**3. Der Wechselstrom-Gleichstromeffekt
und die elektrische Nachwirkung
bei Wismut, Antimon und Tellur;
von H. Geipel.**

I. Einleitung.

Für die von Lenard¹⁾ entdeckte Erscheinung des Wechselstrom-Gleichstromeffektes im transversalen Magnetfeld hat Heurlinger²⁾ letzthin eine Theorie entwickelt, die die Beobachtungen in befriedigender Weise wiedergibt. Es erscheint notwendig, darauf einzugehen, daß in dem Namen der Erscheinung zwei Vorgänge verschiedener Natur zusammengefaßt werden, deren Trennung durch die Lenardsche Versuchsanordnung unmöglich war. Spätere Untersuchungen³⁾ haben zu den folgenden Ergebnissen geführt:

I. In einem von primärem Gleichstrom durchflossenen Wismutdraht treten auf:

1. ein sekundäres Potentialgefälle *im transversalen Magnetfeld*, das eine scheinbare Verkleinerung des Widerstandes hervorruft.

2. Ein sekundäres Potentialgefälle *außerhalb des Magnetfeldes*, das eine scheinbare Vergrößerung des Widerstandes zur Folge hat.

II. Beide Erscheinungen wirken nach dem Verschwinden des Primärstromes eine Zeitlang nach, und zwar mit verschiedener Abklingungsgeschwindigkeit.

Es erscheint wenig wahrscheinlich, daß der Wechselstrom-Gleichstromeffekt vorhanden ist, wenn sich die Nachwirkung nach dem Ausschalten des Primärstromes nicht nachweisen läßt⁴⁾, vielmehr scheinen beide untrennbar verknüpft zu sein.

1) P. Lenard, Wied. Ann. **39**. p. 619. 1890.

2) T. Heurlinger, Phys. Zeitschr. **17**. p. 221. 1916.

3) R. Seidler, Diss. Leipzig 1909; Ann. d. Phys. **32**. p. 337. 1910. — H. Geipel, Diss. Leipzig 1911; Ann. d. Phys. **38**. p. 149. 1912.

4) T. Heurlinger, l. c. p. 225.

II. Der Wechselstrom-Gleichstromeffekt und die elektrische Nachwirkung im transversalen Magnetfeld.

1. T. Heurlinger benutzt die von ihm aufgestellten Gleichungen für die Gruppe der Hall-Erscheinungen¹⁾, um die Vorgänge an dem Wismutdraht im transversalen Magnetfeld zu behandeln. Die Hauptergebnisse dieser Untersuchungen sind die folgenden: Der Wechselstromgleichstromeffekt läßt sich darstellen durch die Beziehung:

$$(1) \quad \lim_{n=\infty} (\rho^{(w)} - \rho^{(g)}) = -PQ \cdot H^2.$$

Die elektrische Nachwirkung zur Zeit des Ausschaltens des Primärstromes durch:

$$(2) \quad X(0) = PQ \cdot H^2 \cdot j_x,$$

wo:

$\rho^{(w)}$ der spez. Widerstand für Wechselstrom;

$\rho^{(g)}$ der spez. Widerstand für Gleichstrom;

n die Wechselzahl;

H die Feldstärke;

P der Koeffizient des transversalen galvano-magnetischen Temperatureffektes;

Q der Koeffizient des transversalen thermomagnetischen Potentialeffektes;

j_x die Stromdichte des primären Stromes.

Durch die gute Übereinstimmung der Theorie mit den experimentellen Ergebnissen auch in bezug auf die Größenordnung der Effekte, sehe ich mich veranlaßt, an einigen früher nicht veröffentlichten Messungen die Theorie weiterhin zu prüfen. Zunächst möchte ich darauf hinweisen, daß die von Heurlinger in Tab. II (l. c.) angegebenen negativen Werte dem Effekt außerhalb des Magnetfeldes angehören, der auch in transversalen Feldern fortbesteht und sich über den Transversaleffekt lagert. Er überwiegt bei schwachen Feldern. Da er von entgegengesetztem Vorzeichen ist, erscheint die sekundäre Potentialdifferenz von diesem Zeichen.

In Tab. I sind die Beobachtungsergebnisse mit dem berechneten Effekt zusammengestellt. Hierin bedeutet:

R den Radius des Drahtquerschnittes.

l die Länge des Drahtes.

w_0 den elektrischen Widerstand im Felde 0 Gauss.

1) T. Heurlinger, Ann. d. Phys. (4) 48. p. 84. 1915.

w_H den elektrischen Widerstand im Felde H Gauss.

i die Stromstärke.

$E(0)$ die zur Zeit $\vartheta = 0$ des Ausschaltens gemessene Größe der Nachwirkung im Magnetfeld in Volt.

$X(0)$ die elektrische Feldstärke der Nachwirkung in Volt/cm.

j_x die elektrische Stromdichte des primären Stromes.

ϱ_0 den spezifischen Widerstand im Felde 0 Gauss.

Tabelle 1.

Draht Nr.	R mm	l cm	w_0 Ohm	w_H Ohm	i Amp.	$10^{-3} H$ Gauss	$10^3 \cdot E(0)$ Volt	$-10^2 X(0)$ $\varrho_0 \cdot j_x$
4	0,25	20	1,33	1,74	2,00	8	40	1,5
4	0,25	20	1,33	2,01	0,50	12	24,5	3,6
4	0,25	20	1,33	2,01	1,00	12	52	3,9
4	0,25	20	1,33	2,01	2,00	12	112	4,2
4	0,25	20	1,33	2,01	2,50	12	130	4,0
4	0,25	20	1,33	2,01	3,00	12	150	3,8
30	0,15	7	1,22	1,88	2,00	12	92	3,8
31	0,15	14	2,45	3,65	2,00	12	169	3,5
33	0,075	10	7,43	11,12	0,344	12	86	3,4
32	0,075	20	13,99	21,24	0,344	12	170	3,5
26a	0,5	20	0,28	0,44	2,00	15	10	2,0
35	0,23	—	0,550	0,624	2,00	4	3	0,3
35	0,23	—	0,550	0,754	2,00	8	12	1,1
35	0,23	—	0,550	0,875	2,00	12	35	3,2
35	0,23	—	0,550	0,985	2,00	16	66	6,0
35	0,23	—	0,550	1,07	2,00	20	94	8,5
35	0,23	—	0,550	1,17	2,00	24	127	11,6
35	0,23	—	0,550	1,24	2,00	26	150	13,6
36	0,23	—	0,614	0,697	1,20	4	—	—
36	0,23	—	0,614	0,835	1,20	8	7	1,5
36	0,23	—	0,614	0,975	1,20	12	21	2,9
36	0,23	—	0,614	1,10	1,20	16	45	6,2
36	0,23	—	0,614	1,17	1,20	20	61	8,4
36	0,23	—	0,614	1,29	1,20	24	92	12,3
36	0,23	—	0,614	1,37	1,20	26	109	14,7
Wismut- spirale	—	—	24,24	—	0,256	6	50	0,8
Nr. 499	—	—	—	—	—	7,7	101	1,6
—	—	—	—	—	—	9,2	162	2,5
—	—	—	—	—	—	11,3	225	3,7
Wismut- spirale	—	—	5,76	—	0,626	7,7	53	1,5
Nr. 573	—	—	—	—	—	11,3	197	5,5
Wismut- spirale	—	—	22,46	—	0,21	7,7	87	1,8
Nr. 581	—	—	—	—	—	11,3	230	4,5

Tab. I enthält die Werte für $E(0)$, die man erhält, wenn man den superponierten Effekt außerhalb des Magnetfeldes unter Berücksichtigung seiner Verstärkung durch das Feld bei den gemessenen Werten in Rechnung setzt. Da ferner die Messung erst $10 \cdot 19 \cdot 10^{-7}$ sec nach dem Ausschalten erfolgen kann, weil dann erst der Primärstrom vollständig verschwunden ist, sind die Werte graphisch für den Moment des Ausschaltens ermittelt worden. Die aus diesen Korrekturen sich ergebende Unsicherheit bleibt jedoch innerhalb der Meßgenauigkeit von 5 Proz., da Drähte ausgewählt wurden, bei denen der Effekt außerhalb des Magnetfeldes an sich klein ist.

In Tab. II sind die aus meinen Beobachtungen berechneten Werte mit denen von Lenard und Bamberger¹⁾ zusammengestellt und außerdem die aus den Zahnschen²⁾ Messungen von P und Q berechneten beigelegt. Da die Messungen von Zahn nicht über eine Feldstärke von 10670 Gauss hinausgehen, wurden die Werte von P und Q oberhalb dieser Feldstärke durch Extrapolation gefunden. Es erschien dies zulässig, da die Werte von P und Q einem Grenzwert zustreben, der praktisch bereits bei 10000 Gauss erreicht ist.

Tabelle II.

Feldstärke 10^{-3} Gauss	4	6	8	10	12	14	16	20	24	26	Draht Nr.
$-10^2 X(0)/q_0 j_z$			1,5		3,9 3,8 3,5 3,5 3,4						4 30 31 32 33
	0,3	0,6	1,1 1,5	2,0 2,0	3,2 2,9	4,5 4,5	6,0 6,2	8,5 8,4	11,6 12,3	13,6 14,7	35 36
		0,8	1,7 2,0 1,7	2,8 3,4 ?	4,0 4,8 ?						{ W.-Spirale Nr. 499 W.-Spirale Nr. 581 W.-Spirale Nr. 573
$10^2 (q^{(w)} - q^{(gl)})$	—	0	0,8	2,3	3,8	5,4	7,0	—	—	—	{ P. Lenard l. c.
q_0	—	0,3	0,7	1,4	2,6	4,6	7,0	—	—	—	{ K. Bam- berger l. c.
$-10^2 P \cdot Q \cdot H^2$	0,1	0,3	0,8	1,4	2,0	2,9	4,0	6,2	9,3	11,0	H. Zahn l. c.
q_0											

1) K. Bamberger, Diss. Berlin 1901.

2) H. Zahn, Ann. d. Phys. 14. p. 886. 1904.

Wie man aus Tab. II ersieht, bleiben die aus den Zahn-schen Messungen berechneten Werte bis zu 30 Proz. unter den von Lenard, Bamberger und mir gemessenen zurück. Der Grund dafür braucht nicht in der theoretischen Behandlung zu liegen, vielmehr scheinen die Abweichungen wesentlich in der Verschiedenheit des Materials begründet zu sein. Ich hatte Drähte von Hartmann und Braun bezogen, die für die Untersuchungen im Magnetfeld unbrauchbar waren, da sie einen zu großen Effekt außerhalb des Magnetfeldes zeigten, der sich über den Transversaleffekt lagert und ihn scheinbar verkleinert. Am reinsten zeigten aus pulverisiertem Wismut von Kahlbaum von mir gepreßte Drähte den Transversaleffekt, da bei ihnen der Effekt außerhalb des Feldes fast vollkommen verschwand. Bei Drähten, die durch Erhitzen bis an den Schmelzpunkt umgewandelt wurden, ließ sich die Größe des Transversaleffektes nur schätzungsweise beurteilen, da bei ihnen der Effekt außerhalb des Feldes sehr groß ist und ersteren vollkommen überdeckt.¹⁾ Er scheint jedoch kleiner zu sein als bei anderen Drähten. Die umgewandelten Drähte zeigten im Bruch einheitliche spiegelnde Kristallflächen, die den ganzen Querschnitt durchzogen und quer zur Drahtachse unter kleinerem oder größerem Winkel lagen. An Kristallstäbchen, die parallel der Hauptachse aus Wismutkristallen gebrochen und durch Woods Metall zu einem Draht zusammengelötet wurden, zeigte sich der Transversaleffekt unmeßbar, ebenso an flüssigem Metall.

2. Der Wechselstrom-Gleichstromeffekt klingt erst in relativ langer Zeit nach dem Ausschalten des Primärstromes ab und macht sich so als elektrische Nachwirkung geltend. Heurlinger hat für die zeitliche Änderung die folgende Beziehung abgeleitet:

$$\frac{X(\vartheta)}{X(0)} = \sum_1^{\infty} \frac{2}{\lambda_n^2 - 1} e^{-\frac{a^2 \lambda_n^2 \vartheta}{R^2}},$$

1) Aus denselben Gründen ist eine genaue Angabe der Größe des Transversaleffektes bei Antimon und Tellur unmöglich. Aus meinen Messungen ergibt sich bei Antimon schätzungsweise der Wert von 0,07 bei 15000 Gauss, nach Zahn von 0,02 bei 15000 Gauss.

wo:

$X(\vartheta)$ die Stärke des Effektes zur Zeit ϑ nach dem Ausschalten,

$X(0)$ die Stärke des Effektes im Moment des Ausschaltens,

λ_n die positiven Wurzeln der Gleichung $\frac{dJ_1(x)}{dx} = 0$,

worin J_1 die Besselsche Funktion erster Ordnung bedeutet,

$a^2 = k/D \cdot c$, wo k die Wärmeleitfähigkeit, D die Dichte und c die spezifische Wärme des Wismut ist.

R der Radius des Drahtquerschnittes.

Die Beziehung konnte von Heurlinger nur an drei Versuchsreihen von Seidler und mir geprüft werden, da weitere zur Berechnung notwendige Daten fehlten. Die gemessenen Abklingungskurven stimmen überraschend gut mit der theoretischen überein, doch sieht Heurlinger in den drei Proben keine genügende Sicherheit.

Durch die in Tab. IV—IX zusammengestellten Resultate kann ihre Zahl um 6 erweitert werden, und zwar sind es Messungen an Drähten von ganz verschiedenem Durchmesser (0,17 mm, 0,3 mm, 0,45 mm, 0,5 mm, 1,0 mm) und Material, zum Teil selbstgepreßte Drähte, zum Teil bezogen von Hartmann u. Braun. Wie man aus den beigefügten Figg. 1 u. 2 sieht, liegen die gemessenen Werte in unmittelbarer Nähe der theoretischen Kurve, so daß die Übereinstimmung gesichert erscheint, besonders da der Querschnitt als wesentlicher Faktor eingeht.

In Tab. III sind die berechneten Werte der Halbwertszeit τ mit den gemessenen zusammengestellt. Es ist:

$$\tau = 0,0661 \cdot \frac{R^2}{a^2} \cdot \frac{1}{\log e},$$

wobei für $a^2 = 0,0655$ gesetzt worden ist (vgl. Heurlinger, l. c.).¹⁾

Die in Figg. 1 u. 2 gezeichnete Kurve ist:

$$f(\vartheta) = \sum_1^{\infty} \frac{2}{\lambda_n^2 - 1} e^{-\lambda_n^2 \cdot \vartheta \cdot 10 \cdot 10 \log e}$$

1) E. Giebe, Verh. d. D. Phys. Ges. 5. p. 60. 1903.

Durch eine entsprechende Maßstabänderung der Zeit und des Anfangswertes des Effektes ist ein Vergleich der gemessenen Werte mit dieser Kurve in Tab. IV—IX bzw. Fig. 1—2 durchgeführt.

Fig. 1.

- Kurve 1, Wismutdraht Nr. 4 ○
- Kurve 1, Wismutdraht Nr. 30 +
- Kurve 2, Wismutdraht Nr. 35 ○

Fig. 2.

- Kurve 1, Wismutdraht Nr. 36 ○
- Kurve 2, Wismutdraht Nr. 26 a ○
- Kurve 2, Wismutdraht Nr. 33 +

Tabelle III.

2 R mm	0,17	0,3	0,4	0,45	0,5	1,0	
$10^3 \tau$ sec	0,17	0,52	0,93	1,18	1,38	5,5	berechnet
	0,21	0,55	1,10	1,24	1,33	1,8	gemessen
		0,57		1,25			

In Tab. IV—IX bedeutet: ϑ die gemessene Zeit nach dem Ausschalten des Primärstromes, $X(\vartheta)$ den zugehörigen Wert der Nachwirkung des Transversaleffektes in Volt, ϑ' bzw. $X'(\vartheta')$ die entsprechenden Werte, die durch die Maßstabänderung erhalten werden, um die gemessenen Kurven mit der theoretischen zur Deckung zu bringen.

Tabelle IV.

Draht 4. $H = 12 \cdot 10^3$ Gauss. $2 R = 0,5$ mm.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 X(\vartheta)$ Volt	$10^3 X'(\vartheta')$ Volt	
0	0	120	100	
0,29	0,14	112	93	
0,38	0,19	112	93	$\tau = 1,33 \cdot 10^{-3}$ sec
0,57	0,28	112	93	
0,95	0,47	110	92	$\vartheta' = \frac{0,661}{1,33} \vartheta$
1,52	0,75	105	87	
2,47	1,20	100	83	
3,80	1,90	94	78	$X'(\vartheta') = \frac{100}{120} \cdot X(\vartheta)$
5,70	2,80	86	72	
9,50	4,70	72	60	
15,2	7,50	54	45	
22,8	11,2	37	31	

Tabelle V.

Draht 35. $H = 16 \cdot 10^3$ Gauss. $2 R = 0,45$ mm.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 X(\vartheta)$ Volt	$10^3 X'(\vartheta')$ Volt	
0	0	72	100	
0,29	0,15	67	94	
0,38	0,20	64	90	
0,57	0,30	62	87	$\tau = 1,25 \cdot 10^{-3}$ sec
0,95	0,50	61	86	
1,52	0,80	59	83	$\vartheta' = \frac{0,661}{1,25} \vartheta$
2,47	1,30	54	76	
3,80	2,00	51	72	$X(\vartheta) = \frac{100}{72} X'(\vartheta')$
5,70	3,00	48	67	
9,50	5,00	41	58	
15,2	8,00	33	46	
22,8	12,0	22	31	
38,0	20,0	11	15	

Tabelle VI.

Draht 36. $H = 16 \cdot 10^3$ Gauss. $2 R = 0,45$ mm.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 X(\vartheta)$ Volt	$10^3 X'(\vartheta')$ Volt	
0	0	49	100	
0,29	0,15	46	94	
0,38	0,24	45	92	$\tau = 1,24 \cdot 10^{-3}$ sec
0,57	0,30	44	90	
0,95	0,50	42	86	$\vartheta' = \frac{0,661}{1,24} \vartheta$
1,52	0,80	41	84	
2,47	1,30	38	77	
3,80	2,00	37	75	$X'(\vartheta') = \frac{100}{49} X(\vartheta)$
5,70	3,00	34	69	
9,50	5,00	26	53	
15,2	8,00	21	43	
22,8	12,0	16	33	

Tabelle VII.

Draht 30. $H = 12 \cdot 10^3$ Gauss. $2 R = 0,3$ mm.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 X(\vartheta)$ Volt	$10^3 X'(\vartheta')$ Volt	
0	0	100	100	
0,19	0,22	93	93	
0,38	0,44	90	90	$\tau = 0,57 \cdot 10^{-3}$ sec
0,57	0,65	84	84	
0,95	1,10	79	79	$\vartheta' = \frac{0,661}{0,57} \vartheta$
1,52	1,70	75	75	
2,47	2,80	68	68	$X'(\vartheta') = X(\vartheta)$
3,80	4,40	60	60	
5,70	6,50	50	50	
9,50	11,0	38	38	
15,2	17,0	25	25	

Tabelle VIII.

Draht 33. $H = 12 \cdot 10^3$ Gauss. $2 R = 0,17$ mm.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 X(\vartheta)$ Volt	$10^3 X'(\vartheta')$ Volt	
0	0	90	100	
0,19	0,59	75	83	
0,38	1,20	73	81	$\tau = 0,21 \cdot 10^{-3}$ sec
0,57	1,80	68	76	
0,95	3,00	60	66	$\vartheta' = \frac{0,661}{0,21} \vartheta$
1,52	4,70	55	61	
2,47	7,70	41	46	$X'(\vartheta') = \frac{100}{90} X(\vartheta)$
3,80	12,0	29	32	
5,70	18,0	18	20	
9,50	30,0	10	11	
15,2	47,0	6	7	

Tabelle IX.

Draht 26a. $H = 15 \cdot 10^3$ Gauss. $2 R = 1,0$ mm.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 X(\vartheta)$ Volt	$10^3 X'(\vartheta')$ Volt	
0	0	12	100	$\tau = 1,8 \cdot 10^{-3}$ sec
0,57	0,20	10,5	88	
1,52	0,52	10	83	$\vartheta' = \frac{0,661}{1,8} \vartheta$
3,80	1,30	9,5	79	
5,70	2,00	9	75	$X'(\vartheta') = \frac{100}{12} X(\vartheta)$
9,50	3,30	8	66	
15,2	5,20	6	54	
19,0	6,60	5,5	46	

Die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Halbwertzeit (Tab. III) ist recht gut, abgesehen von Draht 26, vom Durchmesser 1,0 mm, der in jeder Beziehung auffällige Abweichungen zeigte, so daß man annehmen muß, daß das zu seiner Herstellung verwandte Material vielleicht unrein gewesen ist. Sehr gut ist die Übereinstimmung der gemessenen und theoretisch abgeleiteten Abklingungskurven.

Die angeführten Messungsergebnisse scheinen für die von Heurlinger entwickelte Theorie als eine weitere Stütze angesehen werden zu können. Daß es sich nicht um eine bloße Aufladung des Drahtes handelt, sondern in ihm eine längere Zeit Elektronen liefernde Quelle vorhanden sein muß, wie es ein Temperaturgefälle sein kann, haben bereits Versuche von R. Seidler und mir gezeigt. Auf Grund meiner Versuche hatte ich bereits die Vermutung ausgesprochen, daß es sich um einen Vorgang handelt, der in die Gruppe der Hallerscheinungen gehört.¹⁾

III. Der Wechselstrom-Gleichstromeffekt und die elektrische Nachwirkung außerhalb des Magnetfeldes.

Die Untersuchungen von Seidler und mir haben ergeben, daß die elektrische Nachwirkung außerhalb des Magnetfeldes bei Wismut in hohem Grade von der kristallischen Struktur des Materials abhängig ist. Meine Versuche mit Antimon haben das gleiche Ergebnis gehabt, bei Tellur kann nach Analogie dasselbe erwartet werden.

1) H. Geipel, Ann. d. Phys. 38. p. 204. 1912.

Bereits Matthiessen und v. Bose¹⁾ machten die Beobachtung, daß längeres Erhitzen auf 100° den elektrischen Widerstand des Wismut bis zu 20 Proz. verringern kann. Seidler²⁾ fand nun, daß bei der Erhitzung der Drähte zugleich auch die Nachwirkung außerhalb des Magnetfeldes sich vergrößerte, und zwar war die Veränderung eine dauernde. Die Größe der Veränderung zeigte sich bei den einzelnen Drahtsorten in sehr verschiedenem Maße. Nach den Untersuchungen von Cohen und Moesveld³⁾ glaubt A. Werner⁴⁾ den Grund für die Widerstandsänderung des Wismut beim Erhitzen in einer Umlagerung des α -Wismut in das oberhalb 75° stabile β -Wismut zu sehen. Man könnte nun annehmen, daß hierin auch der Grund für die Änderung der Nachwirkung liege. Es ist nicht von der Hand zu weisen, daß dieser Umwandlungsvorgang einen Einfluß hat, jedoch scheint er allein nicht hinreichend. Meine Versuche haben gezeigt, daß man bei allen Drahtsorten, wie sie auch hergestellt und ihrer Struktur nach beschaffen sein mögen, eine sehr beträchtliche Verstärkung der Nachwirkung erhalten kann, wenn man sich nicht mit einer bloßen Erhitzung auf 100° oder 200° begnügt, sondern den Draht durch die Joulesche Wärme eines Stromes bis zum Durchschmelzen langsam behandelt. Nach dem Erkalten zeigten die Drähte im Bruch eine ausgesprochen blätterige kristallische Struktur, wie sie Wismut- und Antimontkristalle aufweisen. Die in Glas ausgezogenen Antimondrähte zeigten die Struktur von vornherein. Die spiegelnden einheitlichen Kristallamellen lagen teils quer zur Drahtachse unter einem Winkel zwischen 90° und 60° schätzungsweise, teils verliefen sie der Drahtachse parallel, so daß im Bruch bald glatte Flächen, bald parallel verlaufende Schichtköpfe erhalten werden, die Bruchfläche also parallel gefurcht war.

Es liegt nahe, anzunehmen, daß die Ausbildung einer derartig anisotropen blätterigen Struktur mit Wechsellagerung ihren Grund hat in dem Entstehen zweier allotropen Modifikationen, die enantiotrop sind. Daß sich dabei jedoch ein be-

1) Ch. Matthiessen und v. Bose, Pogg. Ann. 115. 1862.

2) R. Seidler, l. c.

3) E. Cohen und A. L. Th. Moesveld, Zeitschr. f. phys. Chem. 85. 1913.

4) A. Werner, Phys. Zeitschr. 17. p. 346. 1916.

sonderer Vorgang, die Einlagerung schlechtleitender Schichten abspielen muß, geht aus dem außerordentlichen Steigen des spezifischen Widerstandes hervor. (Wismut: flüssig: $1,28 \cdot 10^{-4}$; fest: $2,75 \cdot 10^{-4}$ in der Nähe des Schmelzpunktes.¹⁾ Antimon: $1,13 \cdot 10^{-4}$ bzw. $1,61 \cdot 10^{-4}$), das zugleich mit einer starken Volumenvergrößerung verbunden ist. (Wismut 3 Proz.)

Nach dem vorher Gesagten wechseln in einem Draht Schichtkomplexe (1), bei denen die Blätterdurchgänge parallel der Drahtachse liegen, mit solchen (2), bei denen sie senkrecht oder nahezu senkrecht dazu liegen. Beide Arten von Schichtkomplexen (1) und (2), werden wie je ein Metall einheitlicher Art wirken, sich jedoch voneinander in bezug auf die thermischen und elektrischen Eigenschaften wesentlich unterscheiden. Es müssen dann offenbar in den Grenzschichten (1, 2) und (2, 1) (vgl. Fig. 3) thermische Erscheinungen auftreten, wenn ein galvanischer Strom durch den Draht hindurchgeht.

Fig. 3.

Die Temperatur der Grenzfläche (2, 1) sei $t = t'$, der Grenzschicht (1, 2) $t = t''$. Es sei $t'' > t'$. Die Dicke der Schicht (1) sei Δ_1 , die der Schicht (2) Δ_2 , so daß also in (1) ein Temperaturgefälle

$$\frac{t'' - t'}{\Delta_1},$$

in (2) ein solches von der Größe

$$\frac{t'' - t'}{\Delta_2}$$

vorhanden ist.

1) G. Vassura, Cim. (3) **31**. p. 25. 1892.

2) Schicht (1) bzw. (2) soll hier immer der Schichtkomplex im obigen Sinne, nämlich die Vereinigung sehr enger Schichten gut und schlecht leitenden Materials sein, die sich durch ihre Neigung zur Drahtachse unterscheiden.

Der Wärmestrom, der von der Grenzschicht (1, 2) ausgeht, besteht aus zwei Teilen

$$q_1 = k_1 \cdot r^2 \pi \frac{t'' - t'}{A_1}$$

nach dem Innern von (1) hin, und

$$q_2 = k_2 \cdot r^2 \pi \frac{t'' - t'}{A_2}$$

nach dem Innern des Schichtkomplexes (2) hin.

Hierin bedeutet k_1 bzw. k_2 die Wärmeleitfähigkeit der Schicht (1) bzw. (2), r den Radius des Drahtquerschnittes.

Von der äußeren Wärmeleitfähigkeit werde bei der Kleinheit ihres Koeffizienten abgesehen.

Nimmt man nun an, die Ursache der vorausgesetzten Temperaturdifferenz sei die in der Grenzfläche durch den Primärstrom i entwickelte Peltierwärme Πi , so muß sein:

$$\Pi i = r^2 \pi (t'' - t') \left(\frac{k_1}{A_1} + \frac{k_2}{A_2} \right).$$

Es muß offenbar zur Entwicklung von Peltierwärme kommen, wenn man annimmt, daß die Schichten (1) bzw. (2) verschiedenes elektrisches Leitvermögen besitzen.

Die Peltierwärme an der Grenzfläche zweier Metalle M_1 und M_2 läßt sich nach Drude bzw. Riecke darstellen durch den Ausdruck:

$$\Pi i = \frac{T}{\mathfrak{A}} \cdot \frac{d(M_1 M_2)_0 t}{d t} \cdot i,$$

worin T die absolute Temperatur, $\mathfrak{A}$ das mechanische Wärmeäquivalent, i die Stromstärke und

$$\frac{d(M_1 M_2)_0 t}{d t}$$

die thermoelektrische Kraft bei 1° Temperaturdifferenz der Kontaktstellen.

Nun ist

$$d(M_1 M_2)_0 t = (A_{M_1} - A_{M_2})(t - t_0) + \frac{(B_{M_1} - B_{M_2})}{2} (t^2 - t_0^2),$$

wo A_{M_1}, A_{M_2} die ersten, B_{M_1}, B_{M_2} die zweiten thermoelektrischen Konstanten der Metalle M_1 bzw. M_2 sind, die Thermokraft gemessen gegen Blei.

Nimmt man nun an, die Schichten (1) und (2) verhalten sich wie zwei Metalle, deren thermoelektrische Konstanten bzw. A_1 und A_2 sind, so würde, da die Konstante B bei Wismut, Antimon und Tellur zu vernachlässigen ist,

$$\Pi i = \frac{T}{\mathfrak{U}} (A_2 - A_1) i.$$

Es wird also

$$t'' - t' = \frac{1}{r^2 \pi} \frac{T}{\mathfrak{U}} (A_2 - A_1) i \cdot \left(\frac{A_1}{k_1} + \frac{A_2}{k_2} \right).$$

Die thermoelektrische Potentialdifferenz, die infolge dieser Temperaturdifferenz $t'' - t'$ der Grenzflächen (2, 1) bzw. (1, 2) zur Entwicklung kommt, ist:

$$e_{(12)} = (A_1 - A_2)(t'' - t').$$

Nimmt man nun an, daß n Schichtpaare (1, 2) auf 1 cm Drahtlänge vorhanden sind, so wird die thermoelektrische Kraft pro Zentimeter

$$E = \frac{T}{\mathfrak{U}} (A_2 - A_1)^2 \frac{i}{r^2 \pi} \left(\frac{A_1}{k_1} + \frac{A_2}{k_2} \right) n.$$

Die Richtung dieser Kraft läßt sich folgendermaßen bestimmen. Der Primärstrom i fließe an der Stelle $t = t''$ von (1) nach (2). Aus unten angeführten Gründen sei (1) in der thermoelektrischen Reihe höher stehend als (2), also $A_1 > A_2$, so ist nach den bekannten Regeln über das Vorzeichen der Peltierwärme $t'' > t'$, weil die primäre Stromrichtung an der Grenzfläche (1, 2) von 1 nach 2 hin geht. Dann ist $A_1 - A_2$ positiv, also der thermoelektrische Strom an der Grenzfläche (1, 2) $t = t''$ von 2 nach 1 gerichtet, das heißt dem Primärstrom i entgegen.

Man erkennt, daß der berechnete Effekt im Vorzeichen mit der beobachteten Erscheinung übereinstimmt. Der Gleichstromwiderstand erscheint nach den Messungen von Lenard außerhalb des Magnetfeldes höher als der Wechselstromwiderstand. Als Ursache ist eine dem Primärstrom entgegenwirkende elektromotorische Kraft anzusehen. Nach den Messungen von Seidler verhält sich der Wismutdraht und nach den meinigen auch Antimon und Tellur so, als ob an seinen Enden eine Aufladung zurückbliebe, von der der Meß-

kondensator in demselben Sinne aufgeladen wird, wie von dem primären Potentialgefälle. Pallme-König¹⁾ fand, daß der Wismutdraht Energie aufnimmt bei Stromanstieg, die er bei Stromabfall wieder abgibt.

Ferner ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung Proportionalität mit der Stromdichte und der Länge des Drahtes vorhanden. Über die Abhängigkeit von der Temperatur läßt sich nichts näheres angeben, da die übrigen Größen von der Temperatur in nicht näher anzugebender Weise abhängen, doch ist bei Antimon in erster Annäherung nach meinen Messungen der Effekt proportional der Temperatur, es scheinen aber die Strukturverhältnisse in hohem Grade Einfluß zu haben.

Um die oben berechnete Größe E der Nachwirkung mit den gemessenen Werten vergleichen zu können, muß noch über die Größe

$$\left(\frac{d_1}{k_1} + \frac{d_2}{k_2} \right) \cdot n$$

verfügt werden.

Nimmt man an, daß das Gesetz von Wiedemann und Franz für die Schichten (1) und (2) erfüllt ist²⁾, also k_1 und k_2 der elektrischen Leitfähigkeit proportional sind, so darf man setzen

$$\left(\frac{d_1}{k_1} + \frac{d_2}{k_2} \right) \cdot n = \frac{\Delta}{k} \cdot n,$$

wo Δ die Dicke des Schichtpaares (1, 2) und k die Wärmeleitfähigkeit des Wismuts bzw. Antimons ist, wie sie bei Wismut- und Antimonstäben und -platten ohne Rücksicht auf die Kristallstruktur gemessen ist. Es ist dann

$$\Delta \cdot n = 1$$

1) P. Pallme-König, Diss. Leipzig 1907; Ann. d. Phys. **25**, p. 921. 1908.

2) Das Gesetz ist nach den Messungen von L. van Everdingen und F. M. Jäger*) in erster Annäherung für Wismut erfüllt. L. van Everdingen fand für das Verhältnis der elektrischen Leitfähigkeiten 1,55; F. M. Jäger für das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten 1,489.

*) L. van Everdingen, Leiden Comm. No. 61. 1900. Supl. No. 2. 1901. — F. M. Jäger, Versl. Amsterd. **14**, p. 799; **15**, p. 27. 1906; Arch. d. Scienc. (4) **22**, p. 240. 1906.

und es wird

$$E = \frac{T}{\mathfrak{N}} (A_2 - A_1)^2 \frac{i}{2\pi} \cdot \frac{1}{k}.$$

Wismut und Antimon zeigen eine vollkommene Spaltbarkeit nach der basischen Endfläche, also senkrecht zur Hauptachse, so daß also die Blätterdurchgänge in dieser Richtung gelegen sein müssen (Antimon auch nach $-1/2$ R). Die parallel zur Drahtachse gelegenen Schichten im Komplex (1) liegen also senkrecht zur Hauptachse des Kristalles, in (2) parallel oder fast parallel dazu.

Nun haben Perrot¹⁾, Lownds²⁾ u. a.³⁾ die thermoelektrischen Verhältnisse an Kristallplatten parallel und senkrecht zur Achse gemessen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen ergeben die Konstanten A_1 bzw. A_2 .

	Wismut	Antimon
Fläche $\perp$ Achse	$A_1 = -4500$ C.G.S.	$A_1 = +2640$ C.G.S.
Fläche $\parallel$ Achse	$A_2 = -6500$ C.G.S.	$A_2 = +2260$ C.G.S.

Diese Werte sind benützt worden, um in der oben angegebenen Beziehung für E die Differenz $A_2 - A_1$ zur Berechnung von E zu erhalten. Die Tabbl. X und XI enthalten die berechneten und gemessenen Werte von E . Es wurde dabei gesetzt:

$$T = 290^0, \quad k = 1,9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{g} \cdot \text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{grad} \cdot \text{sec}}$$

für Wismut und

$$k = 4 \cdot 10^{-2} \frac{\text{g} \cdot \text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{grad} \cdot \text{sec}}$$

1) F. L. Perrot, Compt. rend. p. 1246. 1903; Arch. d. Scienc. (4) 6. p. 105. 1898; Arch. d. Scienc. (4) 7. p. 149. 1899.

2) L. Lownds, Ann. d. Phys. (4) 6. p. 148. 1901; (4) 4. p. 776. 1901; (4) 9. p. 677. 1902.

3) Th. Liebisch, Gött. Nachr. 1889, Nr. 20; Berl. Ber. p. 414. 1911. — J. Svanberg, C. R. T. 31. p. 250. 1850; Pogg. Ann. Erg.-Bd. 3. p. 153. 1853. — Ch. Matteucci, Ann. de Chimie 43. p. 470. 1855; C. R. 40. p. 541. 913. 1855; C. R. 42. p. 1133. 1856. — W. Thomson, Phil. Mag. (4) 11. p. 379. 433. 1856. — R. Franz, Pogg. Ann. 83. p. 374. 1851; 85. p. 388. 1852. — W. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik. Leipzig 1910.

für Antimon. Bei Wismut beträgt der gemessene Effekt bei gut kristallisierten Drähten 1 Proz. der angelegten primären Spannung nach den Messungen von Seidler und mir. Diese Werte sind als E (gemessen) in die Tabelle eingetragen.

Tabelle X.

Wismut.

Draht Nr.	l cm	r mm	i Amp.	$E \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ berechnet	$E \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ gemessen
4	20	0,25	2,00	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,33 \cdot 10^{-3}$
25	20	0,25	2,00	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,10 \cdot 10^{-3}$
26a	20	0,5	2,67	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$0,38 \cdot 10^{-3}$
26b	20	0,5	2,67	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$0,37 \cdot 10^{-3}$
6	20	0,15	1,60	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$
32	20	0,075	0,34	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
27	16	0,15	1,33	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$

Tabelle XI.

Antimon.

Draht Nr.	l cm	r mm	i Amp.	$E \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ berechnet	$E \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ gemessen
8	68	0,16	2,66	$0,82 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$
5	52	0,17	3,02	$0,83 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
12	65	0,11	0,92	$0,74 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
13	65	0,20	0,92	$0,18 \cdot 10^{-4}$	$0,15 \cdot 10^{-4}$
14	65	0,35	0,92	$0,06 \cdot 10^{-4}$	$0,20 \cdot 10^{-4}$
8a	36	0,24	2,60	$0,36 \cdot 10^{-4}$	$0,97 \cdot 10^{-4}$

Die Berechnung von E (Tabb. X und XI) ergibt die Größenordnung vom richtigen Betrage. Bei Wismut stimmen die Werte auch zahlenmäßig gut überein. Bei Antimon sind die Abweichungen beträchtlicher, doch ist auch hier in Rücksicht auf die vereinfachenden Annahmen für die Berechnung das Ergebnis befriedigend.

**Die zeitliche Änderung der elektrischen Nachwirkung
außerhalb des Magnetfeldes.**

Im Moment des Ausschaltens des Primärstromes $\vartheta = 0$ besteht ein Temperaturgefälle im Innern der Schichten mit den Grenztemperaturen t'' und t' . Diese Temperaturunterschiede werden nun infolge der inneren und äußeren Wärme-

leitung allmählich sich ausgleichen, bis die Temperatur der Umgebung erreicht ist. Diese werde gleich Null gesetzt. Für diesen Vorgang des Ausklingsens der Temperatur gilt die Differentialgleichung

$$(1) \quad k_1 \cdot r^2 \pi \frac{\partial^2 t}{\partial^2 x} - h_1 \cdot 2 r \pi \cdot t = r^2 \pi \cdot c_1 \delta_1 \frac{\partial t}{\partial \theta},$$

Hierin bedeute h_1 die äußere Leitfähigkeit, c_1 die spezifische Wärme, δ_1 die Dichte der Schicht (1). Wir machen dabei die Annahme, daß der Ausgleich der Temperaturdifferenz $t'' - t'$ im wesentlichen durch die innere Leitfähigkeit des Schichtkomplexes (1) geschieht, in der Voraussetzung, daß in (2), wo die schlechtleitenden Blätterdurchgänge quer zum Temperaturgefälle liegen, ein Ausgleich nur langsam und von Schicht zu Schicht des Komplexes möglich ist. Daß die eingesprengten Blätterdurchgänge der Wärmeleitung wie der Leitung des galvanischen Stromes hohen Widerstand entgegensetzen, geht aus den Messungen von Jäger¹⁾ hervor, der für das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten angibt:

$$\frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} = 1,489.$$

Da es sich hierbei um einen Komplex vieler Schichten handelt, werden einzelne von außerordentlich geringer Leitfähigkeit darunter sein.

Die Länge x werde von der Grenzfläche der Temperatur t'' aus nach dem Innern der Schicht (1) hin gerechnet.

Eine spezielle Lösung der Gleichung (1) ist dann

$$(2) \quad t = A e^{n\theta + ix}$$

wenn die Bedingung erfüllt wird:

$$(3) \quad k_1 r^2 \pi \cdot l^2 - h_1 \cdot 2 r \pi = r^2 \pi \cdot c_1 \cdot \delta_1 \cdot n.$$

Da n negativ sein muß und h_1 klein ist, wird l imaginär.

Wir setzen:

$$l = i \lambda.$$

Die spezielle Lösung der Gleichung (1) erhält dann die Form:

$$(3a) \quad t = A \cdot e^{n\theta} (\cos \lambda x + \sin \lambda x).$$

1) F. M. Jäger, Versl. Amsterd. 14. p. 799; 15. p. 27. 1906; Arch. d. Scienc. (4) 22. p. 240. 1906.

Außerdem bestehen die folgenden Grenzbedingungen:

Da zu beiden Seiten der Grenzschichten (1, 2) und (2, 1) in ihrer unmittelbaren Nähe dieselbe Temperatur herrscht und zwar für alle Zeiten, denn t'' ist ein Maximum, t' ein Minimum der Temperatur, so ist

$$(4) \quad \frac{\partial t}{\partial x} = 0 \quad \text{für} \quad x = 0 \quad \text{und} \quad x = A_1.$$

Hieraus folgt, daß die spezielle Lösung sich reduziert auf

$$(5) \quad t = A \cdot e^{n\vartheta} \cos(\lambda x).$$

Da infolge von (4)

$$\sin \lambda \cdot A_1 = 0,$$

so wird

$$\lambda_m = \frac{m \cdot \pi}{A_1} \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots$$

Es wird also

$$(6) \quad n_m = -\frac{2 h_1}{r c_1 \delta_1} - \frac{k_1}{c_1 \delta_1} \lambda_m^2.$$

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung (1) ist demnach:

$$(7) \quad t = \sum_{m=0}^{m=\infty} A_m e^{n_m \vartheta} \cos\left(\frac{m \pi}{A_1} \cdot x\right),$$

wo

$$A_0 = \frac{1}{2 A_1} \int_{-A_1}^{+A_1} t(x) dx, \quad A_m = \frac{1}{A_1} \int_{-A_1}^{+A_1} t(x) \cos\left(\frac{m \pi}{A_1} \cdot x\right) dx.$$

Zur Zeit $\vartheta = 0$ wird die Temperaturverteilung $t(x)$ in erster Annäherung die folgende sein. Die Temperatur wird linear abfallen von der Grenzschicht (1, 2) $x = 0$, wo sie den Wert $t = t''$ hat, nach der Grenzschicht (2, 1) $x = A_1$ hin, wo $t = t'$ ist. Es ist also im Innern der Schicht (1) $x = 0$ bis $x = A_1$

$$t(x) = t'' - \frac{t'' - t'}{A_1} \cdot x.$$

Hieraus erhält man für die Koeffizienten in (7) die folgenden Werte:

$$\begin{aligned}
 A^0 &= t'' - \frac{t'' - t'}{2}, \\
 A_1 &= \frac{4}{1 \cdot \pi^2} (t'' - t'), \\
 A_2 &= 0, \\
 A_3 &= \frac{4}{9 \pi^2} (t'' - t'), \\
 &\vdots \\
 A_{2m} &= 0, \\
 A_{2m+1} &= \frac{4}{(2m+1)^2 \cdot \pi^2} (t'' - t').
 \end{aligned}$$

Hieraus ergibt sich schließlich für die zeitliche Änderung der Temperaturverteilung und damit der Nachwirkung:

$$(8) \quad \frac{t(\vartheta) - t(x=A_1)}{t(0) - t(x=A_1)} = \frac{8}{\pi^2} \cdot e^{-\frac{2h_1}{rc_1\delta_1} \cdot \vartheta} \sum_m \frac{1}{m^2} e^{-\frac{k_1}{c_1\delta_1} \frac{m^2 x^2}{A_1^2} \vartheta} \quad m = 1, 3, 5, 7 \dots$$

Bei einer Vergleichung der theoretisch abgeleiteten Abklingungskurve mit der gemessenen kann der Faktor

$$e^{-\frac{2h_1}{rc_1\delta_1} \vartheta}$$

vernachlässigt werden, da seine Abklingungsgeschwindigkeit sehr klein ist, er also den Verlauf der Kurve in der kurzen Zeit, die das Ausklingen der Temperatur dauert (Größenordnung 10^{-4} sec) nicht wesentlich beeinflussen kann.

Da nun über die Größe von A_1 nichts bekannt ist, läßt sich die Abklingungsgeschwindigkeit bzw. Halbwertszeit der Kurve (8) nicht angeben. Trotzdem ist eine Prüfung an den experimentellen Ergebnissen insofern möglich, als die Größe von A_1 keinen Einfluß auf die Form der Kurve hat, sondern nur den Maßstab der Abklingungszeit ändert. Die Gestalt der Kurve ist nur bedingt durch die Zahl m und die damit verbundene Summenbildung.

In Tab. XII–XXI sind einige gemessene Abklingungskurven wiedergegeben. Um sie mit der in Figg. 4–6 gezeichneten Kurve

$$f(\vartheta) = \sum_m \frac{1}{m^2} e^{-m^2 \vartheta} \quad m = 1, 3, 5, 7 \dots$$

verglichen zu können, sind die gemessenen Werte ϑ der Zeit vermittelt der gemessenen Halbwertzeit und der Halbwertzeit der Kurve $f(\vartheta)$ im Maßstab geändert worden, sie heißen ϑ' . Ebenso ist der Maßstab der Nachwirkung $E(\vartheta)$ mit Hilfe ihres Anfangswertes zur Zeit $\vartheta = 0$ und derjenige der Kurve $f(\vartheta)$ in Übereinstimmung gebracht worden. Die Maßstabänderungen sind bei den Tabellen angegeben.

Wie man aus dem Vergleich der empirischen Kurven mit $f(\vartheta)$ erkennt (Fig. 4–6) stimmen beide sehr gut überein.

Fig. 4.

Kurve 1, Antimondraht Nr. 8	○
Kurve 1, Antimondraht Nr. 5	+
Kurve 2, Antimondraht Nr. 12	○
Kurve 2, Antimondraht Nr. 2a	+

Erst für lange Zeiten bleiben die gemessenen Werte etwas über den theoretisch verlangten, doch kann dies auch in der hier vorhandenen Unsicherheit der Galvanometerablesungen begründet sein. Im allgemeinen ist die Übereinstimmung sowohl bei Antimon als Wismut eine sehr gute. Die Messungen an Tellur sind zu unvollkommen, daß ein Vergleich möglich wäre.

Man könnte nun fragen, wie groß muß Δ_1 sein, wenn auch die Abklingungszeiten zahlenmäßig übereinstimmen

Fig. 5.

Kurve 1, Antimon draht Nr. 3a ○
 Kurve 1, Antimon draht Nr. 8a +
 Kurve 2, Antimon draht Nr. 9a ○

Fig. 6.

Kurve 1, Wismut draht Nr. 27 ○
 Kurve 1, Wismut draht Nr. 2 +
 Kurve 2, Wismut draht Nr. 1 ○

sollten. Zunächst würde Δ_1 kleiner sein, wenn r kleiner ist, was nicht unwahrscheinlich ist, da bei dem raschen Abkühlen eines dünnen Drahtes die Schichten nicht so gut zur Ausbildung kommen werden. Setzt man für die Halbwertszeit einen mittleren Wert der beobachteten Größe, so würde sich Δ_2 von der Größenordnung 10^{-1} mm ergeben. Die Schichten, die beim Erstarren entstehen, sind nun offenbar viel dünner,

Tabelle XII.

Draht Nr. 8. Antimon.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^4 E(\vartheta)$ Volt	$10^4 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	122	121	
0,19	0,25	114	113	
0,29	0,38	109	108	
0,38	0,50	107	106	
0,57	0,75	104	103	
0,95	1,25	95	94	
1,52	2,00	87	86	
2,47	3,25	74	73	
3,80	5,00	58	57	
5,70	7,50	49	48	
7,60	10,0	37	37	
11,4	15,0	24	24	
15,2	20,0	17	17	
22,8	30,0	12	12	

Halbwertszeit
 $\tau = 3,8 \cdot 10^{-4}$ sec

$\vartheta' = \frac{0,5}{0,38} \cdot \vartheta$

$E'(\vartheta') = \frac{121}{122} \cdot E(\vartheta)$

Tabelle XIII.

Draht Nr. 5. Antimon.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^4 E(\vartheta)$ Volt	$10^4 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	79	121	
0,19	0,17	75	115	
0,38	0,26	71	109	
0,57	0,52	69	106	
0,95	0,86	66	101	
1,52	1,38	60	92	
2,47	2,25	54	83	
3,80	3,45	46	71	
5,70	5,20	38	58	
7,60	6,90	34	52	
11,4	10,4	27	41	

Halbwertszeit
 $\tau = 5,5 \cdot 10^{-4}$ sec

$\vartheta' = \frac{0,5}{0,55} \cdot \vartheta$

$E'(\vartheta') = \frac{121}{79} E(\vartheta)$

aber man darf wohl annehmen, daß viele solche Schichten einen Komplex bilden, der in seiner Gesamtheit übereinstimmende Verhältnisse zeigt und als eine Schicht der Art (1) wirkt, die durch eine in ihrer Natur verschiedene Schicht (2) oder einen solchen Schichtkomplex von der nächsten gleicher Art getrennt ist.

Tabelle XIV.

Draht Nr. 12. Antimon.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^4 E(\vartheta)$ Volt	$10^4 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	99	121	<p>Halbwertszeit $\tau = 2,3 \cdot 10^{-4}$ sec</p> <p>$\vartheta' = \frac{0,5}{0,23} \cdot \vartheta$</p> <p>$E'(\vartheta') = \frac{121}{99} \cdot E(\vartheta)$</p>
0,19	0,41	90	110	
0,29	0,63	84	102	
0,38	0,83	82	100	
0,57	1,24	77	94	
0,95	2,07	69	84	
1,52	3,30	57	70	
2,47	5,40	47	57	
3,80	8,30	35	43	
5,70	12,4	24	29	
7,60	16,6	18	22	
11,4	25,0	14	17	

Tabelle XV.

Draht Nr. 2a. Antimon.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^4 E(\vartheta)$ Volt	$10^4 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	140	121	<p>Halbwertszeit $\tau = 8,1 \cdot 10^{-4}$ sec</p> <p>$\vartheta' = \frac{0,5}{0,81} \cdot \vartheta$</p> <p>$E'(\vartheta') = \frac{121}{140} E(\vartheta)$</p>
0,19	0,17	—	—	
0,38	0,23	128	110	
0,57	0,35	125	108	
0,95	0,59	118	102	
1,52	0,94	112	97	
2,47	1,52	101	87	
3,80	2,35	90	78	
5,70	3,50	80	69	
7,60	4,70	71	61	
11,4	7,00	59	51	
15,2	9,40	49	42	

Tabelle XVI.
Draht Nr. 3a. Antimon.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^4 E(\vartheta)$ Volt	$10^4 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	74	121	<p>Halbwertszeit $\tau = 3,8 \cdot 10^{-4}$ sec</p> <p>$\vartheta' = \frac{0,5}{0,38} \cdot \vartheta$</p> <p>$E'(\vartheta') = \frac{121}{74} E(\vartheta)$</p>
0,19	0,25	70	114	
0,38	0,50	67	110	
0,57	0,75	60	98	
0,95	1,25	58	95	
1,52	2,00	52	83	
2,47	3,25	44	72	
3,80	5,00	36	59	
5,70	7,50	29	48	
7,60	10,0	24	39	
15,2	20,0	13	20	

Tabelle XVII.
Draht Nr. 9a. Antimon.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^4 E(\vartheta)$ Volt	$10^4 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	44	121	<p>Halbwertszeit $\tau = 6,1 \cdot 10^{-4}$ sec</p> <p>$\vartheta' = \frac{0,5}{0,61} \cdot \vartheta$</p> <p>$E'(\vartheta') = \frac{121}{44} E(\vartheta)$</p>
0,19	0,16	42	113	
0,38	0,31	40	110	
0,57	0,47	38	104	
0,95	0,78	36	99	
1,52	1,24	34	93	
2,47	2,00	31	85	
3,80	3,10	27	74	
5,70	4,70	23	63	
7,60	6,20	20	55	
11,4	9,40	14	39	

Tabelle XVIII.
Draht Nr. 8a. Antimon.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^4 E(\vartheta)$ Volt	$10^4 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	35	121	<p>Halbwertszeit $\tau = 5,7 \cdot 10^{-4}$ sec</p> <p>$\vartheta' = \frac{0,5}{0,57} \cdot \vartheta$</p> <p>$E'(\vartheta') = \frac{121}{35} E(\vartheta)$</p>
0,19	0,17	33	114	
0,38	0,33	31	108	
0,57	0,50	31	108	
0,95	0,83	29	100	
1,52	1,32	27	93	
2,47	2,17	24	83	
3,80	3,30	22	76	
5,70	5,00	18	62	
7,60	6,70	15	52	
11,4	10,0	12	41	
15,2	13,2	—	—	

Tabelle XIX.
Draht Nr. 27. Wismut.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 E(\vartheta)$ Volt	$10^3 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	34,2	121	Halbwertszeit $\tau = 6,3 \cdot 10^{-4}$ sec $\vartheta' = \frac{0,5}{0,63} \cdot \vartheta$ $E'(\vartheta') = \frac{121}{34,2} \cdot E(\vartheta)$
0,19	0,15	32,7	116	
0,29	0,23	30,8	109	
0,38	0,30	30,4	108	
0,57	0,45	29,6	105	
0,95	0,75	27,4	97	
1,52	1,20	25,9	92	
2,47	2,00	23,5	83	
3,80	3,00	21,3	75	
5,70	4,50	18,2	65	
9,50	7,50	13,3	47	
15,2	12,0	9,5	34	
24,7	15,0	5,0	18	

Tabelle XX.
Draht Nr. 1. Wismut.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 E(\vartheta)$ Volt	$10^3 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	42,0	121	Halbwertszeit $\tau = 4,75 \cdot 10^{-4}$ sec $\vartheta' = \frac{0,5}{0,475} \cdot \vartheta$ $E'(\vartheta') = \frac{121}{42} \cdot E(\vartheta)$
0,38	0,40	38,0	110	
0,57	0,60	36,0	104	
0,95	1,00	33,0	96	
1,52	1,60	30,0	88	
2,47	2,60	26,6	77	
3,80	4,00	22,8	66	
5,70	6,00	19,0	55	
9,50	10,0	14,7	42	
15,2	16,0	11,3	30	
24,7	26,0	8,7	20	

Tabelle XXI.
Draht Nr. 2. Wismut.

$10^4 \vartheta$ sec	$10^4 \vartheta'$ sec	$10^3 E(\vartheta)$ Volt	$10^3 E'(\vartheta')$ Volt	
0,00	0,00	61,0	121	Halbwertszeit $\tau = 1,33 \cdot 10^{-4}$ sec $\vartheta' = \frac{0,5}{0,133} \cdot \vartheta$ $E'(\vartheta') = \frac{121}{61} E(\vartheta)$
0,19	0,72	53,8	102	
0,29	1,09	48,7	97	
0,38	1,43	45,6	91	
0,57	2,15	40,4	81	
0,95	3,57	34,2	68	
1,71	6,50	26,6	53	
2,47	9,30	19,4	39	
3,80	14,30	17,9	36	
5,70	21,50	13,7	27	

Zusammenfassung.

Die von Heurlinger entwickelte Theorie des Wechselstrom-Gleichstromeffektes im transversalen Magnetfeld wird an einigen Beobachtungsergebnissen geprüft. Der Wechselstrom-Gleichstromeffekt und die elektrische Nachwirkung außerhalb des Magnetfeldes wird unter der Annahme, daß es sich um eine Peltiererscheinung handelt, berechnet und an den Meßergebnissen geprüft.

(Eingegangen 21. September 1916.)