nicht so stabilen monoklinen Formen umwandeln. Obwohl das metallische hexagonale Selen energetisch viel begünstigter ist als das glasige Selen, müssen die Verschiebungen durch α -Beschuß doch gegen den Widerstand von Nachbarmolekülen, die sich noch in ungeordneter Lage befinden, erfolgen. Bei Anordnungen, die schon in spontaner Umwandlung begriffen sind, sind die Voraussetzungen für Verschiebungen sicher am besten erfüllt. Bei manchen Pulvern trat nur die (101)-Linie des hexagonalen Selens auf. Sie muß geringfügigeren Ordnungsvorgängen zwischen einzelnen benachbarten Atomen zugeschrieben werden, die zufällig nahe der im kristallinen Zustand dichtest besetzten Netzebene liegen und diese aufbauen, ohne die Selenspiralen völlig zu ordnen. Die genannte Linie entsteht auch beim Entglasen durch thermische Behandlung als erste²⁷.

Nach Pougnet²⁸ erhöht eine UV-Bestrahlung die Umwandlungsgeschwindigkeit von glasigem Selen. Anscheinend ist für den Übergang in die stabilste Form nicht so sehr die hohe Ionisierungsdichte der α -Teilchen erforderlich wie bei den umgekehrten Vorgängen, was wiederum plausibel ist.

Herrn Prof. Dr. W. Bothe danke ich herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit und ihre Förderung durch wertvolle Ratschläge.

Für die Untersuchung wurden Apparate mitbenutzt, die die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft Herrn Prof. Bothe zur Verfügung gestellt hatte.

²⁷ J. A. Prins u. W. Dekeyser, *Physica* **6**, 902 [1937].

²⁸ J. Pougnet, *J. Pharmac. Chim.* **7**, 541 [1910].

Ergebnisse der Tieftemperaturforschung

IX. Die Atomwärme des Kobalts zwischen 15° und 270° K¹

Von KLAUS CLUSIUS und LISELOTTE SCHACHINGER

Aus dem Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Zürich

(Z. Naturforsch. **7a**, 185–191 [1952]; eingegangen am 1. Oktober 1951)

Die Atomwärme des Kobalts wird zwischen 15° und 270° K gemessen. Die Standardentropie bei 25° beträgt danach 7,18 cal/g-Atom°. Am Verlauf der Debyeschen charakteristischen Temperaturen wird gezeigt, daß der für die Elektronenwärme bei tiefsten Temperaturen verantwortliche lineare Term sich in unverminderter Stärke bis Zimmertemperatur nachweisen läßt. Die anderen ferromagnetischen Metalle Nickel und Eisen verhalten sich bis in die Einzelheiten analog.

Im Hinblick auf den großen Anteil der Elektronen an der spezifischen Wärme der ferromagnetischen Metalle wurde die Atomwärme des Kobalts zwischen 15° und 270° K gemessen.

Experimentelles

Das Metall wurde als gegossener Block von der Duisburger Kupferhütte dankenswerterweise kostenlos geliefert und zu einem zylindrischen Stab der Dimensionen 36 × 17,1 mm abgedreht. Der Gußblock enthielt dicht unter seiner Oberfläche zahlreiche, millimetergroße Lunker, die aber nach innen zu rasch seltener wurden. Infolgedessen wies der aus dem Kern des Blocks gearbeitete Stab sehr nahe die richtige Dichte auf. Er wurde, wie wir es in der

Arbeit über die Atomwärme des Palladiums beschrieben haben², mit einer Konstantanwicklung (ca. 300 Ω) zur elektrischen Beheizung und einem 0,05 mm dicken Bleidraht (198,1 Ω bei 0° C) zur Temperaturmessung bewickelt. Das Bleithermometer wurde bei 0° C (= 273,16° K), ferner mit einem Sauerstoff- und Wasserstoff-Tensionsthermometer sorgfältig an die internationale Temperaturskala angeschlossen. Die Abweichungen vom Sollwert lagen nur zwischen – 0,13° und + 0,20° und wurden mit der Nernst-schen α -Regel berücksichtigt.

Die Analyse der Lieferfirma vom 16. 2. 44 führte folgende Verunreinigungen auf: 2,50% Fe, 0,01% Mn, 0,08% S, 0,26% Cu, 0,20% Ni. Die Wärmekapazität dieser Beimengungen wurde ebenso wie die des Pb-Drahts und des zur Einbettung der Meßdrähte benutzten Lacks vom gemessenen Wärme-

¹ Vorgetragen auf der Internationalen Physiktagung in Zürich 1948.

² K. Clusius u. L. Schachinger, *Z. Naturforsch.* **2a**, 90 [1947].

inhalt abgezogen. Der Schwefelgehalt wurde dabei als Pyrit, FeS_2 , in Rechnung gesetzt. Mit Ausnahme des Eisengehalts sind die Korrekturen geringfügig, und Eisen ist in jeder Hinsicht ein dem Kobalt so ähnliches Metall, hat auch im gesamten Temperaturbereich eine Atomwärme ähnlicher Größe, daß dieses Vorgehen keine Unsicherheit mit sich bringt. Der Versuchskörper wog 66,950 g, so daß das Gewicht des reinen Kobalts 64,907 g betrug, entsprechend 1,101 g-Atom.

Ergebnisse und Diskussion

1. Die Ergebnisse dreier Meßreihen sind in Tab. 1 zusammengestellt; sie liegen innerhalb einer Genauigkeit von etwa 0,2% auf einem glatten Kurvenzug. Ältere Messungen zwischen 2 und 18° K stammen von Duyckaerts³, sie sind für die Diskussion unserer Ergebnisse wichtig. Außer einem bei 71,3° K mit einem Mischungskalorimeter erhaltenen Wert von 1,94 cal/g-Atom⁴ liegen unterhalb von 0°C keine anderen Beobachtungen vor. Die Standardentropie bei 25° C ergab sich auf graphischem Wege zu 7,18 cal/g-Atom⁰.

Meßreihe	T^0	C_p
I/16	14,27	0,0330
I/17	14,85	0,0347
I/13	16,36	0,0428
I/2	16,86	0,0475
I/3	19,24	0,0586
I/9	22,36	0,0984
I/4	23,77	0,119
I/6	24,10	0,123
I/18	24,75	0,127
I/14	24,90	0,132
I/10	25,72	0,145
I/5	25,73	0,155
I/7	26,18	0,151
I/15	27,67	0,186
I/19	27,73	0,187
I/21	28,23	0,195
I/8	28,34	0,196
I/11	28,62	0,211
I/20	29,92	0,235
I/22	31,60	0,278
I/23	35,16	0,383
I/24	37,59	0,471
I/25	41,24	0,629
I/26	46,96	0,870
I/27	50,81	1,071
I/28	54,93	1,281
I/29	57,67	1,437
I/30	61,54	1,622
I/31	64,32	1,779
I/32	66,98	1,907
I/33	70,53	2,079
I/34	73,86	2,240
I/35	78,28	2,441
II/1	81,35	2,550
I/36	82,59	2,628
II/2	85,23	2,728

Meßreihe	T^0	C_p
II/3	89,51	2,923
II/4	94,25	3,110
II/5	98,84	3,286
II/6	103,84	3,468
II/7	109,21	3,535
II/8	114,56	3,806
II/9	119,50	3,947
II/10	124,51	4,095
II/11	129,17	4,202
II/12	134,20	4,314
II/13	140,02	4,452
II/14	145,34	4,561
II/15	150,48	4,661
II/16	155,69	4,760
II/17	160,67	4,824
II/18	166,12	4,924
II/20	177,64	5,075
II/21	183,51	5,144
II/22	187,87	5,201
II/23	194,82	5,270
II/24	200,40	5,330
III/1	200,58	5,337
II/25	205,86	5,378
III/2	205,94	5,379
III/3	211,33	5,434
III/4	216,64	5,492
III/5	221,80	5,541
III/6	227,08	5,584
III/7	232,84	5,624
III/8	237,98	5,664
III/9	243,50	5,706
III/10	249,31	5,742
III/11	254,31	5,769
III/12	259,52	5,793
III/13	265,25	5,821
III/14	269,83	5,841

Tab. 1. Atomwärme C_p von Kobalt in cal/g-Atom.

Meßreihe I vom 12. 4. 44. Bad: flüssiger und fester H_2
 „ II vom 19. 4. 44. „ : flüssige Luft
 „ III vom 21. 4. 44. „ : festes CO_2 in Methylalkohol

Bei Temperaturen unterhalb von 20° abs. lassen sich unsere Werte mit denen von Duyckaerts unmittelbar vergleichen. Wie Abb. 1 zeigt, ist im Gebiet des flüssigen Wasserstoffs die Übereinstimmung beider Meßreihen vorzüglich. Die ausgezogene Kurve folgt der von Duyckaerts angegebenen Beziehung

$$\text{Kobalt: } {}^{150}_{20}C_v = C_e + C_g \\ = 12,0 \cdot 10^{-4}T + 464,5 (T/443)^3 \text{ cal/g-Atom}^0 \quad (1)$$

und gibt den experimentellen Befund sehr gut wieder. Der lineare Term entspricht der Elektronenwärme, der kubische dem Beitrag des Gitters zur Atomwärme. Beide Anteile sind in Abb. 1 noch gestrichelt eingezeichnet, um sie zu veranschaulichen. Bei 15° K sind sie gerade gleich groß;

³ G. Duyckaerts, Physica 6. 817 [1939].

Abb. 1. Atomwärme des Kobalts zwischen 2 und 20° K. Die gestrichelte kubische Parabel entspricht der Atomwärme des Gitters, die gestrichelte Gerade der Elektronenwärme, die ausgezogene Kurve der Summe beider Kurven (Kreise nach Duyckaerts, Quadrate nach Clusius-Schachinger).

darunter überwiegt der Anteil der Elektronenwärme, darüber der des Gitters. Die Gültigkeit der einfachen Beziehung (1) erlischt jedoch oberhalb von 20° K, d. h. lange bevor die Grenze des klassischen T^3 -Gesetzes erreicht ist. Dies wäre erst bei etwa 30° der Fall.

Um die Atomwärme oberhalb von 20° K zu diskutieren, muß die mit steigender Temperatur hervortretende Abweichung der gemessenen Atomwärme konstanten Druckes C_p von der theoretisch besser zugänglichen Atomwärme konstanten Volumens C_v berücksichtigt werden. Dies geschieht genügend genau durch die Beziehung

$$C_p - C_v = AT C_p^2 = 0,916 \cdot 10^{-5} T C_p^2. \quad (2)$$

In Tab. 2 sind die für eine Reihe von Temperaturen graphisch interpolierten C_p -Werte, die

⁴ F. Simon u. M. Ruhemann, Z. physik. Chem. **129**, 321 [1927].

Korrektur $C_p - C_v$, die daraus abgeleiteten C_v -Werte und schließlich die Debyeschen θ_D -Werte zusammengestellt. Letztere sind ferner für alle Meßpunkte in dem ausgezogenen Kurvenzug von Abb. 2 wiedergegeben. Falls die Debyesche Theorie für die Atomwärme des Festkörpers uneingeschränkte Gültigkeit hätte, sollte der θ_D -Wert einen konstanten, temperaturunabhängigen Wert haben. Dies ist jedoch, wie man sieht, nicht der Fall, da der θ_D -Wert ein Maximum durchläuft. Der steile Abfall bei tiefen Temperaturen kommt natürlich durch den großen, hier prozentual besonders stark hervortretenden Anteil der Elektronenwärme zustande. (Man beachte, daß große C_v -Werte kleinen θ_D -Werten entsprechen und umgekehrt!) Aber auch der Abfall bei hohen Temperaturen, bei denen die θ_D -Werte gegen kleine Variationen der Atomwärme wegen der Annäherung an den klassischen Dulong-Petitschen Wert sehr empfindlich sind, dürfte noch weitgehend auf die Elektronenwärme zurückzuführen sein. Dafür spricht jedenfalls der Umstand, daß nach Abzug des linearen Terms $C_e = 12,0 \cdot 10^{-4} T$ von der beobachteten Atomwärme Werte für $C_v - C_e$ übrigbleiben, die einen fast konstanten θ_D -Wert von etwa 375° zwischen 50° und 270° abs. liefern (Tab. 2, Spalte 7 und 8). Der Verlauf der so erhaltenen θ_D [= $D(C_v - C_e)$]-Werte ist als Kurve II punktiert in Abb. 2 eingezeichnet; die Meßpunkte sind als Kreuze eingetragen. Zwischen 20° und 50° K fällt sie von dem unterhalb 20° K geltenden Wert von 443° monoton auf 375°. Eine solche Änderung um 18% des θ_D -Wertes im gesamten Temperaturverlauf liegt durchaus in der Größenordnung, die auch bei anderen Metallen beobachtet wird, und kann bereits durch die von Blackman vorgebrachten Gesichtspunkte für die Änderung des θ_D -Wertes mit der Temperatur erklärt werden. Es sei noch erwähnt, daß ein magnetischer Anteil der Elektronenwärme unterhalb von Zimmertemperatur beim Kobalt kaum hervortreten dürfte.

2. Ist der Befund, daß eine abnorm hohe Elektronenwärme sich unvermindert bis Zimmertemperatur nachweisen läßt, nur für Kobalt charakteristisch? Nun, es sieht so aus, als ob sie sich auch bei den anderen ferromagnetischen Metallen in gleicher Weise bemerkbar macht. Auf Abb. 3 entspricht die ausgezogene Kurve I dem Verlauf der θ_D -Werte für Nickel, wie sie sich unmittelbar

Abb. 2. Charakteristische Debyesche Temperaturen θ_D für Kobalt nach den Messungen dieser Arbeit. Kurve I für die unmittelbar gemessenen C_v -Werte, Kurve II für die um die Elektronenwärme C_e verminderten C_v -Werte.

1	2	3	4	5	6	7	8
$T^\circ \text{ K}$	$C_p \text{ graph}$	$C_p - C_v$	C_v	$\theta (C_v)$	C_e	$C_v - C_e$	$\theta (C_v - C_e)$
20	0,068	—	0,068	376	0,024	0,044	440
40	0,569	—	0,569	370	0,048	0,521	380
60	1,554	0,001	1,553	364	0,072	1,481	372
80	2,589	0,004	2,585	366	0,096	2,489	375
100	3,335	0,010	3,325	365	0,120	3,205	377
120	3,970	0,017	3,953	360	0,144	3,809	377
140	4,459	0,025	4,434	352	0,168	4,266	376
160	4,826	0,034	4,792	342	0,192	4,600	375
180	5,104	0,043	5,061	331	0,216	4,845	374
200	5,325	0,052	5,273	316	0,240	5,033	374
220	5,527	0,061	5,466	292	0,264	5,202	368
240	5,688	0,071	5,618	265	0,288	5,330	363
260	5,797	0,080	5,717	234	0,312	5,405	366
273,2	5,860	0,085	5,775	212	0,328	5,447	370

Tab. 2. Atomwärme des Kobalts in cal/g-Atom zwischen 20° und $273,2^\circ$ abs.

aus den C_v -Daten ergibt⁵. Der steile Abfall bei Heliumtemperaturen ist wieder durch einen linearen Term bedingt, da bis 9° abs. die Atomwärme dem Ausdruck

$$\text{Nickel: } {}^{90}_{10}C_v = 17,4 \cdot 10^{-4}T + 464,5 (T/413)^3 \quad (3)$$

gut folgt. Genau wie beim Kobalt dürfte der oberhalb 100° abs. stattfindende Abfall der θ_D -Kurve noch auf diese Elektronenwärme zurückzuführen sein. Und genau wie beim Kobalt erhält man oberhalb von 50° K. einen konstanten Wert von 390° für $\theta (C_v - C_e)$; d. h. wenn man von der beob-

Beobachtungen⁶ abgeleitete Kurve der θ_D -Werte ist ausgezogen und hat die nun schon bekannte, ein Maximum durchlaufende Form. Der Abfall bei tiefen Temperaturen rührt wieder von der Elektronenwärme her, da nach Keesom-Kurrelmeyer und Duykaerts übereinstimmend die Atomwärme unterhalb von 20° abs. der Funktion

$$\text{Eisen: } {}^{200}_{20}C_v = 12,0 \cdot 10^{-4}T + 464,5 (T/463)^3 \quad (4)$$

folgt. Auch hier läßt sich, wie die punktierte Kurve II beweist, die Konstanz des θ -Wertes durch Abzug der Elektronenwärme, d. h. durch

Abb. 3. Charakteristische Debyesche Temperaturen θ_D für Nickel. Kurve I für die unmittelbar gemessenen C_v -Werte, Kurve II für die um die Elektronenwärme C_e verminderten C_v -Werte (Kreise nach Clusius-Goldmann, Kreuze nach Eucken-Werth).

achteten Atomwärme C_v den linearen Anteil abzieht (punktierte Kurve II). Ferner sinkt der θ_D -Wert zwischen 10° und 50° von 413° auf 390° ab, wobei allerdings vorübergehend ein Maximum von 450° durchlaufen wird, was insgesamt einer Variation von etwa 15% entspricht.

3. Beim Eisen liegen die Verhältnisse ebenfalls analog, wie Abb. 4 veranschaulicht. Die aus den

Bildung des Ausdrucks $\theta (C_v - C_e)$ erheblich verbessern, auch hier findet dabei ein Abfall des bei tiefsten Temperaturen gültigen Wertes von 463° auf 427° zwischen 30° und 60° abs. statt, der prozentual freilich geringer als bei Kobalt und Nickel ist. Ob die oberhalb 200° eintretende Abnahme der so für die Elektronenwärme korrigierten θ -Werte auf einen bei höheren Temperaturen

⁵ Nickel: A. Eucken u. H. Werth, Z. anorg. allg. Chem. 188, 152, W. H. Keesom u. C. W. Clark, Physica 2, 513 [1935]; Commun. Kamerlingh Onnes Lab. Univ. Leiden 235 e. K. Clusius u. J. Goldmann, Z. physik. Chem. Abt. B 31, 256 [1936].

⁶ Eisen: E. H. u. E. Griffith, Proc. Roy. Soc.

[London], Ser. A 90, 557 [1914]. A. Eucken u. H. Werth, Z. anorg. allg. Chem. 188, 152 [1930]. F. Simon u. R. C. Swain, Z. physik. Chem., Abt. B 28, 189 [1935]. G. Duykaerts, Physica 6, 401 [1939]. W. Keesom u. B. Kurrelmeyer, Physica 6, 632 [1939]; Commun. Kamerlingh Onnes Lab. Univ. Leiden 257 a.

hervortretenden magnetischen Anteil zurückgeführt werden muß, sei dahingestellt. Benutzt man nämlich den aus der Blochschen Theorie folgenden Ausdruck für Eisen

$$C_M = 1,18 R \frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0} = 9 \cdot 10^{-6} T^{3/2} \text{ cal/g-Atom}^0, \quad (5)$$

um der durch Änderung der Magnetisierung mit der Temperatur auftretenden „magnetischen spezifischen Wärme“ Rechnung zu tragen, so rücken die $\theta [C_v - (C_e + C_M)]$ -Werte auf den gestrichelten Kurvenast, der sich erst oberhalb 150° K bemerkbar macht und nur eine geringfügige Ver-

kann diesen Ausdruck beibehalten, muß sich aber darüber klar sein, daß er außer dem Namen mit der ursprünglichen 1928 von Sommerfeld gegebenen Konzeption nicht mehr viel gemein hat. Sommerfeld wandte die Fermi-Statistik auf die Valenzelektronen der Metalle so an, als ob sie frei und bar jeder Wechselwirkung wären. Für ein „typisches“ Metall wie Silber ergibt sich dann ein Anteil von $C_e = 1,5 \cdot 10^{-4} T$ cal/g-Atom⁰. Bei den zu den Übergangselementen gehörenden Ferromagnetika kommt jedoch der rund 10-mal größere lineare Term nur noch höchst indirekt durch die

Abb. 4. Charakteristische Debyesche Temperaturen θ_D für Eisen. Kurve I für die unmittelbar gemessenen C_v -Werte, Kurve II für die um die Elektronenwärme C_e verminderten C_v -Werte, Kurve III gilt unter gleichzeitiger Berücksichtigung des magnetischen Anteils der Atomwärme C_M . Ausgeglichenen C_v -Werte der Literatur wurden benutzt.

besserung bedeutet. Übrigens ist abgesehen von den tiefsten Temperaturen die Atomwärme des Eisens keineswegs so genau bekannt, wie man es für ein derart wichtiges und interessantes Element eigentlich erwarten dürfte. Die gleichzeitige Bestimmung magnetischer, thermischer und kalorischer Daten an derselben Probe scheint dabei wegen des unverhältnismäßig großen Einflusses der Verunreinigungen und der Vorgeschichte des Materials dringend geboten.

4. Im Vorangehenden wurde die bei den Ferromagnetika vorliegende Anomalie der Atomwärme stets als „Elektronenwärme“ angesprochen. Man

Valenzelektronen zustande, und gerade die Wechselwirkung der Elektronen untereinander wird nach Heisenberg für das Verständnis dieser Metalle ausschlaggebend. Der Grund für die abnorm große Elektronenwärme ist schließlich nach Slater und Mott in der energetischen Überlappung hoher, dicht liegender Terme des nur partiell aufgefüllten 3d-Bandes mit dem die Leitungselektronen fassenden 4s-Band zu sehen. Mit steigender Temperatur können die obersten, sehr dicht liegenden Niveaus des 3d-Bandes zunehmend besetzt werden, wodurch die anomal große Elektronenwärme zustande kommt.

Die außerordentlichen Erfolge, welche die Kälte-laboratorien von Leiden und Oxford bei dem Nachweis des Einflusses der Elektronen auf die spezifische Wärme der Metalle bei Heliumtemperaturen errungen haben, ließen das Interesse für die bei höheren Temperaturen auftretenden Anomalien in den Hintergrund treten. Letztes Ziel der Forschung muß jedoch die Erklärung des gesamten Temperaturverlaufs der Atomwärme sein. Im Vorangehenden glauben wir gezeigt zu haben, daß bei Eisen, Kobalt und Nickel der in T lineare Term für die Elektronenwärme nicht nur bei den tiefsten Temperaturen, sondern sogar oberhalb der Tempe-

ratur der flüssigen Luft in unverminderter Stärke nachgewiesen werden kann. Alle drei ferromagnetischen Elemente verhalten sich dabei bemerkenswert gleich, unbeschadet der sehr verschieden hoch liegenden Curie-Punkte und der Tatsache, daß Eisen und Nickel kubisch kristallisieren, während Kobalt hexagonal ist.

Die Messungen der Atomwärme des Kobalts wurden 1944 im Physikalisch-chemischen Institut der Universität München ausgeführt. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Überlassung von Apparaten.

Über die Störstellen- und Eigenhalbleitung intermetallischer Verbindungen I*

Von E. JUSTI und G. LAUTZ

Aus dem Institut für technische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig

(Z. Naturforschg. 7a, 191–200 [1952]; eingegangen am 19. Dezember 1951)

Im Gegensatz zu den allgemein bekannten Widerstandsminima bei den Überstrukturen der Edelmetalllegierungen zeigen sich im System Cd—Sb bei den intermetallischen Verbindungen sehr hohe Maxima des elektrischen Widerstandes. Dieser Effekt wird in der vorliegenden Arbeit hinsichtlich seiner Strukturabhängigkeit experimentell und theoretisch näher untersucht. Dabei ergibt sich, daß beim CdSb die Brillouin-Zonen mit Elektronen gerade voll aufgefüllt sind, so daß reinstes und stöchiometrisch zusammengesetztes CdSb als echter Eigenhalbleiter aufgefaßt werden kann.

Durch geringe Zusätze anderer Metalle zu CdSb können Störstellenhalbleiter erzeugt werden, deren Widerstandsverhalten bei Zimmertemperatur in Abhängigkeit von der Zusammensetzung näher untersucht wird. Die möglichen Fälle einer Überschuß- und Mangelhalbleitung werden im Anschluß an die theoretischen Erkenntnisse über die Brillouin-Zonenstruktur eingehend diskutiert.

Dieser vollständig neue Halbleitertyp zeigt eine Reihe besonderer Eigenschaften, die ihn von den bisher bekannten Halbleiterarten unterscheiden. So zeigt die elektrische Leitfähigkeit am Schmelzpunkt eine sprunghafte Verbesserung, wie sie im Rahmen unserer theoretischen Deutung zu erwarten ist. Durch einen Überschuß der einen oder anderen Metallkomponente wird beim CdSb in jedem Fall ein Überschußleiter erzeugt.

Die theoretische Deutung aller Effekte ist nur unter besonderen Annahmen über die bisher nicht ausreichend bekannte Kristallstruktur möglich. Da die erforderlichen Voraussetzungen mit den bekannten Strukturuntersuchungen verträglich sind und zudem die beobachteten elektrischen Anomalien erklären können, ist an ihrer grundsätzlichen Gültigkeit nicht zu zweifeln.

Schließlich wird in der vorliegenden Arbeit auf die Effekte beim CdSb hingewiesen, die sich durch das Auftreten einer metastabilen Verbindung Cd_3Sb_2 ergeben. Je nach der Abkühlgeschwindigkeit der geschmolzenen Legierungen erhält man einen verschieden hohen Anteil des Cd_3Sb_2 mit heterogen ausgeschiedenem Sb. Aus diesem Grunde werden für die Herstellung der Legierungen besondere Methoden angegeben.

* Teilauszug aus der Dissertation von G. Lautz, Braunschweig 1952.