



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	Über die Hysteresisschleife und die Magnetostriktion der Eisenkristalle
Author(s)	Kaya, S.; Takaki, H.
Citation	北海道帝國大學理學部紀要, 1(8), 227-242
Issue Date	1936-04-20
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/34457
Type	departmental bulletin paper
File Information	1_P227-242.pdf



Über die Hysteresisschleife und die Magnetostriktion der Eisenkristalle.

von S. KAYA und H. TAKAKI in Sapporo. (Japan)

Um genaue Werte von Magnetostruktionskonstanten zu bestimmen, werden Remanenz und Sättigungspunkt als normale Zustände gewählt. Aus den so bestimmten Konstanten, wird die Verteilung der Elementargebiete in sechs Hauptrichtungen bei dem Umklappmagnetisierungsgebiet berechnet.

§ EINLEITUNG. Die Magnetostruktionskonstanten C , χ_1 , χ_2 des Eisenkristalls, die in der bekannten Formel von N. AKULOV¹⁾

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{\alpha, \beta} = C + \chi_1 \sum_{i \neq j} \alpha_i^2 \beta_j^2 - \chi_2 \sum_{i \neq j} \alpha_i \beta_i \alpha_j \beta_j$$

auftreten, wo $(\delta l/l)_{\alpha, \beta}$ die in der Richtung $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ gemessene relative Längenänderung eines Elementargebiets mit der Magnetisierungsrichtung $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ bezeichnet, sind bisher aus den von K. HONDA und Y. MASIYAMA²⁾ oder von W. WEBSTER³⁾ ausgeführten Beobachtungen bestimmt worden. Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß die von den oben genannten Forschern benutzten Eisenkristalle durch so langsame Abkühlung von hoher Temperatur im spannungsfreien Zustand gebracht worden sind, daß sich die Magnetisierungsrichtungen der darin enthaltenen Elementargebiete in ihren unmagnetischen Zustand gleichförmig nach den sechs Hauptrichtungen verteilen sollten. Wie schon W. HEISENBERG⁴⁾ gezeigt hat, gelten bei solchen Fall die folgenden Zusammenhänge:

$$C = \lambda_0, \quad \chi_1 = -\frac{3}{2}\lambda_0, \quad \chi_2 = \frac{3}{2}\lambda_1$$

wo λ_0 und λ_1 die longitudinale Längenänderungen der Haupt- bzw. Trigonalachse im Sättigungszustand bezeichnen. Der gemessene Wert von λ_0 ist, nach K. HONDA und Y. MASIYAMA 1.71×10^{-5} , und nach W. WEBSTER 1.95×10^{-5} . Was nun λ_1 anbelangt, so konnten diese Forscher seinen Wert nicht sicher bestimmen, weil die erreichbare magnetische Feldstärke, die damals ihnen zur Verfügung gestanden hatte, für die Trigonalachse, die

1) N. AKULOV, ZS. f. Phys., **52**, 389, 1928.

2) K. HONDA und Y. MASIYAMA, Sc. Reports Tohoku Imp. Univ., **15**, 755, 1926.

3) W. WEBSTER, Proc. Roy. Soc. London (A), **109**, 570, 1925.

4) W. HEISENBERG, ZS. f. Phys., **69**, 287, 1931.

die am schwersten magnetisierbare Richtung darstellt, nicht ausreichend war, um sie zur vollen Sättigung zu bringen. Extrapoliert man nun die gemessenen Magnetostriktionskurve bis zur Sättigung, so erhält man in beiden Beobachtungen ungefähr übereinstimmend $\lambda_1 = 1.7 \times 10^{-5}$.

W. HEISENBERG hat noch darauf hingewiesen, daß die von W. WEBSTER gemessene Magnetostriktionskurve der Hauptachse zu einem gewissen Grad mit der unter der Annahme berechneten übereinstimmt, daß die Wahrscheinlichkeit einer Verteilung der Elementargebiete in den sechs Hauptrichtungen unter der vorgeschriebenen Magnetisierung der Anzahl dieser Verteilungsmöglichkeiten proportional ist. Den Grund dieser Theorie müssen wir offenbar in dem Umstand erblicken, daß bei der angestellten Berechnung die Längs- und Querinversion der Elementargebiete als nicht voneinander unterscheidbar angenommen wurden. Man beachte aber in dem wirklichen Kristall den grundsätzlichen Unterschied zwischen den Inversionen beider Arten. Bei der Längsinversion eines Elementargebets bleibt seine Gestalt am Anfang und am Ende dieses Prozesses dieselbe, wenn sie auch im Laufe des Prozesses sich ändert. Hingegen tritt durchweg den ganzen Prozeß der Querinversion eine bedeutende Gestaltänderung hervor. Im Hinblick hierauf hat AKULOV¹⁾ angenommen, daß die sämtlichen möglichen Längsinversionen am Anfang des Umklappmagnetisierungsgebietes stattfinden und danach die Querinversionen folgen.

Um zu entscheiden, welche von den beiden oben besprochenen Annahme die Tatsachen trifft, scheinen die bisherige Beobachtungen nicht ausreichend, weil an den bisher gebrauchten kurzen Kristallen die Magnetisierungsmessungen wegen des großen Entmagnetisierungsfelds nicht genau ausgeführt werden konnten. Wenn wir nun weiter nach der Rolle der inneren Spannungen fragen, welche bei den wirklichen Kristallen, auch wenn sie möglichst rein sind, nicht völlig beseitigt werden können, so wird das Problem nicht so einfach wie oben angenommen. Sobald die innere Spannung in dem Kristall berücksichtigt wird, erhebt sich die Frage nach der magnetischen Vorgeschichte, die es kurz vor den Messungen gehabt hat. Wie später eingehend erwähnt werden wird, kann man den Verteilungszustand der Elementargebiete, in den der Kristall durch die sehr langsame Abkühlung von hoher Temperatur (z. B. von 850°C) mit Ausschluß des Einflusses vom magnetischen Feld gebracht ist, durch den nachher darauf ausgeführten Entmagnetisierungsprozeß nicht wieder herstellen, durch den

1) N. AKULOV, ZS. f. Phys., 69, 78, 1931.

man bisher im allgemeinen den jungfräulichen Zustand immer für erreichbar gehalten hatte. Daraus ist zu schließen, daß der unmagnetische Zustand des Kristalls, auch wenn er vorher völlig entmagnetisiert ist, nicht als ein normaler Zustand, in dem sich die Elementargebiete nach den sechs Hauptrichtungen gleichmäßig verteilen, angesehen werden kann. Dabei spielt die innere Spannung, auch wenn sie unwesentlich klein ist, die Hauptrolle.

Um die in der Akulovschen Formel auftretenden Magnetostriktions-Konstanten C und χ_2 aus den Beobachtungen genau zu bestimmen, ist man genötigt, sich der Längendifferenz zwischen zwei normalen Zuständen zu bedienen, in denen die Verteilungen der Elementargebiete bekannt sind. Als diese normalen Zustände haben die oben genannten Forscher offenbar den unmagnetischen und den Sättigungszustand ausgewählt, von denen aber der erste wegen der vorstehenden Betrachtung zu diesem Zwecke nicht bequem ist. Gerade dieser Umstand eröffnet nun aber eine überaus bequeme Methode, um zu einer vollständigen Lösung der Aufgabe zu gelangen. Wie schon von einem von uns¹⁾ eingehend untersucht worden ist, ist die Remanenz des langen zylinderförmigen Eisenkristalls gegeben durch

$$I_r = I_\infty / \beta_1 + \beta_2 + \beta_3$$

wo $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ die Richtung der Zylinderachse (und auch die Richtung des äußeren Feldes) bezeichnen. Mit anderen Worten, die Remanenz stimmt mit der größten Magnetisierungsintensität überein, die durch den Umklapp-Prozeß unter der vorgeschriebenen Bedingung, daß der Magnetisierungsvektor in der Feldrichtung liegen bleibt, erreichbar ist. In diesem Zustand verteilen sich die sämtlichen Elementargebiete in den drei Hauptrichtungen, die dem Feld nahe liegen, proportional ihren Richtungskosinussen. Was nun die Rolle der inneren Spannung an der Remanenz anbelangt, so versteht sich, daß die obige Verteilung insofern gestört wird, als die durch diese Störung hervorgerufene Verminderung der Verzerrungsenergie mit der dadurch neu geschaffenen Energiezunahme $2\pi I_\perp^2$ gleich wird, wo $I_\perp$ die mit dieser Störung verbundene zur Zylinderachse normale Komponente der Magnetisierung bezeichnet. Da diese letztere Energie mit der aufsteigenden Störung sehr stark zunimmt, so ist es uns gestattet anzunehmen, daß die innere Spannung, die in dem bei hoher Temperatur ausgeglühten und nachdem sehr langsam abgekühlten Kristall noch vorhanden ist, nur eine unwesentliche Rolle spielt. Im Gegensatz dazu spielt bei dem unmagnetischen Zustand die ganz kleine innere Spannung betreff der Verteilungs-

1) S. KAYA, ZS. f. Phys., 84, 705, 1933.

weise der Elementargebiete die Hauptrolle, weil hier nirgendeine Energiezunahme durch die Verzerrungsenergieabnahme hervorgerufen ist.

Nun sind wir so weit vorbereitet, daß wir die Aufgabe, die Magnetostruktionskonstanten aus der Längenänderungen zwischen zwei normalen Zuständen genau zu bestimmen, in Angriff nehmen können durch die folgende Formel:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\delta l}{l}\right)_{\text{Sitt.-Rem.}} &= C - 3C(\beta_2^2\beta_3^2 + \beta_3^2\beta_1^2 + \beta_1^2\beta_2^2) - 2\chi_2(\beta_2^2\beta_3^2 + \beta_3^2\beta_1^2 + \beta_1^2\beta_2^2) \\
 &\quad - \frac{\beta_1}{\beta_1 + \beta_2 + \beta_3} \left\{ C - \frac{3}{2}C(\beta_2^2 + \beta_3^2) \right\} - \frac{\beta_2}{\beta_1 + \beta_2 + \beta_3} \left\{ C - \frac{3}{2}C(\beta_3^2 + \beta_1^2) \right\} \\
 &\quad - \frac{\beta_3}{\beta_1 + \beta_2 + \beta_3} \left\{ C - \frac{3}{2}C(\beta_1^2 + \beta_2^2) \right\} \\
 &= \left\{ \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\beta_1^3 + \beta_2^3 + \beta_3^3}{\beta_1 + \beta_2 + \beta_3} \right) \right. \\
 &\quad \left. - 3(\beta_2^2\beta_3^2 + \beta_3^2\beta_1^2 + \beta_1^2\beta_2^2) \right\} C - 2\chi_2(\beta_2^2\beta_3^2 + \beta_3^2\beta_1^2 + \beta_1^2\beta_2^2)
 \end{aligned}$$

Die vorliegende Arbeit ist nicht nur zum obigen Zwecke, sondern auch zum Zwecke, den Verteilungszustand der Elementargebiete auf der Hysteresisschleife zu beobachten, vorgenommen worden.

§ MESSANORDNUNG. Nach der vorstehenden Betrachtung ist klar, daß die äußere Zug- oder Druckbeanspruchung, die bei den Längenänderungsmessungen die Probekristalle erleiden mögen, insofern beseitigt werden soll, als sie in ihrer Größenordnung gegen die in ihnen vorhandene innere Spannung vernachlässigt werden kann. Diejenigen Verfahren, welche in den bisherigen Magnetostruktionsversuchen zur Verfügung gestanden hatten, sind in unserem Fall nicht direkt anwendbar, weil die darin angewandte mechanische Vergrößerungsanordnung die Probe mehr oder weniger drückt. Um diesen Druck möglichst herunterzusetzen, haben wir die in Fig. 1 gezeigte Anordnung benutzt, in der das freie Ende des Probekristalls auf einer leicht drehbaren Rolle mit zwei gespitzten Enden, die zwischen Steinlagern unter geeignetem Druck geklemmt sind, gehalten ist. Das andere Ende des Kristalls ist mit Siegelwachs an dem äusseren Quarzrohr befestigt. Wirkt ein ganz kleiner Druck zwischen der Probe und der Rolle, so wird die Änderung der Länge der Probe ohne mindeste

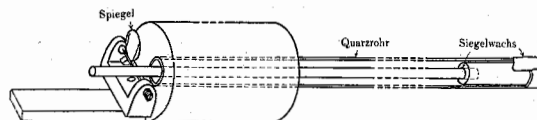


Fig. 1. Messanordnung.

Gleitung der Rolle zugeleitet, deren Drehung durch die gewöhnliche optische Methode genau gemessen werden kann.

Um die der Temperaturänderung der Probe während der Messung zugeschriebenen Fehler möglichst herabzusetzen, haben wir einerseits das Kühlrohr in der Magnetisierungsspule mit einem Wasserreservoir von konstanter Temperatur verbunden und anderseits innerhalb weniger Minuten eine Reihe der Messung vollendet.

§ KRISTALLSTÄBCHEN UND IHRE WÄRMEBEHANDLUNG. Die für unsere Messungen benutzten zylindrischen Kristallstäbchen von ca. 2 mm. Durchmesser wurden aus reinem vakuumgeschmolzenen Elektrolyteisen durch kritische Reckungsmethode nach Edwards hergestellt. Was nun die kristallographische Orientierung der so hergestellten Stabachsen anbelangt, so liegt es nahe, daß die Digonalrichtung [110] die anderen Hauptrichtungen, z. B., [100] oder [111] an Zahl einigermaßen überwiegt. Tabelle 1 enthält die Längen, Richtungskosinusse der Zylinderachsen gegen die Kantenrichtungen, sowie auch die Remanenz, die theoretisch durch $I_{\infty}/\beta_1 + \beta_2 + \beta_3$ ¹⁾ gegeben ist.

Tabelle 1.

Probe- nummer	Länge (mm)	Entmag- faktor	Richtungskosinusse			I_{∞} $\beta_1 + \beta_2 + \beta_3$	I_r beo.
			β_1	β_2	β_3		
82	141,5	0,00804	0,996	0,080	0,046	1523	1515
58	254,0	0,00298	0,973	0,171	0,145	1326	1342
95	202,0	0,00409	0,993	0,084	0,082	1476	1475
2	264,0	0,00265	0,926	0,374	0,045	1270	1270
4	267,0	0,00258	0,718	0,696	0,039	1176	1180
61	236,8	0,00321	0,717	0,697	0,036	1179	1150
69	245,4	0,00297	0,683	0,618	0,390	1012	1023
105	230,4	0,00331	0,659	0,542	0,522	993	995

Die hier benutzten Kristalle können sich je nach ihrer Orientierung der Stabachsen in drei Gruppen aufspalten lassen, nämlich die Tetragonal-, Digonal- und Trigonal-Gruppe.

Zur Wärmebehandlung der Probekristalle diente ein zylindrischer non-induktiver Vakuumofen, dessen Achse zum erdmagnetischen Feld genau senkrecht steht. Durch Glühen in diesem Ofen bei 850°C, sowie durch danach folgende langsame Abkühlung bis zur Zimmertemperatur, wird eine

1) S. KAYA, l.c.

Verteilung der Elementargebiete verwirklicht, die im absoluten Sinne keine magnetische Vorgeschichte hat. Wir wollen sie den 'absoluten Nullzustand' nennen, der selbstverständlich von dem durch Entmagnetisierungsprozeß herstellbaren gewöhnlichen 'Nullzustand' zu unterscheiden ist.

§ ERGEBNISSE.

1) Tetragonalgruppe:—In der Fig. 2 werden die zur Tetragonalgruppe gehörenden typischen Längenänderungskurven gezeigt, die nicht

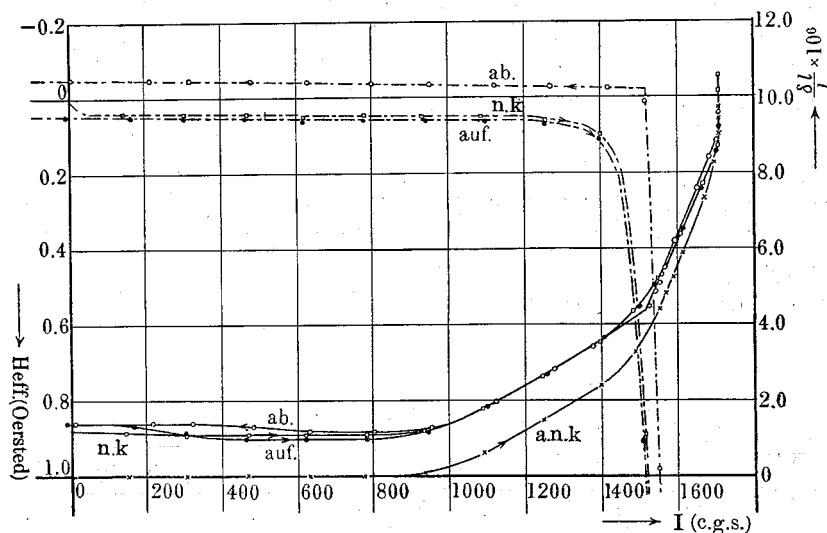


Fig. 2. Nr. 82. Tetragonalrichtung.

nur auf den beiden Nullkurven (d. h., absolute und gewöhnliche), sondern auch auf der Hysteresisschleife aufgenommen sind. Dabei war die Wärmebehandlung so:—achtstündige Erhitzung bei 850°C, dann zehntagelange Abkühlung bis zur Zimmertemperatur. Die Magnetisierungsintensitäten, die die Null- und Hysteresiskurven betreffen, wurden gleich nach den Längenänderungsmessungen gemessen, und die zur absoluten Nullkurve gehörigen Intensitäten waren nach der nochmaligen ähnlichen Wärmebehandlung aufgenommen. Der Intensitätsunterschied zwischen den beiden Nullkurven ist hier unwesentlich gering, trotzdem er bei den einigen anderen Fällen sehr bedeutend ist.

Für die Gestalten der Längenänderungskurve lassen sich folgende Hauptmerkmale feststellen:—

a) Eben auf der absoluten Nullkurve wird die Zunahme der Länge erst bemerkbar, wenn die Magnetisierungsintensität ca. 950 erreicht, die

natürlich den Wert $I_{\infty}/3=570$ weitaus überwiegt.

b) Auf der absteigenden Hysteresisschleife bildet sich an dem Remanenzpunkt ein scharfer Knick.

c) Wird die Magnetisierung null, so macht sich verhältnismäßig bedeutende, bleibende Längenzunahme bemerkbar.

d) Durch den Entmagnetisierungsprozesse ist es keinesweg möglich, den absoluten Nullzustand wieder herzustellen, oder mit anderen Worten: der Entmagnetisierungsprozeß hat keine Fähigkeit die oben erwähnte bleibende Längenänderung zum Verschwinden zu bringen.

Es sei hier noch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß nicht nur der Betrag, sondern auch manchmal das Vorzeichen der genannten bleibenden Längenänderung mit der Wärmebehandlung der Probe zusammenhängt, trotzdem die Längendifferenz zwischen der Remanenz und dem Sättigungszustand immer konstant bleibt. Trotz der mehrmaligen sorgfältigen Untersuchung ist es uns schließlich nicht gelungen, den regelmäßigen Zusammenhang zwischen Wärmebehandlung und bleibender Längenänderung zu erkennen.

2) Digonalgruppe:—Ähnliche Resultate lassen sich auch bei Digonalgruppen erkennen (vgl. Fig. 3), und zwar sind sie die folgenden:—

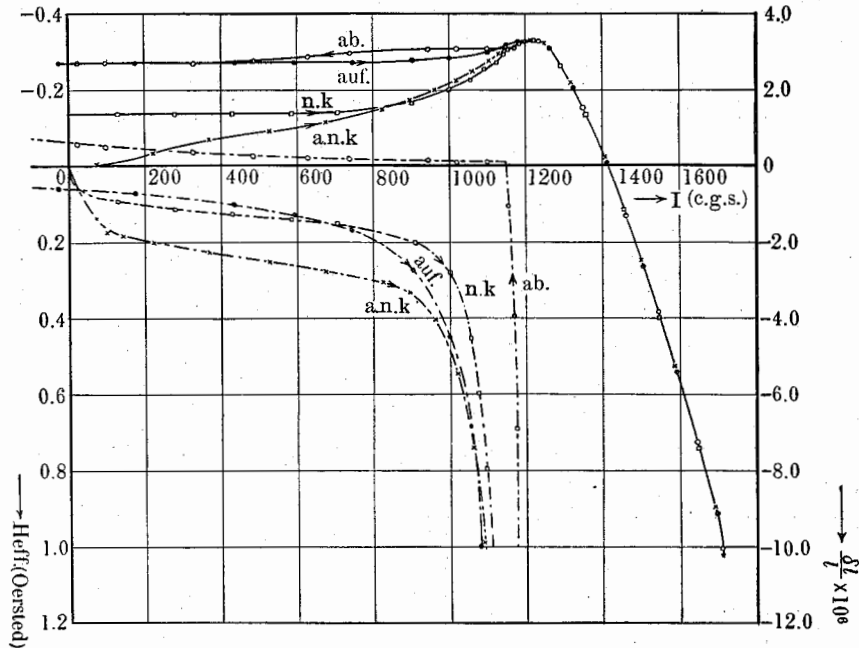


Fig. 3. Nr. 61. Digonalrichtung.

a) Auf der absoluten Nullkurve macht sich allmähliche Längenausdehnung schon von der schwachen Magnetisierung (z. B., $I=100$) an bemerkbar, die vielfach kleiner als der Wert $\sqrt{2} I_{\infty}/3=806$ ist.

b) Auf der absteigenden Hysteresiskurve ist auch an dem Remanenzpunkt ein scharfer Knick erkennbar.

c) Wird die Probe einmal magnetisch behandelt, so ist die Wiederherstellung des absoluten Nullzustandes auch hier durchweg unmöglich, selbst wenn sie vollständig entmagnetisiert ist.

d) Die Abweichung zwischen den Magnetisierungskurven dreier Arten (absolute Null-, Null- und Kommutierungskurven) sind sehr erheblich. Die maximale Permeabilität der Nullkurve erreicht hier 58 000, trotzdem die der absoluten Nullkurve nur um 27 500 beträgt. Aber die Kommutierungskurve unterscheidet sich von der Nullkurve nur unwesentlich. Noch eine ungewöhnliche, merkwürdige Erscheinung ist die, daß die aufsteigende Hysteresisschleife innerhalb der sämtlichen Magnetisierungskurven sich befindet.

3) Trigonalgruppe:—Dieser Fall (vgl. Fig. 4) ist insofern viel einfacher als der vorher betrachtete, als hier das äußere Feld nicht mehr gegen die drei Kantenrichtungen antisymmetrisch ist. Obwohl auf der Magnetostriktionskurve nicht nur die bleibende Längenänderung, sondern auch die Hysteresiserscheinungen praktisch unmerklich sind, ergeben sich auf der Magnetisierungskurve viele Erscheinungen von Interesse.

a) Auf der absoluten Nullkurve ist die Permeabilität größer als die auf der Nullkurve, wenn auch ihr Unterschied gering ist.

b) Die aufsteigende Hysteresiskurve dringt auch bei dieser Gruppe in das Innere der beiden Nullkurven ein.

c) Wie von AKULOV¹⁾ theoretisch eingehend nachgewiesen ist, steigt die Magnetisierungskurve direkt vor der Sättigung sehr steil auf. (vgl. Fig. 5) Obwohl diese Erscheinung schon auch von K. HONDA und einem von uns¹⁾ experimentell gezeigt worden ist, scheint es uns erwünscht, genauere Kurvenform zu gestalten, denn die damalige Kurve war wegen des großen Entmagnetisierungsfeldes nicht genau gemessen worden. Was nun hier das Vorhandensein der Hysteresiserscheinung direkt vor der Sättigung sowie das damit verbundene Barkhausengeräusch anbelangt, so sind wir bis jetzt nicht imstand, Sicheres zu sagen.

§ BESTIMMUNG DER MAGNETOSTRIKTIONS KONSTANTEN. Mit Hilfe der

1) N. AKULOV, l.c.

2) K. HONDA und S. KAYA, Sc. Reports Tohoku Imp. Univ., 15, 721, 1926.

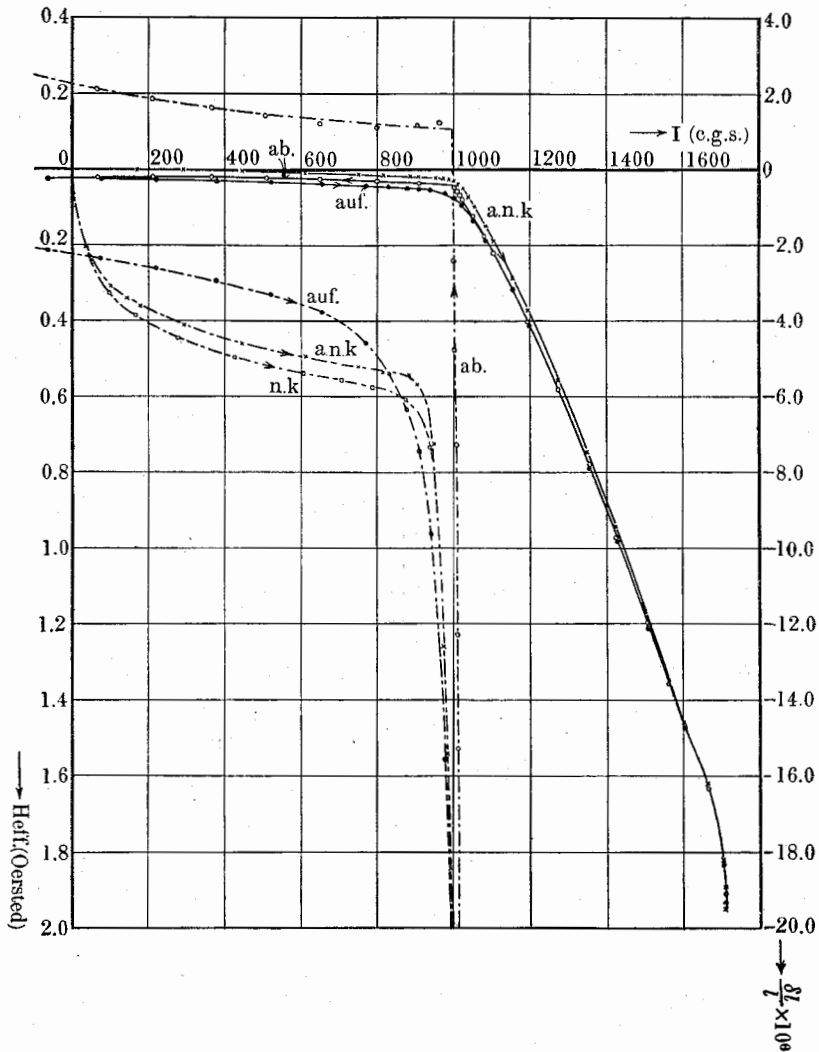


Fig. 4. Nr. 105. Trigonalrichtung.

soeben gemessenen Werte der Längendifferenz zwischen den Remanenz- und Sättigungspunkten lassen sich die Magnetostruktionskonstanten C und χ_2 leicht berechnen, und zwar erhalten wir die folgenden Bestimmungsgleichungen für die acht Proben:—

No. 32	$0,155C - 0,019 \chi_2 =$	$3,50 \times 10^{-6}$
58	$0,273C - 0,098 \chi_2 =$	$4,15 \times 10^{-6}$
95	$0,191C - 0,028 \chi_2 =$	$4,10 \times 10^{-6}$

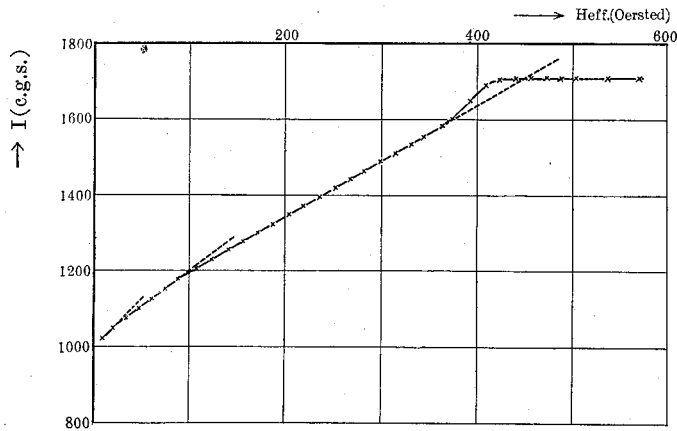


Fig. 5. Nr. 105. Trigonalrichtung.

2	$0,189C - 0,244 \chi_2 = -2,10 \times 10^{-6}$
4	$0,014C - 0,504 \chi_2 = -13,60 \times 10^{-6}$
61	$0,015C - 0,502 \chi_2 = -13,40 \times 10^{-6}$
69	$0,031C - 0,616 \chi_2 = -16,70 \times 10^{-6}$
105	$0,010C - 0,652 \chi_2 = -18,60 \times 10^{-6}$

Daraus erhält man die folgenden Normalgleichungen:—

$$\begin{aligned} 0,1722C - 0,1214 \chi_2 &= 0,969 \times 10^{-6} \\ 0,1214C - 1,3808 \chi_2 &= -35,919 \times 10^{-6} \end{aligned}$$

Dies ergibt die Beträge der gesuchten Konstanten:

$$\begin{aligned} C &= 25,6 \times 10^{-6} \\ \chi_2 &= 28,3 \times 10^{-6}, \end{aligned}$$

während von HONDA und MASUYAMA $C = 17,1 \times 10^{-6}$ $\chi_2 = 25,5 \times 10^{-6}$, von Webster $C = 19,5 \times 10^{-6}$ gemessen wurde.

§ DISKUSSION DER ERGEBNISSE. Um die Aufgabe: die Bestimmung des Verteilungszustandes der Elementargebiete in den sechs Hauptrichtungen in Angriff zu nehmen, ist mit der Messung des Längseffektes der Magnetostriktion noch lange nicht die vollständige Lösung des Problems vollzogen, weil im Umklappmagnetisierungsgebiet für die Anzahl der Elementargebiete in jeder der sechs Hauptrichtungen N_1, N_2, N_3, N_4, N_5 und N_6 unter der vorher angegebenen Magnetisierung I die folgenden vier Bedingungen vorgeschrieben sind:—

$$\begin{aligned} N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 + N_6 &= N \\ N_1 - N_2 &= N I \beta_1 / I_\infty \\ N_3 - N_4 &= N I \beta_2 / I_\infty \\ N_5 - N_6 &= N I \beta_3 / I_\infty \end{aligned}$$

und folglich zwei von den sechs Verteilungszahlen noch unabhängig geblieben sind. Wird der Quereffekt gleichzeitig mit dem Längseffekt gemessen, so läßt sich dieses Problem vollständig lösen. Wegen des kleinen Durchmessers des gebrauchten Kristalls sind wir leider noch nicht imstand, den Quereffekt mit der zu diesem Zwecke befriedigenden Empfindlichkeit zu beobachten.

Aber in speziellen Fälle, wo einige Vernachlässigung zulässig ist, lassen sich die Verteilungszahlen ohne Weiteres berechnen. Im allgemein ist der Längseffekt im Umklappmagnetisierungsgebiet ausgedrückt durch folgende Formel:—

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{N_1 + N_2}{N} C \left\{ 1 - \frac{3}{2} (\beta_2^2 + \beta_3^2) \right\} + \frac{N_3 + N_4}{N} C \left\{ 1 - \frac{3}{2} (\beta_3^2 + \beta_1^2) \right\} \\ + \frac{N_5 + N_6}{N} C \left\{ 1 - \frac{3}{2} (\beta_1^2 + \beta_2^2) \right\}$$

Für kleine Werte von β_2^2 und β_3^2 gegen β_1^2 , welche dem Fall der Tetragonalgruppe entspricht, gilt, ohne merklichen Fehler zu begehen:—

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{N_1 + N_2}{N} C \left\{ 1 - \frac{3}{2} (\beta_2^2 + \beta_3^2) \right\} \\ + \frac{N_3 + N_4 + N_5 + N_6}{N} C \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\beta_1^2 + \frac{\beta_2^2 + \beta_3^2}{2} \right) \right\}$$

und daraus ergibt sich:

$$\frac{N_3 + N_4 + N_5 + N_6}{N} = \frac{C \left\{ 1 - \frac{3}{2} (\beta_2^2 + \beta_3^2) \right\} - \frac{\delta l}{l}}{\frac{3}{2} \left(\beta_1^2 - \frac{\beta_2^2 + \beta_3^2}{2} \right)}$$

Für den Fall, wo $\beta_1^2, \beta_2^2 \gg \beta_3^2$ und $\beta_1^2 \approx \beta_2^2$ gelten, die die Digonalgruppe darstellen, wird

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 + N_4}{N} C \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\beta_1^2 + \beta_2^2}{2} + \beta_3^2 \right) \right\} \\ + \frac{N_5 + N_6}{N} C \left\{ 1 - \frac{3}{2} (\beta_1^2 + \beta_2^2) \right\}$$

und folglich:—

$$\frac{N_5 + N_6}{N} = \frac{C \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\beta_1^2 + \beta_2^2}{2} + \beta_3^2 \right) \right\} - \frac{\delta l}{l}}{\frac{3}{2} \left\{ \frac{\beta_1^2 + \beta_2^2}{2} - \beta_3^2 \right\} C}$$

Hier sei noch bemerkt, daß in der obigen Darstellung $\frac{\delta l}{l}$ den Längs-

effekt bezeichnet, dessen Normalzustand sich auf die gleichförmige Verteilung der Elementargebiete bezieht. Bezeichnet man mit $\left(\frac{\delta l}{l}\right)_I$ den auf die Remanenz bezogenen Effekt, welcher aus der Messung bekannt ist, so wird:—

$$\frac{\delta l}{l} = \left(\frac{\delta l}{l}\right)_I + \left(\frac{3}{2} \frac{\beta_1^3 + \beta_2^3 + \beta_3^3}{\beta_1 + \beta_2 + \beta_3} - \frac{1}{2}\right)C$$

wo das letzte Glied den auf die gleichförmige Verteilung bezogenen Effekt des Remanenzpunktes darstellt.

In der Fig. 6 werden die im Falle der Tetragonalgruppe so berechneten

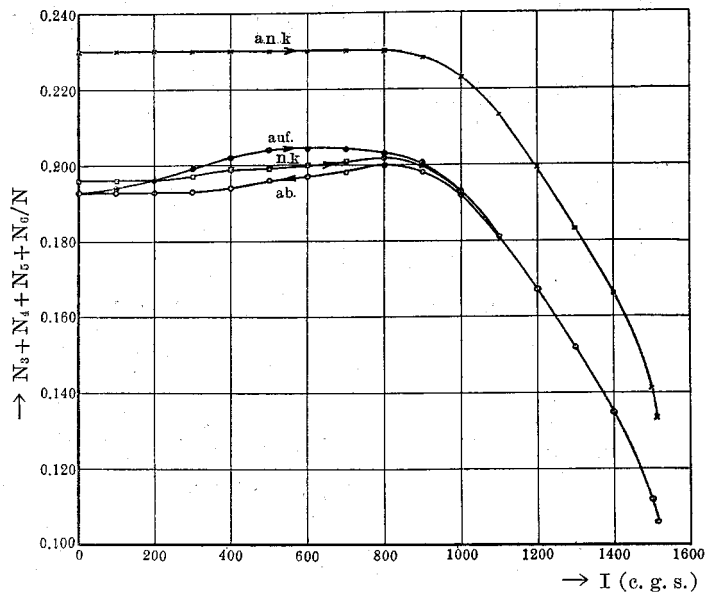
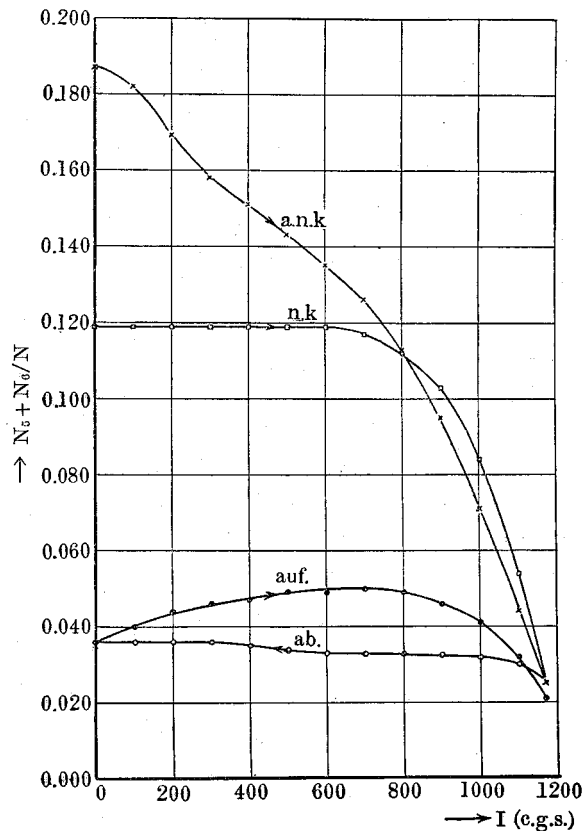


Fig. 6. Nr. 82. Tetragonalrichtung $(N_s + N_a + N_s + N_a)/N$.

Anzahlen der Elementargebiete gezeigt, die nach den gegen die Stabachsen nahezu senkrechten Orientierungen gerichtet sind. Hier sei noch besonders bemerkt, daß diese Berechnung sich nur insofern als richtig bewährt, als die berücksichtigte Magnetisierung rein durch Umklapp-Prozeß hervorgerufen ist. Von diesem Standpunkt aus, lassen sich die genannten Zahlen auf der ganzen absteigenden Hysteresisschleife, die unterhalb der Remanenz liegt, richtig berechnen, aber auf den beiden Nullkurven sowie auch auf der aufsteigenden Hysteresisschleife sind sie direkt unterhalb der Remanenz nicht genau zuverlässig, denn hier spielt nicht nur der Umklapp-Prozeß, sondern auch die Drehmagnetisierung eine Rolle.

Fig. 7. Nr. 61. Digonalrichtung $(N_s + N_a)/N$.

Ähnliche Verhältnisse gelten auch im Falle von Fig. 7, welche zeigt, wie sich die Zahlen der Elementargebiete, die nahezu senkrecht zu Stabachse der Digonalgruppe gerichtet sind, mit der Magnetisierung ändern.

Die Annahme von W. HEISENBERG, daß der wahrscheinlichsten Verteilung vor den anderen der Vorzug zu geben ist, führt nach der einfachen Berechnung zum Schluß, daß jedem unmagnetischen Zustand die gleichmäßige Verteilung zukommt, oder mit anderen Worten, für die Hysteresiserscheinung überhaupt kein Platz vorhanden ist, was bei den wirklichen Kristallen sicher nicht der Fall ist. Bedenken wir nun anderseits die Vorstellung, die von Akulov stammt, daß die Längsinversion vor der Querinversion zu bevorzugen ist, so ergibt sich z. B., daß auf der absteigenden Hysteresisschleife die Abnahme der Magnetisierung unterhalb des Remanenzpunktes keine Längenänderung begleiten soll, die auch beim

wirklichen Falle nicht immer zutrifft, wie man durch den Vergleich mit der Fig. 6 erkennt.

Es liegt nahe, für die Kompliziertheit der ganzen Phänomene darin den Grund zu sehen, daß dabei nicht nur die innere Spannung, die mit der Ausscheidung unvermeidlicher Verunreinigung innerhalb des Kristalls zusammenhängt, sondern auch die mikroskopische Magnetostruktionsspannung, die durch die Gestaltänderung individuellen Elementargebiets beim Umklapp-Prozeß hervorgerufen ist, die wesentliche Rolle spielen. Noch zu berücksichtigen ist die Richtung der thermischen Spannung, die in dem Kristall herrschte, als er sich von dem paramagnetischen Zustand zum ferromagnetischen umwandelte, denn, wie schon durch die Bozorthsche Untersuchung an Nickel-Eisen-Legierungen klar geworden ist, streben die Elementargebiete nicht nur bei der Umwandlungstemperatur, sondern auch bis zur Zimmertemperatur danach, sich möglichst nur nach einer ausgezeichneten Richtung zu richten. Um diesen Umstand deutlich zu machen, zeigen wir hier Tabelle 2, die die Längenunterschiede zwischen dem absoluten Null- und dem Normal-Zustand angibt, in welchem letzterem sämtliche Gebiete nach den sechs Hauptrichtungen gleichmäßig gerichtet sind. Wie man in dieser Tabelle erkennt, sind alle Kristalle eben in ihrem absoluten Nullzustand länger als die in gleichförmigem Verteilungszustand.

Angesichts des hohen Permeabilitätsunterschiedes in der Digonalgruppe (vgl. Fig. 3) zwischen den beiden Nullkurven können wir die Fig. 7 damit in Zusammenhang bringen. Wie durch den Vergleich mit dieser

Tabelle 2.

Probennummer	$\left(\frac{3}{2} \frac{\beta_1^3 + \beta_2^3 + \beta_3^3}{\beta_1 + \beta_2 + \beta_3} - \frac{1}{2} \right) C \times 10^6$	$\left(\frac{\delta l}{l} \right)_{\text{Rem., beo.}} \times 10^6$	Unterschied $\times 10^6$
82	21,1	4,5	16,6
58	14,9	0,9	14,0
95	19,7	0,65	19,0
2	11,4	0,3	11,1
4	5,9	2,7	3,2
61	5,9	3,1	2,8
69	1,1	-1,0	2,1
105	0,3	-0,4	0,7

Figur zu sehen ist, ist der höhere Wert von Permeabilitäten auf die verminderte Anzahl der dem Feld nahezu senkrechten Elementargebiete zurückzuführen. Die anscheinend ungewöhnliche Erscheinung, daß die aufsteigende Hysteresisschleife nicht ausserhalb, sondern weit innerhalb

der Nullkurve liegt, ist leicht durch den oben genannten Begriff verständlich. Betreff des kleinen Permeabilitätsunterschiedes bei der Tetragonalgruppe können wir bis jetzt Sicheres nicht sagen, aber es liegt wohl nahe, daß der geringprozentige Unterschied der genannten Zahlen zwischen den beiden Nullkurven den Magnetisierungsmessungen unzugänglich ist. In der Tat tritt bei der Tetragonalgruppe manchmal der Fall ein, daß der absolute Nullzustand weniger Zahlen der senkrechten Elementargebiete enthält als der Nullzustand. (vgl. Fig. 8)

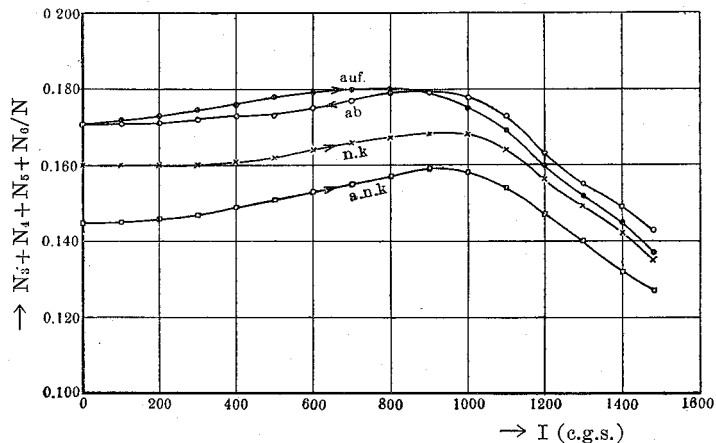


Fig. 8. Nr. 95. Tetragonalrichtung $(N_s + N_a + N_s + N_a)/N$.

Nach Kersten ergibt sich der Betrag der durch Magnetostriktion hervorgerufenen Spannungen in technischen Polykristalle zu λE , wenn E den Elastizitätsmodul und λ die Dimensionsänderung im Falle der Sättigung bezeichnet. In unserem Fall, wo es sich nur um die Längsinversion handelt, kommt die Spannung, die durch die Gestaltänderung eines Elementargebietes im Laufe eines Umklapp-Prozesses hervorgerufen wird, in Frage. Diese Gestaltänderung, die offenbar von der Natur des Kristalls sowie auch von der Temperatur abhängt, bedingt hauptsächlich den Betrag der Anfangspermeabilität. Für die magnetisch behandelte Nickel-Eisen-Legierung ist diese genannte Gestaltänderung so gering, daß sie ungeheuer große Anfangspermeabilität hat, trotzdem dies in unserer Tetragonalgruppe, wo auch die meisten Elementargebiete nach der Stabachse gerichtet sind, nicht der Fall ist.

Hokkaido, Sapporo (Japan),

Physikalisches Institut der Kaiserlichen
Universität.