

verwenden. Unsere Zahlen sind etwas grösser, als die von Herrn Maurer gefundenen, es ist möglich, dass diese Abweichung daher rührt, dass Herr Maurer nicht  $n^2 - 1$ , sondern  $n - 1$  der Dichtigkeit der Luft proportional setzt, und dass wir die Abnahme der Dichtigkeit mit der Höhe statt nach der genauen Formel

$e^{-\frac{h \cdot R}{\lambda \cdot (R+h)}}$  nach der einfacheren  $e^{-\frac{h}{\lambda}}$  in Rechnung zogen.

Die für die verschiedenen Meereshöhen unserer Beobachtungsstationen nach der entwickelten Formel berechneten

<sup>1</sup> Vergl. Radau und Maurer l. c.

Werthe von  $z$  sind den vorkommenden Sonnenhöhen in den folgenden Tabellen beigefügt.

### §. 3. Verwerthung der Messungsergebnisse.

Das vollständige Material an Beobachtungen der ultravioletten Strahlung der Sonne findet sich in Tabelle *D*, *a*, *b*, *c*. Zur Berechnung des Transparenzcoefficienten der Luft und der Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung an der oberen Grenze der Atmosphäre eignen sich am besten solche Reihen, die möglichst verschiedene Sonnenhöhen umfassen, und in denen im Ganzen ein normaler Verlauf der Lichtintensität, d. h. eine Zunahme mit wachsender Sonnenhöhe, zu Tage tritt. Wir wählten aus den in Wolfenbüttel erhaltenen die vom 25. Juni und 18. August, für Kolm-Saigurn die vom 15. Juli und für den Sonnblick die vom 17. und 18. Juli aus. Abweichungen geringeren Betrages, die auch in diesen Reihen sich noch finden, wurden dadurch beseitigt, dass wir bei benachbarten Messungen sowohl aus den Sonnenhöhen, wie aus den Lichtintensitäten die Mittel bildeten, traten anormale Werthe zu Anfang oder Schluss der Reihen auf, so wurden sie von der Berechnung ausgeschlossen. In den Haupttabellen sind auch die Barometerstände für die einzelnen Beobachtungstage mit aufgeführt, in der Rechnung haben wir keine darauf bezügliche Correction vorgenommen. Dürfte man die Luft als ruhend voraussetzen, so würden allerdings mit wachsendem Barometerstande auch die Werthe von  $z$  in einfacher zu berechnender Weise zunehmen, nimmt man aber — wie es unzweifelhaft geschehen muss — eine ab- oder aufwärts gerichtete Strömung der Luft in den Gebieten höheren und niedrigeren Luftdruckes an, so ist der Zusammenhang zwischen Barometerstand und durchstrahlter Schichtdicke bei constanter Meereshöhe nicht leicht durch Rechnung feststellbar.

Um zu erkennen, wie weit die Beobachtungen durch die Formel

$$J = J_0 a^z$$

darstellbar sind, wurden die Coefficienten der hieraus resultirenden Gleichung

$$\log J = \log J_0 + z \log a$$

nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Die so gefundenen Werthe von  $\log J_0$  und  $\log a$  dienen alsdann zur Berechnung von  $J$  für dieselben Sonnenhöhen, für welche Beobachtungen vorlagen; die Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung sind an jeder Stelle hinzugefügt.

Wir geben zunächst die Verwerthung der Wolfenbüttler Beobachtungen.

In der am 25. Juni erhaltenen Reihe zogen wir die für nahe gleichen Sonnenstand beobachteten Intensitäten in Mittelwerthe zusammen für die Sonnenhöhen:  $18^\circ$  und  $19^\circ$ ,  $23^\circ$  und  $25^\circ$ ,  $51^\circ$  und  $54^\circ$ ,  $58^\circ$  und  $59^\circ$ ,  $61^\circ$  und  $61^\circ$ . Folgende Tabelle enthält die Beobachtungen in dieser Form zugleich mit den zugehörigen Sonnenhöhen ( $\theta$ ) und den für Wolfenbüttel berechneten reducirten Weglängen ( $z$ ). Der Anschluss an die Formel  $J = J_0 a^z$  lässt sich aus den beigefügten berechneten Werthen von  $J$  erkennen.

Wolfenbüttel (Seehöhe 80 m). 25. Juni 1890.

Sonnenhöhe ( $\theta$ )	Reducirte Weglänge ( $z$ )	$J$ (beobachtet)	$J$ (berechnet)	Differenz
$12^\circ$	4·64	1·3	1·1	+0·2
$18\frac{1}{2}$	3·01	4·2	5·2	-1·0
24	2·43	7·7	9·2	-1·5
39	1·57	22·2	21·3	+0·9
$52\frac{1}{2}$	1·25	29·4	29·3	+0·1
$58\frac{1}{2}$	1·16	34·2	31·9	+2·3
61	1 13	39·9	32·8	+7·1

Formel:  $\log J = 1\cdot9976 - 0\cdot42561 z$ .

Hieraus berechnet:  $J_0 = 99\cdot45$ ,  $a = 0\cdot375$ .

In der Reihe vom 18. August wurden die vier Beobachtungen zwischen den Sonnenhöhen von  $50^\circ$  bis  $51^\circ$  vereinigt; die am Schlusse (6p) erhaltene haben wir ausgeschieden, da das Licht der Sonne um diese Zeit schon durch den Dunst über dem westlich von uns gelegenen Stadttheile merklich beeinträchtigt wird. Sie gestaltet sich dann in folgender Weise:

Wolfenbüttel (Seehöhe 80 *m*) 18. August 1890.

Sonnenhöhe ( $\theta$ )	Reducirte Weglänge ( <i>z</i> )	<i>J</i> (beobachtet)	<i>J</i> (berechnet)	Differenz
20°	2·87	6·3	5·2	+1 1
27	2·18	7·7	10·5	—2·8
38	1·61	17·6	18·8	—1·2
45	1·40	19·4	23·2	—3·8
48	1·33	29·2	24·9	+4·3
50½	1·28	31·6	26·1	+5·5

Formel:  $\log J = 1·9848 - 0·44246z$

Hieraus berechnet:  $J_0 = 96·6 \quad a = 0·361$ .

Zu den Messungen in Kolm-Saigurn und auf dem Sonnblick bemerken wir, dass wir diese an dem erstgenannten Orte am 9. Juli begannen. In den ersten Tagen war die Sonne nur für kurze Zeit frei, so dass zusammenhängende Reihen nicht erhalten werden konnten. Am 12. Juli Nachmittags begann ein Gewitter, das bis zum 13. Morgens anhielt und in Kolm eine Schneedecke von etwa 40 *cm* Höhe brachte. Am 14. vertheilte sich der Nebel, und am 15. hatten wir Gelegenheit, eine Messungsreihe von 8 a. bis 4 p. (zu welchen Zeiten die Sonne hinter den Bergen auf- und unterging) durchzuführen. An diesem Tage war die Luft von auffälliger Durchsichtigkeit, den Erdboden bedeckte noch immer die allerdings schon stark reducirte Schneeschicht. Auch am 17. Juli Morgens war auf dem Sonnblick der Himmel völlig rein und die Fernsicht ungehindert, erst gegen 11½ a. trat eine leichte Trübung ein, die sich auch in dem Rückgange der Strahlungsintensität bemerklich macht. Am 18. blieb bis 9 a. der Himmel nahe wolkenlos, von da an nahm die Bewölkung schnell zu, Abends und Nachts hatten wir starkes Gewitter. Die folgenden Tage unseres Aufenthalts auf dem Sonnblick gaben keine weitere Gelegenheit zu Messungen. Wir bezeichnen hiernach als die besten Reihen die vom 15. und 17. Juli.

Die Beobachtungen in den Alpen geschahen, wie in Wolfenbüttel, auf einem im Freien stehenden Tische. Für gute Erdleitung war durch einen Draht gesorgt, der bei den Messungen in Kolm in eine fest auf den feuchten Erdboden gepresste Metallplatte endigte, auf dem Sonnblick zu dem Blitzableiter

des Stationsgebäudes führte. Wie schon bemerkt wurde, beobachteten wir mit zwei Instrumenten gleichzeitig, deren Angaben in den Tabellen mit  $J_1$  und  $J_2$  bezeichnet sind; der Rechnung legten wir die Mittel aus diesen Zahlen zu Grunde.

In den Messungen von Kolm-Saigurn (15. Juli) sind die correspondirenden Vor- und Nachmittagsmessungen zusammengezogen für die Sonnenhöhen:  $35^\circ$  und  $37^\circ$ ,  $44^\circ$  und  $47^\circ$ ,  $56^\circ$  und  $57^\circ$ ,  $62^\circ$  und  $63^\circ$

Man erhält so die Tabelle:

Kolm-Saigurn (Seehöhe 1600 *m*) 15. Juli 1890.

Sonnenhöhe ( $\theta$ )	Red. Weglänge ( $z$ )	$J$ (beob.)	$J$ (ber.)	Differenz
26	1·87	15·7	15·5	+ 0·2
36	1·39	30·5	31·0	— 0·5
45 $\frac{1}{2}$	1·15	44·7	44·4	+ 0·3
56 $\frac{1}{2}$	0·98	55·3	56·6	— 1·3
62 $\frac{1}{2}$	0·92	61·5	61·7	— 0·2
64	0·91	65·0	62·8	+ 2·2

$$\text{Formel: } \log J = 2 \cdot 3767 - 0 \cdot 63533z$$

$$\text{Hieraus berechnet: } J_0 = 238 \cdot 1, a = 0 \cdot 231.$$

In der am 17 Juli auf dem Sonnblick erhaltenen Reihe schlossen wir die vier letzten Beobachtungen von der Berechnung aus, da, wie bemerkt, nach 11 $\frac{1}{2}$  a. der Himmel sich zu trüben begann. Es ergibt sich:

Sonnblick (Meereshöhe 3100 *m*) 17. Juli 1890:

Sonnenhöhe ( $\theta$ )	Red. Weglänge ( $z$ )	$J$ (beob.)	$J$ (ber.)	Differenz
18	2·16	13·3	12·7	— 0·4
24	1·65	23·5	25·1	— 1·6
34	1·21	45·4	45·5	— 0·1
45	0·96	59·8	64·1	— 4·3
54	0·84	77·0	75·5	+ 1·5
62	0·77	88·1	83·0	+ 5 1

$$\text{Formel: } \log J = 2 \cdot 3693 - 0 \cdot 58662z$$

$$\text{Hieraus berechnet: } J_0 = 234 \cdot 0, a = 0 \cdot 259.$$

Am 18. Juli tritt eine Anomalie (wohl in Folge der schon um 9 a. beginnenden Bewölkung) in dem Mittagswerthe (für  $\theta = 64^\circ$ ) hervor; unter Ausschluss desselben erhält man:

Sonnblick (Meereshöhe 3100 *m*) 18. Juli 1890:

Sonnenhöhe ( $\theta$ )	Red. Weglänge ( $z$ )	$J$ (beob.)	$J$ (ber.)	Differenz
13	2·92	6·6	5·7	+ 0·9
24	1·65	20·6	26·4	— 5·8
34	1·21	37·8	44·7	— 6·9
45	0·96	55·6	60·5	— 4·9
55	0·83	83·6	70·8	+ 12·8
62	0·77	92·4	76·1	+ 16·3

$$\text{Formel: } \log J = 2 \cdot 2811 - 0 \cdot 5206z$$

$$\text{Hieraus berechnet: } J_0 = 191 \cdot 0, a = 0 \cdot 302.$$

## §. 4. Discussion der Ergebnisse.

Sieht man von dem 18. Juli ab, an dem sich die stärksten Abweichungen von Beobachtung und Rechnung zeigen, und der, da schon früh Wolkenbildung und Abends Gewitter eintrat, wahrscheinlich schon am Morgen keine normale Schichtung der Luft aufwies, so erkennt man, dass die Darstellbarkeit der beobachteten Lichtintensitäten durch die Formel befriedigend genannt werden darf. Bemerkenswerth ist, dass die Mittagswerthe durchweg etwas höher sind, als die Formel verlangt. Dagegen ist überraschend die grosse Verschiedenheit der für  $J_0$  und  $a$  aus den Beobachtungen im Tieflande und im Gebirge abgeleiteten Zahlen. Während der Transparenzcoefficient  $a$  in Wolfenbüttel etwa 0·37 beträgt, sinkt er in Kolmsaigurn und auf dem Sonnblick auf 0·24, zugleich steigt  $J_0$  (die im willkürlichen Maasse gemessene »Solarconstante« der ultravioletten Strahlung) von 98 auf 236. Wäre das Absorptionsgesetz  $J = J_0 a^z$  von unbedingter Giltigkeit, so könnte der Transparenzcoefficient nicht von der Meereshöhe des Beobachtungsortes abhängen, und es müsste aus Messungen an beliebig gewählten Stellen der Atmosphäre der Grenzwert  $J_0$  als eine und dieselbe Zahl resultiren.

Der grosse Unterschied in den Werthen von  $J_0$  und  $a$  beweist also, dass jene Voraussetzung unzutreffend ist. In der That liegt kein zwingender Grund zu der Annahme vor, dass das auf die Zinkkugel wirkende Licht etwa monochromatisch sei: ist es ein Gemisch von Strahlen verschiedener Wellen-

länge und verschiedener Absorptionsfähigkeit, so kann seine Schwächung nicht durch eine Formel von der Gestalt  $J = J_0 a^z$  dargestellt werden. Nehmen wir der Einfachheit wegen an, es bestände aus zwei monochromatischen Componenten, deren eine viel stärker als die andere absorbiert wird, so müsste die Formel

$$J = J_{01} a_1^z + J_{02} a_2^z$$

zur Wiedergabe der Beobachtungen genügen. Hierin möge, entsprechend unserer Annahme,  $a_2$  beträchtlich kleiner als  $a_1$ ,  $J_{01}$  und  $J_{02}$  aber von gleicher Grössenordnung sein. Dann wird, für grosse  $z$ , das letzte Glied der Formel gegen das erste vernachlässigt werden können, für kleine dagegen erheblich ins Gewicht fallen. Es lagern sich also in diesem Beispiele zwei Exponentialcurven übereinander, deren eine mit wachsendem  $z$  viel steiler abfällt, als die andere. Infolgedessen wird für kleine Werthe von  $z$  die Ordinate ( $J$ ) der resultirenden Curve grösser, als es dem reinen Exponentialgesetze  $J = J_0 a^z$  entsprechen würde, während für mittlere und grosse  $z$  der Anschluss befriedigend sein kann. Auf die Beobachtungen angewandt, würden diese Schlüsse zu folgendem Ergebnisse führen: Misst man die Lichtintensitäten an demselben Orte zu verschiedenen Tageszeiten, so müssen die Mittagswerthe (entsprechend dem Minimum von  $z$ ) grösser ausfallen, als die berechnete Formel ergibt, vergleicht man ferner Beobachtungen von zwei in verschiedener Höhe gelegenen Stationen, so müssen die der höheren stärkere Intensitäten anzeigen, als man gemäss dem einfachen Absorptionsgesetz nach denen der unteren erwarten sollte. Im Zusammenhange hiermit steht die Abnahme der Transparenzcoefficienten  $a$  mit zunehmender Meereshöhe. Diese Zahlen geben denjenigen Bruchtheil der Lichtintensität an, der nach dem Passiren der aus Luft normaler Dichtigkeit gebildeten Schichtdicke 1 noch übrig ist. Je mehr stark absorbirbare Strahlen das Licht noch enthält, umso kleiner wird daher  $a$  ausfallen. Licht, das bis zu 80 m Meereshöhe vorgedrungen ist, wird gewisse Wellenlängen überhaupt nicht mehr enthalten, die auf dem Sonnblickgipfel noch energisch wirksam sind, die weitere Schwächung in den tieferen Schichten wird daher geringer sein, als in den oberen.

Unsere Beobachtungen zeigen dies zur Evidenz. Die Mittagsstrahlung übertrifft durchgehends den aus den Gesamtmessungen berechneten Werth, und die im Gebirge gefundenen Intensitäten sind im Vergleich zu den im Tieflande gemessenen unverhältnissmässig gross. Zugleich ist die Luft — scheinbar — in 80 *m* Seehöhe transparenter, als in 1600 und 3100 *m*.

Die Deutung, welche unsere Messungen, wenn man das einfache Absorptionsgesetz für einen und denselben Beobachtungsort als näherungsweise gültig betrachtet, erlauben, ist die folgende:

Diejenigen ultravioletten Strahlen, welche in Wolfenbüttel die Entladung der Photometerkugel bewirken, würden an der Grenze der Atmosphäre die Intensität 98 erreichen. In diese Zahl ist der Effect aller der Strahlen nicht mit eingeschlossen, die überhaupt nicht bis zum Niveau von 80 *m* über dem Meere gelangen. Die Luft hat dem so definirten Lichte gegenüber den Transparenzcoëfficienten 0·37, d. h. die Schichtdicke 1 würde von ihm 0·37 der einfallenden Intensität durchlassen. Dagegen findet man, dass (unter derselben Voraussetzung) die bis Kolm-Saigurn oder zum Sonnblickgipfel gelangten Strahlen mit der Intensität 212 in die Atmosphäre eindringen, während von diesen die Schichtdicke 1 nur 0·26 passiren lässt. Diese Resultate entsprechen vollständig der Beobachtung Langley's, dass mit der Erhebung über die Erdoberfläche das Sonnenspectrum an Intensität, vorzugsweise in seinen stärker brechbaren Theilen, zunimmt.<sup>1</sup>

Es ist auffallend, wie nahe an störungsfreien Tagen die in Wolfenbüttel gefundenen Zahlen, sowie die von Kolm-Saigurn und dem Sonnblickgipfel unter sich übereinstimmen; es deutet dies darauf hin, dass die Messungsmethode nicht mit groben Fehlern behaftet ist, und dass die Transparenz der Luft für Ultraviolettl der in Betracht gezogenen Art (bei gleichen Weglängen und normaler Dichtigkeit) von 1600 bis 3100 *m* über dem Meere sich nicht mehr erheblich ändert. Eine starke Absorption — weit stärker, als sie durch die Zunahme der Schichtdicke erklärbar ist — tritt dagegen zwischen 1600 *m* und dem Meeresniveau ein.

---

Langley, l. c.

Sitzb. d. mathem.-naturw. Cl.; Cl. Bd. Abth. II. a.



## Atmosphärisches Potentialgefälle.

855

	$J_{90}$ (berechnet aus der Formel für Wolfenbüttel)	$J_{90}$ (beob.)	Differenz
Grenze der Atmosphäre	100	236 <sup>1</sup>	+ 136
Sonnblickgipfel	51	94	+ 43
Kolm-Saigurn .	45	72	+ 27
Wolfenbüttel.	38	38	—

Legt man dagegen die Sonnblickmessungen zu Grunde, so findet man:

	$J_{90}$ (berechnet aus der Formel für Sonnblick)	$J_{90}$ (beob.)	Differenz
Grenze der Atmosphäre	236	236 <sup>1</sup>	—
Sonnblickgipfel	94	94	—
Kolm-Saigurn	76	72	— 4
Wolfenbüttel.	61	38	—23

Man erkennt, dass die Strahlung in ungleich höherem Masse mit der Meereshöhe wächst, als es das einfache Absorptionsgesetz erwarten lässt.

Die im Theil 2 erörterten Versuche betreffend die lichtelektrische Zerstreung im luftverdünnten Raume lassen es möglich erscheinen, dass die auf dem Sonnblick gefundenen Lichtintensitäten um etwas (höchstens 7<sup>0</sup>/<sub>0</sub>) zu gross sind. Würde man sie auch um diesen Betrag verkleinern (was uns bei dem unsicheren Charakter jener Versuche nicht rationell schien), so blieben im Wesentlichen die mitgetheilten Schlüsse bestehen.

Es ist wohl nicht zweifelhaft, dass die so stark gesteigerte ultraviolette Strahlung der Sonne auf hohen Berggipfeln in Verbindung mit der sonst viel grösseren Flächendichte der Boden- elektricität ein stärkeres Einströmen derselben in die Atmosphäre zur Folge haben wird, als im Tieflande.

Schliesslich bemerken wir noch, dass die Luft auch gegenüber der Gesamtenergie der Sonnenstrahlen ein ähnliches Verhalten wie gegen das ultraviolette Licht erkennen lässt. Nach den Beobachtungen von Herrn Langley auf dem Mount Whitney und von den Herren Crova und Houdaille<sup>1</sup> auf dem Mont Ventoux erscheint der Grenzwert dieser Energie beim Eintritt in die Erdatmosphäre (die Solarconstante) von der Meereshöhe des Beobachtungsortes abhängig und wächst mit dieser, während die Transparenz der Luft gegen die von aussen eingedrungenen Strahlen in grösseren Höhen kleiner ist, als im Meeresniveau.

---

Crova und Houdaille; 1.

---

