

Ergebnisse der Tieftemperaturforschung

XVI. Die Atom- und Elektronenwärme des Tantals zwischen 10° und 273° K

Von KLAUS CLUSIUS und CELSO GUTIERREZ LOSA

Aus dem Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Zürich

(Z. Naturforsch. **10 a**, 939—943 [1955]; eingegangen am 2. September 1955)

An einem 250 g schweren Tantalzylinder wird die Atomwärme konstanten Drucks C_p zwischen 10° K und 0° C gemessen. Die Normalentropie bei 25° C ergibt sich zu 9,90 Clausius. Unterhalb von 19° K läßt sich die Atomwärme als Summe der Gitterwärme C_g , die dem T^3 -Gesetz folgt, und der Elektronenwärme C_e , die linear mit T verläuft, darstellen:

$$\text{Tantal: } C_p = C_v = C_g + C_e = 464,5 (T/228)^3 + 8,1 \cdot 10^{-4} T.$$

Die Elektronenwärme zeigt somit einen für die Metalle der Übergangselemente charakteristisch hohen Wert, ist aber nach unseren Messungen kleiner als andere Autoren bei Heliumtemperaturen gefunden haben. Oberhalb von 20° K macht sich die Elektronenwärme in einem starken Abfall der Debyeschen Θ -Werte bemerkbar, wenn diese aus den auf C_v korrigierten C_p -Werten unmittelbar berechnet werden. Die Θ -Werte verschwinden bei $T_0 = 270^\circ$. Aus dieser Temperatur ergibt sich nach einer von Clusius und Bühler aufgestellten Formel γ zu $7,6 \cdot 10^{-4}$ cal/g Atom Grad 2 . Mit diesem Wert erhält man für die Gitterwärme $C_g = C_v - \gamma T$ schließlich einen annähernd konstanten Verlauf der Θ_g -Werte zwischen den tiefsten Temperaturen und Zimmertemperatur, wobei der Θ_g -Wert nur zwischen 230° und 240° schwankt.

Die Atomwärme des Tantals ist in den letzten Jahren wiederholt bei Helium-Temperaturen gemessen worden^{1—4}. Außerhalb dieses Gebietes sind unsere Kenntnisse höchst mangelhaft, da nur einige gelegentliche Messungen⁵ zwischen 71 und 78° K und eine Meßreihe von Kelley⁶ von 53° K aufwärts vorliegen. Für den Nachweis der Elektronenwärme im Äquipartitionsgebiet mußte Tantal besonders geeignet erscheinen. Bei diesem Übergangselement mit unaufgefüllter d-Schale des O-Niveaus ist nach Mott eine abnorm große Elektronenwärme zu erwarten. Gleichzeitig ist wegen seines geringen Ausdehnungskoeffizienten nur eine kleine Korrektur nötig, um die gemessene Atomwärme konstanten Drucks C_p auf die konstanten Volumens C_v umzurechnen, was der Meßgenauigkeit zugute kommt. So beträgt z. B. die Elektronenwärme bei 0° C $3,4\%$ und $C_p - C_v$ nur $0,9\%$ vom gemessenen C_p -Wert.

Versuchsanordnung

Das Tantal (248,583 g) war von der Herstellerfirma W. C. Heraeus, Hanau a. M., als Zylinder von 50 mm Länge

und 20 mm Durchmesser geliefert worden. Es enthielt sicher weniger als 1% Niob und 0,2% Wolfram neben geringen Spuren Eisen. Zur Aufnahme des 0,05 mm dicken, seidenisierten Heizdrahts aus Konstantan von ~ 416 Ohm Widerstand bei 0° C war mit einem keilförmigen Stahl eine feine Nut von 1,5 mm Steigung eingestochen. Die Heizwicklung wurde mit etwas Japanlack und dünnstem Seidenpapier bedeckt, ehe 0,06 mm dicker Bleidraht von ~ 1000 Ohm Widerstand bei 0° C aufgebracht wurde. Das Bleithermometer wurde in der üblichen Weise mit O_2 - und H_2 -Dampfdruck-Thermometern geeicht und der Eispunkt zu $273,16^\circ$ K angesetzt. Die Abweichung vom Sollwert betrug bei 20° K etwa 1° und wurde mit der Nernstschen α -Regel korrigiert. Am oberen und unteren Ende des Zylinders war je ein 0,2 mm dünner Eisendraht mit 3 Spitzen herumgelegt, um die Berührung des Versuchskörpers mit dem kupfernen Schutzmantel zu verhindern. Die Wärmekapazität für Cu-, Fe- und Pb-Drähte wurde ebenso wie für den Lack rechnerisch berücksichtigt, was sich genau durchführen ließ.

Ergebnisse

1. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengestellt. Für 0° C erhalten wir für C_p 6,023 cal/ $^\circ$ C, während Jaeger und Veenstra⁷ praktisch

⁵ F. Simon u. M. Ruhemann, Z. phys. Chem. **129**, 321 [1927].

⁶ K. K. Kelley, J. Chem. Phys. **8**, 316 [1940].

⁷ F. M. Jaeger u. J. A. Veenstra, Proc. Roy. Soc., Lond. **37**, 61 [1934].

¹ W. H. Keesom u. M. Désirant, Physica **8**, 273 [1941]; Comm. Leid. 257 b.

² K. Mendelsohn, Nature, Lond. **148**, 316 [1941].

³ M. Désirant, Proc. Phys. Soc., Lond. **2**, 124 [1941].

⁴ R. D. Worley, M. W. Zemansky u. H. A. Boorse, Phys. Rev. **91**, 1567 [1953].



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.

identisch 6,024 cal/ $^{\circ}$ C und Magnus und Holzmann⁸ einen etwas höheren Wert, 6,174 cal/ $^{\circ}$, anführen. Die Werte dieser Autoren sind aus Messungen der mittleren Atomwärme oberhalb Zimmer-temperatur abgeleitet. Die Werte von Kelley⁶ liegen durchweg höher als unsere Ergebnisse, ein Umstand, der nicht nur mit dem Reinheitszustand, sondern auch mit der vorgängigen Bearbeitung zusammenhängen mag.

2. Die Umrechnung der Atomwärme C_p und C_v geschah durch exakte Auswertung der Beziehung

$$C_p - C_v = \frac{\alpha^2 V_0^2 T}{V \chi} \approx \frac{\alpha^2 V T}{\chi} \quad (1)$$

bei 0 $^{\circ}$ C. Setzt man den linearen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha(0^{\circ}\text{C}) = 6,57 \cdot 10^{-6}$ ein⁹, sowie die kubische Kompressibilität¹⁰ $\chi(0^{\circ}\text{C}) = 4,7 \cdot 10^{-7}$ cm 3 /kg, so erhält man mit der röntgenographischen Dichte¹¹ 16,654 und dem internationalen Atomgewicht 180,88

$$C_p - C_v = \frac{(3 \cdot 6,57)^2 \cdot 10^{-12} \cdot 180,88 \cdot 273,2}{4,7 \cdot 10^{-7} \cdot 16,654 \cdot 42,69} = 0,0575 \text{ cal}/^{\circ}\text{.} \quad (2)$$

Die Temperaturabhängigkeit von $C_p - C_v$ wurde durch die Formel berücksichtigt:

$$C_p - C_v = A C_p^2 T \quad (3)$$

$$= \frac{0,0575}{6,023^2 \cdot 273,2} C_p^2 T = 5,80 \cdot 10^{-6} C_p^2 T \text{.}$$

3. Ausgeglichene Werte für die Atomwärmen C_p und C_v , sowie für die gleich zu besprechende Elektronenwärme $C_e = 7,6 \cdot 10^{-4} T$ und die daraus resultierenden Debyeschen charakteristischen Temperaturen Θ und Θ_g finden sich in Tab. 2.

Normalentropie von Tantal

Die Normalentropie bei 25 $^{\circ}$ C wurde graphisch zu $9,90 \pm 0,02$ Clausius ermittelt. Dieser neue Wert ist zufällig mit dem älteren $9,9 \pm 0,1$ Clausius von Kelley identisch, der auf einer Extrapolation der Atomwärme von 53 $^{\circ}$ K ab mit dem Θ -Wert 224 $^{\circ}$ beruht.

⁸ A. Magnus u. H. Holzmann, Ann. Phys., Lpz. (5) **3**, 596 [1929].

⁹ A. G. Worthing, Phys. Rev. (2) **28**, 190 [1926].

¹⁰ P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **70**, 313 [1932].

¹¹ A. E. van Arkel, „Reine Metalle“, Springer, Berlin, 1939, S. 239.

Zur Elektronenwärme des Tantals

Die verschiedenen Bestimmungen der Elektronenwärme des Tantals werden im folgenden näher besprochen.

1. Manning und Chodorow haben im Anschluß an eine Arbeit von Stoner eine theoretische Berechnung durchgeführt^{12, 13}. Diese bezieht sich eigentlich auf Wolfram, wobei sie finden, daß dessen d-Band in 5 Unterbänder zerfällt, die teilweise 2, teilweise bis 15 Volt breit sind. Sie nehmen weiter an, daß die Verhältnisse bei Tantal sich nicht sehr von denen für Wolfram unterscheiden, außer daß 1 Elektron pro Atom weniger vorliegt. Die Elektronenwärme ist dann durch

$$C_e = (5,670/27,08) \cdot 10^{-4} n(E_0) R T \quad (4)$$

gegeben, wobei $n(E_0)$ die Zahl der Zustände beider Spins in Rydberg-Einheiten an der Kante der Fermi-Verteilung bedeutet¹⁴. Für Tantal wird $n(E_0) = 14,7$ und die Elektronenwärme $6,1 \cdot 10^{-4} T$ cal/ $^{\circ}$.

2. Es wird gewöhnlich vorausgesetzt, daß die Gitterwärme C_g und die linear mit T verlaufende Elektronenwärme sich streng additiv verhalten. Diese Annahme läßt alle Wechselwirkungen der Elektronen untereinander und der Elektronen mit dem Gitter außer Betracht. Die konventionelle Zerlegung der Atomwärme von Metallen erfolgt daher bei tiefen Temperaturen in die beiden Anteile:

$$C_v = C_g + C_e = 464,5 (T/\Theta_g^*)^3 + \gamma T. \quad (5)$$

Danach erhält man den Koeffizienten γ für die Elektronenwärme als Ordinatenabschnitt in einem C_v/T , T^2 -Diagramm

$$\gamma = C_v/T - (464,5/\Theta_g^*) T^2, \quad (6)$$

durch das gleichzeitig die Berechtigung dieser Aufspaltung von C_v nachgeprüft werden kann. Auf Ab. 1 sind die vorliegenden Beobachtungen in ein solches Diagramm eingetragen.

Zunächst haben Keesom und Désirant¹ ausführliche Versuche zwischen 1,1 und 4,8 $^{\circ}$ K veröffentlicht. Da ihre Tantalprobe bei 4,155 $^{\circ}$ K supraleitend wurde, stellten sie bei tieferer Temperatur die nor-

¹² M. F. Manning u. M. J. Chodorow, Phys. Rev. **56**, 787 [1939].

¹³ E. C. Stoner, Proc. Roy. Soc., Lond. **154** 656 [1936].

¹⁴ 1 Rydberg-Einheit entspricht mit 13,54 eV der Ionisationsarbeit des Wasserstoffatoms.

male Leitfähigkeit durch ein Feld von 3000 Gauß her. Unter diesen Bedingungen ergab sich zwischen $1,2^\circ$ und 4° K Θ_g^* zu $246,5^\circ$ und γ zu $14,1 \cdot 10^{-4}$. Weiter bestimmten sie γ aus dem Unterschied der Atomwärmen, bzw. Entropien im gewöhnlichen (C_n) und supraleitenden Zustand (C_s):

$$\gamma = \left(\frac{d(C_n - C_s)}{dT} \right)_{\lim T \rightarrow 0} \quad \text{bzw.} = \left(\frac{d(S_n - S_s)}{dT} \right)_{\lim T \rightarrow 0} \quad (7)$$

und erhielten $\gamma = 13,2 \cdot 10^{-4}$ bzw. $16,8 \cdot 10^{-4}$.

Ähnliche Messungen führten Worley, Zemansky und Boorse⁴ zwischen $1,8$ und $5,1^\circ$ K durch, wobei an 2 Versuchskörpern mehr als 500 Meßpunkte aufgenommen wurden. Die Supraleitung wurde durch ein Feld von 6000 Gauß unterdrückt. Auch sie prüften die Zerlegung nach Gl. (5) bzw. (6) und meinten, daß sie zwischen 3° und $5,1^\circ$ K möglich ist. Es ergab sich¹⁵

bei Probe 1: Θ_g^* zu 225° und γ zu $13,1 \cdot 10^{-4}$,
bei Probe 2: Θ_g^* zu 213° und γ zu $12,1 \cdot 10^{-4}$.

Unterhalb von 3° K waren die beobachteten Werte bis zu 20% größer als nach diesen Daten zu erwarten war.

Schließlich erhält man γ noch nach der thermodynamischen Theorie der Supraleitung aus Gl. (7) und der Beziehung

$$C_s - C_n = \frac{V T}{4 \pi} \left(\left(\frac{dH}{dT} \right)^2 + H \frac{d^2H}{dT^2} \right) \quad (8)$$

aus der Temperaturabhängigkeit der zur Zerstörung der Supraleitung notwendigen magnetischen Feldstärke H . Solche Messungen haben Daunt und Mendelsohn angestellt¹⁶ und später einen γ -Wert von $19,4 \cdot 10^{-4}$ abgeleitet¹⁷.

In der Literatur taucht gelegentlich für Tantal noch der Wert $\gamma = 27 \cdot 10^{-4}$ auf, der irrtümlich aus Daunt-Mendelsohns Daten abgeleitet ist. Man sieht aber unmittelbar auf Abb. 2, S. 132, der Arbeit dieser Autoren unter Berücksichtigung von Gl. (7), daß γ nach ihren Messungen in der Nähe von $20 \cdot 10^{-4}$ liegen muß.

Nach den bisherigen Ergebnissen liegt γ (Ta) bei Heliumtemperaturen zwischen $12,1$ und $19,4 \cdot 10^{-4}$. An den kalorimetrischen Originaldaten kann man in diesem doch recht kleinen Temperaturbereich eine

deutliche Abweichung von der nach Gl. (6) geforderten Linearität feststellen, selbst wenn man die oberhalb von 4° K von Keesom als „extrapoliert“ angegebenen Werte ganz ausscheidet. Auch die Meßpunkte von Worley und Mitarbeitern liegen nicht auf einer Geraden, sondern auf einer von der Abszisse konvex weggekrümmten Kurve. Unter diesen Umständen wird die kalorimetrische Bestimmung von γ bei Heliumtemperaturen einigermaßen willkürlich. Was schließlich die magnetischen Versuche anlangt, so ist zu berücksichtigen, daß Tantal zu den magnetisch „harten“ Supraleitern gehört, für die erfahrungsgemäß die Anwendung von Gl. (8) gelegentlich Schwierigkeiten macht. So waren die zu ihrer Ableitung notwendigen Voraussetzungen nicht streng erfüllt, da die Reversibilität der Induktion nur in der Nähe des normalen Sprungpunktes gut war und mit sinkender Temperatur immer schlechter wurde.

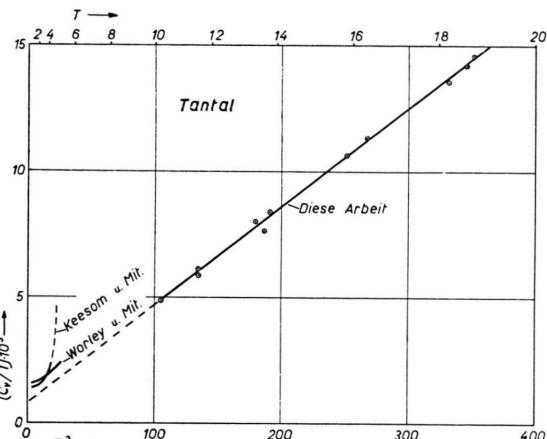


Abb. 1. Atomwärmen von Tantal im $C_v/T, T^2$ -Diagramm. Die im Gebiet des festen und flüssigen H_2 beobachteten Daten liegen auf einer Geraden [Gl. (6) und (9)]. Die Ergebnisse bei Heliumtemperaturen (nach Keesom und Worley), bei denen die Supraleitung magnetisch unterdrückt wurde, weichen deutlich von der Linearität ab.

3. Wir gehen zur Besprechung unserer eigenen Messungen über. Auf Abb. 1 sind die zwischen 10 und 19° K erhaltenen Ergebnisse dargestellt. Die ausgezogene Gerade folgt der Beziehung

$$\gamma = 8,1 \cdot 10^{-4} = C_v/T - (464,5/228^3) T^2. \quad (9)$$

Der γ -Wert ist danach erheblich kleiner als früher je beobachtet wurde. Leider liegen bisher keine

¹⁵ Diese Werte weichen von denen der Originalveröffentlichung etwas ab. Sie wurden von Worley neu berechnet und von J. Eisenstein, Rev. Mod. Phys. **26**, 277 [1954] mitgeteilt.

¹⁶ J. G. Daunt u. K. Mendelsohn, Proc. Roy. Soc., Lond. A **160**, 127 [1937].

¹⁷ J. G. Daunt, A. Horsemann u. K. Mendelsohn, Phil. Mag. **27**, 754 [1939].

Messungen zwischen 4° und 10° K vor und gerade dieses Gebiet dicht oberhalb des Sprungpunktes dürfte wichtig sein. Deshalb bleibt im Augenblick die Frage offen, wie sich der Anschluß der bei höherer Temperatur beobachteten C_v -Werte an die Ergebnisse im Heliumgebiet eigentlich vollzieht. Sollte es sich bestätigen, daß eine Zerlegung der Atomwärme nach Gl. (6) im Heliumgebiet nicht möglich ist – eine Konsequenz, die die bisherigen Beobachter noch nicht in voller Schärfe ausgesprochen haben, die aber unseres Erachtens unausweichlich ist –, so muß gleichzeitig festgestellt werden, daß diese Anomalie oberhalb von 10° K kaum mehr zu bestehen scheint.

Für mittlere Temperaturen haben kürzlich Clusius und Bühler die Beziehung

$$\gamma = \frac{3 R \Theta_g^2}{20 T_0^3} \left(1 - \frac{1}{28} \left(\frac{\Theta_g}{T_0} \right)^2 \right) \quad (10)$$

abgeleitet¹⁸. Ist die charakteristische Temperatur für die „elektronenfreie“ Gitterwärme Θ_g und die Temperatur T_0 bekannt, bei der der Θ -Wert für die experimentell beobachtete Atomwärme C_v verschwindet, so kann γ berechnet werden. Auf Abb. 2 sind diese Θ -Werte auf der unteren Kurve eingetragen,

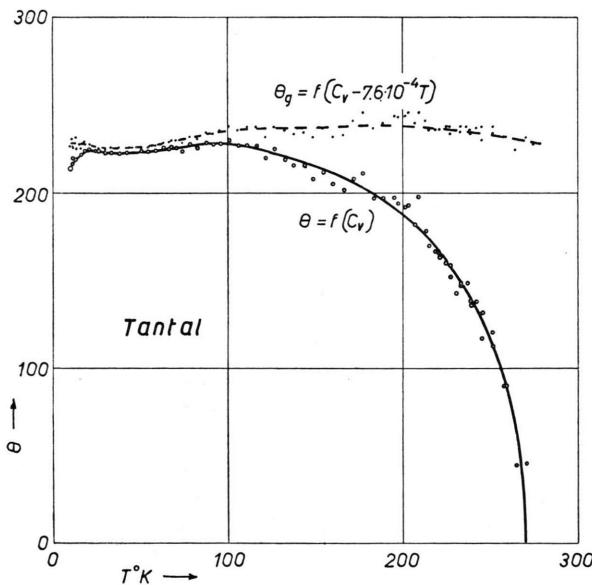


Abb. 2. Die ausgezogene Kurve gibt den Verlauf der Debyeschen charakteristischen Temperatur Θ wieder, wenn die unmittelbar beobachteten Werte für C_v benutzt werden. Die gestrichelte Kurve zeigt dagegen, daß der Θ_g -Wert für die reine Gitterwärme $C_g = C_v - \gamma T$ keine erhebliche Temperaturabhängigkeit mehr besitzt.

¹⁸ K. Clusius u. H. H. Bühler, Z. Naturforsch. **10a**, 930 [1955].

aus der man ersieht, daß Θ für $T_0 = 270^\circ$ K verschwindet. Für Θ_g setzt man den Θ -Wert in der Nähe von $\Theta/T = 4,25$ ein und findet so Θ zu 227° . Man erhält dann $\gamma = 7,6 \cdot 10^{-4}$, wenig verschieden von unserem zwischen 10° und 18° K ermittelten Wert [Gl. (9)]. Berücksichtigt man die entsprechende Elektronenwärme, so variiert der für $(C_v - 7,6 \cdot 10^{-4} T)$ abgeleitete Θ_g -Wert über den großen Temperaturbereich von 20° bis 300° K wenig und schwankt nur noch zwischen 230° und 240° . Diese Werte sind durch die obere Kurve von Abb. 2 veranschaulicht. Das allgemeine Ergebnis, daß die Gitterwärme C_g in der Nähe des Äquipartitionswerts durch die Grenzfrequenz eines Debyeschen Ersatzspektrums dargestellt werden kann, wurde kürzlich ausführlich behandelt, so daß wir hier nicht darauf einzugehen brauchen¹⁸. Tantal ist dadurch ausgezeichnet, daß die charakteristische Temperatur dieses Ersatzspektrums dem im T^3 -Gebiet auftretenden Θ_g^* -Wert nahe kommt, da die Variation der Θ_g -Werte im

Meßreihe	T° abs.	C_p (cal/°)	Meßreihe	T° abs.	C_p (cal/°)
II/1	10,12	0,0494	III/10	138,52	5,315
II/6	11,59	0,0707	III/11	144,07	5,364
II/2	11,60	0,0682	III/12	149,33	5,440
II/11	13,40	0,1075	III/13	155,06	5,460
II/3	13,66	0,1044	III/14	160,49	5,522
II/7	13,81	0,1161	III/15	166,60	5,571
II/4	15,86	0,1686	III/16	172,12	5,573
II/8	16,37	0,1859	III/17	177,57	5,585
II/5	18,21	0,2469	III/18	183,69	5,662
II/12	18,61	0,2641	III/19	189,18	5,678
II/9	18,84	0,2745	III/20	195,55	5,703
II/13	20,92	0,3648	IV/1	197,71	5,720
II/10	21,27	0,3881	III/21	201,64	5,733
II/14	24,67	0,5909	IV/2	203,22	5,736
II/15	26,63	0,7273	III/22	207,12	5,771
II/16	30,47	1,029	IV/3	209,39	5,763
II/17	34,12	1,317	III/23	213,21	5,794
II/18	38,40	1,682	IV/4	215,04	5,816
II/19	42,54	2,025	III/24	218,68	5,831
II/20	46,73	2,355	IV/14	221,23	5,841
II/21	51,32	2,692	IV/5	221,29	5,838
II/22	55,04	2,937	III/25	224,77	5,852
II/23	59,49	3,213	IV/15	226,83	5,859
II/24	64,06	3,444	IV/6	226,85	5,871
I/1	67,88	3,642	III/26	230,61	5,877
II/25	68,35	3,654	IV/16	233,04	5,888
I/2	71,36	3,790	IV/7	233,12	5,884
I/3	74,87	3,956	III/27	236,27	5,889
I/4	79,32	4,089	IV/17	238,58	5,904
I/5	83,57	4,259	IV/8	238,69	5,909
I/6	88,14	4,354	III/28	241,90	5,911
III/1	92,10	4,487	IV/18	245,17	5,939
III/2	96,81	4,593	IV/9	245,46	5,920
III/3	101,57	4,694	IV/19	250,97	5,946
III/4	106,66	4,814	IV/10	251,21	5,938
III/5	111,71	4,903	IV/20	257,61	5,973
III/6	116,99	4,985	IV/11	257,98	5,972
III/7	122,04	5,115	IV/21	264,40	6,003
III/8	127,08	5,148	IV/13	270,10	6,004
III/9	133,36	5,245	IV/22	274,20	6,024

Tab. 1. Atomwärme von Tantal
(gemessen wurden 248,593 g = 1,3743 g-Atome; Atomgewicht 180,88).

Meßreihe I	am 15. 3. 55,	Bad: flüssiger N_2 ;
Meßreihe II	am 24. 3. 55,	Bad: fester und flüssiger H_2 ;
Meßreihe III	am 24. 5. 55,	Bad: flüssige Luft;
Meßreihe IV	am 4. 6. 55,	Bad: festes CO_2 .

ganzen Temperaturbereich keinen ausgesprochenen Gang zeigt wie etwa beim Iridium oder Rhodium¹⁹. Man darf daraus schließen, daß die Intensitätsverteilung im wahren gittertheoretischen Spektrum des Tantals im Mittel durch eine Debye-Funktion zufällig ganz gut dargestellt wird.

Als hauptsächliches Ergebnis der vorliegenden Arbeit halten wir fest, daß zwischen 10° und 18° K die Elektronenwärme des Tantals durch $C_e = 8,1 \cdot 10^{-4} T$ gut wiedergegeben werden kann. Zwischen 50 und 270° K finden wir $C_e = 7,6 \cdot 10^{-4} T$. Diese Werte stehen in Übereinstimmung mit der schon früher oberhalb von Zimmertemperatur²⁰ für dieses Element geforderten Elektronenwärme von $7 \cdot 10^{-4} T$.

Daß der theoretische Wert $6,1 \cdot 10^{-4} T$ kleiner als die Beobachtungen ausfällt, bedeutet keinen Widerspruch. Jones und Mott haben nämlich gute Gründe dafür angegeben, daß die gegenwärtige Anwendung der Theorie stets nur einen unteren Grenzwert für γ liefert²¹.

Der eine von uns (C. G. L.) dankt dem Consejo Superior de Investigaciones Científicas (Madrid) für die Gewährung eines Studienstipendiums. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Überlassung einer Präzisionsmeßbrücke und dem Schweizerischen Nationalfonds für namhafte Mittel zur Durchführung der vorliegenden Untersuchung. Den Herren Dr. P. Franzosini und Dr. H. Hürzeler danken wir für ihre Mitarbeit bei der Auswertung der Ergebnisse.

T° abs.	C_p	$C_p - C_v$	C_v	$\Theta (C_v)$	C_e	$C_v - C_e$	$\Theta_g (C_v - C_e)$
10	0,049	—	0,049	212	0,0076	0,0414	224
15	0,145	—	0,145	221	0,011	0,134	226
20	0,326	—	0,326	224	0,015	0,311	228
25	0,614	—	0,614	224	0,019	0,595	226
30	0,986	—	0,986	223	0,023	0,963	226
35	1,397	—	1,397	223	0,027	1,370	225
40	1,819	0,001	1,818	223	0,030	1,788	225
45	2,229	0,001	2,228	223	0,034	2,194	225
50	2,610	0,002	2,608	223	0,038	2,570	225
60	3,235	0,004	3,231	224	0,045	3,186	228
70	3,743	0,006	3,737	225	0,053	3,684	229
80	4,125	0,008	4,117	226	0,061	4,056	234
90	4,425	0,010	4,415	228	0,068	4,347	234
100	4,664	0,012	4,652	228	0,076	4,576	238
110	4,876	0,015	4,861	227	0,083	4,777	237
120	5,057	0,018	5,039	224	0,091	4,948	236
130	5,201	0,021	5,180	221	0,099	5,081	236
140	5,323	0,024	5,299	217	0,106	5,193	236
150	5,420	0,026	5,394	214	0,114	5,280	236
160	5,501	0,029	5,472	210	0,122	5,350	238
170	5,567	0,031	5,536	207	0,129	5,408	239
180	5,619	0,033	5,586	205	0,137	5,449	242
190	5,672	0,035	5,637	200	0,144	5,493	242
200	5,729	0,038	5,691	192	0,152	5,539	239
210	5,783	0,041	5,742	180	0,160	5,582	240
220	5,832	0,043	5,789	166	0,167	5,622	238
230	5,877	0,046	5,831	150	0,175	5,656	235
240	5,912	0,049	5,863	135	0,182	5,681	234
250	5,947	0,051	5,896	112	0,190	5,706	232
260	5,979	0,054	5,925	84	0,198	5,727	231
273,2	6,023	0,057	5,966	—	0,207	5,759	225

Tab. 2. Atomwärme des Tantals in cal/g Atom $^\circ$ zwischen 10° und $273,2^\circ$ K.
Die Elektronenwärme wurde zu $7,6 \cdot 10^{-4} T$ angesetzt.

¹⁹ K. Clusius u. C. G. Losa, Z. Naturforschg. **10a**, 545 [1955].

²¹ H. Jones u. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc., Lond. A **162**, 49 [1937].

²⁰ siehe Manning u. Chodorow (l. c. ¹²).