

b)  $\text{HoFeO}_3$ 

In den Selten-Erd-Eisenperowskiten ordnen die Eisenionen bei  $640\text{ }^\circ\text{K}$  antiferromagnetisch<sup>2</sup>. Messungen der Magnetisierung von BOZORTH<sup>10</sup> u. a. zeigten für tiefe Temperaturen einen starken Anstieg, woraus auf eine magnetische Ordnung im Holmiumuntergitter bei Heliumtemperaturen geschlossen wurde. KOEHLER u. a.<sup>5</sup> bestimmten aus Neutronenbeugungsuntersuchungen einen NÉEL-Punkt von  $T_N = 6,5\text{ }^\circ\text{K}$  für das Holmiumuntergitter.

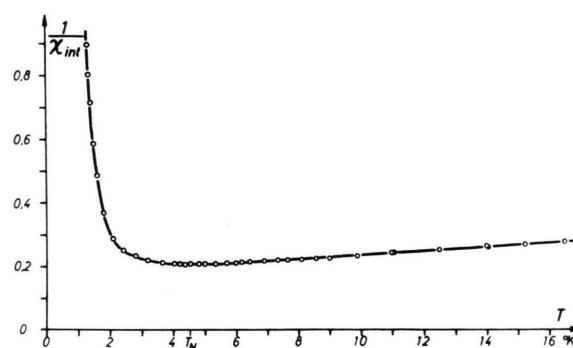


Abb. 2. Kehrwert der auf die innere Feldstärke bezogenen Suszeptibilität  $\chi_{\text{int}}$  von  $\text{HoFeO}_3$  als Funktion der absoluten Temperatur.

<sup>10</sup> R. M. BOZORTH, V. KRAMER u. J. P. REMEKA, Phys. Rev. Letters **1**, 3 [1958].

Abb. 2 zeigt den Kehrwert von  $\chi_{\text{int}}$  als Funktion der Temperatur. Für  $T > 8,5\text{ }^\circ\text{K}$  ergibt sich ein CURIE-WEISSCHES Gesetz mit einem Wert für die CURIE-WEISSSCHE Konstante von  $\Theta = -(27 \pm 3)\text{ }^\circ\text{K}$ . Zwischen  $4\text{ }^\circ\text{K}$  und  $5\text{ }^\circ\text{K}$  hat die Kurve ein sehr flaches Minimum. Die Kurve  $\chi_{\text{int}} = f(T)$  hat keinen Wendepunkt, so daß man hier nicht in der gleichen Weise wie beim  $\text{DyAl}_3$  den NÉEL-Punkt definieren kann. Vorläufig geben wir daher die Temperatur in der Mitte des Minimums der  $(1/\chi_{\text{int}})$ -Kurve als NÉEL-Temperatur an und erhalten so

$$T_N = (4,5 \pm 0,5)\text{ K}.$$

Dieser Wert liegt tiefer als der von KOEHLER u. a.<sup>3</sup> gefundene. Eine Erklärung für diese Diskrepanz können wir nicht geben.

Im  $\text{HoFeO}_3$  ist die Suszeptibilität stark von der Amplitude des Meßfeldes abhängig und nimmt im gemessenen Bereich  $0,5\text{ Oe} < H_0 < 1\text{ Oe}$  etwa linear mit der Amplitude zu. In Abb. 2 sind die auf  $H_0 = 0\text{ Oe}$  extrapolierten Werte aufgetragen. Weiterhin treten im  $\text{HoFeO}_3$  im gesamten untersuchten Temperaturbereich Relaxationseffekte mit langen Zeitkonstanten auf, wie sie schon von BONRATH<sup>11</sup> u. a. am  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  beobachtet wurden. Sie sind in der Nähe von  $T_N$  besonders ausgeprägt.

Die Zustandsänderungen erfolgen nicht exponentiell mit Zeitkonstanten von der Größenordnung 10 Min.

Wir danken Herrn Dozent Dr. G. WEBER für seine Unterstützung und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Hergabe von Apparaten.

<sup>11</sup> H. BONRATH, K. H. HELLWEGE, K. NICOLAY u. G. WEBER, Phys. kondens. Materie **4**, 382 [1966].

## Über die Anfangssuszeptibilität oberhalb und die spontane Magnetisierung unterhalb der Curie-Temperatur von Eisen, Kobalt und Nickel

KARL KRYNO GEISSLER, RUDOLF KOHLHAAS und HEINRICH LANGE

Institut für Theoretische Physik der Universität Köln,  
Abteilung für Metallphysik

(Z. Naturforschg. **22 a**, 830—833 [1967]; eingegangen am 10. März 1967)

Die drei ferromagnetischen Metalle Eisen, Kobalt und Nickel stehen im periodischen System der Elemente nebeneinander. In ihrem magnetischen Verhalten unterscheiden sie sich deutlich von den anderen paramagnetischen Übergangsmetallen der ersten großen Periode Sc, Ti, V, Cr und Mn sowie vom Cu, das diamagnetisch ist. Man kann das allen drei Metallen Gemeinsame gegenüber den anderen Übergangsmetallen hervorheben; das Auftreten von spontaner Magnetisierung  $\sigma_s$  unterhalb einer charakteristischen Temperatur  $T_C$  ist hierbei wohl die wichtigste Eigenschaft. Ver-

gleicht man jedoch die drei ferromagnetischen Metalle Eisen, Kobalt und Nickel untereinander, so ist es nicht von vornherein selbstverständlich, daß sie sich in ihren physikalischen Eigenschaften, soweit sie durch die spontane Magnetisierung bedingt sind, völlig gleichen. So kann im folgenden gezeigt werden, daß das Kobalt bezüglich der Anfangssuszeptibilität oberhalb der CURIE-Temperatur gegenüber den beiden anderen ferromagnetischen Metallen Eisen und Nickel eine Sonderstellung einnimmt.

GEISSLER und ROCKER<sup>1</sup> haben ein elektronisch kompensierte Magnetometer aufgebaut, das nach einem Vorschlag von LANGE arbeitet und in einer einfachen Ausführung für Messungen vornehmlich an Blechproben aus Eisen-Silicium von MELLENTIN und LANGE<sup>2</sup> schon früher vorgestellt wurde. Von GEISSLER<sup>3</sup> konnte der Einsatzbereich dieses Magnetometers unter Verwendung von ellipsoidförmigen Proben oder Kegelstäben, die das Ellipsoid approximieren, auf Temperaturen bis  $1350\text{ }^\circ\text{C}$  ausgedehnt werden. Die Kegelstäbe besitzen einen Durchmesser von 4 mm und sind 80 mm lang. Mit diesem Magnetometer läßt sich besonders

<sup>1</sup> K. K. GEISSLER u. W. ROCKER, Z. Angew. Phys. **17**, 258 [1964].

<sup>2</sup> K. MELLENTIN u. H. LANGE, Z. Metallkde. **46**, 450 [1955].

<sup>3</sup> K. K. GEISSLER, Diss. Universität Köln, 1965.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

günstig der Bereich um die jeweilige CURIE-Temperatur eines ferromagnetischen Stoffes untersuchen, da seine Empfindlichkeit ausreicht, Magnetisierungskurven auch noch bei Temperaturen oberhalb des CURIE-Punktes aufzunehmen, wo bereits zwischen Magnetisierung und magnetischer Feldstärke eine lineare Abhängigkeit besteht. Es ist wichtig, den gesamten Bereich um die CURIE-Temperatur mit größtmöglicher Genauigkeit abzutasten, weil nur so sichere Aussagen möglich sind, die Ausgangspunkt für theoretische Betrachtungen sein können.

An Eisen-, Kobalt- und Nickelproben wurden zwischen Raumtemperatur und Temperaturen oberhalb der jeweiligen CURIE-Temperaturen die Magnetisierungskurven in inneren Magnetfeldern bis zu 2500 Oe aufgenommen. Den Reinheitsgrad des untersuchten Probenmaterials bringt die folgende Übersicht in Gewichtsprozent.

**Eisen:** 0,0027 C, 0,001 Si, 0,001 Mn, 0,002 S, 0,064 O und 0,001 N;

**Kobalt:** polykristallines Reinst-Kobalt der Firma Johnson, Matthey & Co.; nach Angabe des Herstellers mit einem Verunreinigungsgehalt von insgesamt 0,001%;

**Nickel:** 0,01 Fe, 0,01 C, 0,002 Al u. 0,001 Cu; Nickel S der Vakuumschmelze GmbH-Hanau.

Die Kegelstäbe waren vor der Messung einer Wasserstoffglühung unterworfen worden; alle Messungen erfolgten danach in Reinst-Argon.

Es ist schwierig, aus magnetischen Messungen eindeutig einen charakteristischen Temperaturwert als CURIE-Punkt zu definieren. Es sei an eine ausführliche Arbeit von GERLACH<sup>4</sup> erinnert. Die eigenen Magnetisierungsmessungen führen zu der folgenden Definition der CURIE-Temperatur: Diejenige Temperatur soll CURIE-Temperatur oder CURIE-Punkt  $T_C$  genannt werden, bei der für ein infinitesimal kleines inneres Feld  $H_i$  die Magnetisierungskurve (nach vorhergehender Wechselfeldabmagnetisierung) gerade noch senkrecht aus dem Nullpunkt tritt. Hierbei sei auf eine bildliche Darstellung der Magnetisierungskurven z. B. von Kobalt bei GEISSLER und LANGE<sup>5</sup> verwiesen. Oberhalb dieser Temperatur  $T_C$  nimmt die Anfangssuszeptibilität  $\chi_0$  einen endlichen Wert an.

Wertet man nach dieser Festlegung die gemessenen Magnetisierungskurven für Eisen, Kobalt und Nickel aus, so ist es sinnvoll,  $H_i/\sigma$  gegenüber  $\sigma^2$  graphisch aufzutragen;  $\sigma$  ist hierbei die spezifische Magnetisierung in Gauß·cm<sup>3</sup>/g. Bei der Umrechnung von der Volumenmagnetisierung in die spezifische Magnetisierung wurden mittlere Dichten angenommen. Die Schnittpunkte der so gewonnenen Kurven, bei denen die Temperatur in °K Parameter ist, mit der Ordinatenachse oberhalb

$T_C$  liefern die reziproke Anfangssuszeptibilität  $1/\chi_0$ . In Abb. 1 ist  $1/\chi_0$  gegenüber  $T - T_C$  oberhalb der CURIE-Temperatur in doppelt-logarithmischem Maßstab für die drei Metalle Eisen, Kobalt und Nickel aufgetragen.

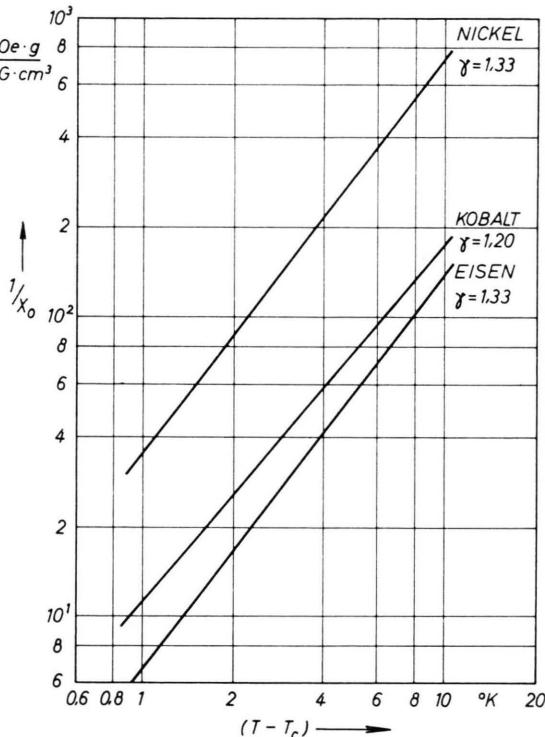


Abb. 1. Reziproke Anfangssuszeptibilität von Eisen, Kobalt und Nickel oberhalb der CURIE-Temperatur.

Die Anregung zu neuen experimentellen Arbeiten hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit der Anfangssuszeptibilität oberhalb von  $T_C$  geben theoretische Untersuchungen u. a. von WOOD und RUSHBROOKE<sup>6</sup> sowie DOMB und SYKES<sup>7</sup>. Die genannten Autoren zeigen, daß

$$1/\chi_0 \sim (T - T_C)^\gamma \quad (1)$$

ist, wobei sich der Exponent  $\gamma$  auf der Grundlage des dreidimensionalen HEISENBERG-Modells der lokalisierten Spinnmomente zu  $4/3 = 1,33$  ergibt, während Rechnungen von ESSAM und FISHER<sup>8</sup> unter Verwendung des dreidimensionalen ISING-Modells für  $\gamma$  den Wert  $5/4 = 1,25$  liefern. Die Auswertung der eigenen Messungen erbrachte für Eisen, Kobalt und Nickel die in Tab. 1 angegebenen Werte. In dieser Tabelle sind auch die von NOAKES und ARROTT<sup>9</sup> (Fe), ARAJS und COLVIN<sup>10</sup> (Fe), COLVIN und ARAJS<sup>11</sup> (Co), ROCKER und KOHLHAAS<sup>12</sup>

<sup>4</sup> W. GERLACH, Z. Elektrochem. **45**, 151 [1939].

<sup>5</sup> K. K. GEISSLER u. H. LANGE, Z. Angew. Phys. **21**, 357 [1966].

<sup>6</sup> P. J. WOOD u. G. S. RUSHBROOKE, Proc. Phys. Soc. A **70**, 765 [1957].

<sup>7</sup> C. DOMB u. M. F. SYKES, Phys. Rev. **128**, 168 [1962].

<sup>8</sup> J. W. ESSAM u. M. E. FISHER, J. Chem. Phys. **38**, 802 [1963].

<sup>9</sup> J. E. NOAKES u. A. ARROTT, J. Appl. Phys. **35**, 931 [1964].

<sup>10</sup> S. ARAJS u. R. V. COLVIN, J. Appl. Phys. **35**, 2424 [1964].

<sup>11</sup> R. V. COLVIN u. S. ARAJS, J. Phys. Chem. Solids **26**, 435 [1965].

<sup>12</sup> W. ROCKER u. R. KOHLHAAS, Z. Naturforsch. **22 a**, 291 [1967].

(Co), KOUVEL und FISHER<sup>13</sup> (Ni) und ARAJS<sup>14</sup> (Ni) an großen oder kleinen Kugeln gefundenen Werte eingetragen; die Übereinstimmung der Zahlenangaben ist zufriedenstellend. Während für Eisen und Nickel sich für  $\gamma$  der vom HEISENBERG-Modell geforderte Wert ergibt, liegt beim Kobalt der Wert für  $\gamma$  davon abweichen.

	Eisen	Kobalt	Nickel
$\sigma_0$ bei 0 °K a	221,3	167,3 b	57,1
$T_C$	$1040,2 \pm 1$	$1395 \pm 5$	$628,3 \pm 1$
Exponent $\gamma$			
NOAKES u. ARROTT <sup>9</sup>	$1,37 \pm 0,04$	—	—
ARAJS u. COLVIN <sup>10</sup>	1,33	—	—
COLVIN u. ARAJS <sup>11</sup>	—	$1,21 \pm 0,04$	—
ROCKER u. KOHLHAAS <sup>12</sup>	—	$1,20 \pm 0,05$ c	—
KOUVEL u. FISHER <sup>13</sup>	—	—	$1,35 \pm 0,02$ d
ARAJS <sup>14</sup>	—	—	$1,28 \pm 0,03$
Auswertung der eigenen Messungen	$1,33 \pm 0,06$	$1,20 \pm 0,04$	$1,33 \pm 0,06$
Exponent $\beta$ bei			
$(1 - T/T_C) = 10^{-2}$	0,37	0,42	0,40
$(1 - T/T_C) = 10^{-4}$	0,56	0,56	0,50

a Aus Literaturangaben entnommen;

b für Kobalt in der k.f.z. Phase angenommener Wert;

c  $T_C = 1382$  °K;

d durch Auswertung der Messungen von WEISS und FÖRSTER<sup>21</sup> gewonnen;

e zwei Proben unterschiedlicher Reinheit.

Tab. 1. Spontane Magnetisierung  $\sigma_0$ , CURIE-Temperatur  $T_C$  und die Exponenten  $\gamma$  und  $\beta$  von Eisen, Kobalt und Nickel.

chend an der oberen Grenze des für das ISING-Modell errechneten Wertes. Auch bei Messungen des elektrischen Widerstandes verhält sich Kobalt anders als Eisen und Nickel, bei denen häufig die CURIE-Temperatur durch die Wendetangente an die Widerstands-Temperatur-Kurve definiert wird. Wie KIERSPE, KOHLHAAS und GONSKA<sup>15</sup> gefunden haben, lässt sich beim Kobalt keine Wendetangente zeichnen; die Widerstandskurve knickt ganz ähnlich wie beim Gadolinium nach Messungen von LEGVOLD, SPEDDING, BARSON und ELLIOTT<sup>16</sup> zur Temperaturachse hin ab.

Um die spontane Magnetisierung  $\sigma_s$  unterhalb von  $T_C$  zu gewinnen, ist es nicht angebracht, nur linear von hohen Feldstärken zu extrapolieren, sondern den Isothermen in der  $\sigma^2 - H_i/\sigma$ -Darstellung schrittweise zwischen zwei Feldstärkewerten bis zu den Schnittpunkten mit der  $\sigma^2$ -Achse zu folgen. Auf diese Weise (hierzu GEISSLER<sup>3</sup>) ergibt sich eine  $\sigma^2 - T$ -Grenzkurve, die mit der spontanen Magnetisierung gleichgesetzt wird. Diese Kurve ist in Abb. 2 in der Form  $\sigma_s^2(T)/\sigma_0^2$  gegenüber  $T/T_C$  für Eisen, Kobalt und Nickel dargestellt;  $\sigma_0$  ist die spontane Magnetisierung am absoluten Nullpunkt. Eine strengere Fassung des hier aufgezeigten Sachver-

<sup>13</sup> J. S. KOUVEL u. M. E. FISHER, Phys. Rev. A **136**, 1626 [1964].  
<sup>14</sup> S. ARAJS, J. Appl. Phys. **36**, 1136 [1965].

<sup>15</sup> W. KIERSPE, R. KOHLHAAS u. H. GONSKA, Z. Angew. Phys., demnächst.

<sup>16</sup> S. LEGVOLD, F. H. SPEDDING, F. BARSON u. J. F. ELLIOTT, Rev. Mod. Phys. **25**, 129 [1953].

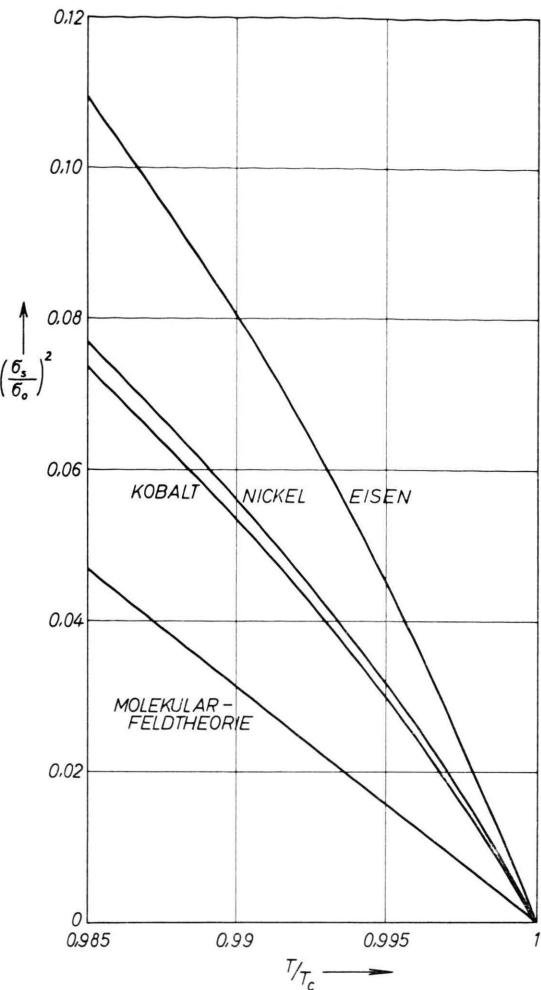


Abb. 2. Quadrat der relativen spontanen Magnetisierung von Eisen, Kobalt und Nickel gegenüber der relativen Temperatur unterhalb der CURIE-Temperatur.

haltes bringt ausführlich ROCKER<sup>17</sup> in Anlehnung und Fortsetzung einer Arbeit von KOUVEL<sup>18</sup>. Der durch eine solche Extrapolation aufgefundene Wert für die CURIE-Temperatur  $T_C$  fällt mit dem aus der Anfangssuszeptibilität gefundenen Wert zusammen. Es gibt damit, wie es thermodynamisch durchaus sinnvoll ist, keine Unterscheidung mehr zwischen ferromagnetischem und paramagnetischem CURIE-Punkt. — Die Schwierigkeiten in der Temperaturmessung mit Thermoelementen bringt es mit sich, daß oberhalb 1000 °C der absolute Temperaturwert für den CURIE-Punkt des Kobalts immer noch mit einer größeren Meßunsicherheit behaftet ist als bei Eisen und Nickel.

<sup>17</sup> W. ROCKER, Diss. Universität Köln, 1967. Siehe auch: W. ROCKER u. R. KOHLHAAS, Z. Angew. Phys., demnächst.

<sup>18</sup> J. S. KOUVEL, Methods for Determining the CURIE Temperature of a Ferromagnet, General Electric Research Laboratory, Report No. 57-RL-1799, Sept. 1957.

<sup>21</sup> P. WEISS u. R. FÖRSTER, Ann. Phys. Paris **5**, 153 [1926].

Wertet man die eigenen Messungen unterhalb  $T_C$  nach der Beziehung

$$\sigma_s(T)/\sigma_0 \sim (1 - T/T_C)^\beta \quad (2)$$

aus, dann ergeben sich für den Exponenten  $\beta$  mit Näherung an  $T_C$  die in Tab. 1 angegebenen Werte, die nicht mit dem von ESSAM und FISHER<sup>8</sup> sowie BAKER<sup>19</sup> für das ISING-Modell errechneten Wert von 0,31 übereinstimmen. Aus der Molekularfeldtheorie und auch aus der Behandlung der magnetischen Umwandlung als

<sup>19</sup> G. A. BAKER, Phys. Rev. A **136**, 1376 [1964].

Phasenumwandlung zweiter Art ergibt sich für  $\beta$  nach BELOV<sup>20</sup> der Wert 0,5. — Damit ist es gelungen, mit Hilfe eines magnetometrischen Verfahrens das magnetische Verhalten von Eisen, Kobalt und Nickel in geschlossener Form zu behandeln.

Dem Herrn Ministerpräsidenten des Landes Nordrhein-Westfalen — Landesamt für Forschung — und dem Forschungsausschuß des Vereins Deutscher Eisenhüttenleute danken wir für finanzielle Unterstützung.

<sup>20</sup> K. P. BELOV, Magnetic Transitions, Consultants Bureau Inc., New York 1961.

## Die Atomwärme des Zirkons zwischen 300 und 1700 °K

OTMAR VOLLMER, MARTIN BRAUN und RUDOLF KOHLHAAS

Institut für Theoretische Physik der Universität Köln,  
Abteilung für Metallphysik

(Z. Naturforsch. **22 a**, 833—834 [1967]; eingegangen am 11. April 1967)

Das Zirkon steht im periodischen System der Elemente unter dem Titan und besitzt wie dieses Metall eine Phasenumwandlung von der bei tiefen Temperaturen beständigen hexagonalen  $\alpha$ -Struktur in die kubisch raumzentrierte  $\beta$ -Struktur. Die Umwandlungswärme (hierzu Tab. 1) ist bei beiden Metallen auffallend groß im Vergleich zu den an den anderen Übergangsmetallen der ersten großen Periode im festen Zustand bei Mangan, Eisen und Kobalt gemessenen Werten; die Umwandlungswärmen nehmen vom Kobalt über Eisen und Mangan zum Titan hin zu. In dieser Notiz interessiert vor allem das Verhalten des Zirkons im Vergleich zum Titan.

Autoren	$\Delta h_{\alpha-\beta}$ in J/g-Atom	
	Titan bei	Zirkon bei
Eigene Meßergebnisse	$T_0 = 1167 \text{ }^\circ\text{K};$ $4150 \pm 40$	$T_0 = 1155 \text{ }^\circ\text{K};$ $3975 \pm 40$
HULTGREN und Mitarbeiter <sup>6</sup>	$T = 1155 \text{ }^\circ\text{K};$ $4225$	$T = 1143 \text{ }^\circ\text{K};$ $4350$

Tab. 1 Die Umwandlungswärmen und Umwandlungstemperaturen von Titan und Zirkon.

<sup>1</sup> M. BRAUN u. R. KOHLHAAS, Z. Naturforsch. **19 a**, 663 [1964].

<sup>2</sup> M. BRAUN u. R. KOHLHAAS, Phys. Status Solidi **12**, 429 [1965].

<sup>3</sup> O. VOLLMER, R. KOHLHAAS u. M. BRAUN, Z. Naturforsch. **21 a**, 181 [1966].

<sup>4</sup> R. KOHLHAAS, M. BRAUN u. O. VOLLMER, Z. Naturforsch. **20 a**, 1077 [1965].

Bisher veröffentlichten BRAUN und KOHLHAAS in einer Notiz die Atomwärme des Kobalts<sup>1</sup> und eine theoretische Analyse der Atomwärme von Eisen, Kobalt und Nickel<sup>2</sup>, VOLLMER, KOHLHAAS und BRAUN<sup>3</sup> die Schmelzwärme und die Atomwärme im schmelzflüssigen Bereich von Eisen, Kobalt und Nickel sowie KOHLHAAS, BRAUN und VOLLMER<sup>4</sup> die Atomwärme von Titan, Vanadin und Chrom im Bereich hoher Temperaturen.

Für die Messungen steht ein unter Schutzgas betriebenes, adiabatisch arbeitendes Hochtemperatur-Kalorimeter zur Verfügung, das eine kontinuierliche Messung der spezifischen Wärme von Metallen zwischen Raumtemperatur und etwa 1900 °K erlaubt. Die Meßunsicherheit liegt auch bei hohen Temperaturen unterhalb von  $\pm 2\%$ . Über den Aufbau dieses Kalorimeters wird von BRAUN, KOHLHAAS und VOLLMER<sup>5</sup> an anderer Stelle berichtet.

Die untersuchte Zirkonprobe besitzt eine Masse von 124,43 g  $\triangleq$  1,364 g-Atom und hat die folgende chemische Zusammensetzung in Gewichtsprozent:

99,8 Zr; 0,0056 Al; 0,0005 Co; 0,00003 B; 0,0677 Fe; 0,0133 Cr; 0,0081 Hf; 0,0044 Mn;  $< 0,003$  Pb; Ni und Ti;  $< 0,002$  V; 0,036 Si; 0,0018 N<sub>2</sub> und 0,0852 O<sub>2</sub>.

Die eigenen Meßergebnisse sind in Abb. 1 durch die Kurve II dargestellt. Die Temperaturänderungsgeschwindigkeit der Probe während der Messung lag zwischen 2 und 5 grad/min. Als Schutzgas wurde Argon der Reinheit 99,9993% verwendet. Die Messung mußte bei 1700 °K abgebrochen werden, da eine zwischen der Probe und der als Isolationsmaterial benutzten Oxidkeramik Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> auftretende Reaktion die Meßergebnisse verfälschte. Weiterhin sind in Abb. 1 die von HULTGREN, ORR, ANDERSON und KELLEY<sup>6</sup> angegebenen

<sup>5</sup> M. BRAUN, R. KOHLHAAS u. O. VOLLMER, Z. Angew. Phys., demnächst; siehe auch: M. BRAUN, Dissertation, Universität Köln, 1964 oder O. VOLLMER, Diplomarbeit, Universität Köln, 1966.

<sup>6</sup> R. HULTGREN, R. L. ORR, PH. D. ANDERSON u. K. K. KELLEY, Selected Values of Thermodynamic Properties of Metals and Alloys, John Wiley & Sons, Inc., New York, London 1963.