

## Über das Weiss'sche molekulare Feld.

Von **Kotarō Honda** in Sendai (Japan).

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 4. Februar 1932.)

Der Gedanke eines molekularen Feldes, den P. Weiss<sup>1)</sup> zur Erklärung des Ferromagnetismus auf Grund der Langevinschen Theorie paramagnetischer Gase herangezogen hat, birgt in sich selbst eine Reihe von Schwierigkeiten. Darauf ist auch schon von verschiedenen Physikern<sup>2)</sup> hingewiesen worden; Zweck der vorliegenden Untersuchung ist, zu zeigen, daß die Annahme des molekularen Feldes unhaltbar ist.

1. Nach P. Weiss ist selbst im unmagnetisierten Zustand eines ferromagnetischen Körpers jedes Elementargebiet in seinem Innern durch das außerordentlich starke molekulare Feld bis zu der der Temperatur entsprechenden Sättigung magnetisiert. Da aber der Körper aus einer sehr großen Anzahl kleiner Kristallite besteht, deren Elementargebiete durch das molekulare Feld stark magnetisiert, aber gleichförmig über alle Richtungen verteilt sind, so verschwindet die Magnetisierung des Körpers als Ganzen.

Ferner nimmt Weiss an, daß das molekulare Feld  $H_m$  der Magnetisierungsintensität der Elementargebiete — „der spontanen Magnetisierung“ — proportional ist, d. h.

$$H_m = N I_t, \quad (1)$$

wo  $I_t$  den Sättigungswert der Magnetisierung bei der Temperatur  $t$  bedeutet und  $N$  die Proportionalitätskonstante. Dabei ist immer zu beachten, daß im unmagnetischen Zustand die Resultierende der elementaren molekularen Felder in jeder Richtung stets Null ist. Nach P. Weiss beträgt die Intensität des molekularen Feldes mehrere Millionen Gauß und ist also, verglichen mit einem gewöhnlichen äußeren Magnetfeld, außerordentlich stark. Die Richtung dieses molekularen Feldes muß in jedem elementaren Raumteil eine bestimmte Beziehung zur Kristallstruktur oder der Richtung des Raumgitters des Kristalls haben.

<sup>1)</sup> P. Weiss, Arch. des Sci. **31**, 401, 1911; **37**, 105, 201, 1914.

<sup>2)</sup> K. Honda, Sc. Rep. Tōhoku Imp. Univ. **7**, 53, 1918; ZS. f. Phys. **63**, 141, 1930; N. S. Akulov, ZS. f. Phys. **64**, 559, 1930.

In der Theorie des Ferromagnetismus, die von J. Okubo und K. Honda<sup>1)</sup> vorgeschlagen wurde, bildet ebenfalls spontane Magnetisierung derselben Art wie bei Weiss die Grundlage ihrer Theorie; der Unterschied liegt nur darin, daß, während von Weiss das außerordentlich starke molekulare Feld angenommen wird, sie nur die gegenseitige magnetische Wechselwirkung benachbarter Pole berücksichtigen. Für einen Eisenkristall sind sehr wahrscheinlich die Achsenrichtungen des körperzentrierten kubischen Gitters die Richtungen der spontanen Magnetisierung der Elementarteilchen, da, wie aus Fig. 1 hervorgeht, diese Anordnung der Molekularmagnete ein Minimum der potentiellen Energie besitzt.

Wenn nach der Weiss'schen Theorie in jedem Elementargebiet ein molekulares Feld, das so groß ist, wie wir oben angaben, in einer bestimmten Richtung in bezug auf die Kristallachsen herrscht, so läßt sich der Barkhauseneffekt sehr schwer erklären; nämlich das plötzliche Umschlagen elementarer Gruppen von Molekularmagneten infolge einer kleinen Änderung des Magnetfeldes; nach unserer Theorie ist dagegen diese Erscheinung leicht verständlich, weil der Widerstand, der von der gegenseitigen magnetischen Kraft zwischen benachbarten Polen herrührt, nur gering ist.

Wird ein äußeres Magnetfeld  $H_0$  angelegt, so nimmt Weiss an, daß das resultierende Feld  $H$  aus der Summe des äußeren Feldes  $H_0$  und des inneren Feldes  $NI$  besteht:

$$H = H_0 + H_m = H_0 + NI, \quad (2)$$

wo  $I$  die wahre Magnetisierung und nicht die *elementare oder spontane Magnetisierung*  $I_t$  bedeutet.  $NI$  verschwindet für  $H_0 = 0$  und ist weder in Richtung noch in Größe gleich dem molekularen Felde  $NI_t$ , dessen Richtung von Stelle zu Stelle wechselt und das nicht für  $H_0 = 0$  verschwindet. So hängt dieser Ausdruck (2) gar nicht mit dem molekularen Felde  $NI_t$  oder der oben besprochenen spontanen Magnetisierung zusammen.

Bei der Anwendung des Ausdrucks (2) muß man unbedingt darauf achten, daß  $H$  oder  $NI$  immer verschwinden, wenn das äußere Feld  $H_0$  null wird. Das Verschwinden von  $NI$  bedeutet jedoch nicht gleichzeitig das des molekularen Feldes in elementaren Raumteilen.

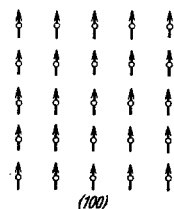


Fig. 1. Eisenkristall.

<sup>1)</sup> J. Okubo u. K. Honda, Sc. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 5, 153, 1916; „Magnetic Properties of Matter“, Berlin, Hirschwaldsche Buchhandlung und Amer. Soc. for Steel Treating, Cleveland, Ohio.

2. Die Weiss'sche Theorie beruht auf der Langevinschen Theorie der paramagnetischen Gase unter Verwendung des Ausdrucks (2). Sie ist daher nicht notwendig mit dem molekularen Felde  $NI$ , oder der spontanen Magnetisierung verknüpft. Aus der Grundlage der Theorie geht klar hervor, daß diese Theorie keine irreversiblen Effekte umschließt, und daher ist der bekannte Ausdruck

$$\sigma = \sigma_0 \left( \cotg a - \frac{1}{a} \right) \quad (3)$$

mit

$$a = \frac{\sigma_0 (H_0 + NI)}{RT}$$

(wo  $\sigma$  und  $\sigma_0$  die induzierte und die Sättigungsmagnetisierung pro Mol bedeuten,  $R$  die Gaskonstante und  $T$  die absolute Temperatur sind) eine bestimmte eindeutige Funktion von  $H_0$  und  $T$ . Nach dieser Theorie läßt sich keine remanente Magnetisierung erwarten, d. h. für  $H_0 = 0$  ist auch  $NI = 0$  und  $a = 0$ ; daher muß auch  $\sigma$  bei jeder Temperatur Null sein.

Andererseits erhalten wir mit der *unzulässigen Annahme*, daß für  $H_0 = 0$   $NI$  nicht verschwindet und unverändert bleibt — das ist die Annahme von P. Weiss<sup>1)</sup> —, offenbar

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{\sigma_0 NI}{RT} \\ &= \frac{\sigma_0^2 N \varrho}{w RT} \cdot \frac{\sigma}{\sigma_0} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Hieraus in Verbindung mit Gleichung (3) leitete Weiss seine Theorie „der spontanen Magnetisierung“ ab und erhielt die bekannten Beziehungen, die die Abhängigkeit dieser Magnetisierung von der Temperatur wiedergeben. Da seine Theorie auf dieser falschen Annahme beruht, kann sie nicht gültig sein. Denn man dürfte aus seiner Theorie die remanente oder spontane Magnetisierung gar nicht erhalten, und was er als spontane Magnetisierung ansah, ist es in Wirklichkeit gar nicht und die Temperaturabhängigkeit, die er für die spontane Magnetisierung erhielt, ist in Wirklichkeit die einer induzierten Magnetisierung. Denn wenn wir nun ohne diese unberechtigte Annahme weitergehen, so haben wir mit den Weiss'schen Bezeichnungen

$$\begin{aligned} a &= \frac{\sigma_0 (H_0 + NI)}{RT} \\ &= \frac{\sigma_0 (w H_0 + N \varrho \sigma)}{w RT} \end{aligned}$$

---

<sup>1)</sup> l. c.

Am kritischen Punkt  $\Theta$  ist  $\sigma_\Theta$  sehr klein; daher gilt

$$\frac{\sigma_\Theta}{\sigma_0} = \frac{1}{3} a_\Theta = \frac{(w H_0 + N \varrho \sigma_\Theta) \sigma_0}{3 w R \Theta},$$

$$\frac{T}{\Theta} = \frac{3 \sigma}{a \sigma_0} \cdot \frac{1 + \frac{w H_0}{N \varrho \sigma}}{1 + \frac{w H_0}{N \varrho \sigma_\Theta}}.$$

Dies ist offensichtlich eine Beziehung, die die Abhängigkeit der *induzierten Magnetisierung* von der Temperatur wiedergibt. Nun ist im allgemeinen  $\frac{w H_0}{N \varrho \sigma}$  sehr klein gegen Eins, außer in der Nähe des kritischen Punktes, so daß wir diese Gleichung auch in der Form schreiben können:

$$\frac{T}{\Theta} = \frac{3 \sigma}{a \sigma_0} \frac{1}{1 + \frac{w H_0}{N \varrho \sigma_\Theta}}. \quad (5)$$

Nimmt man also an, daß der Quotient  $\frac{w H_0}{N \varrho \sigma_\Theta}$  gegen Eins vernachlässigt werden kann, so reduziert sich diese Gleichung (5) auf die Weiss'sche Gleichung für korrespondierende Zustände und die Beziehung zwischen induzierter Magnetisierung und Temperatur wird unabhängig von der Natur des Stoffes; exakt ist das aber nicht der Fall. Nehmen wir z. B. für Eisen  $H_0 = 1000$  und  $\sigma_\Theta = 7$  ( $I = 1$ ), so wird der betrachtete Quotient<sup>1)</sup> ungefähr gleich 0,17. Wir sehen also, daß die von Weiss für korrespondierende Zustände vorgeschlagene Beziehung nur näherungsweise gilt.

Dieselbe Bemerkung über spontane Magnetisierung gilt auch für die Heisenbergsche Theorie<sup>2)</sup>. Seine Theorie benutzt keine irreversiblen Vorgänge, so daß sich aus seiner Theorie keine remanente oder spontane Magnetisierung erwarten läßt; aber in seinem Ergebnis [seine Gleichung (22)] verschwindet die Magnetisierung nicht für  $H = 0$ . Dies Ergebnis entsteht wahrscheinlich durch die Vernachlässigung kleiner Glieder bei der Abschätzung seines Ausdrucks  $S$ . In seiner Rechnung vernachlässigt er das Glied  $\frac{\partial}{\partial \alpha} \log F$ , das aber für kleine Werte von  $H$  sehr wichtig wird und gegen  $\frac{\partial}{\partial \alpha} \log \sum$  nicht vernachlässigt werden darf.

<sup>1)</sup> Sc. Rep. Tōhoku Imp. Univ. 4, 261, 1915. ( $N = 5900$ .)

<sup>2)</sup> W. Heisenberg, ZS. f. Phys. 49, 619, 1928.

T. Hirone hat  $S$  für einen kleinen Wert von  $\alpha$  folgendermaßen berechnet:

$$\begin{aligned}
 S &= \sum_{s=0}^n \sum_{m=-s}^s f_{\sigma} e^{\alpha m + \beta \frac{s^2}{2n} - \beta^2 \frac{s^2 (4n^2 - s^2)}{8n^3 z}} \\
 &= \sum_{s=0}^n \sum_{m=-s}^s e^{\alpha m} f_{\sigma} g(s) \\
 &= \sum_{s=0}^n \frac{e^{\alpha(s+1)} - e^{-\alpha s}}{e^{\alpha} - 1} \cdot f_{\sigma} g(s) \\
 &= \frac{1}{\operatorname{Sin} \frac{\alpha}{2}} \sum_{s=0}^n \operatorname{Sin} \alpha \left( s + \frac{1}{2} \right) \cdot f_{\sigma} g(s), \\
 \bar{m} &= \frac{\partial \log S}{\partial \alpha} = -\frac{1}{2} \operatorname{Cotg} \frac{\alpha}{2} + \frac{\sum_{s=0}^n (s + \frac{1}{2}) \operatorname{Cos} \alpha (s + \frac{1}{2}) f_{\sigma} g(s)}{\sum_{s=0}^n \operatorname{Sin} \alpha (s + \frac{1}{2}) \cdot f_{\sigma} g(s)}.
 \end{aligned}$$

Ist  $\alpha$  sehr klein, so ist das erste Glied  $-\frac{1}{\alpha} \cdot f_{\sigma} g(s)$  hat ein scharfes Maximum bei  $s = s_0$  und daher gilt

$$\begin{aligned}
 \text{zweites Glied} &= \frac{(s_0 + \frac{1}{2}) \operatorname{Cos} \alpha (s_0 + \frac{1}{2}) \sum_{s=s_0-\tau}^{s_0+\tau} f_{\sigma} g(s)}{\operatorname{Sin} \alpha (s_0 + \frac{1}{2}) \sum_{s=s_0-\tau}^{s_0+\tau} f_{\sigma} g(s)} \\
 &= (s_0 + \frac{1}{2}) \operatorname{Cotg} \alpha (s_0 + \frac{1}{2}) \\
 &= \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{3} \left( s_0 + \frac{1}{2} \right)^2 \alpha = \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{3} s_0^2 \alpha, \\
 \sigma &= \frac{\bar{m}}{n} = \frac{2}{3} s_0^2 \frac{\mu}{kT} H.
 \end{aligned}$$

Wir haben also  $\sigma = 0$  für  $H = 0$ . Wie zu erwarten war, gibt es keine remanente oder spontane Magnetisierung.

Vor kurzem haben T. Hirone und T. Hikosaka<sup>1)</sup> die Heisenberg'sche Theorie noch einmal durchgerechnet, ohne eine spezielle Form der Funktion für die Termverteilung anzunehmen und haben einen exakten Ausdruck für die Magnetisierung  $\sigma$  gefunden. Dieser Ausdruck ist eine eindeutige Funktion von  $H$  und  $T$  und verschwindet immer für  $H = 0$ .

<sup>1)</sup> T. Hirone u. T. Hikosaka, ZS. f. Phys. **73**, 62, 1931.

Es kann also mit dieser Theorie keine remanente oder spontane Magnetisierung verbunden sein. Auch hier ist wieder die Temperaturabhängigkeit, die sie erhielten, in Wirklichkeit die einer induzierten Magnetisierung.

3. Die Versuche haben ergeben, daß die spezifische Wärme eines ferromagnetischen Körpers bei hohen Temperaturen mit steigender Temperatur zunächst langsam und dann schnell zunimmt, um bei sehr starker Annäherung an den kritischen Punkt, wo die Magnetisierung fast verschwindet, wieder sehr schnell abzunehmen; dann steigt sie wieder allmählich (vgl. Fig. 2). Weiss erklärte diese Veränderlichkeit der spezifischen Wärme als die Änderung der magnetischen Energie und behauptete, gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Versuch gefunden zu haben. Meiner Ansicht nach ist aber diese Übereinstimmung nur eine scheinbare und seine Erklärung kann nicht richtig sein, wie im folgenden gezeigt werden soll<sup>1)</sup>.

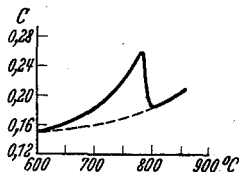


Fig. 2. Eisen.

Wir wollen die spezifische Wärme einer ferromagnetischen Substanz mit und ohne angelegtes Magnetfeld betrachten. Dann besteht die innere Energie pro Volumeneinheit aus zwei Gliedern, der magnetischen und nicht-magnetischen Energie. Die Magnetisierungsenergie ist gegeben durch

$$\begin{aligned} \int_0^I H dI &= \int_0^I (H_0 + NI) dI \\ &= H_0 I + \frac{1}{2} N I^2, \end{aligned}$$

und ohne das magnetische Feld ist die Energie der spontanen Magnetisierung gegeben durch

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \sum M H_m &= -\frac{1}{2} H_m I \\ &= -\frac{1}{2} N I^2. \end{aligned}$$

Ist also  $u$  die innere nicht-magnetische Energie, so ist die spezifische Wärme mit und ohne Magnetfeld gegeben durch

$$c_1 = \frac{1}{\varrho} \frac{du}{dT} + \frac{1}{\varrho} (H_0 + NI) \frac{dI}{dT}$$

und

$$c_2 = \frac{1}{\varrho} \frac{du}{dT} - \frac{1}{\varrho} N I \frac{dI}{dT},$$

wo  $\varrho$  die Dichte der Substanz bedeutet.

<sup>1)</sup> K. Honda, „Magnetic Properties of Matter“, S. 192–194.

Da beim Erhitzen  $\frac{dI}{dT}$  immer negativ ist, muß  $c_1$  um ein Beträchtliches kleiner sein als  $c_2$ , wobei der Unterschied mit steigender Temperatur wächst. Führen wir also die thermische Analyse mit und ohne Magnetfeld aus, so muß die Wärmeaufnahme (oder Abgabe) beim Erhitzen (oder Abkühlen) über das kritische Gebiet, die den spezifischen Wärmen  $c_1$  und  $c_2$

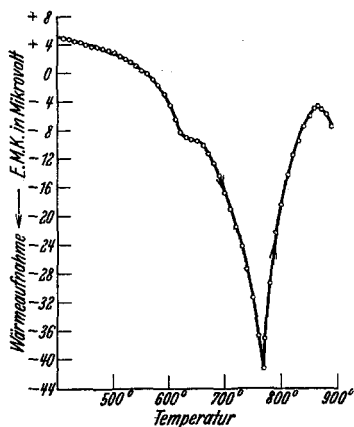


Fig. 3 a. Eisen.  
Mit Feld.

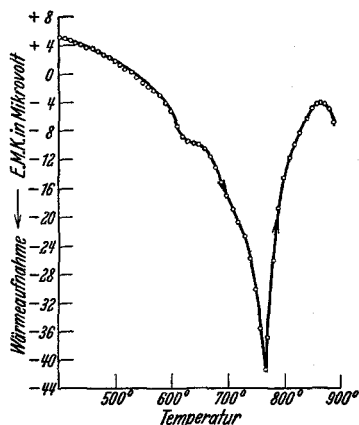


Fig. 3 b. Eisen.  
Ohne Feld.

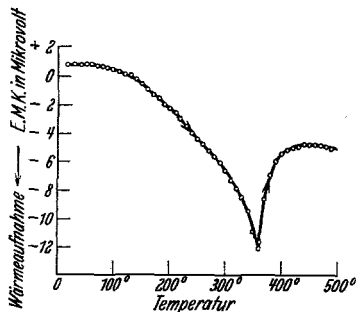


Fig. 4 a. Nickel.  
Mit Feld.

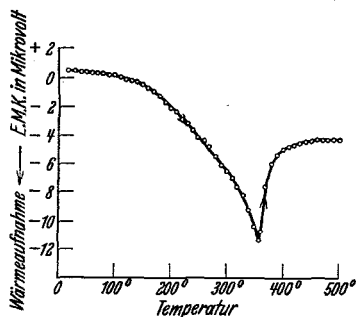


Fig. 4 b. Nickel.  
Ohne Feld.

proportional ist, in diesen beiden Fällen erheblich voneinander verschieden sein. Beobachtet wurde aber (vgl. Fig. 3 und 4), daß die Wärmeaufnahme beim Erhitzen durch den Einfluß des Magnetfeldes nicht wesentlich geändert wurde. Es muß also der zweite, magnetische Teil in  $c_1$  oder  $c_2$  sehr klein gegenüber dem ersten Glied sein; das bedeutet, daß es kein molekulares Feld von so enormer Größe geben kann, wie P. Weiss es angenommen hat.

Meiner Ansicht nach rührt die anomale Änderung der spezifischen Wärme bei Annäherung an den kritischen Punkt hauptsächlich von einer Änderung des ersten Gliedes her, d. h. von der inneren Änderung, die in den Atomen selbst allmählich vor sich geht, während die Änderung der magnetischen Energie nur einen kleinen Bruchteil der Gesamtänderung ausmacht. Bekanntlich bedingt diese innere Änderung entsprechende Änderungen anderer physikalischer Eigenschaften<sup>1)</sup>, wie der Magnetisierbarkeit, des elektrischen Widerstandes, der thermischen Ausdehnung usw., wobei die Änderung der spezifischen Wärme nur eine der verschiedenen Auswirkungen der inneren Änderung ist. Es sei hier bemerkt, daß die spezifische Wärme eine Größe ist, die nicht direkt mit den oben erwähnten Eigenschaften verglichen werden kann, wie viele Physiker geglaubt haben, sondern daß jenen der Wärmeinhalt entspricht, und deren Temperaturkoeffizient der spezifischen Wärme. So hat z. B. der Temperaturkoeffizient der Magnetisierbarkeit in Abhängigkeit von der Temperatur genau denselben Verlauf wie die spezifische Wärme, obgleich die Temperaturkurve der Magnetisierbarkeit einen leicht gekrümmten Verlauf hat und keine Unstetigkeitsstelle zeigt. Aus dieser Betrachtung geht leicht hervor, daß der Gedanke von P. Weiss, die spezifische Wärme sollte am kritischen Punkt einen wahrhaft unstetigen Abfall erleiden, nicht richtig sein kann.

4. Der magneto-kalorische Effekt ist eine reversible Erscheinung, die die Magnetisierung oder Entmagnetisierung einer ferromagnetischen Substanz bei ihrem Erhitzen oder Abkühlen begleitet, und unterscheidet sich offensichtlich von der irreversiblen Erwärmung bei der Magnetisierung<sup>2)</sup>. P. Weiss und R. Forrer<sup>3)</sup> führten eine genaue Bestimmung des magneto-kalorischen Effekts bei verschiedenen hohen Temperaturen am Nickel aus und versuchten, ihn mit Hilfe der Theorie des molekularen Feldes zu erklären; ihre Vergleichsmethode scheint mir aber unzuverlässig zu sein.

Den Ausdruck für die reversible Temperaturänderung durch Magnetisierung kann man leicht aus den thermodynamischen Prinzipien ableiten<sup>4)</sup>. Der Zustand einer magnetischen Substanz, die sich in einem Magnetfeld befindet, ist allgemein gegeben durch die Temperatur  $T$ , den Druck  $p$  und die magnetische Feldstärke  $H$ . Betrachten wir den speziellen Fall, daß  $p$  konstant gehalten wird, so haben wir als unabhängige Variable  $T$  und  $H$ .

<sup>1)</sup> K. Honda, ZS. f. Phys. **63**, 141, 1930.

<sup>2)</sup> K. Honda, J. Okubo u. T. Hirone, Sc. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **18**, 409, 1929.

<sup>3)</sup> P. Weiss u. R. Forrer, Ann. de phys. **5**, 153, 1926.

<sup>4)</sup> Magnetic Properties of Matter, S. 43.



Nach dem ersten Hauptsatz haben wir

$$dU = dQ + dW;$$

wir können aber auch schreiben:

$$dQ = Q_1 dT + Q_2 dH,$$

$$dW = W_1 dT + W_2 dH,$$

also

$$dU = (Q_1 + W_1) dT + (Q_2 + W_2) dH.$$

Aus der Bedingung, daß  $dU$  ein vollständiges Differential sein muß, folgt

$$\frac{\partial Q_1}{\partial H} - \frac{\partial Q_2}{\partial T} = \frac{\partial W_2}{\partial T} - \frac{\partial W_1}{\partial H}. \quad (6)$$

Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik liefert:

$$dS = dQ/T = \frac{Q_1}{T} dT + \frac{Q_2}{T} dH.$$

Aus der Bedingung, daß  $dS$  ein vollständiges Differential sein soll, folgt

$$\frac{1}{T} \frac{\partial Q_1}{\partial H} = \frac{1}{T^2} \left( T \frac{\partial Q_2}{\partial T} - Q_2 \right)$$

oder

$$Q_2 = T \left( \frac{\partial Q_2}{\partial T} - \frac{\partial Q_1}{\partial H} \right),$$

und nach (6)

$$Q_2 = T \left( \frac{\partial W_1}{\partial H} - \frac{\partial W_2}{\partial T} \right). \quad (7)$$

Nun ist

$$\begin{aligned} dW &= p dv + v H dI \\ &= p \left( \frac{\partial v}{\partial H} dH + \frac{\partial v}{\partial T} dT \right) + v H \left( \frac{\partial I}{\partial H} dH + \frac{\partial I}{\partial T} dT \right) \\ &= \left( p \frac{\partial v}{\partial T} + v H \frac{\partial I}{\partial T} \right) dT + \left( p \frac{\partial v}{\partial H} + v H \frac{\partial I}{\partial H} \right) dH \\ &= \bar{W}_1 dT + \bar{W}_2 dH, \end{aligned}$$

also

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial W_1}{\partial H} &= p \frac{\partial^2 v}{\partial H \partial T} + v \frac{\partial I}{\partial T} + v H \frac{\partial^2 I}{\partial H \partial T} + H \frac{\partial v}{\partial H} \frac{\partial I}{\partial T}, \\ \frac{\partial W_2}{\partial T} &= p \frac{\partial^2 v}{\partial T \partial H} + v H \frac{\partial^2 I}{\partial T \partial H} + H \frac{\partial v}{\partial T} \frac{\partial I}{\partial H}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Wir erhalten also aus (7) und (8)

$$Q_2 = \left( \frac{\partial Q}{\partial H} \right)_T = T \left( v \frac{\partial I}{\partial T} + H \frac{\partial v}{\partial H} \frac{\partial I}{\partial T} - H \frac{\partial v}{\partial T} \frac{\partial I}{\partial H} \right).$$

Da das zweite und dritte Glied dieses Ausdrucks klein gegen das erste sind, können wir diese Beziehung vereinfachen und schreiben:

$$\frac{\partial Q}{\partial H} = v T \frac{\partial I}{\partial T}.$$

Geht die Änderung des Magnetfeldes so rasch vor sich, daß man sie als adiabatisch betrachten kann, so können wir schreiben:

$$\delta Q = -c \varrho v \delta T,$$

also

$$\delta T = -\frac{T}{c \varrho} \frac{\partial I}{\partial T} \delta H$$

oder

$$\Delta T = -\frac{T}{c \varrho} \int_0^H \frac{\partial I}{\partial T} \delta H.$$

Wenn das Feld nicht schwach ist, so ist  $\frac{\partial I}{\partial T}$  fast unabhängig von  $H$  und wir haben daher

$$\Delta T = -\frac{T}{c \varrho} \frac{\partial I}{\partial T} H. \quad (9)$$

Bei den Versuchen von Weiss und Forrer wurde immer der reversible Abkühlungseffekt bei der Entmagnetisierung beobachtet, weswegen die Hysteresiswärme in die beobachteten Ergebnisse nicht eingeht. Da  $c$ ,  $\varrho$ ,  $T$  und  $\frac{\partial I}{\partial T}$  aus ihrem Versuch bekannt sind, läßt sich die bei der Änderung des Magnetfeldes entwickelte oder aufgenommene Wärme berechnen. Die folgende Tabelle enthält die Rechnungsergebnisse sowie die beobachteten Werte.

Tabelle 1.

$t^\circ$	$H = 4000$		$H = 10\,000$	
	(ber.)	(beob.)	(ber.)	(beob.)
540	$1,04^0 \cdot 10^{-2}$	$0,94^0 \cdot 10^{-2}$	$2,50^0 \cdot 10^{-2}$	$2,35^0 \cdot 10^{-2}$
104	1,63	1,34	4,07	3,43
151	2,31	1,90	5,78	4,75
216	3,51	3,22	8,78	8,05
277	6,22	5,65	15,5	14,1
301	8,28	7,60	20,7	19,0
334	15,3	14,8	38,3	35,5
345	23,0	23,4	49,6	52,0
Kritischer Punkt				
373	2,6	3,3	16,0	19,0
391	0,8	0,8	4,0	4,7
400	0,5	0,4	2,3	2,2

Diese Tabelle zeigt, daß die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und beobachteten Werten sehr befriedigend ist; es ist daher zur Erklärung des magneto-kalorischen Effekts nicht nötig, das Weissche molekulare Feld in der Form  $NI_i$  oder das innere Feld in der Form  $NI$  einzuführen. Benutzen wir andererseits für  $H$  den Wert  $H + NI$  oder  $H + NI_i$ , so geht diese Übereinstimmung völlig verloren.

So führen die Folgerungen, die aus Teil 1 bis 4 gezogen werden, alle zu dem wichtigen Schluß, daß die Weissche Theorie des molekularen Feldes verschiedene Widersprüche in sich selbst enthält, und daß vom experimentellen Standpunkt die Annahme des molekularen Feldes unhaltbar ist.

---