



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	Die Überstrukturbildung in den Nickel=Eisen Legierungen und das Permalloyproblem
Author(s)	Kaya, Seiji
Citation	北海道帝國大學理學部紀要, 2(2), 29-53
Issue Date	1938-04-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/34469
Type	departmental bulletin paper
File Information	2_P(2)29-53.pdf



Die Überstrukturbildung in den Nickel-Eisen Legierungen und das Permalloyproblem.

von

Seiji KAYA in Sapporo. (Japan)

Mittels der Sykesschen Methode wurde die Temperaturänderung der spezifischen Wärme einer gealterten Nickel-Eisen Legierung, die der Zusammensetzung Ni_3Fe entspricht, gemessen, und in dem Temperaturgebiete zwischen 500°C und 580°C wurde eine deutliche Anomalie, die für den Zerfall der Überstruktur von dem Typus A_3B charakteristisch ist, beobachtet. Unter Berücksichtigung der Überstrukturbildung in dieser Legierungsreihe ist das Permalloyproblem eingehend erörtert worden.

§ 1. Einleitung.

Die Ursache der hohen Permeabilität des abgeschreckten Permalloy (78,5%Ni-21,5%Fe) ist bis jetzt, meines Wissens, noch vollständig nicht erklärt worden, obwohl seit der Entdeckung von G. W. ELMEN⁽¹⁾ viele Forscher sich damit eingehend beschäftigt haben. Bei dem sogenannten Permalloy-Problem handelt es sich um drei gesonderte Erscheinungen:

- 1) Die Legierungsreihe von Nickel und Eisen zeigt hohe Permeabilität, falls sie von 600°C rasch abgekühlt ist.
- 2) Die durch das Abschrecken erzielte Anfangspermeabilität ist besonders hoch bei der Zusammensetzung 78,5%Ni-21,5%Fe.
- 3) Die Legierungen, die im Magnetfeld abgekühlt sind, zeigen eine sehr hohe maximale Permeabilität.

Im Anschluß hieran sind STEINHAUS, KUSSMANN und SCHARNOW⁽²⁾ der Meinung, daß bei rascher Abkühlung die geringsten Verunreinigungen, deren Vorhandensein in den genannten Legierungen unvermeidlich ist, in übersättigter Lösung bleiben und demzufolge die Verzerrungen des Gitters, zu deren Auftreten die Ausscheidung der Verunreinigungen den Anlaß geben, vollständig beseitigt werden, obwohl zugleich mit der

(1) ARNOLD, H.D. u. G.W. ELMEN, J. FRANKLIN Inst., 195, (1923) 621.

(2) A. KUSSMANN, B. SCHARNOW u. W. STEINHAUS, Festschrift Heraeus-Vakumschmelze Hanau (1933), 310.

raschen Abkühlung mechanische Spannungen thermisches Ursprungs auftreten.

Nach HONDA⁽¹⁾ ist die rasche Abkühlung dafür verantwortlich zu machen, daß sie den hohen Permeabilitätszustand, der gewöhnlich direkt unterhalb des Curie-Punktes herrscht, bis zu Zimmertemperaturen bestehen läßt.

BOZORTH, DILLINGER und KELSALL⁽²⁾ vermuteten, als sie den Einfluß eines während der Abkühlung eingeschalteten Magnetfeldes entdeckten, daß der magnetostriktionsfreie Zustand, der wahrscheinlich die Ursache der hohen Permeabilität unterhalb des Curie-Punktes bildet, durch den Akt des Abschreckens gezwungen ist, auch bei Zimmertemperatur bestehen zu bleiben, während durch Glühen im Magnetfeld die sämtlichen Elementargebiete in einer Richtung, die zwischen der Richtung der leichtesten Magnetisierung und der ursprünglichen Feldrichtung liegt, magnetisiert bleiben. Die hohe Permeabilität ist in beiden Fällen auf das Verschwinden der Magnetostriktionsspannungen zurückzuführen.

Mit Hilfe der obigen Anschauungen würde das Problem zu einem gewissen Grad erklärt werden, aber es wäre ein gänzlich aussichtsloses Unternehmen, wenn man betreff der zweiten Frage versuchen wollte, aus ihnen einen Anhaltspunkt dafür zu bekommen, daß die 21,5%Fe Legierung vor den anderen dieser Legierungsreihe ausgezeichnet ist.

Vor einigen Jahren hat O. DAHL⁽³⁾ darauf aufmerksam gemacht, daß die magnetischen Eigenschaften, sowie auch der spezifische Widerstand dieser Legierungen von der Wärmebehandlung wesentlich beeinflusst werden. Die Ursache dieses Zusammenhangs hat er auf das Vorhandensein der Überstruktur von Ni_3Fe zurückgeführt und zwar schloß er das daraus, daß die durch nachträgliches Anlassen auftretende Erholung der kaltgereckten Legierung, die vorher zwei Tage lang auf 420°C angelassen war, mit der in gleicher Weise behandelten anderen Legierungen (Z.B., Gold-Kupfer oder Nickel-Mangan Legierung), die sicher Überstruktur zeigen, parallel verläuft.

Wenn es sich bei der langsamen Abkühlung um die Bildung der Überstruktur Ni_3Fe handelt, so wird ersichtlich, daß die hohe Permeabilität als eine charakteristische Eigenschaft des Stoffes mit ungeordneter Atomverteilung anzusehen ist. Indes erkennt man auf den ersten Blick, daß man die zweite Frage wieder unmöglich beantworten kann. Aber ehe wir

(1) K. HONDA, Zeit. f. Phys., **67**, (1931) 808.

(2) O. BOZORTH, Dillinger u. G.A. KELSALL, Phys. Rev., **45**, (1934) 742.

(3) O. DAHL, Zeit. Metallkunde, **28**, (1936) 133.

dieses Problem eingehend in Angriff nehmen, haben wir das Vorhandensein der Überstruktur zu bestätigen. Auf den ersten Blick scheint die Überstrukturbildung in dieser Legierungsreihe ziemlich unwahrscheinlich zu sein, weil ihre Sättigungsmagnetisierung nach mehrstündigem Anlassen keine Änderung erleidet, während bei Nickel-Mangan Legierungen⁽¹⁾ der Übergang von dem unmagnetischen zum ferromagnetischen Zustand beobachtet ist.

Wenn wir uns nun der Frage zuwenden, ob die Überstruktur in der Nickel-Eisen Legierung vorhanden sei, so kann man das Problem von drei verschiedenen Seiten angreifen:—

1) Nach der Debye-Scherrer Methode können wir die Überstrukturlinien aufnehmen. Dabei wird man mit Vorteil als primären Strahl den des Nickel benutzen, um einen möglichst verschiedenen Zerstreuungskoeffizienten für beide Arten von Atomen zu bekommen.

2) Beim Übergang von dem geordneten zum ungeordneten Zustand weist die spezifische Wärme eine starke Anomalie auf, die schon von SYKES⁽²⁾ an β Messing und Gold-Kupfer Legierungen beobachtet ist.

3) Bei der Überstruktur vom A_3B Typus erfolgt die Umordnung der Atome nach der Theorie von BRAGG und WILLIAMS⁽³⁾ hauptsächlich in einem schmalen Temperaturbereich, der mit Hilfe der Widerstand-Temperatur Kurve, welche sich natürlich auf den mit der betreffenden Temperatur im Gleichgewicht stehenden Zustand beziehen muss, nachweisbar ist. Nimmt man jetzt an, daß die durch das mehrstündige Anlassen erzielte Herabsetzung des spezifischen Widerstandes auf die Ausscheidung der Verunreinigungen zurückzuführen ist, so ist auf der Temperatur-Widerstand Kurve kein Sprung zu erwarten, sondern nur einen Sprung des Temperaturkoeffizienten.

Im folgenden wird gezeigt, daß das Vorhandensein der Überstruktur durch die letzten zwei Methoden deutlich bestätigt worden ist. Es wird bequemer sein, die dritte Untersuchungsart voranzustellen, weil damit die Bildungstemperatur genau bestimmbar ist.

§ 2. Die Widerstand-Temperaturkuve der 24,1% Fe Legierung.

Die Legierungen wurden durch Zusammenschmelzen der Metalle, Elektrollytnickel und Elektrolyteisen, unter Zusatz von 0, 5% Mn in einem

(1) S. KAYA u. A. KUSSMANN, Zeit. f. Phys., 72, (1931) 293.

(2) C. SYKES, Proc. Roy. Soc., 148, (1935) 422.

(3) W.L. BRAGG u. E. J. WILLIAMS, Proc. Roy. Soc., 145, (1934) 699 : 151, (1935) 540.

Hochfrequenz-Induktionsvakuumofen hergestellt. Die erhaltenen Proben, die die Form zylindrischer Stäbchen von etwa 1mm. Durchmesser und 250 mm. Länge hatten, wurden in einer Wasserstoffatmosphäre bei 1100°C fünf Stunden lang erhitzt und dann bis zu Zimmertemperatur langsam abgekühlt.

Die Messungen der Widerstandsänderung mit der Temperatur wurden immer im Vakuum ausgeführt, wobei der Austritt der Wasserstoffmolekeln, die bei der früheren Wärmebehandlung in der Legierung in Lösung gegangen waren, keine wesentliche Rolle für den spezifischen Widerstand spielte, während für die Messung der spezifischen Wärme große Schwierigkeiten verursachte.

In Abb. 1 werden die Temperaturkurven des spezifischen Widerstandes der 24,1% Fe Legierung bei verschiedener Wärmebehandlung gezeigt. Die Kurve a) bezieht sich darauf, daß die Probe von 700°C bis

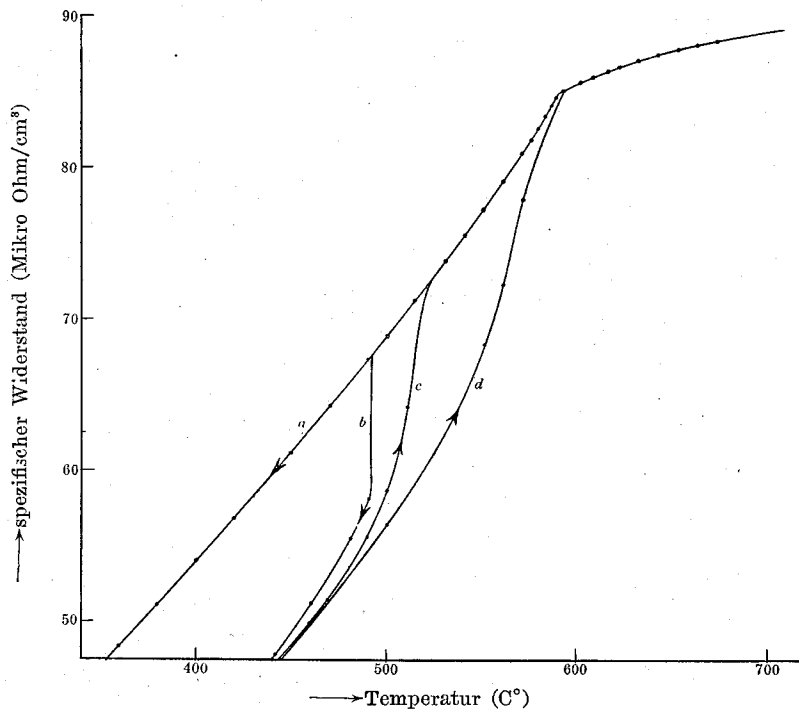


Abb. 1.

zu Zimmertemperatur mit der Geschwindigkeit von etwa 5°C/min. abgekühlt ist. Beim Curie-Punkt (588°C) sieht man einen scharfen Knick, der sich, wie neulich H. POTTER⁽¹⁾ beim reinen Nickel beobachtet hat, in

(1) H.H. Potter, Proc. Phys. Soc., 49, (1937) 671.

einem sehr schmalen Temperaturintervall ausbildet. Außer am Curie-Punkt zeigt diese Kurve keine Besonderheiten. Um zunächst die Bildungstemperatur der geordneten Atomverteilung genau zu bestimmen, wurde die zeitliche Änderung des spezifischen Widerstandes bei konstant gehaltener Temperatur gemessen und zwar wurde dieses Verfahren von 550°C ab in Intervallen von je 10°C bis zu 430°C ausgeführt. Abb. 2 zeigt den diesbezüglichen zeitlichen Verlauf des spezifischen Widerstandes

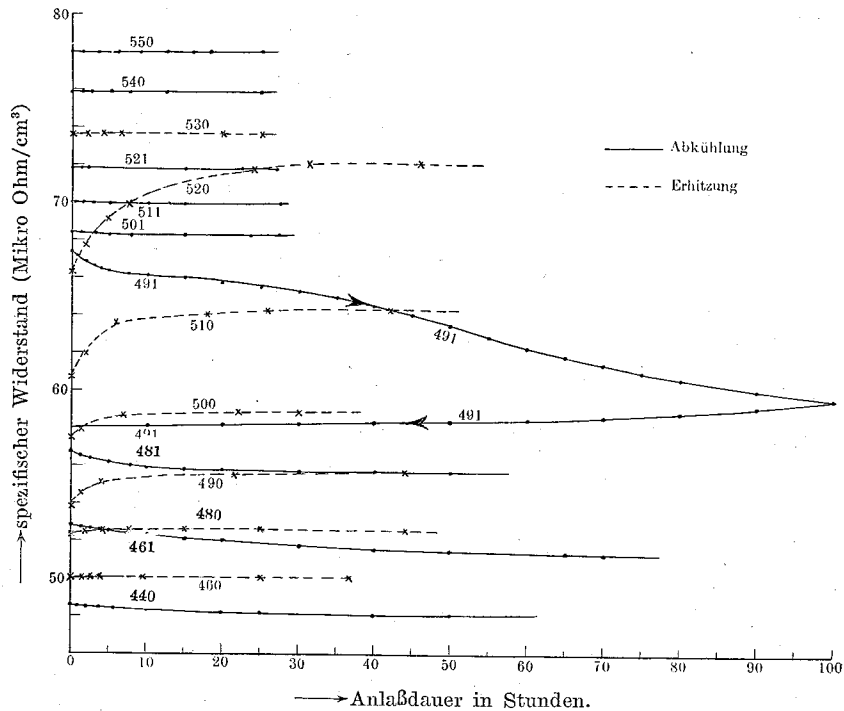


Abb. 2.

bei verschiedenen Temperaturen. Wie man sieht, erfährt der Widerstand plötzlich bei 491°C, trotz seiner praktischen Unveränderlichkeit bis zur 500°C, eine deutliche, aber langsame Verminderung, und erst nach Ablauf einer Woche erreicht er ungefähr seinen stationären Wert. Wird die Temperatur bei 491°C noch einmal um 10°C möglichst rasch herabgesetzt, so fängt der Widerstand mit der Zeit an, abzunehmen wenn auch der Änderungsbetrag verhältnismäßig gering ist. Diese Abnahme wird schon bei 440°C unmerklich. Die so erhaltenen Widerstände, die sich auf Gleichgewichtszustände bei der Abkühlung beziehen, werden in der

Kurve b) in Abb. 1 gezeigt. Der Verlauf der stationären Widerstände im umgekehrten Fall, d.h. bei der Erhitzung, ist in der Kurve c) von Abb. 1 wiedergegeben.

In der Abb. 2 wird auch gezeigt, wie die Widerstand bei konstant gehaltener Temperatur mit dem Zeitverlauf in seinen neuen stationären Wert übergeht, falls die Temperatur plötzlich um etwa 10°C erhöht wird. In diesem Fall ist die zeitliche Zunahme des Widerstandes nur im Temperaturbereich zwischen 470°C und 520°C merklich, und zwar tritt sie am deutlichsten bei der letzteren Temperatur hervor. Die Kurve d) in Abb. 1 zeigt, wie sich der Widerstand der Legierung, die vorher genügend gealtert war, in dem Wege der Erhitzung, die mit der Geschwindigkeit von $2,5^{\circ}\text{C}/\text{min.}$ ausgeführt ist, ändert. Schon während der Aufnahme dieser Kurve wurde bemerkt, daß der Widerstand zeitlich stark veränderlich ist, und zwar besonders im Temperaturgebiet zwischen 500°C und 580°C .

Es ist sehr bemerkenswert, daß, obwohl hier nicht die Ordnungsziffer beider Atome im Gitter, sondern die damit im gewissen Zusammenhang stehende Widerstandsänderung gemessen worden ist, man mit den obigen Ergebnissen doch schon durch den Vergleich mit dem Resultat der Theorie von BRAGG und WILLIAMS⁽¹⁾ betreff der Überstrukturbildung eine qualitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erhalten kann. Am merkwürdigsten ist, daß die Abweichungen zwischen den Erhitzungs- und Abkühlungskurven keineswegs beseitigt werden können, trotzdem sie sich auf stationäre Zustände beziehen und folglich kein Platz mehr dafür übrig bleibt, daß die Zeit irgendeine Rolle spielt. Die Theorie von BRAGG und WILLIAMS läßt bei der Überstrukturbildung vom A_3B Typus das Vorhandensein der Temperaturhysterese zu, die aber nach der Meinung dieser Autoren in Wirklichkeit nicht zu erwarten ist, und zwar aus dem Grund, daß von den beiden bei einer gewissen Temperatur stabilen Gleichgewichtszuständen, die zu der Abkühlung bzw. Erhitzung gehören, nur der eine, der die kleinere freie Energie besitzt, verwirklicht werden kann. Aber im Gegensatz dazu kann man auch behaupten, daß der Übergang von dem einen zum anderen Zustand nicht stattfindet, weil beide Gleichgewichtszustände stabil sein können, daß heißt, daß ein hoher Energieberg dazwischen liegen kann. Oder mit anderen Worten; Befindet sich der ganze Kristall bei einer Temperatur in einem stabilen Gleichgewichtszustand, der

(1) l.c.

mit gewisser Ordnungsziffer s und folglich auch mit einer damit zusammenhängenden freien Energie von dem Betrag F behaftet ist, so tritt hier keine Veranlassung dazu auf, daß irgendwo in dem Kristall kleine Keime gebildet werden, die zu einer anderen Ordnungsziffer s' und auch zu einer freien Energie anderen Betrages F' gehören, obwohl F' kleiner als F ist. Aus dieser Überlegung ist erhellt, daß in einem Temperaturgebiet, in dem die Ordnungsziffer-freie Energie Kurve (s - F Kurve) zwei Minima besitzt, eine Temperaturhysterese vorhanden sein kann. Man könnte nun meinen, da es sich bei der Umordnung der Atomenverteilung stets nur um die Geschwindigkeit, mit der der Gleichgewichtszustand erreicht wird, handelt, man könne einfach bei der Betrachtung der Relaxationszeit stehen bleiben, und braucht sich um das Vorhandensein der Temperaturhysterese gar nicht zu kümmern. Diese Überlegung ist aber deshalb nicht zulässig, weil bei Nickel-Eisen Legierungen, bei denen die Relaxationszeit sehr groß ist, der experimentelle Befund eine andere Aussage macht.

Aus der Abb. 1 erkennt man noch weiter, daß die kritische Temperatur, welche den geordneten und ungeordneten Zustand voneinander scheidet, 491°C oder 520°C ist je nach dem es sich um Abkühlung oder um Erhitzung handelt. Die sprunghafte Änderung des Widerstandes bei der kritischen Temperatur tritt im Fall der Abkühlung deutlicher als im Fall der Erhitzung hervor, was auch mit dem Resultat der Theorie übereinstimmt.

Um nun den zeitlichen Übergang von der ungeordneten zur geordneten Atomverteilung bei der für die Abkühlung kritischen Temperatur, 491°C , zu verfolgen, ist mit der Angabe der zeitlichen Widerstandsänderung noch sehr wenig gedient: für ihn ist vielmehr die Kenntniss der zeitlichen Energieabnahme erforderlich. Aber in dem zeitlichen Verlauf der Widerstandsänderung erblicken wir doch einen Anhaltspunkt für die Entwicklungsstufe der Überstruktur. Wie in Abb. 2 gezeigt wird, tritt der Abnahme des Widerstandes bei 491°C mit dem Zeitverlauf in zwei Stufen hervor, von denen die eine am Anfang, und die andere nach etwa 40 Stunden erfolgt. Die Abnahme in der ersten Stufe ist selbstverständlich auf die Keimbildung der Überstruktur zurückzuführen, während die zweite Stufe, wie schon SYKES⁽¹⁾ vorgeschlagen hat, damit zusammenhängt, daß in dem Kristall, nachdem er mit den an verschiedenen Orten entwickelten Keimen vollständig besetzt ist, die Teilgebiete,

(1) l.c.

die durch eine der vier möglichen Besetzungsphasen charakterisiert sind, auf Kosten der anderen anfangen sich zu vergrößern und folglich in ihren linearen Dimensionen die freie Weglänge der Leitungselektronen übertreffen.

Im Gegensatz dazu ist bei dem Übergang von der geordneten zur ungeordneten Atomverteilung das Phänomen sehr einfach.

Betreffe des Zusammenhanges zwischen den kritischen Temperaturen und der Zusammensetzung der Legierungen bin ich noch nicht imstande, zahlenmäßige Angaben zu machen, aber man kann mindestens behaupten, daß bei Legierungen mit weniger Eisengehalt als 24,1% die kritische Temperatur desto mehr herabgesetzt wird je mehr der Eisengehalt abnimmt, während sie fast konstant bleibt, wenn der Eisengehalt 24,1% übersteigt.

3. Messungen der spezifischen Wärme.

Der aus den vorangehenden Messungen gewonnenen Erkenntnis, daß die gealterte Legierung mit 24,1% Eisengehalt bei nochmaliger Erhitzung von dem geordneten zum ungeordneten Zustand übergeht, entnehmen wir als wichtiges Resultat, daß dabei eine zusätzliche Energiezufuhr benötigt wird. Da es sich bei der Erhitzung mit endlicher Geschwindigkeit nicht um einen Gleichgewichtszustand handelt, so würde es unrichtig sein, diese Energiezufuhr als spezifische Wärme zu bezeichnen. Trotz dieser Unzulänglichkeit wollen wir im folgenden der Einfachheit halber unter der spezifischen Wärme den Inbegriff an Energieaufwand verstehen, der bei der Erhitzung mit endlicher Geschwindigkeit für die Erhöhung der Temperatur um $1^{\circ}\text{C}/\text{gr.}$ erforderlich ist.

Für die Messung der spezifischen Wärme wurde die Sykesschen Anordnung verwendet, so daß Näheres darüber hier nicht mitgeteilt zu werden braucht. Die hier benutzte Probe wurde, nachdem sie in die gewünschte Form gebracht war, in Wasserstoff bei 1100°C fünf Stunden lang geglüht. Dank des Umstandes, daß, da die Messungen im Vakuum ausgeführt wurden, der Wasserstoff, welcher bei der früheren Wärmebehandlung im Metall in Lösung gegangen war, bei der diesmaligen Erhitzung frei wird und der damit verbundene Energieaufwand im Vergleich zur spezifischen Wärme nicht vernachlässigbar ist, konnte es uns am Anfang nicht gelingen, reproduzierbare Resultate zu erhalten. Was uns überhaupt zu dieser Überlegung geführt hat, war, daß die so gemessene spezifische Wärme eine sehr starke Abhängigkeit von der Erhitzungsgeschwin-

digkeit besonders bei hohen Temperaturen zeigte. Um dieser Schwierigkeit zu entgehen, wurde die Probe in dem Vakuumofen, der auch zur Messung der spezifischen Wärme verwendet wurde, bei 800°C zehn Stunden lang geglüht. Durch diese Behandlung erlitt die gemessene spezifische Wärme, zu meinem Erstaunen, eine bedeutende Abnahme, (z.B. bei 600°C betrug sie 0,140 Kal./Grad. gr. nach der Entgasung, und davor 0,185 Kal.) und die Erhitzungsgeschwindigkeit hatte keinen Einfluß mehr.

Die so gemessene spezifische Wärme bei steigender Temperatur ist in Abb. 3, sowie auch in Tabelle 1 wiedergegeben. Die Erhitzungsgeschwindigkeit betrug bei sämtlichen Messungen immer um ca. 2,5°C/min..

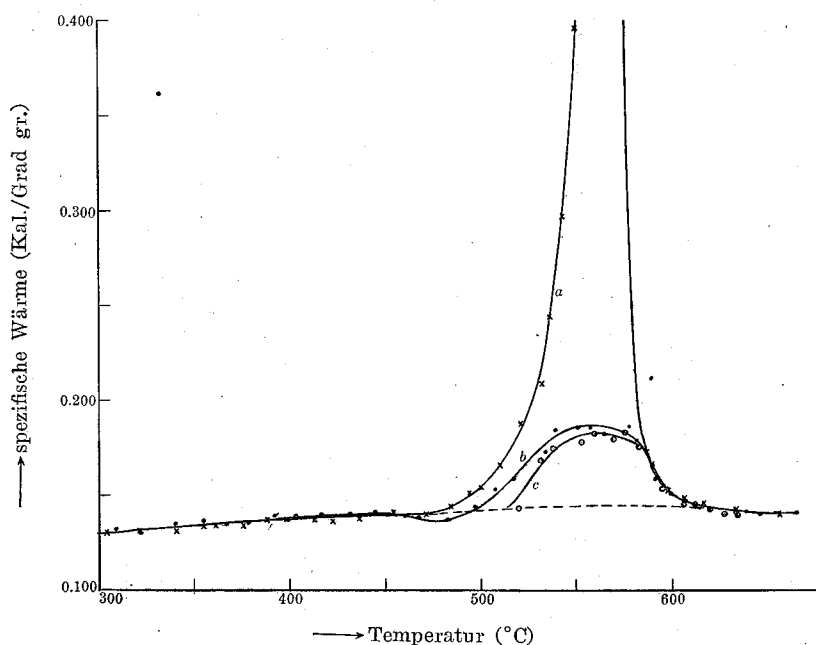


Abb. 3.

Kurve a) bezieht sich auf die Legierung, in der man mit Hilfe der oben beschriebenen Wärmebehandlung (Alterung bei 490°C während 8 Tagen, und darauf folgende langsame Abkühlung um 10°C/Tag bis zu 450°C) die Überstruktur sich so vollständig wie möglich hat entwickeln lassen, während die Kurve b) für bei 700°C im Wasser abgeschreckte Proben gilt.

In der Kurve a) erkennt man einen deutlichen Zuwachs der spezifischen Wärme in dem Temperaturgebiet, welches sich von 450°C bis zu

Tabelle 1.

a) gealterte Legierung		b) rasch abgekühlte Legierung		c) ferromagnetische Umwandlung	
Temperatur	spezifische Wärme	Temperatur	spezifische Wärme	Temperatur	spezifische Wärme
656	0,140	654	0,141	634	0,140
633	0,142	646	0,141	627	0,141
616	0,146	639	0,142	620	0,143
606	0,148	607	0,147	612	0,146
598	0,153	599	0,152	606	0,145
590	0,167	591	0,159	595	0,154
576	0,418	582	0,180	583	0,176
571	0,734	578	0,187	576	0,184
566	0,760	565	0,182	572	0,180
562	0,679	557	0,186	560	0,183
557	0,528	551	0,186	553	0,179
550	0,396	539	0,185	538	0,175
543	0,297	534	0,173	531	0,169
536	0,244	517	0,160	520	0,143
532	0,209	507	0,154		
521	0,188	497	0,145		
510	0,166	482	0,138		
500	0,154	467	0,138		
494	0,151	460	0,139		
484	0,144	444	0,141		
471	0,140	431	0,140		
454	0,141	416	0,140		
422	0,136	403	0,139		
398	0,137	392	0,139		
355	0,135	367	0,135		
321	0,131	322	0,131		
304	0,130	309	0,132		
258	0,128	252	0,129		
213	0,124	209	0,128		
148	0,121	152	0,120		
114	0,109	100	0,114		
69	0,105				

600°C erstreckt. Im Gegensatz dazu zeigt die Kurve b) eine kleine Verminderung zwischen 450°C und 500°C, und dem folgt ein im Vergleich mit der Kurve a) kleinerer Zuwachs im Intervall zwischen 500°C und 600°C. Die erste kleine Verminderung ist offenbar auf langsame

Bildung von Überstruktur während der Erhitzung zurückzuführen, während für den letzten Zuwachs nicht nur der Zerfall der bis dahin gebildeten Überstruktur sondern auch die ferromagnetische Umwandlung verantwortlich ist. Die Messung der Anomalie der spezifischen Wärme, welche sich auf die ferromagnetische Umwandlung bezieht, ist möglich, wenn die Probe, nachdem sie von einer hohen Temperatur, bei der es sicher ist, daß keine Spur von Überstruktur mehr vorhanden ist, bis zu etwa 510°C abgekühlt wird, für die Messung benutzt wird. Kurve c) in Abb. 3 stellt das so erhaltne Resultat dar. Aus den oben gemessenen Kurven kann man die Bildungswärme der Überstruktur, sowie auch die ferromagnetische Umwandlungswärme finden, und zwar beträgt die erste 14,57 Kal./gr., und die letzte 2,09 Kal./gr.. Nach der Theorie von BRAGG und WILLIAMS ergibt sich die Bildungswärme zu

$$Q = \frac{1}{2.26} \frac{R}{M} T_c = \frac{1}{2.26} \frac{1.986}{58} 773 = 11,7 \text{ Kal./gar.}$$

wobei als die kritische Temperatur T_c der Wert $500 + 273 = 773^\circ\text{K}$ eingesetzt ist. Die Übereinstimmung zwischen dem berechneten und beobachteten Werte ist befriedigend, wenn man in Rechnung zieht, daß die der Theorie zu Grunde liegende einfache Voraussetzung, daß die Energieabnahme beim Übergang eines Atom von einer unrichtigen zur richtigen Stelle des Gitters proportional mit der Ordnungsziffer verläuft, nur angenähert gültig sein dürfte.

Aus der Kurve b) sehen wir erstens, daß die Überstrukturbildung trotz der raschen Abkühlung von 700°C nicht völlig beseitigt wird, weil die Zerfallswärme, die oberhalb von 500°C zustande kommt, vielfach größer ist als die Bildungswärme unterhalb von 500°C, und dieser Unterschied nur auf den Zerfall der Überstruktur zurückzuführen ist, die wahrscheinlich während des Abschreckens gebildet wurde.

§ 4. Debye-Aufnahme der Überstrukturlinien.

Neulich ist es JONES und SYKES⁽¹⁾ gelungen die Überstrukturlinien von β Messing unter Verwendung von Zinkstrahlen aufzunehmen. Im Anschluß hieran habe ich versucht, allerdings mit negativem Resultat, das Vorhandensein der Überstrukturlinien der geordneten Atomverteilung Ni_3Fe mit Hilfe von Nickelstrahlen zu bestätigen. Bei dieser Untersuchung wurde eine Glühkathodenröhre mit Nickelantikathode verwendet.

(1) H. JONES u. C. SYKES, Proc. Roy. Soc., **161**, (1937) 247.

Die Belichtungsdauer betrug bei einer Spannung von 3,5 Kilovolt und einer Stromstärke von 10 Milliampere ca. 40 Stunden. Aber es gelang uns nicht, irgendwelche Überstrukturlinien zu erhalten.

§ 5. Messungen der Magnetostruktions- und Magnetowiderstands-Effekte an verschiedenen Zusammenstzungen.

Um nun die Frage zu beantworten, was für eine Rolle die Überstrukturubildung beim Permalloyproblem spielt, haben wir die Änderung der magnetischen Eigenschaften, die die Legierungen bei verschiedener Wärmebehandlung erleiden, eingehend untersucht. Bevor wir uns damit beschäftigen, haben wir zu bestimmen, über einem wie breiten Bereich von Zusammenstzungen dieser Legierungsreihe sich die Überstrukturubildung erstreckt. Am einfachsten kann dieser Bereich dadurch bestimmt werden, daß man die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Wärmebehandlung beobachtet. In Abb. 4 ist die Abhängigkeit des

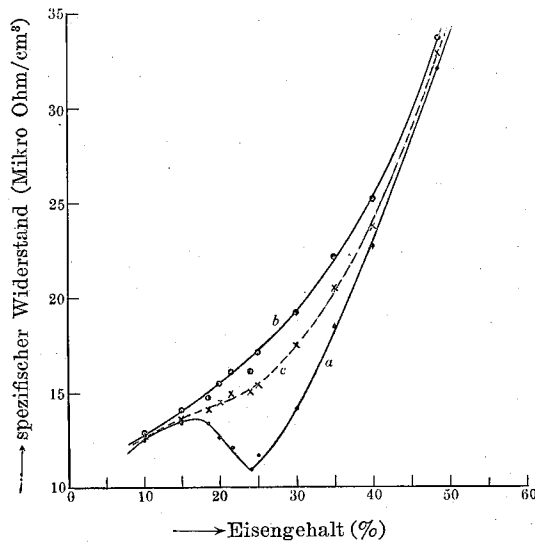


Abb. 4. a) gealterte Legierung.
b) abgeschreckt von 600°C im Wasser.
c) im Ofen abgekühlt (200° C/St.)

spezifischen Widerstandes von der Zusammensetzung bei verschiedener Wärmebehandlung wiedergegeben. Wie man sieht, erstreckt sich dieser Bereich von 10% Fe bis 50% Fe. Bei der Zusammensetzung, welche Ni_2Fe entspricht, haben wir keine Besonderheit bemerkt, obwohl man entgegenhalten könnte, daß die aufgenommenen Punkte sicher nicht ausreichend sind, uns damit die Anomalie zu bestätigen.

Der Zusammenhang der Koerzitivkraft der Legierungen mit der Wärmebehandlung ist in der Tabelle 2,

so wie auch in Abb. 5 wiedergegeben. Bemerkenswert ist hier, daß bei dem gealterten Zustand ein Minimum der Koerzitivkraft bei 24, 1% Fe liegt, während es beim abgeschreckten bei 21,5% Fe liegt. Dieser Umstand ist damit zu erklären, daß die 24, 1% Legierung im gealterten Zustand gleichmäßig Überstruktur aufweist, was bei den Proben anderer

Tabelle 2. Zusammenhang der Koerzitivkraft mit Wärmebehandlung.

Zusammensetzung (%Fe)	Hc (Oersted) vollständig gealtert	Hc (Oersted) im Ofen langsam abgekühlt	Hc (Oersted) im Wasser rasch abgekühlt	Hc (Oersted) in der Luft rasch abgekühlt	Hc (Oersted) mit Magnet- feld langsam abgekühlt
10	0,339	0,280	0,540	0,320	0,308
15	0,409	0,270	0,297	0,164	0,140
18,5	0,436	0,183	0,196	0,081	0,068
20	0,380	0,184	0,033	0,035	0,046
21,5	0,269	0,184	0,045	0,030	0,040
24,1	0,205	—	0,053	—	—
25	0,238	0,215	0,052	0,050	0,040
30	0,400	0,260	0,259	0,085	0,028
35	0,480	0,295	0,109	0,122	0,027
40	0,585	0,290	0,106	0,129	0,024
45	0,553	0,255	—	0,240	0,151
50	0,615	0,271	0,130	0,215	0,136
60	0,594	0,625	0,550	0,623	0,643

Zusammensetzungen nicht der Fall ist. Das Minimum der Koerzitivkraft bei der abgeschreckten 21, 5% Fe Legierung diskutieren wir noch später. Vergleicht man Abb. 4 und Abb. 5 miteinander, so erkennt man sogleich die vollkommenene Übereinstimmung beider Bereiche, in denen der Widerstand und die Koerzitivkraft eine bedeutende Abhängigkeit von der Wärmebehandlung aufweist. Diese Erkenntnis hat uns zum Gedanken geführt, daß die kritische Temperatur, die mit der Überstrukturbildung zusammenhängt, sowohl bei dem Abschrecken, als auch bei der Abkühlung im Magnetfeld eine wesentliche Rolle spielt. Ob dieser Gedanke zutreffend ist, darüber kann eine Entscheidung durch die Tabelle 3 und 4 gewonnen werden. Tabelle 3 zeigt die Abhängigkeit der Koerzitivkraft von der Abschrecktemperatur, wobei die Legierungen nach der folgenden Behandlung—eine Stunde langes Glühen bei 1100°C, langsame Abkühlung bis zur Abschrecktemperatur und darauf folgende 30 Minuten lange Erhitzung bei dieser Temperatur—auf einer Kupferplatte rasch abgekühlt sind. Aus dieser Tabelle erhellt, daß sich die rasch Abkühlung nur als wirksam bewährt, wenn die Abschrecktemperatur oberhalb der oben genannten kritischen Temperatur liegt. Fast denselben Umstand erblicken wir auch in der Tabelle 4, welche den Zusammenhang zwischen der Koerzitivkraft und der Temperatur enthält, bei der das Magnetfeld unter langsamer Abkühlung eingeschaltet ist. Der Unterschied beider Fälle liegt nur

darin, daß die wirksame Temperatur bei dem Abschrecken ein wenig höher liegt als die bei der magnetischen Behandlung. Es kommt wahrscheinlich nur darauf an, daß bei dem Abschrecken die größte Abkühlungsgeschwindigkeit ein bischen unterhalb der Abschrecktemperatur wirksam ist. Übereinstimmend mit den bisherigen Untersuchungen, ist die

durch das Abschrecken erzielte befriedigend kleine Koerzitivkraft nur auf die Umgebung des Permalloy mit 21,5% Fe beschränkt, während sie sich bei der magnetischen Behandlung auf einen breiteren Bereich erstreckt.

Aus den jetzt gewonnenen Resultaten konnten wir bestätigen, daß die Bildung der Überstruktur in den abgeschreckten Proben mit kleiner Koerzitivkraft weitgehend herabgesetzt wird, und daß sie für die magnetische Behandlung unentbehrlich ist. Man könnte nun meinen, da sowohl die Überstrukturbildung als auch die Rekristallisation der Kristallite von der Selbstdiffusion der Atome im Gitter abhängt, so könnte die kritische Temperatur, die bei der magnetischen Behandlung die Hauptrolle spielt, in ihrem Wesen mit dem Rekristallisationsvorgang zusammenhängen, und es sei daher der Zusammenhang mit der Überstruktur nur oberflächlich. Dieser Gedanke ist aber des-

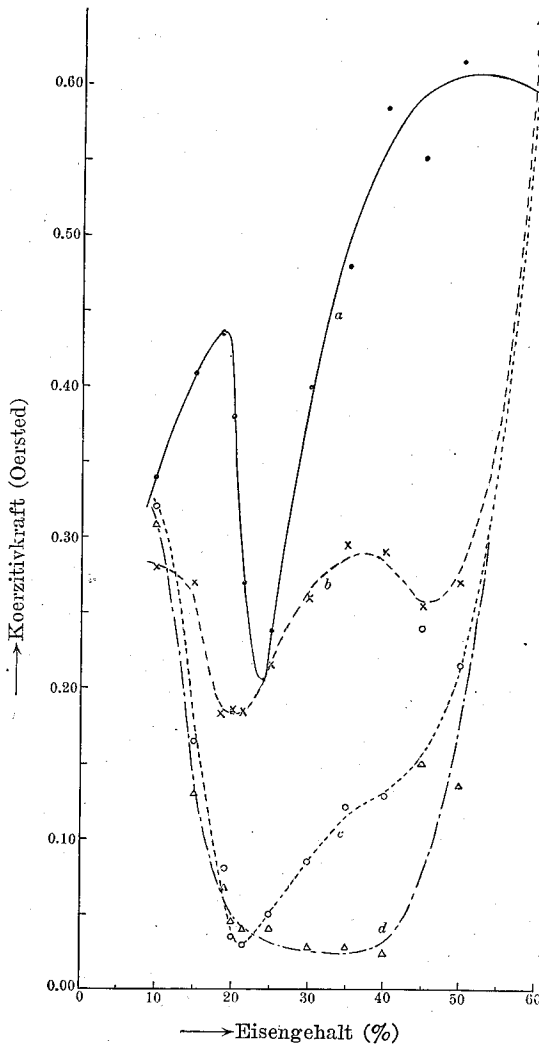


Abb. 5. a) gealtert, b) im Ofen abgekühlt, c) abgeschreckt, d) mit Magnetfeld abgekühlt.

Tabelle 3. Koerzitivkraft und Abschrecktemperatur.

Abschrecktemperatur (°C)	20°C	500°C	550°C	600°C	650°C
% Fe	(Oersted)	(Oersted)	(Oersted)	(Oersted)	(Oersted)
15	0,270	0,207	0,142	0,146	0,140
18.5	0,183	0,213	0,070	0,071	0,065
20	0,184	0,234	0,106	0,062	0,058
21.5	0,184	0,221	0,126	0,030	0,035
25	0,215	0,271	0,181	0,050	0,050
30	0,260	0,351	0,258	0,085	0,100
35	0,295	0,413	0,248	0,122	0,130
45	0,255	0,275	0,235	0,240	0,229
50	0,271	0,299	0,227	0,215	0,210
60	0,625	0,615	0,627	0,623	0,616

Tabelle 4. Koerzitivkraft und Temperatur, bei der das Magnetfeld eingeschaltet ist.

Temperatur (°C)	20°C	400°C	450°C	500°C	550°C	600°C	650°C
% Fe	(Oersted)	(Oersted)	(Oersted)	(Oersted)	(Oersted)	(Oersted)	(Oersted)
15	0,270	0,260	0,198	0,116	0,123	0,140	0,132
18.5	0,183	0,204	0,261	0,092	0,067	0,064	0,066
20	0,184	0,200	0,216	0,064	0,042	0,039	0,047
21.5	0,184	0,217	0,202	0,060	0,039	0,038	0,046
25	0,215	0,235	0,249	0,085	0,038	0,028	0,036
30	0,260	0,273	0,270	0,100	0,017	0,016	0,046
35	0,295	0,308	0,315	0,108	0,037	0,026	0,072
45	0,255	0,265	0,272	0,206	0,163	0,151	0,150
50	0,271	0,280	0,314	0,235	0,171	0,136	0,150
60	0,625	0,627	0,715	0,630	0,630	0,628	0,643

halb irreführend, weil bei den anderen ferromagnetischen Legierungen, die genau ähnlich wie die Nickel-Eisen Reihe, nach allen kristallographischen Richtungen eine Magnetostriktion mit demselben Vorzeichen besitzt, die Rekristallisationstemperatur bei der darauf folgenden magnetischen Behandlung keine Rolle spielt.

Um die Verteilung der Elementargebiete in den verschiedenen behandelten Proben in Betracht ziehen zu können, bedienen wir uns nun der

Messung der Magnetostriktion, und des Magneto-Widerstandseffektes. Die beiden Effekte sind, insofern als sie sich auf das Umklappmagnetisierungsgebiet beziehen, nur auf die Querinversion der Elementargebiete zurückzuführen, da die andere Art der Inversion, d.h. die Längsinversion mit dem genannten Effekt nichts zu tun hat. Infolgedessen können die durch die Wärmebehandlung hervorgerufenen Änderungen der Beträge dieser Effekte, die im Umklappmagnetisierungsgebiet gemessen werden, als ein Maß für die Verteilungsänderungen der Elementargebiete in dem Stoff angesehen werden. Von den beiden Effekten hat der erste vor dem letzteren den Nachteil, daß wegen des Vorzeichenwechsels bei 18,5% Fe die Längenänderung in dieser Gegend nicht leicht gemessen werden kann. Aber an dem letzteren haftet auch der unvermeidliche Nachteil, daß der elektrische Strom, der während der Widerstandsmessung in der Probe fließt, ein magnetisches Feld darin erzeugt und folglich die ursprüngliche Verteilung der Elementargebiete zu einem gewissen Grad gestört wird. In Abb. 6 sind die so gemessenen Resultate verschiedener Zusammensetzungen zusammengestellt. Hier sei noch besonders hinzugefügt, daß die zur Verfügung stehenden Proben keine Faserstruktur besaßen, was aus ihrer Vorgeschichte, sowie auch aus röntgenographischen Untersuchungen hervorging.

Aus den Messungsergebnissen bestätigen wir, daß im Umklappgebiet die beiden Effekte der mit Magnetfeld abgekühlten Werkstoffe gegenüber den der anders behandelten sehr stark herabgesetzt werden. Was nun die Effekte im Drehprozeßgebiet anbelangt, so kann man ohne Weiteres nicht beurteilen, ob sie unveränderlich bleiben oder abnehmen, da wir nicht imstande sind das Umklapp- und das Drehgebiet streng auseinanderzuhalten. Zur Lösung der Frage gibt es keinen anderen Weg als die Benutzung der Kristallanisotropie der magnetischen Eigenschaften dieser Legierungsreihe, die schon von F. LICHTENBERGER⁽¹⁾, sowie auch von J. D. KLEIS⁽²⁾ ausführlich untersucht worden ist. Die leichteste Magnetisierungsrichtung ist nach diesen Untersuchungen bei 50% Fe die Kubuskante [100], während sie beim reinen Nickel die Trigonalachse [111] ist. Die Zusammensetzung, bei der sie von einen zur anderen übergeht, ist bei den beiden Untersuchungen ein bißchen verschieden: sie ist von Kleis zu 24% Fe, und von Lichtenberger zu 29% Fe geschätzt worden. Daraus ist verständlich, daß sich die Magnetisierungsrichtung des Elementarge-

(1) F. LICHTENBERGER, Ann. d. Phys., **15**, (1932) 45.

(2) J.D. KLEIS, Phys. Rev., **50**, (1936) 1178.

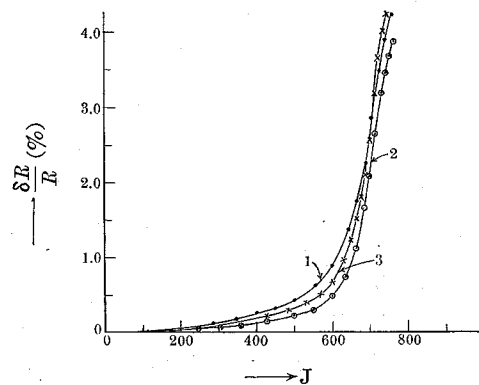
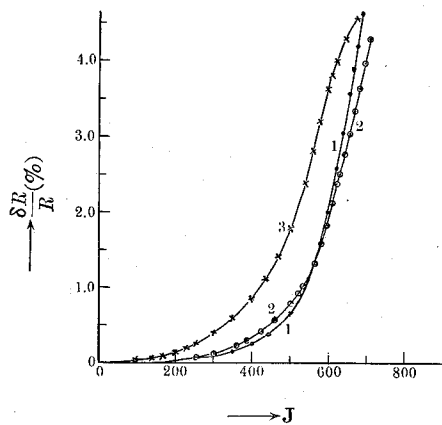
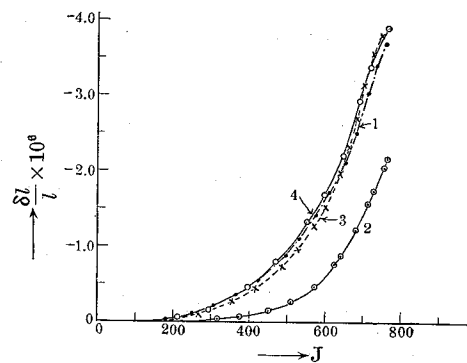
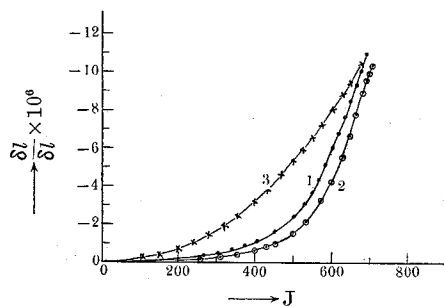
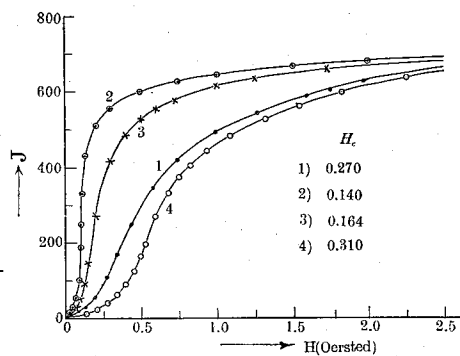
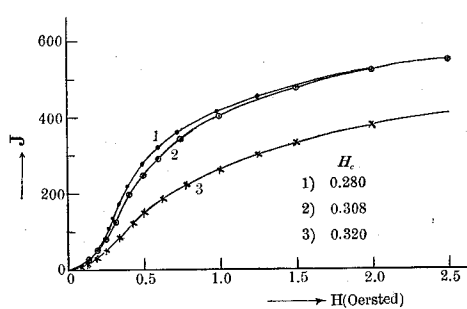


Abb. 6a. 10% Fe.

Abb. 6b. 15% Fe.

- 1) Normale Abkühlung, 2) mit Magnetfeld abgekühlt.
3) rasche Abkühlung, 4) gealtert.

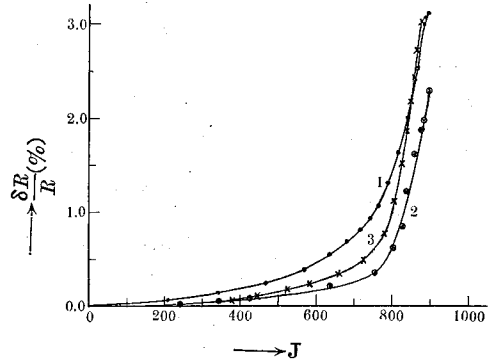
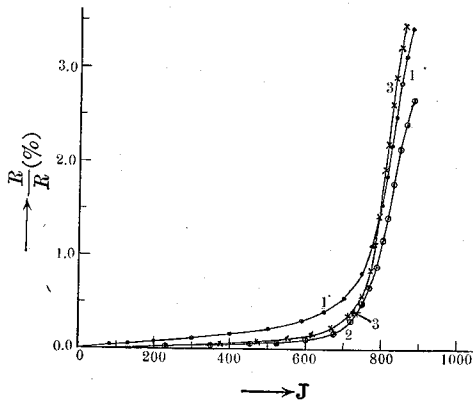
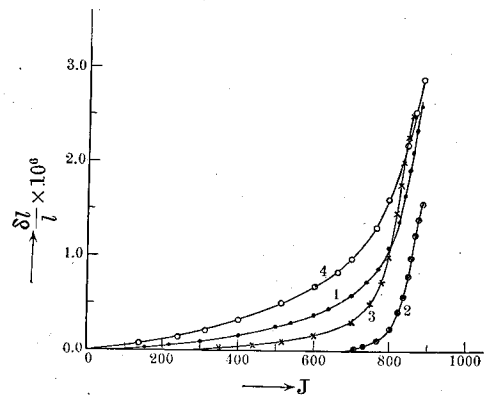
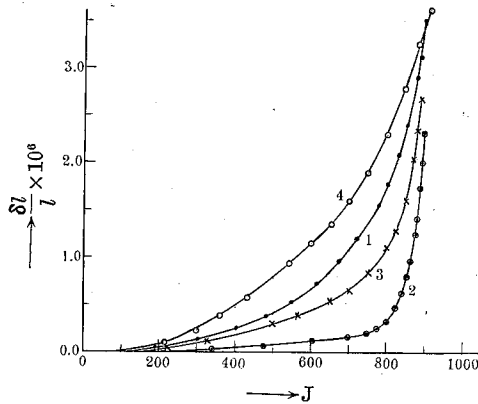
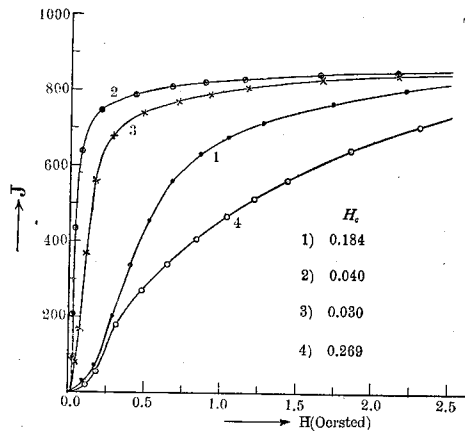
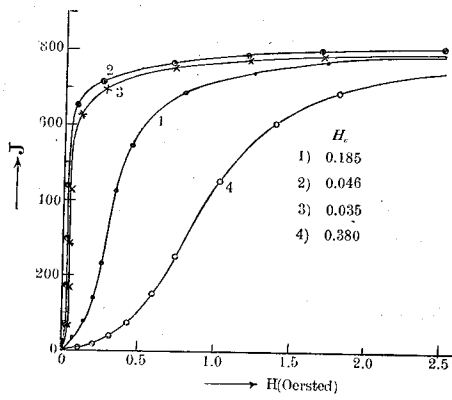


Abb. 6c. 20% Fe.

Abb. 6d. 21,5% Fe.

- 1) Normale Abkühlung, 2) mit Magnetfeld abgekühlt.
 3) rasche Abkühlung, 4) gealtert.

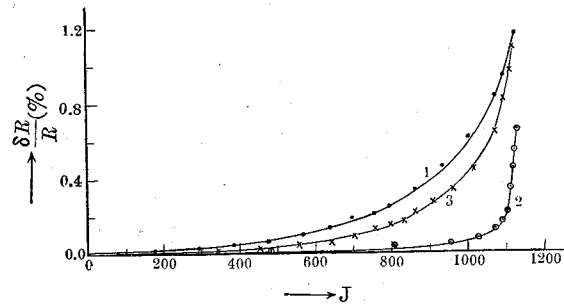
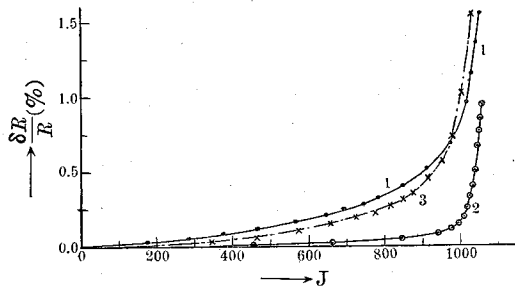
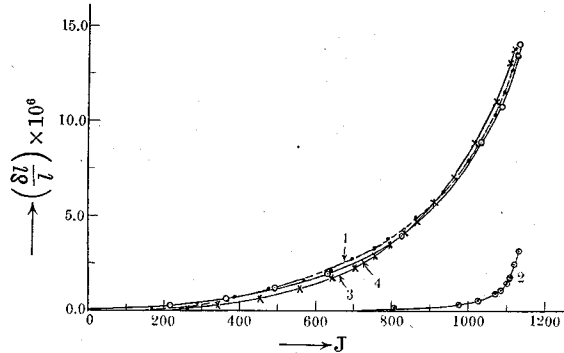
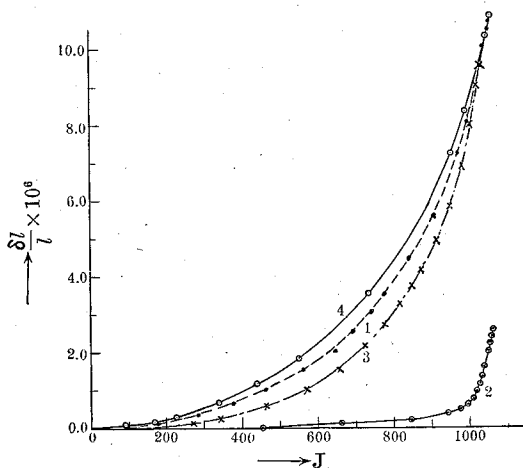
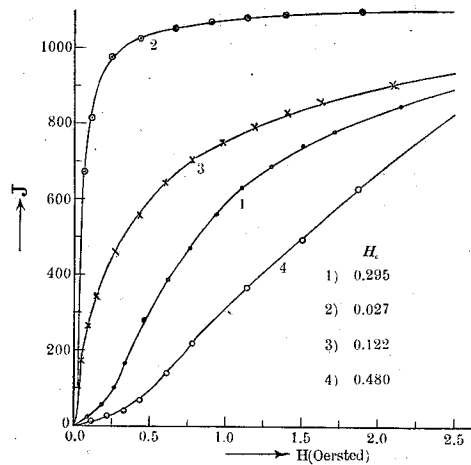
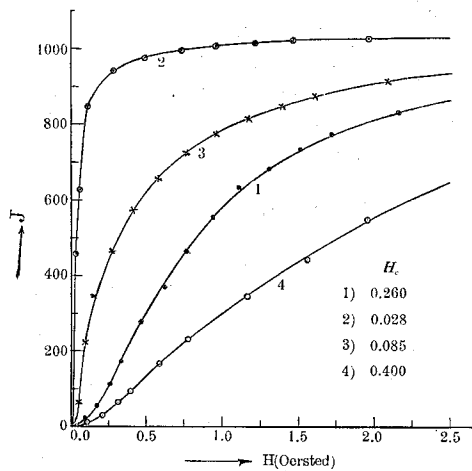


Abb. 6a. 30% Fe.

Abb. 6f. 35% Fe.

1) Normale Abkühlung, 2) mit Magnetfeld abgekühlt.
3) rasche Abkühlung, 4) gealtert.

bietet durch irgendwelche äußere Einwirkungen leicht drehen kann, falls die Legierung eine der Zusammensetzungen zwischen etwa 20% und 30% Fe hat. Die Richtigkeit dieses Gedankens können wir darin erblicken, daß bei der magnetisch behandelten 30% Fe Legierung die Magnetisierung, von der Form der Magnetisierungskurve beurteilt, nur durch Umklapp-

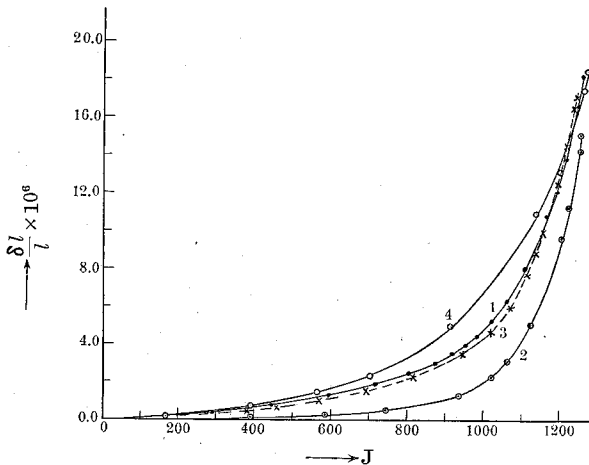
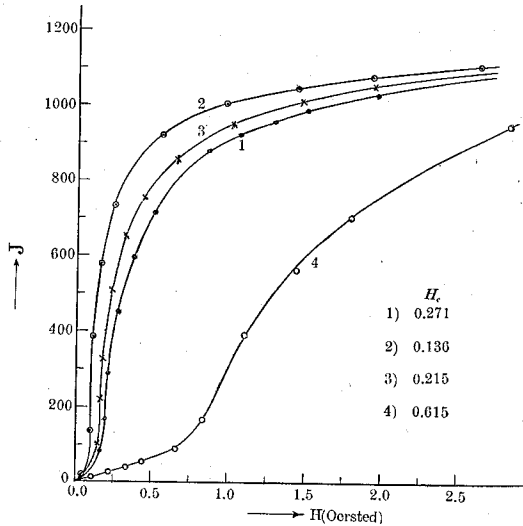


Abb. 6g. 50% Fe.

- 1) Normale Abkühlung, 2) mit Magnetfeld abgekühlt.
3) rasche Abkühlung, 4) gealtert.

Prozeß erfolgt bis sie ca. 900 erreicht, was fast 80% des Sättigungswertes entspricht. Berechnet man nun theoretisch die durch Umklapp-Prozeß erreichbare maximale Magnetisierung unter der Voraussetzung, daß die gesammte Magnetisierung einzelner Kristallite in der Feldrichtung liegt, so erhält man $0,716 J_{\infty}$ für den Stoff mit der leichtesten Magnetisierungsrichtung [111], und $0,672 J_{\infty}$ für den anderen Fall [100]. Diese Diskrepanz läßt sich nur mit der Annahme erklären, daß die Elementargebiete eben im feldfreien Fall Drehprozesse erlitten haben. Desgleichen kann man aus dieser Überlegung schließen, daß der große Unterschied im Sättigungswert der Magnetostriktion zwischen den gealterten und magnetisch be-

handelten Legierungen keineswegs auf die Umklapp-Magnetostriktion der gealterten Proben allein zurückgeführt werden kann. Bei 30% Fe betrug dieser Unterschied

$$(10,90 - 2,60) \times 10^{-6} = 8,30 \times 10^{-6},$$

während die Längenänderung des gealterten Stoffes bei $J=800$, wo der Umklapp-Prozess fast für vollendet gehalten wird, nur $4,40 \times 10^{-6}$ erreicht. Der vorstehenden Tatsachen bedienen wir uns nur zur Bestätigung der Ideen von BOZORTH, DILLINGER und KELSALL⁽¹⁾.

Wir wenden uns nun zur Frage der hohen Permeabilität der rasch abgekühlten Legierungen. Bei näherer Prüfung bemerkt man leicht, daß bei der Permalloy-Zusammensetzung die Magnetostriktionskurven, sowie die Widerstandsänderungskurven je nach ihrer Wärmebehandlung gerade umgekehrt wie die Magnetisierungskurven eingeordnet sind, d.h. je kleiner Magnetostriktion u. Widerstandsänderung desto größer die Magnetisierung, während sich bei den anderen Zusammensetzungen alle Kurven außer den magnetisch behandelten praktisch fast überdecken. Das heißt, durch das Abschrecken werden zwei voneinander unabhängige Effekte hervorgerufen, von denen der erste sich über einen breiten Zusammensetzungsbereich erstreckt, aber der andere nur über einen beschränkten engen Bereich, welcher das Permalloy enthält. Der erste Effekt ist offenbar nichts anderes als die Beseitigung der Überstruktur durch rasche Abkühlung. Stellen wir uns jetzt vor, daß die Überstruktur, falls sie unterhalb des Curie-Punktes gebildet ist, die merkwürdige Eigenschaft besitzt, den Magnetisierungszustand des Elementargebietes möglichst beizubehalten, so werden die kleine Permeabilität bei der langsamen Abkühlung, die hohe Permeabilität bei der magnetischen Abkühlung, sowie auch die hohe Permeabilität beim Abschrecken leicht verständlich, wenn man eine sehr leichte Ausführbarkeit der Längsinversion voraussetzt. Was nun schließlich der Grund für diese Eigentümlichkeit der Überstruktur anbelangt, so kommt es wahrscheinlich auf die mit der Überstrukturbildung verbundene plötzliche Aufhebung der vagabundierenden Bewegung der Atome im Kristallgitter an. Eine eingehendere Untersuchung darüber ist jetzt im Gang.

Die durch das Abschrecken erzielte kleine Magnetostriktion, die in dem schmalen Bezirk in der Gegend der Permalloy-Zusammensetzung beobachtbar ist, kann von zwei verschiedenen Seiten angegriffen werden: Wir können nämlich entweder die kleine Anisotropiekonstante ins Auge fassen und nach der Magnetostriktion des Drehprozesses fragen, welche sich gleich-

(1) 1. c.

zeitig mit dem Umklapp-Prozeß abspielen würde, oder wir können die elastische Beanspruchung, die im Verlaufe des Abschreckens in dem Werkstoff eintritt, ins Auge fassen und nach ihrem Einfluss auf die Magnetostriktion fragen. Für die vorliegende Anschauung wird es bequemer sein, die letztere Vorstellung voranzustellen. Es ist mit großer Wahrscheinlichkeit denkbar, daß der Werkstoff in Form von Draht oder Platten im Laufe des Abschreckens senkrecht zur Drahtachse oder zur Plattenebene, elastisch gedrückt wird oder mit anderen Worten, daß elastische Spannungen irgendeines Betrages nach der Drahtachse oder der Plattenebene auftreten.

In Anschluß hieran möchte ich hier die neulich durchgeführte interessante Arbeit von T. NISINA⁽¹⁾ zu zitieren. Nach seinen Untersuchungen weist eine Reihe von Legierungen mit positiver Magnetostriktion, falls sie unter geeigneten elastischen Spannungen langsam abgekühlt wird, eine sehr hohe maximale Permeabilität auf, während im Fall von negativer Magnetostriktion der gerade entgegengesetzte Fall beobachtet wird. Diese Erscheinung dient, ebenso wie die magnetische Behandlung, als eine Bestätigung der oben genannten Eigenschaften der Überstruktur. Erinnern wir uns jetzt nun daran, daß, wie schon in § 3 bemerkt wurde, Überstruktur in dem abgeschreckten Stoff wenn auch sehr wenig vorhanden ist, so können wir leicht verstehen, daß eine bedeutende Herabsetzung der positiven Magnetostriktion durch den Akt des Abschreckens bewirkt werden kann. Bei Legierungen mit negativer Magnetostriktion erwarten wir, anknüpfend an diese Überlegung, eine Vergrößerung der Magnetostriktion, sowie auch eine damit verbundene Zunahme der Koerzitivkraft, und, daß dies in Wirklichkeit der Fall ist, sehen wir in Abb. 6a. Bedenken wir nun ferner, daß der Einfluß der Spannung von gewissem Betrag auf die Magnetostriktion desto kleiner wird, je mehr die Umklapp-Magnetostriktion über den Grenzwert hinaus zunimmt, der mit der Spannung im festen Zusammenhang steht, so ist es leicht zu begreifen, daß die Legierungen mit über 25% Eisengehalt durch das Abschrecken fast keine Änderung in ihrer Magnetostriktion erleiden.

Die Kompliziertheit des Permalloyproblems liegt nach der obigen Anschauung darin, daß dabei zugleich zwei Effekte, die Beseitigung der Überstruktur und die Herabsetzung der Magnetostriktion durch elastische Beanspruchung, miteinander in kompliziertem Zusammenhang stehen. Die bekannten Beziehungen zwischen der Größe der Abkühlungsgeschwindig-

(1) noch nicht veröffentlicht.

keit und der damit erzielten Anfangs- und Maximalpermeabilität, die von ELMEN⁽¹⁾ ausführlich untersucht worden war, kann von dem obigen Standpunkt auch zu einem gewissen Grad erklärt werden.

Wie schon ELMEN nachgewiesen hat, wird die durch Abschrecken erzielte hohe Anfangspermeabilität des Permalloÿs bei der nochmaligen

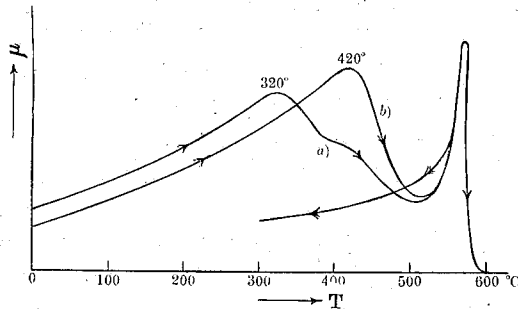


Abb. 7. a) Abgeschreckte Probe.
b) mit Magnetfeld abgekühlte Probe.

Erhitzung in zwei Stufen entfernt (vgl. Abb. 7 Kurve a), und zwar liegt die erste zwischen 320°C und 420°C, während die zweite zwischen 420°C und 500°C liegt. Im Gegensatz dazu geht die hohe Permeabilität des magnetisch behandelten Stoffes durch Erhitzung zwischen 420°C und 520°C verloren, wie in Abb. 7 (Kurve b) gezeigt wird.

Damit das Wesentliche dieser Erscheinung noch klarer hervortritt, sei hier noch die Tabelle 5 hinzugefügt. In diesem Fall sind die Legierungen, die vorher von 1100°C in einem Magnetfeld (50 Oersted) langsam abgekühlt wurden, bei einer gewissen Temperatur 30 Minuten lang

Tabelle 5.

Anlasstemperatur (°C)	15% Fe		21.5% Fe		30% Fe	
	Hc (Oersted)	$\delta l/l$ $\times 10^6$	Hc (Oersted)	$\delta l/l$ $\times 10^6$	Hc (Oersted)	$\delta l/l$ $\times 10^6$
20°	0,109	-1,18	0,047	1,83	0,034	1,88
400°	0,122	-1,08	0,049	1,96	0,035	1,98
450°	0,188	-1,96	0,055	1,95	0,035	2,50
475°	0,231	-2,98	0,061	2,05	0,065	3,71
490°	0,242	-3,18	0,062	2,20	0,072	4,86
560°	0,254	-4,16	0,214	3,29	0,273	11,24
625°	0,286	-4,21	0,267	3,33	0,400	11,39
695°	0,234	-4,38	0,253	3,43	0,430	11,27
910°	0,285	-4,21	0,263	3,43	0,458	11,28

angelassen und wieder bis zu Zimmertemperatur, diesmal aber ohne Magnetfeld, abgekühlt. Nach der Messung der Koerzitivkraft und der

(1) G.W. ELMEN, Journ. Frank. Inst., 207, (1929) 583.

Magnetostriktion bei Zimmertemperatur, sind sie nochmals bei höherer Temperatur angelassen und ohne Magnetfeld abgekühlt. Die so erhaltenen Resultate zeigen wiederum, in Übereinstimmung mit der bei der Abb. 7 eingeschalteten Bemerkung, daß der Einfluß der magnetischen Behandlung durch das Anlassen zwischen 420°C und 520°C verloren geht. In diesem Temperaturintervall muss notwendig, wie schon in § 3 und § 2 gezeigt wurde, entweder der Zerfall oder die Bildung der Überstruktur auftreten, je nachdem die anfängliche Ordnungsziffer des Gitters die mit der betreffenden Temperatur im Gleichgewicht stehende Ordnungsziffer übertrifft oder nicht. Der Abfall in der Permeabilität-Anlasstemperatur Kurve (vgl. Abb. 7 Kurve b) ist folglich auch auf das mit der Umordnung der Atome verbundene Verschwinden einer ausgezeichneten Richtung der Elementargebiete zurückzuführen, während der zweite Abfall (vgl. Abb. 7 Kurve a) bei der abgeschreckten Probe auf die Bildung der Überstruktur zurückzuführen ist. Nun könnte man vermuten, der erste Abfall beim abgeschreckten Permalloy hänge damit zusammen, daß die einmal durch die oben genannten elastischen Spannung herabgesetzte Magnetostriktion wieder hergestellt wird. Aber solange man die Bedeutung der mit diesem Effekte zusammenhängenden Temperatur von 320°C noch nicht verstanden hat, wäre es verfrüht, eine Meinung über diesen Effekt auszusprechen.

§ 6. Über das Supermalloy.

Wir wollen uns noch zu der Frage wenden, ob die Überstrukturbildung bei den sogenannten Superpermalloys, die außer Nickel und Eisen, noch mit einem dritten oder vierten Element zusammengesetzt sind, irgendeine Rolle spielt. Um dies zu sehen, wurde die Änderung des spezifischen Widerstandes gemessen, welche nach 4 tötigem Anlassen bei 450°C auftrat. In der Tabelle 6 sind die so erhaltenen Resultate wiedergegeben. Durch Alterung erleidet der spezifische Widerstand eine verhältnismäßig starke Abnahme, falls die kleine Koerzitivkraft nur durch Abschrecken erreichbar ist, aber sonst nicht.

Am Schluß möchte ich an dieser Stelle der Nippon Gakujutsu Sin-kokwai für die Gewährung eines Forschungsstipendiums meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Tabelle. 6.

Legierung	Zusammensetzung	gealterter Zustand		abgeschreckter Zustand	
		Koerziv- kraft (Oersted)	sp. Widerstand (Microohm /cm ³)	Koerzitiv- kraft (Oersted)	sp. Widerstand (Microohm /cm ³)
Superpermalloy No. 1 (T. Nisina)	78,0 Ni; 21,0 Fe; 1,0 Si; 0,6 Co; 0,8 Mn	0,101	22,20	0,030	25,71
Superpermalloy No. 2 (T. Nisina)	78,1 Ni; 16,5 Fe; 2,9 Cr; 2,5 Sn; 0,8 Mn	0,251	57,56	0,132	55,44
2-80 Mo Permalloy (Elmen)	80,0 Ni; 18 Fe; 2 Mo; 0,8 Mn	0,220	37,31	0,110	37,26
3,8-78,5 Mo Permalloy (Elmen)	78,5 Ni; 21,5 Fe; 3,8 Mo; 0,8 Mn	0,220	56,34	0,126	56,01
3,8-78,5 Cr Permalloy (Elmen)	78,5 Ni; 17,7 Fe; 3,8 Cr; 0,8 Mn	0,041	56,74	0,057	56,14

Hokkaido, Sapporo (Japan),
Physikalisches Institut der Kaiserlichen Universität.