III. Ueber das Verhalten der isolirenden Zwischenschicht eines Condensators; . von Wilhelm von Bezold.

In den Bänden CXIV und CXXV dieser Annalen habe ich zwei Abhandlungen veröffentlicht, welche sich auf das Verhalten der isolirenden Zwischenschicht eines Condensators beziehen¹⁾. Das Resultat derselben war, daß die von Kohlrausch vertretene Ansicht, nach welcher sich das eigenthümliche Verhalten dieser Schicht, und die durch sie bedingten Erscheinungen der sogenannten Rückstandsbildung aus einem polaren Zustande der Glastheilchen erklären sollen, mit gewissen Thatsachen nicht vereinbar sey, und daß man deshalb versuchen müsse, den ganzen Vorgang aus dem Eindringen der Elektricität in den Isolator zu erklären.

Diese Behauptung hat von zwei Seiten her Angriffe erfahren, nämlich von Clausius²⁾ und in jüngster Zeit von Schwedoff³⁾. Wenn ich es bisher unterliefs, mich gegen die ersteren zu vertheidigen, so lag der Grund einfach darin, daß ich einem so bedeutenden Forscher wie Clausius nicht gern mit bloßen mathematischen Betrachtungen antworten, sondern abwarten wollte, bis ich im Stande wäre, jeden einzelnen Schlufs mit schlagenden Versuchen zu belegen. Da aber nun von der andern Seite ein viel stärkerer Angriff erfolgte, ja sogar behauptet wurde, daß die Hypothese des Eindringens selbst von ihren Vertretern, worunter wohl ich verstanden bin, kaum klar begriffen sey, so will ich wenigstens mit einer vorläufigen Entgegnung nicht länger zögern.

Vor Allem gebe ich zu, daß die von Clausius erho-

1) Die erstere Abhandlung ist ein Auszug aus meiner Dissertation: Zur Theorie des Condensators. Göttingen 1860.

2) Abhandl. über die mechan. Wärmetheorie: Zweite Abtheilung S. 135 bis 163.

3) Diese Annalen Bd. CXXXV, S. 418 bis 437.

benen Einwände in gewisser Hinsicht vollkommen berechtigt, und aus einem einfachen Mißverständniß über den Endzweck meiner bisher über diesen Gegenstand veröffentlichten Abhandlungen entstanden sind. Er sagt nämlich unter anderem: »Insbesondere scheint es mir, als ob gerade über die wesentlichste Frage etwas zu kurz hinweggegangen sey, nämlich über die, ob sich überhaupt aus dem Eindringen der Elektrizität die Entstehung eines Rückstandes, welcher nach einiger Zeit wieder hervortritt, und eine der ursprünglichen Ladung gleichartige und nur der Stärke nach geringere Ladung bildet, erklären lasse«. Diesem Urtheile pflichte ich vollkommen bei, und habe dagegen nur zu bemerken, daß ich in jener Abhandlung den genannten Punkt nicht als den wesentlichsten ansah, sondern den ganzen Aufsatz bloß als Verläufer späterer Arbeiten betrachtete, deren Abschluß und Veröffentlichung sich freilich durch verschiedene äußere Hindernisse ungebührlich hinauszog. Deshalb verfolgte ich damals nur den, vielleicht nicht deutlich genug ausgesprochenen Zweck, das Unhaltbare der Kohlrausch'schen Ansicht darzuthun, während Alles auf den Ersatz derselben durch eine neue Hypothese bezüglich nur den Charakter von Andeutungen an sich trägt.

Auch der zweite Einwurf, daß die a. a. O. mitgetheilten Versuche sich nicht sowohl auf die Bildung des Rückstandes als vielmehr auf die allmähliche Abnahme der disponiblen Ladung beziehen, ist insofern begründet, als beide Arten von Erscheinungen stillschweigend als eng zusammenhängend angesehen wurden. Die innigste Beziehung beider Phänomene wurde schon von Kohlrausch vorausgesetzt, und theilweise durch das Experiment bewiesen, und da auch meine Versuche hiermit nirgends im Widerspruche standen, so schien es mir im Einklange mit Kohlrausch vor Allem wichtig, das Gesetz für die Abnahme der Ladung zu erforschen.

So gerne ich aber auch dieß Alles zugebe, so muß ich in der Sache selbst doch fest auf meinem früheren Standpunkt beharren. Im Folgenden will ich versuchen, dieß weiter zu begründen.

§. 1.

In den genannten Abhandlungen habe ich vorzugsweise zwei Thatsachen hervorgehoben, welche mir mit der Kohlrausch'schen Hypothese durchaus unvereinbar schienen. Die eine dieser Thatsachen war der bedeutende Einfluß dünner Schichten fremder Körper zwischen Belegung und Isolator auf den Gang der disponiblen Ladung, die andere der Einfluß der Plattendicke bei gleichem Materiale.

Weder Clausius noch Schwedoff haben diese beiden gewichtigen Einwürfe, welche für mich maafsgebend waren, um die Kohlrausch'sche Theorie zu verlassen, beachtet. Diese Einwürfe lassen sich aber gerade aus den von Clausius aufgestellten Formeln mit Leichtigkeit ableiten.

Clausius stellt nämlich für die Potentialniveau-Differenz die Formel auf:

$$V + U - V' - U' = \frac{1-g}{1+2g} (V - V')$$

wo V und V' die Werthe der Potentialfunktion sind, insofern sie von den auf den Belegungen befindlichen Elektricitätsmengen herrühren, während U und U' die Potentialfunctionen jener Mengen sind, welche sich im Innern des Isolators befinden. Der Buchstabe g bedeutet den Bruchtheil der gegebenen Masse, welcher von den leitenden Körperchen eingenommen wird.

Uebersetzt man diese Formel in die Kohlrausch'sche Anschauungsweise, d. h. führt man die Elektricitätsmengen ein, welche bei Verbindung der Belegungen mit der Erde in die letztere überströmen, und nennt man sie die disponible Ladung L , so erhält man für den Gränzzustand, welchem sich dieselbe nähern soll, den Werth

$$L = \frac{1-g}{1+2g} L_0,$$

wo L_0 die disponible Ladung im Momente der ersten Mittheilung derselben ist.

Die Beschränkung auf diesen Gränzzustand, dessen Existenz ich nach meinen Erfahrungen sehr in Zweifel ziehen

mufs, ist übrigens ganz unnöthig. Da nämlich bei ein und derselben Tafel nach Kohlrausch

$$L_t = L_0 F t$$

wo $F t$ eine Function der Zeit ist, so braucht man nur $g = f t$, d. h. ebenfalls gleich einer anderen durch erstere bestimmten Function der Zeit zu setzen, um die Betrachtungen zu verallgemeinern.

Denkt man sich nun eine Tafel von der n fachen Dicke mit der Anfangsladung $L_0^* = n L_0$, welcher die Potentialniveaudifferenz $2 n V_0$ entspricht, so ist die Kraft X , welche auf irgend ein Theilchen im Innern des Isolators ausgeübt wird

$$X = \frac{n V_0}{n \varepsilon} = \frac{V_0}{\varepsilon}$$

wenn die Dicke der ersteren Tafel 2ε und die Potentialniveaudifferenz $2 V_0$ war ¹⁾.

Diese Kraft ist also bei beiden Tafeln genau die gleiche. Bestehen nun beide aus demselben Material, so mufs bei beiden in gleichen Volumtheilen durch die gleiche Kraft in gleicher Zeit die gleiche Veränderung hervorgerufen werden, es müssen die hypothetischen leitenden Körperchen in gleichen Zeiten die gleiche Gröfse erreichen, d. h. es mufs in beiden Fällen

$$g = f t$$

seyn. Man hat demnach bei der zweiten Tafel

$$L_t^* = n L_0 \cdot F t$$

oder

$$L_t^* = L_0^* F t$$

d. i. genau dieselbe Formel wie oben.

Diese Vorstellung fordert demnach, *dafs der Gang der disponiblen Ladung von der Dicke der Tafeln unabhängig sey, so lange überhaupt diese Dicke gegen die übrigen Dimensionen verschwindend klein bleibt.*

Dieses Resultat ist aber genau dasselbe, zu welchem ich auf S. 423 der erst citirten Abhandlung auf ganz anderem Wege gelangt war.

1) Die Wahl dieser Bezeichnungsweise wird später ihre Begründung finden.

Ebenso kann man aus der Clausius'schen Formel den Einfluss des Bindemittels, mit dem die Belegungen auf den Isolator befestigt sind, herauslesen.

Das Verhalten desselben ist nämlich jedenfalls zwischen die zwei Gränzfälle eines vollkommenen Leiters und eines vollkommenen Isolators eingeschlossen. Nimmt man nun zuerst an, das Bindemittel sey ein vollkommener Leiter, so hat man es eben einfach mit einer etwas dünneren Tafel zu thun. Das Gesetz für die Abnahme der disponiblen Ladung kann demnach von einem solchen Bindemittel in keiner Weise beeinflusst werden. Gesetzt aber, das Bindemittel sey ein vollkommener Isolator, so bleibt doch die Scheidungskraft, welche nach Mittheilung der Ladung auf ein Theilchen im Innern des Glases ausgeübt, und durch $\frac{V_0}{\epsilon}$ ausgedrückt wird, die nämliche wie bei einer Tafel, bei welcher das Glas dicht an den Belegungen anliegt. Der ganze Unterschied gegen das Verhalten einer Tafel der letzteren Art muß mithin darin bestehen, daß in dieser sehr dünnen Schicht keine Scheidung eintritt. Dieser Umstand kann aber in dem Werthe von U und U' nur Aenderungen von der Ordnung $\frac{\epsilon'}{\epsilon}$ hervorbringen, wenn ϵ' die Dicke des Bindemittels ist, d. h. nur einen verschwindend kleinen Einfluss äußern.

Mithin fordert die Annahme, daß die Rückstandsbildung bloß eine Folge der durch die elektrische Fernwirkung hervorgerufenen molekularen Scheidungen sey, unbedingt, daß *das Gesetz der Erscheinung von der Natur eines in sehr dünner Schicht zwischen Glas und Belegung angebrachten Bindemittels nicht beeinflusst werde.*

Schon in der ersten der genannten Abhandlungen habe ich Versuche mitgetheilt, welche dieser Folgerung widersprechen. Ebenso habe ich mich durch weitere Experimente davon überzeugt, daß auch die Dicke der Tafeln durchaus nicht ohne Einfluss auf das Gesetz der Abnahme der disponiblen Ladung ist, und daß mithin auch diese Consequenz

aus der Kohlrausch'schen Theorie durch die Thatsachen widerlegt wird.

Um wenigstens eine einigermaassen präcise Vorstellung von dem Einflusse der Plattendicke zu geben, lasse ich hier eine Versuchsreihe folgen, welche mit den Franklin'schen Tafeln ausgeführt wurde, von welchen ich in meiner zweiten Abhandlung gesprochen habe. Die Platten waren sämmtlich aus einem Hafen geblasen und in gleicher Weise gekühlt. Sie sind von rechteckiger Gestalt und mit Stanniolbelegungen von 162,2^{mm} Durchmesser versehen. Die Belegungen wurden mit etwas Eiweiss befestigt. Der von den Belegungen freigelassene Theil wurde auf der einen Seite in der Hitze mit Schellack überzogen, und durch Versuche die Ueberzeugung gewonnen, dafs die Isolation des Randes als eine vollkommene betrachtet werden durfte.

Eine Batterie von vier grofsen Flaschen wurde zu einem bestimmten Potentialwerth geladen, der nach dem von mir gewählten Maafse 10,40 betrug, hierauf durch einen Commutator eine sehr kurz andauernde Verbindung mit den Platten hergestellt, und von diesem Augenblicke an der Gang der Potentialfunction beobachtet.

Die Resultate der Beobachtungen sind in den folgenden Tabellen niedergelegt, in welchen die erste Columnne die Zeit in Secunden, die zweite die disponible Ladung giebt.

1) Tafel I. Glasdicke 3,76^{mm}.

t	L_t	t	L_t	t	L_t
0	(9,60)	139	1,79	240	1,19
35	3,27	146	1,73	248	1,15
61	2,74	155	1,67	256	1,12
70	2,57	165	1,60	264	1,08
82	2,40	174	1,54	273	1,04
94	2,24	185	1,48	283	1,01
106	2,11	194	1,41	295	0,97
112	2,05	205	1,38	306	0,93
117	1,98	219	1,28	318	0,89
125	1,92	226	1,25	333	0,85
131	1,86	234	1,22	346	0,81

t	L_t	t	L_t	t	L_t
360	0,76	427	0,61	511	0,44
380	0,71	445	0,55	554	0,37
403	0,66	475	0,50	610	0,31

2) Tafel II. Glasdicke 3,13mm.

t	L_t	t	L_t	t	L_t
0	(9,46)	207	1,28	334	0,81
128 ¹⁾	1,79	215	1,25	348	0,76
140	1,70	221	1,22	362	0,71
152	1,60	229	1,19	385	0,66
163	1,54	237	1,15	406	0,61
171	1,48	253	1,08	430	0,55
177	1,45	262	1,04	458	0,50
183	1,41	272	1,01	494	0,44
189	1,38	284	0,97	540	0,37
195	1,35	298	0,93	600	0,31
201	1,32	309	0,89		

3) Tafel III. Glasdicke 2,12.

t	L_t	t	L_t	t	L_t
0	(9,26)	116	1,32	189	0,89
40	2,24	120	1,28	196	0,85
56	1,92	125	1,25	211	0,81
69	1,76	130	1,22	223	0,76
76	1,67	135	1,19	236	0,71
81	1,60	141	1,15	248	0,66
87	1,54	147	1,12	268	0,61
95	1,48	152	1,08	288	0,55
100	1,45	158	1,04	311	0,50
103	1,41	165	1,01	340	0,44
106	1,38	172	0,97	371	0,37
111	1,35	183	0,93	418	0,31

1) Bei dieser Beobachtungsreihe gelang es nicht früher, eine sichere Einstellung zu machen.

4) Tafel IV. Glasdicke 1,65.

t	L_t	t	L_t	t	L_t
0	(8,68)	109	1,01	165	0,66
46	1,70	119	0,93	176	0,61
60	1,45	126	0,89	191	0,55
75	1,28	132	0,85	201?	0,50
86	1,19	141	0,81	206	0,44
94	1,12	149	0,76		
102	1,04	155	0,71		

Diese Zahlen zeigen aufs Klarste, daß das Gesetz bei verschieden dicken Tafeln ein ganz verschiedenes ist. Hierbei sind für $t=0$ jene Werthe der disponiblen Ladung angesetzt, welche man erhalten hätte, wenn während der Verbindung zwischen Batterie und Tafel keine irgend erheblichen Veränderungen im Isolator vor sich gingen. Um sie zu ermitteln, wurde durch Verbindung der Batterie mit einem Luftcondensator zuerst die Capacität der ersteren bestimmt, dann die Capacitäten der Tafeln unter der Voraussetzung vollkommener Isolation, und daraus die Anfangsladungen L_0 berechnet, welche solchen Tafeln bei der Verbindung mit der Batterie ertheilt wurden. Controlbeobachtungen über die Theilung der Ladung zwischen dem Luftcondensator und den Tafeln zeigten aber, daß man selbst während der außerordentlich kurzen Zeit der Verbindung, die nur Bruchtheile von Secunden betrug, den Isolator nicht als vollkommen ansehen darf, sondern daß während dieser Zeit beträchtliche Mengen von Elektricität verschwinden. Die wahre Anfangsladung L_0 kann deshalb erst durch ein zusammengesetztes System von Messungen ermittelt werden, von welchen bei einer anderen Gelegenheit gesprochen werden soll. Ueberhaupt zeigten sich im Laufe der Zeit bedeutende Veränderungen der Curven, deren Ursachen ich noch nicht angeben kann.

Hier genügt es nachzuweisen, daß die Tafeln trotz des gleichen Materials ganz verschiedenen Gesetzen für die Abnahme der disponiblen Ladung unterworfen sind, welche

sich nicht aus bloßer Verschiedenheit der Anfangsladung erklären lassen.

Angesichts dieser Thatsachen bleibt durchaus nichts anderes übrig, als die Hypothese der molekularen Scheidungen zu verlassen und eine andere Erklärung der Rückstandsbildung zu suchen.

§. 2.

Es liegt nun am nächsten, von der Annahme von Molekularbewegungen auf jene endlicher Bewegungen überzugehen, und zu fragen, ob nicht solche Bewegungen der Elektrizität im Innern des Isolators den Erscheinungen zu Grunde liegen.

So mannigfaltige Gesetze sich aber auch für derartige Bewegungen denken lassen, so zerfallen sie doch immer in zwei Klassen:

Entweder ist die Dichtigkeit der freien Elektrizität im Innern immer null, d. h. die Bewegungen sind denselben Gesetzen unterworfen, wie im Leiter, wo man in jedem kleinsten Theilchen fortgesetzte Trennung und Wiederverbindung der beiden Elektrizitäten annimmt, oder die Dichtigkeit hat einen endlichen Werth, d. h. es befindet sich freie Elektrizität im Innern. Im ersteren Falle kann man sagen, die Elektrizität *dringt* durch den Isolator, im letzteren, sie *dringt* in denselben ein.

Wir wollen beide Hypothesen mathematisch formuliren und zu dem Ende folgende Bezeichnungen einführen:

Bei einer Franklin'schen Tafel mit unendlich großen, ebenen, parallelen Belegungen vom Abstände 2ε wählen wir den Mittelpunkt einer auf beiden Belegungen senkrechten Geraden zum Ursprung eines rechtwinkligen Coordinatensystems, die Gerade selbst als Axe der X . Die Potentialfunction an irgend einer Stelle werde durch V bezeichnet, und zwar zur Zeit t durch V_t , während t im Momente der Ladung gleich 0 seyn soll. Die Ladung denken wir durch momentane Mittheilung gleich großer, aber entgegengesetzter Elektrizitätsmengen an beide Belegungen vorgenom-

men.¹⁾ Dann hat V in jeder den Belegungen parallelen Ebene einen constanten Werth, da die Belegungen selbst immer Niveaulächen bleiben müssen, und wegen der vollkommenen Gleichwerthigkeit aller darauf senkrechten Geraden auch alle Parallelebenen Niveaulächen sind. V , ist mithin bloß eine Function von x und t , und zwar entsprechen den Abscissen $+x$ und $-x$ gleich große aber entgegengesetzte Werthe von V . Die Werthe, welche die Function V in den Belegungen selbst annimmt, seyen $+V'$ und $-V'$, und dem entsprechend gilt im Augenblicke der Ladung für die Kraft X , welche die auf den Belegungen befindlichen Elektricitätsmengen auf ein Theilchen im Innern des Glases, d. h. auf die daselbst concentrirt gedachte Einheit positiver Elektricität ausüben, die Gleichung:

$$X = \frac{dV_0}{dx} = \frac{V'_0}{\epsilon},$$

eine Formel, von welcher schon oben Gebrauch gemacht wurde.

Das Vorzeichen der Potentialfunction will im Einklang mit Clausius für positive Elektricitätsmengen negativ wählen, wodurch die Formeln zum Theil das entgegengesetzte Vorzeichen von jenen annehmen, welchen man in der Lehre von der Attraction ponderabler Massen begegnet.

Dies vorausgesetzt, werden in dem bekannten Ausdrucke für die Dichtigkeit

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = 4\pi\rho$$

- 1) Will man die Betrachtungen von der unendlich großen Tafel auf eine mit kreisförmigen Belegungen vom Radius R übertragen, oder an die Stelle der Voraussetzung gleichgroßer aber ungleichnamiger Elektricitätsmengen die andere setzen, daß die eine Belegung stets mit der Erde in Verbindung bleibe, so begeht man in beiden Fällen nur Fehler von der Ordnung $\frac{\epsilon}{R}$. Ich setze überhaupt die Arbeiten von Green hier als bekannt voraus, ich selbst habe mich zur Ableitung der Resultate vorzugsweise der geometrischen Methode bedient, welche ich in meiner Habilitationsschrift: »Ueber die physikalische Bedeutung der Potentialfunction« München 1861 ausführlicher dargelegt habe.

Die beiden letzten partiellen Differentialquotienten $= 0$ und die Formel reducirt sich auf

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 4\pi \rho.$$

Gesetzt nun, der Isolator unterscheide sich von einem Leiter nur durch einen unvergleichbar viel größeren Widerstand, so müßte stets $\rho = 0$ seyn, und mithin auch

$$X = \frac{V'}{\epsilon}$$

Die durch die Flächeneinheit einer Niveauläche in dem Zeitelemente dt im positiven Sinne strömende Elektrizitätsmenge dq aber wäre

$$dq = \lambda X dt,$$

wo λ die Leitungsfähigkeit der Substanz bezeichnet.

Auf der Flächeneinheit der Belegungen befinden sich die Mengen

$$\rho' = \mp \frac{X}{4\pi},$$

wo sich das obere Zeichen auf die Belegung mit der Abscisse $+\epsilon$, das untere auf jene mit der Abscisse $-\epsilon$ bezieht.

Diese Mengen vermindern sich aber ihrem absoluten Werthe nach in jedem Zeitelemente durch die zuströmenden entgegengesetzten Elektrizitätsmengen um dq , so daß man erhält für $x = +\epsilon$

$$d\rho' = \lambda X dt$$

oder da

$$d\rho' = -\frac{dX}{4\pi}$$

$$\frac{dX}{X} = -4\pi\lambda dt$$

und mithin

$$\lg X = -4\pi\lambda t + C$$

$$X = ce^{-4\pi\lambda t}$$

und schliesslich

$$\frac{V'}{\epsilon} = ce^{-4\pi\lambda t}.$$

Da nun unmittelbar nach der Ladung also für $t=0$, $V = V_0$ ist, so geht die ganze Formel über in

$$V_t = V_0 e^{-4\pi\lambda t}$$

oder nach Kohlrausch'scher Schreibweise in

$$L_t = L_0 e^{-4\pi\lambda t}.$$

Dies wäre das Gesetz für den Gang der disponiblen Ladung nach der eben aufgestellten Hypothese. Ein Blick auf die Beobachtungsergebnisse zeigt, daß es dem wahren Sachverhalte nicht entspricht.

Auch wäre nach dieser Anschauung das Wiederauftreten von Rückständen unmöglich. Da nämlich die ganze Potentialfunction im vorliegenden Falle *nur* von den auf den Belegungen befindlichen Elektrizitätsmengen herrührt, und diese bei der Verbindung mit der Erde vollkommen neutralisirt werden, so tritt sofort nach der Entladung ein Gleichgewichtszustand ein, und es ist somit zum Wiederauftreten von Rückständen in keiner Weise Gelegenheit geboten.

Trotzdem ist es vielleicht nicht uninteressant, darauf hinzuweisen, daß der Mangel von Rückständen im vorliegenden Falle, doch nur ein ganz specieller Fall des Wiederauftretens solcher Rückstände ist, nach dem von mir auf S. 32 meiner Dissertation, oder S. 425 des Auszuges als wahrscheinlich hingestellten Gesetze. Dort wurde nämlich angegeben, daß man das Wiederauftreten von Rückständen erklären könne, wenn man die Entladung dadurch hervorgebracht denke, daß entsprechende Mengen entgegengesetzter Elektrizität den Belegungen zugeführt werden, und daß diese alsdann genau die Rolle einer neuen aber entgegengesetzten Ladung spielen, also nach demselben Gesetze abnehmen, wie die erste Ladung, welche ihre Abnahme ungestört fortsetzt. Mit anderen Worten, es wurde eine Art von Interferenzprincip, von Uebereinanderlegung der beiden Vorgänge angenommen. In Formeln stellt sich die Sache folgendermaßen dar: gesetzt man entlade zur Zeit t_1 und suche nun zur Zeit $t > t_1$, den Werth der disponiblen Ladung, so wäre nach der genannten Voraussetzung:

$$\begin{aligned}
 L_1 &= L_0 Ft - L_1 F(t - t_1) \\
 &= L_0 Ft - L_0 Ft_1 F(t - t_1) \\
 &= L_0 [Ft - Ft_1 F(t - t_1)]
 \end{aligned}$$

Setzt man hierin $Ft = e^{-4\pi\lambda t}$ so kommt:

$$L_1 = L_0 [e^{-\pi\lambda t} - e^{-4\pi\lambda t_1} e^{-4\pi\lambda(t-t_1)}]$$

d. h.

$$L_1 = 0$$

Während demnach bei anderen Formen der Function Ft gleichnamige, bei noch anderen ungleichnamige Rückstände auftreten würden, hätte man im vorliegenden Gesetze den zwischen beiden befindlichen Gränzfall vor sich.

§. 3.

Nach dieser Abschweifung kehren wir wieder zu unserer eigentlichen Aufgabe zurück, und versuchen, ob durch die Annahme, daß im Innern der Isolatoren freie Elektricität ¹⁾ vorhanden seyn könne, eine bessere Uebereinstimmung mit den Thatsachen zu erreichen sey.

Diese Hypothese, nach welcher allmählig freie Elektricität im Innern des Isolators auftritt, diese ist es, welche ich als Hypothese »des Eindringens« bezeichne.

Ein solches Eindringen kann man nun nach unendlich vielen verschiedenen Gesetzen vor sich gehend denken; immer aber sind es auch hier wieder zwei Hauptfälle, welche man zu unterscheiden hat.

Entweder entspringt die bewegende Kraft nur aus der elektrostatischen Fernwirkung der einzelnen Elektricitätsmengen aufeinander, und der Isolator spielt einfach die Rolle eines widerstehenden Mittels, ähnlich wie Luft oder Wasser gegenüber einem fallenden Steine, oder es ist auch das Gesetz der Wechselwirkung der im Isolator vertheilten Massen ein anderes als im Leiter.

In letzterer Hinsicht erinnere ich nur daran, daß z. B. ein der Wärmebewegung analoger Vorgang ähnliche Erscheinungen zur Folge haben muß, wie die bei der Rückstands-

1) Unter frei verstehe ich hier, daß ein Ueberschuß der einen Elektricität über die andere vorhanden sey.

bildung beobachteten. Gesetzt etwa, man bringe auf eine Glasplatte, welche selbst auf einer Unterlage von constanter niedriger Temperatur liegt, eine heisse Metallplatte, so wird die Wärme in das Glas eindringen. Nimmt man nun nach einiger Zeit die warme Platte weg, und legt man eine kalte an deren Stelle, so wird die ins Glas übergegangene Wärme zum Theil ihre Bewegung nach der kalten Unterlage zu fortsetzen, zum Theil aber wieder aus dem Glase heraustreten, und die aufgelegte Platte erwärmen. Sollte es undenkbar seyn, daß im Isolator die Bewegungen der Elektricität nach ähnlichen Gesetzen vor sich gingen, und daß neben der Fernwirkung noch eine andere Kraft von Schicht auf Schicht thätig wäre, welche nicht wie die erstere bestrebt wäre, den Werth der Potentialfunction im ganzen Körper constant zu machen, sondern vielmehr eine constante Dichtigkeit herzustellen?

Bringen wir abermals beide Gruppen von Anschauungen in Formeln, um Kriterium für die Richtigkeit der einen oder anderen zu gewinnen.

Hat man es einfach mit der Fernwirkung zu thun, so erfahren sämtliche Elektricitätsmengen der beiden Belegungen die gleiche Beschleunigung gegen den Isolator zu, und werden sich, da sie auch den gleichen Widerstand zu überwinden haben, mit gleicher Geschwindigkeit gegen einander in Bewegung setzen, und stets in zwei gleich weit von den Belegungen abstehenden Ebenen befindlich seyn. Es verliert deshalb auch der Ausdruck

$$\frac{dV}{dx^2} = 4\pi\varrho$$

seine Bedeutung, da man nicht eine Vertheilung in einem Körper, sondern eine solche in einer Fläche vor sich hat, und es tritt die Gleichung

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x+0} - \left(\frac{dV}{dx}\right)_{x-0} = 4\pi\varrho,$$

wo ϱ die Flächendichtigkeit, und $+0$ und -0 unendlich kleine positive oder negative Größen sind, an deren Stelle.

Bezeichnet man nun die Werthe der Potentialfunction auf den Belegungen A' (Fig. 1 Taf. V) wie oben durch V' , auf den Ebenen A , in welchen sich die gesammten Elektricitätsmengen zur Zeit t befinden, durch V , wobei man sich stets erinnert, daß die im Momente der Ladung herrschende Symmetrie fortbestehen muß, und daß man deshalb immer nur das eine der einander entsprechenden Elemente zu betrachten braucht, so ergibt sich zur Zeit t

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x \rightarrow 0} = 0$$

und

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x \rightarrow 0} = \frac{V}{x}$$

mithin

$$4\pi\rho = -\frac{V}{x}$$

während

$$4\pi\rho' = -\frac{V'_0}{\varepsilon}$$

war, da nun $\rho = \rho'$ bleiben muß, und $V' = V$ ist, weil außerhalb von zwei parallen mit gleichen und entgegengesetzten Elektricitätsmengen geladenen Ebenen die Potentialfunction constant ist, so wird

$$V' = \frac{V'_0 x}{\varepsilon}.$$

Ist nun x als Function der Zeit gegeben, d. h. kennt man das Gesetz, nach welchem sich die beiden Schichten gegen einander bewegen, so hat man auch das Gesetz für die Abnahme der disponiblen Ladung.

Da nun die Kraft X , welche die beiden Schichten auf einander ausüben, bekannt ist, nämlich

$$X = \frac{V}{x} = \frac{V'}{x} = \frac{V'_0}{\varepsilon}$$

so wäre unter Annahme eines bestimmten Gesetzes für die Verzögerung, x leicht als Function von t zu bestimmen.

Wie nun aber auch dieses Gesetz für die Verzögerung gebaut seyn mag, so viel steht fest, daß unter der Voraussetzung eines der Bewegung träger Massen analogen Vor-

ganges, $\frac{dx}{dt}$ Anfangs gleich null seyn, und sich dann allmählig einer bestimmten (negativen) Gränze nähern müßte. In Wahrheit findet aber die Abnahme der disponiblen Ladung gerade in entgegengesetzter Weise statt, so daß $\frac{dx}{dt}$ am Anfang einen (negativen) Maximalwerth zeigt, und sich dann stetig der Gränze null nähert.

Es muß demnach auch diese Vorstellung als unhaltbar verworfen werden, obwohl man durch eine weitere Verfolgung derselben sogar das Wiederauftreten von Rückständen erklären könnte, die jedoch nur unter gewissen Beschränkungen mit der ursprünglichen Ladung gleichnamig wären.

§. 4.

Nachdem so das Gebiet der Hypothesen immer enger und enger begränzt ist, so bleibt uns nur noch die Annahme übrig, daß die Elektrizität in der Weise in den Isolator eindringt, daß sie denselben ganz oder zum Theil stetig erfüllt.

Hiernach ist also im Innern des Isolators oder in einem Theile desselben

$$\frac{d^2 V}{dx^2} < 0$$

wobei

$$V = f(x, t)$$

und

$$f(0, t) = 0$$

da die Symmetrie stets erhalten bleiben muß.

Die Form der Function $f(x, t)$ ist selbstverständlich von dem Grundgesetze abhängig, welches die Wechselwirkung der Elektrizität im Innern des Isolators ausdrückt. So mannigfaltig sie aber demgemäß auch im Einzelnen gebaut seyn kann, so lassen sich doch einige Haupteigenschaften derselben sofort aus dem Wesen der Vorstellung ableiten.

Für's Erste ist klar, daß nach dieser Annahme in der einen Hälfte des Isolators nur positive und in der andern nur negative freie Elektrizität vorkommen kann. Denn

treten im Innern Scheidungen ein (die ja bei dieser Hypothese nicht ausgeschlossen sind), so müssen sie wegen der allenthalben gleichen Kraft überall gleich stark auftreten, und können demnach wohl einen Strom im Innern, nicht aber Ansammlungen freier Elektrizität hervorrufen. Die von den Belegungen stammenden Elektrizitätsmengen aber können sich erst in der Mitte neutralisiren, wo sie sich begegnen. Es ist demnach auf der positiven Seite d. h. für $x > 0$ allenthalben:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} \leq 0, \quad (1)$$

auf der negativen

$$\frac{d^2 V}{dx^2} \geq 0. \quad (2)$$

Ferner ist allenthalben

$$\frac{dV}{dx} > 0. \quad (3)$$

Denkt man sich nämlich den ganzen Isolator in parallele Platten von der Dicke dx zerschnitten und betrachtet man die beiden entsprechenden, welche um $+x_1$ und $-x_1$ von YZ -Ebene abstehen, so wirken sie auf außerhalb derselben gelegene Punkte wie zwei mit gleich grossen aber entgegengesetzten Mengen von Elektrizität belegte Ebenen.

Wir zerlegen nun die Potentialfunction V an irgend einer Stelle in V_α und V_β , deren erstere von den zwischen $+x$ und $-x$ befindlichen Elektrizitätsmengen herrühren soll, während die zweite von den zwischen $+x$ und $+\varepsilon$ und zwischen $-x$ und $-\varepsilon$ vorhandenen Mengen hervor gebracht sey. Denkt man sich nun diese Elektrizitätsmengen sämmtlich in der eben angegebenen Weise in Elementenpaare zerlegt, deren jedes wie eine Franklin'sche Tafel mit vollkommenem Isolator wirkt, so versteht man sofort, daß $\frac{dV_\alpha}{dx}$ jedenfalls positiv seyn muß, da der von jedem Paare herrührende Theil von V_α bei positivem x positiv (und constant) ist, und die Zahl der Paare mit x wächst, bei negativem x aber negativ ist, während die Zahl der Paare mit x abnimmt. Ebenso muß aber auch

$\frac{dV_\beta}{dx}$ positiv seyn, weil der Differentialquotient der von jedem Paare für sich hervorgebrachten Potentialfunction positiv ist, und mithin auch die Summe dieser Quotienten d. i. eben $\frac{dV_\beta}{dx}$ dasselbe Zeichen haben muß.

Ferner ist:

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = \frac{V'_0}{\epsilon} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Denkt man sich nämlich die auf den Belegungen befindlichen Elektricitätsmengen auf n Paare von Schichten vertheilt, so daß den einzelnen die Dichtigkeiten $\varrho_1 \varrho_2 \dots \varrho_n$ zukommen ¹⁾, während $\varrho_1 + \varrho_2 + \dots + \varrho_n = \varrho'$ ist, so gilt in dem Raume zwischen den beiden Schichten des Paares mit der Dichtigkeit ϱ_1 für die Potentialfunction dieser Mengen das Gesetz

$$V_1 = -4\pi\varrho_1 x$$

und mithin innerhalb des innersten Schichtenpaares für die von sämtlichen Paaren herrührende, die Formel

$$\begin{aligned} V &= -4\pi\varrho_1 x - 4\pi\varrho_2 x \dots - 4\pi\varrho_n x \\ &= -4\pi(\varrho_1 + \varrho_2 + \dots + \varrho_n) x \\ &= -4\pi\varrho' x \\ &= \frac{V'_0 x}{\epsilon}. \end{aligned}$$

Mithin ist in der Nachbarschaft von $x=0$ der Gang der Potentialfunction nach der Theilung in die verschiedenen Schichten genau derselbe, welchen man erhielt, als noch sämtliche Elektricitätsmengen sich auf den Belegungen befanden. Hat sich aber ein Theil der Schichten in der Mitte bereits getroffen und verbunden, so ist selbstverständlich

$$V < \frac{V'_0}{\epsilon} x$$

und es ist deshalb auch jederzeit

$$\frac{dV}{dx} < \frac{V'_0}{\epsilon} \quad (4)$$

1) Die Schichten sind hier immer als Ebenen betrachtet, mithin $\varrho_1 \dots \varrho_n$ Flächendichtigkeiten.

War demnach im Momente der ersten Ladung die Potentialfunction durch die Ordinaten der Geraden A_0CA_0 der Fig. 2 Taf. VI dargestellt, so wird sie nach der Zeit t durch jene der gekrümmten Linie A_1CA_1 repräsentirt. Der Sinn der Krümmung dieser Linie ist durch die Gleichungen (1) und (2) bestimmt, während die Gleichungen (3) und (4) aussagen, daß sich die Curve innerhalb des Winkels A_1CA befinden muß, d. h. daß $AA_1 < AA_0$ ist.

Es wird mithin in Folge des Eindringens der Elektricität in den Isolator die Potentialfunction auf den Belegungen sinken.

Wird nun entladen, so sammeln sich auf den Belegungen Elektricitätsmengen, welche für sich allein eine Potentialfunction

$$U = - \frac{V'_t \cdot x}{\epsilon}$$

hervorbrächten, welche durch die Ordinaten der Geraden A_2CA_2 repräsentirt ist, wobei $A_2CA = A_1A$, und mithin ist die resultirende Function im Augenblicke nach der Entladung, d. h. zur Zeit $t + 0$, wenn man 0 als eine unendlich kleine Größe betrachtet:

$$V_{t+0} = V_t - \frac{V'_t x}{\epsilon}.$$

Hieraus ergibt sich nun unter Berücksichtigung der Gleichungen (1) bis (4),

$$V_{t+0} > 0 \text{ für } x > 0,$$

$$V_{t+0} < 0 \text{ für } x < 0$$

und

$$V_{t+0} = 0 \text{ für } x = \pm \epsilon$$

d. i.

$$V'_{t+0} = 0,$$

wie ein einziger Blick auf die Figur sofort lehrt.

Der ganze Verlauf der Potentialfunction im Momente nach der Entladung wird demnach durch die Curve $ABCBA$ dargestellt, und es ist also auch

$$\frac{dV}{dx} > 0 \text{ zwischen } B \text{ und } B$$

und

$$\frac{dV}{dx} < 0 \text{ zwischen } A \text{ und } B$$

d. h. während in dem mittleren Theile des Isolators Kräfte thätig sind, welche die vorhandenen Elektricitätsmengen weiter gegen die Mitte zu treiben, so sind in der Nachbarschaft der Belegungen solche wirksam, welche die Elektricitäten wieder auf die Belegungen schaffen.

Die auf den Belegungen befindlichen Elektricitätsmengen erfahren hingegen eine Anziehung nach dem Isolator zu, dringen deshalb ein und neutralisiren so zunächst die ihnen benachbarten Mengen entgegengesetzter Elektricität. Es muß sich demnach in der Curve der Winkel α bei A vergrößern, da dessen Cotangente der Dichtigkeit auf der Belegung proportional ist, und außerdem muß sich die Krümmung der Curve zwischen B und A vermindern, da die Dichtigkeit der freien Elektricität in diesem Raume abnimmt. Mithin würden, wenn zwischen C und B alles unverändert bliebe, die Curve die durch die punktirte Linie $A_3 CA_3$ angedeutete Gestalt annehmen, d. h. es würden auf beiden Belegungen mit der ursprünglichen gleichnamige Ladungen auftreten. Wenn nun auch die Annahme, daß in dem mittleren Raume BCB alles unverändert bliebe, keineswegs ganz zulässig ist, so wird sie sich dennoch nicht sehr weit von der Wahrheit entfernen, d. h. es werden die Veränderungen in diesem Theile verhältnißmäfsig geringe seyn gegen die in der gleichen Zeit in der Nähe der Belegungen vor sich gehenden.

Alle Beobachtungen stimmen nämlich darin überein, daß die Abnahme der disponiblen Ladung unmittelbar nach Mittheilung derselben am raschesten, späterhin aber viel langsamer erfolgt. Da nun von den bei der Entladung zugeführten Elektricitätsmengen keinesfalls früher etwas nach den inneren Schichten gelangen kann, als bis die in den äufseren Theilen befindlichen Mengen entgegengesetzter Elektricität vollkommen neutralisirt sind, und da anderseits die

Kräfte, welche in den innern Theilen die Veränderungen bedingen, durch die Entladung nicht vergrößert, sondern verkleinert werden, so müssen die Veränderungen in den inneren Schichten sogar noch langsamer vor sich gehen, als dieß der Fall gewesen wäre, wenn man nicht entladen hätte, mithin jedenfalls viel langsamer als in den äußeren Schichten, wo die ganzen bei der Entladung zugeführten Elektrizitätsmengen sofort auf solche der entgegengesetzten Art stoßen. Die Vorgänge in den inneren Schichten werden deshalb nicht im Stande seyn, die von den äußeren herrührende Aenderung der Potentialfunction zu compensiren. Sollte nebenher noch ein Durchgehen der Elektrizität ähnlich wie im Leiter stattfinden, so würde dadurch zwar das Sinken der disponiblen Ladung beschleunigt, sowie die Mengen der wiederauftretenden Rückstände vermindert, aber im Allgemeinen die Schlüsse nicht ungültig.

Diese Betrachtungen werden hinreichen, um zu beweisen, daß sich die Hypothese des Eindringens sehr wohl in präcise Form bringen läßt, und daß sie im Stande ist, *sowohl das Sinken der disponiblen Ladung als das Wiederauftreten von gleichnamigen Rückständen wenigstens im Großen und Ganzen zu erklären*. Ob sie auch geeignet sey, die Vorgänge nach Maafs und Zahl darzustellen, das kann selbstverständlich erst nach schärferer Formulirung der Annahme entschieden werden.

Einen derartigen Versuch habe ich bereits ausgeführt unter Zugrundelegung einer Gleichung, welche mir vor Jahren von Hrn. Prof. Riemann persönlich mitgetheilt wurde, mit dem Bemerken, daß er sie für das Gesetz halte, welches der Bewegung der Elektrizität in den sogenannten Isolatoren zu Grunde liege, und daß sich aus derselben die Gesetze für Bildung und Wiederauftreten von Rückständen ableiten ließen. Da er bald darauf erkrankte, so war es mir nicht möglich noch Näheres über die Form der von ihm erzielten Resultate zu erfahren, und ich unternahm es deshalb vor einiger Zeit selbst, die Lösung des Problems nach den wenigen erhaltenen Andeutungen zu versuchen.

Es ergab sich dabei ein mit den Beobachtungen ziemlich gut übereinstimmendes Resultat. Da jedoch diese Uebereinstimmung noch immer keine vollkommene ist, so scheint mir die ganze Untersuchung noch nicht reif zur Veröffentlichung.

§. 5.

Zum Schlusse muß nun noch die Frage erörtert werden, wie es sich denn eigentlich mit dem Kernpunkte der Clausius'schen Untersuchung, d. h. mit dem *Aequivalenzwerth der Entladung* verhält, wenn man die Hypothese des Eindringens an die Stelle der Kohlrausch'schen setzt. Die Antwort hierauf ist sehr einfach, indem eine kurze Ueberlegung zeigt, daß der Aequivalenzwerth der Entladung nur von der disponiblen Ladung abhängig ist, keineswegs aber von den Annahmen, welche man zur Erklärung ihrer Abnahme oder ihres Wiederauftretens machen muß. Die Kenntniß des Werthes der disponiblen Ladung im Momente der Entladung ist zur Lösung dieses Problems vollkommen hinreichend, vorausgesetzt, daß die Entladungszeit so kurz sey, daß während derselben keine merkliche Aenderung im Zustande des Isolators eintritt, eine Voraussetzung, welche auch der Clausius'schen Betrachtung zu Grunde liegt.

Entladet man nämlich zur Zeit t , d. h. bei dem Werthe der Potentialfunction

$$V_t = V_0 F t$$

so muß man doch den Belegungen Elektricitätsmengen zuführen, welche für sich allein die Potentialfunction $-V_t$ hervorbringen würden.

Dieser Potentialfunction entspräche eine Dichtigkeit ρ'_t , wie sie aus der Formel

$$V_t = 4\pi \rho'_t \varepsilon$$

sich ergibt, und die Elektricitätsmenge

$$Q_t = \rho'_t s$$

wenn s die Oberfläche der Belegung ist, oder

$$Q_t = \frac{s V_t}{4\pi \varepsilon} \quad (5)$$

Um nun den Aequivalenzwerth der Entladung zu bestimmen, hat man nur nöthig, das Potential sämmtlicher Massen auf sich selbst vor und nach der Entladung aufzusuchen. Die Differenz von beiden Werthen ist dem mechanischen Aequivalente der Entladung proportional.

Bezeichnet man nun das Potential der Massen auf sich selbst vor der Entladung durch W , nach der Entladung durch W_1 , so ist doch

$$W_1 = W - \frac{2Q'V'}{2},$$

da der Unterschied in dem Zustande vor und nachher eben einfach darin besteht, dafs zu den bereits vorhandenen Mengen, welche sich wo immer befinden mögen, und für sich allein das Potential W hervorbringen, die Mengen $-Q'$, und $+Q'$, hinzukommen, welchen das Potential $-Q'V'$, entspricht. Es ist mithin das Arbeitsaequivalent

$$W - W_1 = Q'V',$$

oder unter Berücksichtigung der Gleichung (5)

$$W - W_1 = \frac{4\pi\epsilon Q'^2}{s} = \frac{4\pi\epsilon Q_o'^2 (Ft)^2}{s},$$

oder wenn man $Ft = 1 - m$ setzt:

$$W - W_1 = \frac{4\pi\epsilon (1-m)^2 Q_o'^2}{s}.$$

Diefs ist genau die von Clausius gefundene Formel. Wie die Ableitung zeigt, ist sie von jeder Hypothese über das Wesen der Isolatoren vollkommen unabhängig. Der Kernpunkt der Clausius'schen Untersuchung wird demnach von meinen Einwürfen gar nicht berührt.

Ungültig wird dagegen diese ganze Betrachtung, sobald die Dauer der Entladung eine so grofse ist, dafs während dieser Zeit im Innern des Isolators erhebliche Veränderungen eintreten können, sey es nun, dafs diese in molecularen Scheidungen bestehen, sey es, dafs nach meiner Vorstellung während dieser Zeit Elektrizität eindringt, oder durchdringt. Dafs solche Veränderungen im Allgemeinen eintreten, scheint mir aber ebensowohl aus den Versuchen

von Siemens¹⁾ hervorzugehen, als aus eigenen Versuchen, welche ich über die Theilung der Ladung zwischen Franklin'schen Tafeln und einem Luftcondensator angestellt habe.

Da nämlich sogar bei der außerordentlich geringen Dauer der Verbindungen, welche Siemens mit seinem Apparate zwischen Batterie und Condensator herzustellen vermochte, (sie betrug weniger als $\frac{1}{60}$ Secunde) ein Einfluß des Isolators sich geltend macht, so ist klar, daß selbst diese kurze Zeit hinreichen muß, um erhebliche Veränderungen im Innern desselben hervorzubringen, beziehungsweise nennbare Mengen durchgehen oder eindringen zu lassen.

Auch bei den Versuchen, welche ich über die Theilung der Ladung zwischen Franklin'schen Tafeln und einem Luftcondensator in der Art ausführte, daß ich durch Fall eines Hebels eine Verbindung von möglichst kurzer Dauer herstellte, und dann die im Luftcondensator zurückgebliebene Ladung mit dem Sinuselektrometer bestimmte, zeigte sich, daß die auf die Tafeln übergehenden Elektrizitätsmengen mehr als das doppelte jener Mengen betrug, welche man unter der Voraussetzung vollkommener Isolation zu erwarten hatte. Eine Mittheilung der bezüglichlichen Zahlenresultate will ich versparen, bis die ganze sehr umfangreiche Experimentaluntersuchung ihren Abschluß gefunden hat.

Durch die vorstehenden Betrachtungen wurden folgende Resultate gefunden:

1) Aus den Formeln, in welche Clausius die Kohlrausch'sche Theorie der Rückstandsbildung gefaßt hat, ergeben sich genau dieselben Widersprüche mit der Erfahrung, welche ich schon früher aus dieser Theorie auf andere Weise abgeleitet habe.

2) Die Annahme, daß der Isolator nur ein Leiter mit sehr großem Widerstande sey, ist nicht im Stande die Rückstandserscheinungen zu erklären.

1) Diese Annalen Bd CII, S. 66 bis 122.

3) Wenn man hingegen die Hypothese macht, daß die Elektrizität in der Weise in den Isolator eindringt, daß sie stetig vertheilt in demselben auftritt, sich auch allenfalls noch nebenher zum Theile durch den Isolator hindurch nach Art des Vorganges im Leiter verbindet, so kann man sowohl die Abnahme der disponiblen Ladung als auch das Wiederauftreten von gleichnamigen Rückständen im Allgemeinen sehr wohl erklären, und es ist bisher noch kein Einwand gemacht worden, welcher es unberechtigt erscheinen läßt, von einer schärferen Formulirung dieser Annahme die vollständige Lösung des Problems zu erwarten.

4. Die Formeln für das mechanische Aequivalent der Entladung lassen sich aufstellen, sobald man den Gang der disponiblen Ladung kennt, ohne daß es nöthig ist, sich über die inneren Vorgänge, wodurch dieser Gang bedingt wird, irgend welche hypothetischen Vorstellungen zu machen. Sie bleiben jedoch nur gültig, wenn die Dauer der Entladung eine so kurze ist, daß während dieser Zeit keine nennenswerthen Veränderungen im Isolator vor sich gehen können.

München den 4. April 1869.

IV. *Ueber den Erstarrungspunkt der Bestandtheile flüssiger Mischungen;* von Carl Schultx.

1. Wenn man lösliche Salze, z. B. Kochsalz, mit Eis bei einer Temperatur unter 0° mischt, so tritt unter Wärmeabsorption theilweise Schmelzung ein, und die Temperatur kann bis auf ein gewisses Minimum sinken. In ähnlicher Weise wird, wie ich gefunden habe, durch Mischen von fester Essigsäure mit wasserfreiem essigsauren