

Das magnetische Verhalten von Eisenkristallen bei gewöhnlicher Temperatur.

Von
KARL BECK.

(Als Manuskript eingegangen am 17. September 1917.)

Einleitung.

Die Messungen an den ferromagnetischen, scheinbar hexagonalen Pyrrhotinkristallen von Weiss und Kunz¹⁾, welche seither von Ziegler²⁾ erweitert und in ihren Resultaten in den Hauptzügen bestätigt wurden, haben Weiss auf den Begriff des molekularen Feldes geführt, mit Hilfe dessen er aus der Langevin'schen Theorie des Paramagnetismus seine Theorie des Ferromagnetismus entwickelte.³⁾ Diese letztere gibt eine erste Vorstellung von der Entstehung der spontanen Magnetisierung und gestattet, einen Ansatz zu machen, der das Abnehmen der Sättigungsintensität und schliessliche Verschwinden des Ferromagnetismus mit steigender Temperatur befriedigend darstellt. Ausgehend von der Tatsache, dass die ferromagnetischen Substanzen in der Regel kristallinische Struktur aufweisen, hat Weiss⁴⁾ dann weiter versucht, die an denselben bekannten Erscheinungen der Hysterese auf Grund der Annahme zu erklären, dass diese Substanzen aus Kristallen zusammengesetzt seien, wie sie das schematisierte Pyrrhotin darstellt, Rechnungen, die von Weiss und de Freudenreich⁵⁾ neuerdings auch auf die Erscheinungen in ganz schwachen Feldern ausgedehnt worden sind. Der Untersuchung weiterer ferromagnetischer Kristalle ist dadurch erhöhte Bedeutung zugekommen.

¹⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1905; P. Weiss et J. Kunz, J. de Phys. 1905.

²⁾ M. Ziegler, Diss., Zürich 1915.

³⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1911 und Phys. Zeitschr. 1911.

⁴⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1907 und Phys. Zeitschr. 1908.

⁵⁾ P. Weiss et J. de Freudenreich, Arch. sc. phys. et nat. 1916.

Von den regulären Kristallen hatte Weiss¹⁾ schon vor dem Pyrrhotin das Magnetit untersucht, und Quittner²⁾ hat später in einer ausführlicheren Arbeit diese Beobachtungen ergänzt. Bereits die ersteren zeitigten das damals merkwürdige Resultat, dass sich diese regulären Kristalle magnetisch, im Gegensatz zur Optik, nicht gleich verhalten wie isotrope Medien. Voigt und Wallerant³⁾ haben dann nachgewiesen, dass die von W. Thomson⁴⁾ berechnete scheinbare Isotropie der magnetischen Kristalle nur dann auftritt, wenn die Magnetisierungsintensität dem Feld proportional ist, was nun aber hier wie bei allen kristallinen ferromagnetischen Substanzen, abgesehen von den kleinen Feldern, nicht der Fall ist. Im übrigen ergab sich für alle Richtungen im Kristall bei hohen Feldern die gleiche Sättigungsintensität, bei mittleren Feldern dagegen verschieden schwere Magnetisierbarkeit für die verschiedenen Richtungen. Die kristallographischen Achsen stellen hier gegenüber ihrer Umgebung immer Extrema dar, so dass dort, und in der Regel nur dort, Magnetisierung und Feld parallel zueinander sind. Alle untersuchten Stücke waren in den Richtungen der 4-zähligen Achsen schwerer zu magnetisieren als in den Richtungen der 2- und 3-zähligen Achsen. Bezüglich der beiden letzteren Achsenrichtungen war je nach den Stücken die Substanz bald in der einen, bald in der andern schwerer zu magnetisieren.⁵⁾ In einem grossen Teil der untersuchten Exemplare traten sodann, besonders bei kleineren und mittleren Feldern, beträchtliche Anomalien auf, welche die reguläre Symmetrie stark störten. Die Hysteresis im Drehfelde zeigte die gleichen Symmetrieverhältnisse wie die Magnetisierungsintensität.

In der vorliegenden Arbeit sollen nun Messungen besprochen werden, die an Eisenkristallen bei gewöhnlicher Temperatur ausgeführt wurden. Obschon das Eisen ja heute das am meisten verwendete ferromagnetische Material ist, so haben trotzdem bei den kristallmagnetischen Untersuchungen die obgenannten Mineralien den Vortritt gehabt, weil sie entweder die Anisotropien in besonders starkem Masse aufweisen, oder doch leichter in grösseren Exemplaren zu beschaffen sind als die Eisenkristalle.

¹⁾ P. Weiss, Thèses, Paris 1896.

²⁾ V. Quittner, Diss., Zürich 1909 und Ann. d. Phys. 1909, N. F. 30.

³⁾ W. Voigt, Gött. Nachr. 1900; F. Wallerant, Bull. soc. min. 1901.

⁴⁾ W. Thomson, Rep. Brit. Assoc. 1851.

⁵⁾ Nach einer mündlichen Mitteilung nimmt P. Weiss heute an, dass dieser Wechsel vielleicht durch Inhomogenität des Materials zu erklären sei, wobei der normale Fall der wäre, wo die Substanz in der Richtung der 2-zähligen Achse magnetisch härter ist als in der der 3-zähligen.

I. Ausführung der Messungen.

1. Das Material.

Das Material, das zu diesen Messungen verwendet wurde, ist verschiedenen Ursprungs. Die Stücke I und II stammen aus dem Gestänge eines Ofens, welches sich jahrelang auf der Temperatur der Rotglut befunden hatte, die übrigen von einem Schmelzversuch von de Freudenreich¹⁾. In einem Tiegel, der in einem Sandhaufen eingebettet war, hatte dieser Letztere Schmelzen nach dem Goldschmidt'schen Verfahren hergestellt und langsam erkalten lassen. Die etwa faustgrossen Stücke, die er dabei erhielt, zeigten beim Zerschlagen zum Teil sehr schöne Kristallflächen von bis gegen 2 cm Ausdehnung, die sich leicht als Würfelseiten erkennen liessen. Besonders schöne Kristalle erhielt man mit rotem Thermit unter Zusatz von etwa einem Drittel des Eisens in Form von Nägeln. Die Art, wie die Orientierung der zu den Messungen verwendeten Stücke bestimmt wurde, soll in einem späteren Abschnitt besprochen werden. Über die chemische Zusammensetzung des Materials gibt die folgende Analyse Aufschluss, die im Laboratorium der A.-G. der Eisen- und Stahlwerke vormals G. Fischer in Schaffhausen ausgeführt wurde, und zwar an Proben, die dem gleichen Schmelzstück entnommen wurden, aus dem die Platten stammen, die im folgenden mit V bezeichnet sind.

C gesamt	0,06 %
Si	1,62 %
Mn	0,16 %
P	0,050 %
S	0,040 %
Al	—
	1,93 %

Die Verunreinigungen machen also fast 2% der Substanz aus, wobei besonders der hohe Siliziumgehalt auffällt. Die Struktur des Materials lässt ferner die Vermutung zu, dass möglicherweise die Verunreinigungen nicht gleichmässig über das ganze Schmelzstück verteilt waren.

2. Methoden und Apparate.

Die zu lösende Aufgabe bestand darin, für die einzelnen Richtungen im Kristall die von verschiedenen Feldern H erzeugte

¹⁾ J. de Freudenreich, Arch. sc. phys. et nat. 1914.

Magnetisierungsintensität $\sigma = \frac{I}{\delta}$ zu bestimmen, die im allgemeinen eine von H verschiedene Richtung hat. Dabei bedeutet δ die Dichte des untersuchten Stückes, I das erzeugte magnetische Moment pro cm^3 , σ die gleiche Grösse pro Gramm. Um die Aufgabe zu vereinfachen, wurden aus dem Material dünne, kreisrunde Scheiben von 6—9 mm Durchmesser hergestellt, deren Rotationsachse bei den Messungen senkrecht zum Feld gestellt wurde. Dadurch wurde das Auftreten einer Komponente von σ senkrecht zu den Grundflächen des Plättchens mit grosser Annäherung verhindert, weil in jener Richtung das entmagnetisierende Feld ein äusserst starkes war. An diesen Plättchen wurden die beiden Komponenten von σ : σ_n senkrecht und σ_p parallel zu H jeweilen für ein bestimmtes Feld für eine Reihe von Azimuten gemessen.

Die Herstellung der Plättchen geschah folgendermassen: Durch Zerschlagen der Schmelzstücke wurden in den Kristallen Würfel- flächen freigelegt (Flächen grösster Spaltbarkeit). Mit Hilfe der auftretenden Kanten und der Neumann'schen Linien (siehe später), zum Teil auch durch Schlagfiguren, wurden in diesen die Richtungen der verschiedenen Kristallachsen bestimmt, und nun von Hand Platten von 1—2 mm Dicke in der gewünschten Richtung aus dem Kristall herausgesägt. Ebenfalls von Hand wurden diese Platten darauf auf 0,3—0,2 mm Dicke abgefeilt. Mit der Klemmzange wurden dann die kleinen Scheibchen herausgeschnitten und darauf die Achsenrichtungen mit einer Stahlnadel eingeritzt. Mittelst Schellack klebte man diese Scheibchen auf einen Messingstab, drehte sie auf der Drehbank kreisrund und schmirgelte sie zuerst dort, dann noch von Hand durch Reiben auf feinem Schmirgelpapier auf etwa 0,1 mm Dicke ab. Das Abschmirgeln wurde in der Regel auf beiden Seiten vorgenommen und die dadurch ausgewischten Achsenbezeichnungen nach den auf der jeweilen nicht bearbeiteten Seite noch sichtbaren Strichen wieder aufgezeichnet. — Es ist klar, dass diese Methode keine vollständig genau orientierten Plättchen liefern kann, denn die zur Feststellung der Kristallgrenzen und Erzeugung der Neumann'schen Linien nötige Polierung und Ätzung der Platten und Plättchen brachte es mit sich, dass, auch wenn man in der Würfel- fläche arbeitete, doch die ursprüngliche Bruchfläche, der einzig sichere Anhaltspunkt, verloren ging. Die mit den Bruchflächen bestimmte Winkel bildenden Rhombendodekaeder- und Oktaederflächen waren bei der verhältnismässig kleinen Ausdehnung der Stücke noch schwerer zu treffen. Immerhin dürfte die Neigung der Plättchen

gegenüber den gewünschten Ebenen bei den Würfelflächen $2^\circ - 3^\circ$, bei den andern Flächen etwa 4° kaum übersteigen. Es sollen hier die Dimensionen einiger Plättchen angeführt werden mit den sich daraus ergebenden Entmagnetisierungskoeffizienten N in der Ebene der Plättchen, die nach der Formel ¹⁾

$$N = \pi^2 \cdot \frac{c}{a}$$

berechnet wurden, wo a den Radius des Plättchens bedeutet, $c = \frac{d}{2}$ die halbe Dicke desselben.

Platte	m	$2a$	d	N
I	0,0300 g	9,10 mm	0,060 mm	0,065
V ₂	0,0257 g	6,90 mm	0,090 mm	0,129
V ₅	0,0185 g	6,60 mm	0,070 mm	0,105
VII ₁	0,0429 g	9,20 mm	0,085 mm	0,083
VIII ₁	0,0386 g	7,64 mm	0,110 mm	0,142

Man sieht daraus, dass das entmagnetisierende Feld in der Regel klein ist gegenüber dem äusseren Feld; es wird daher bei den späteren Berechnungen, deren Hauptinteresse sich auf die starken Felder bezieht, durchwegs vernachlässigt.

A. Messung von σ_n .

σ_n wurde nach der Methode der Drehmomente bestimmt, welche von Weiss und seinen Mitarbeitern schon vielfach verwendet und beschrieben wurde ²⁾. Wird ein Magnet vom Moment μ so in ein Feld H gebracht, dass die Richtungen von μ und H den Winkel α miteinander bilden, so übt das Feld auf den Magneten das Drehmoment

$$D = H \cdot \mu \cdot \sin \alpha$$

oder $D = H \cdot \mu_n = H \cdot m \cdot \sigma_n$

aus, wo $\mu_n = \mu \cdot \sin \alpha$ ist, und somit, wenn m die Masse des Magneten bedeutet, σ_n die Komponente des magnetischen Momentes pro Masseneinheit senkrecht zu H darstellt.

Zur Erzeugung des magnetischen Feldes wurde ein Elektromagnet älteren Modells gebraucht, den Figur 1 wiedergibt. Auf den Eisenkern waren zwei Spulen S_1 und S_2 mit je 1052 Windungen

¹⁾ Graetz, Handb. d. Elektr. und d. Magn., Bd. IV.

²⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1905 und a. a. O.

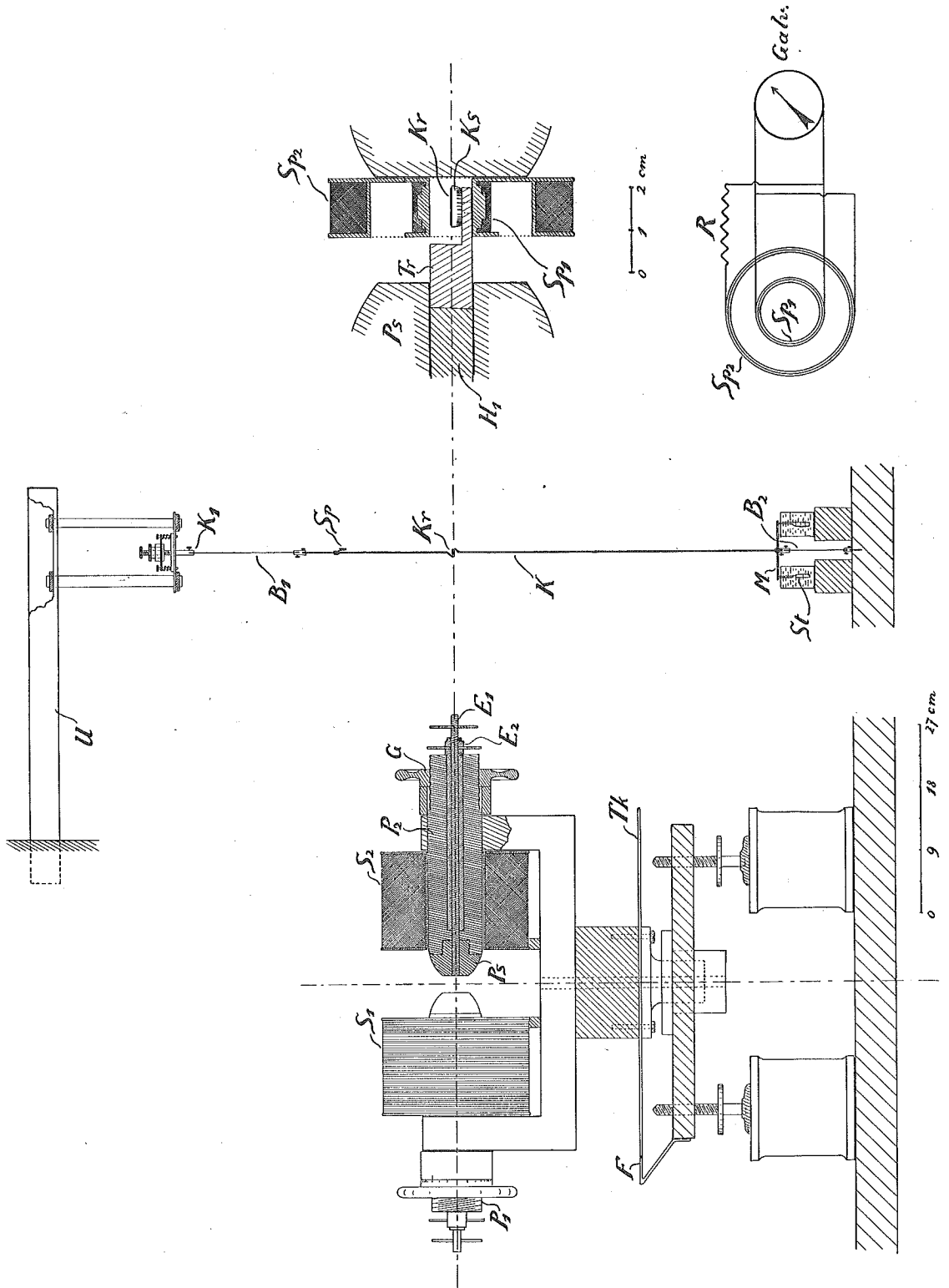


Fig. 1.

isolierten Kupferdrahtes in 24 Lagen montiert, die hintereinander geschaltet waren. Die Polstücke P_1 und P_2 waren mit Hilfe der Gewinde G in der Richtung ihrer Achse verschiebbar, wodurch das Interferrikum beliebig verändert werden konnte. Die Polstücke waren ihrer ganzen Länge nach durchbohrt; für diese Messungen waren die Bohrlöcher indessen mit je zwei genau eingepassten Eisenstäben E_1 und E_2 wieder vollständig ausgefüllt, so dass die Bohrung hier praktisch nicht in Betracht kam. Die Polschuhe P_s waren zunächst parabolisch abgedreht und endeten in ebenen, kreisrunden Stirnflächen von 35 mm Durchmesser. — Der Magnet war auf einem Spurlager montiert und um seine vertikale Achse drehbar; ein Teilkreis Tk und eine feste Marke F gestatten, seine Stellung auf etwa $\frac{1^\circ}{20}$ genau zu bestimmen. Das Ganze war, durch Holzklötze in eine bequeme Höhe gebracht, auf einem starken, schweren Tisch aufgestellt.

Bei allen Messungen, deren Resultate im folgenden verwendet werden sollen, wurde mit einem Interferrikum von 25,0 mm gearbeitet, für welche Stellung der Polschuhe das Feld genau ausgemessen wurde, und zwar sowohl für einen bestimmten Erregerstrom i in bezug auf seine Homogenität, als auch für variables i als Funktion desselben an bestimmten Punkten des Interferrikums. Die Feldmessungen wurden zuerst relativ nach der ballistischen Methode ausgeführt, und sodann ein bestimmtes Feld noch mit der magnetischen Wage von Cotton absolut gemessen. Für die vertikale Mittelebene parallel zu den Stirnflächen der Polschuhe ergab sich für $i = 1,0$ Amp. eine Abnahme von H von der Mitte aus, und zwar betrug diese bis zu einem Punkt, der dem maximalen Radius eines Plättchens entspricht, nicht ganz $\frac{1}{2}\%$. Es ist bei der erreichten Genauigkeit der Messungen also vollständig zulässig, das Feld im Bereich des Plättchens als genügend homogen anzusehen, wenn dieses in die Mitte des Interferrikums gebracht wird. Das Interferrikum ist auch gross genug, um eine fühlbare Bildwirkung der Plättchen auf den Magnetismus der Polschuhe nicht auftreten zu lassen.¹⁾ In Funktion von i nimmt H in der Mitte des Interferrikums zuerst fast genau proportional mit i zu bis ungefähr zu den Werten $i = 5$ Amp. und $H = 5115$ Gauss, um von dort ab nur noch langsamer zu wachsen als i . Der grösste Wert des Stromes i , mit dem die nötigen Messungen ausgeführt werden konnten, ohne dass eine

¹⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1910.

zu starke Erwärmung der Spulen eingetreten wäre, war $i = 14$ Amp. und ergab ein $H = 9420$ Gauss.

Zur Messung von D wurde, wie dies Weiss schon beim Pyrrhotin gemacht hat, das Plättchen auf einem Torsionssystem befestigt und in das Interferrikum gebracht. Da der Eisenkern des Magneten sowie sein Spurzapfen in der Richtung der vertikalen Achse durchbohrt waren, konnte dem Torsionssystem folgende Form gegeben werden (siehe Fig. 1): Oberhalb des Magneten war auf einem in die nahe Mauer eingebauten U-Balkenstück U eine Klemme K_1 so befestigt, dass sie vermittelst einiger Schrauben gedreht oder vertikal verschoben werden konnte. Durch diese Klemme wurde von oben ein Band aus Phosphorbronze B_1 fest gefasst, das eine Dicke von 0,13 mm, eine Breite von 2,0 mm und eine Länge von 152 mm hatte. Wieder an einer Klemme war an seinem untern Ende ein Kupferstab K befestigt von 2,0 mm Dicke und 700 mm Länge. Wo er das Interferrikum durchlief, war er S-förmig gebogen, so dass dort das Eisenplättchen K' horizontal (also mit seiner Ebene parallel zu dem horizontalen H) mit Wachs festgeklebt werden konnte. Unten schloss sich an den Kupferstab wieder ein Bronzeband B_2 an aus dem gleichen Material wie das obere und 90 mm lang, das mit einer Klemme an einem festen Nagel am Tisch befestigt wurde. Die Längen des Kupferstabes und der Bronzebänder waren so gewählt, dass das Plättchen in die Mitte des Interferrikums zu liegen kam. Das ganze System wurde durch leichtes Hinaufschrauben der obersten Klemme gespannt und gestattete so, mit Hilfe eines am Kupferstab befestigten Spiegelchens Sp die Verdrehung zu beobachten, die es unter dem Einfluss des auf das Plättchen von H ausgeübten Drehmomentes D erfuhr.

Um die Messungen ausführen zu können, musste das System mit einer Dämpfung versehen sein und gestatten, jederzeit seine Torsionskonstante zu bestimmen. — Dies wurde durch folgende Einrichtung erreicht: An der Klemme, welche K mit B_2 verband, wurde eine kreisförmige Messingplatte M von 85 mm Durchmesser festgeschraubt, auf deren Rand in zwei Löchern zwei Messingzylinder von 6,662 g und 6,340 g eingesetzt werden konnten. Ihre Entfernung vom Zentrum der Scheibe betrug 38,1 mm, ihre Trägheitsmomente in bezug auf die Achse des Systems zusammen 190,1 g cm². Nach unten waren am Rand der Messingscheibe zwei am freien Ende plattgehämmerte Messingstifte St eingesetzt. Während der Messungen wurden diese so gestellt, dass die platten Teile in zwei Gefäßen mit Glycerin die nötige Dämpfung bewirkten; bei der Be-

stimmung der Torsionskonstanten wurden die Gefässe weggenommen und die Stifte so gestellt, dass die Dämpfung in der Luft möglichst gering war. Es wurden dann die Schwingungsdauern des Systems mit und ohne die beiden Zylinder gemessen und daraus die Direktionskraft des Torsionssystems bestimmt. Die beobachtete Verdrehung erlaubte so die Berechnung von D , und die Kenntnis von H und m die Bestimmung von σ_n .

B. Messung von σ_p .

σ_p wurde nach der Induktionsmethode bestimmt, wie sie ähnlich ebenfalls von Weiss für seine ersten Messungen am Pyrrhotin verwendet wurde. Die Details der Apparate waren folgende:

Beim einen Polstück wurde der Eisenstab E_1 , der die durchgehende Bohrung desselben ausfüllte, herausgenommen und durch einen genau gleich dicken Holzstab H_1 ersetzt (siehe Fig. 1). An dessen Ende, das in das Interferrikum hineinragte, war ein Kupferträger Tr angebracht, der gestattete, das zu untersuchende Plättchen Kr symmetrisch zur Horizontalachse von H mit seiner Ebene parallel zu H in das Interferrikum zu bringen. Das Plättchen wurde dabei mit Wachs auf eine Kupferscheibe Ks geklebt, die drehbar und mit einer Kreisteilung versehen war, welche mit Hilfe einer festen Marke gestattete, eine Drehung des Plättchens in seiner Ebene zu messen.

H war infolge der Veränderung des einen Polstückes nun nicht mehr so homogen wie bei den Messungen von σ_n . Während es in der Nähe des vollständigen Polschuhes ein flaches Maximum in der Mitte hatte, wies es in der Nähe des durchbohrten Schuhes dort ein Minimum auf, das von einer kreisförmigen Region eines Maximums umgeben war. Messungen nach der ballistischen Methode ergaben für $i = 0,6$ Amp. in unmittelbarer Nähe des ganzen Polschuhes bis zu einem Abstand von 6 mm von der Horizontalachse von H eine Schwankung desselben von nur 0,1 %, in der Mitte des Interferrikums war H um etwa 3 % kleiner als beim ganzen Polschuh und veränderte sich seitlich ungefähr gleich stark wie dort, während in der Nähe des durchbohrten Polschuhes die Schwankung bedeutend grösser war. In der Umgebung der Horizontalachse von H war dieses also in der unmittelbaren Nähe des ganzen Polschuhes am homogensten, so dass das Plättchen zur Messung dorthin gebracht werden musste. Die Länge des Holzstabes wurde deshalb so gewählt, dass das Ende des Plättchens noch 2–3 mm von der Stirnfläche des ganzen Polschuhes entfernt war. Es traten dadurch im Bereich des Plättchens Variationen von H in der Richtung senkrecht zur

Achse von H von weniger als 0,1% auf, während sie in der Richtung der Achse von H über die Länge des Plättchens wenig mehr als 2% betragen. H konnte also in diesem Bereich als hinreichend homogen betrachtet werden. Es wurden schliesslich für die Gegend, wo das Zentrum des Plättchens zu liegen kam, wieder Messungen von H in Funktion des Erregerstromes i durchgeführt, welche Werte lieferten, die von denen für ganze Polschuhe nicht stark verschieden waren.

An der vollständigen Stirnfläche wurde nun eine Spule angebracht (siehe Fig. 1), die in Verbindung mit einem ballistischen Galvanometer stand und so erlaubte, beim Hineinstossen und Herausziehen des Plättchens in die beschriebene Lage das in ihrem Innern auftretende und wieder verschwindende magnetische Moment zu messen.

Für die Konstruktion der Spule war folgende Überlegung massgebend¹⁾: Ein von einem konstant zu haltenden Strom i durchflossener Leiter erzeugt in einem Punkt A im Raum das Feld

$$H = G \cdot i.$$

In diesem Punkt soll nun ein magnetisches Moment μ auf irgend eine Art erzeugt werden, das mit H den Winkel α bildet. Dadurch wird die Energie

$$H \cdot \mu \cdot \cos \alpha = G \cdot i \cdot \mu \cdot \cos \alpha$$

durch Induktion auf die Stromquelle übertragen. Es ist dann

$$G \cdot i \cdot \mu \cdot \cos \alpha = \int E \cdot i \cdot dt,$$

wenn E derjenige Teil der im Leiter wirkenden EMK ist, der nötig ist, um trotz der Induktionswirkung der Entstehung von μi konstant zu halten; und weil i konstant ist, so gilt auch:

$$G \cdot \mu \cdot \cos \alpha = \int E \cdot dt.$$

Der betrachtete Stromkreis soll nun stromlos sein und in Verbindung mit einem ballistischen Galvanometer. Während der Zeit, welche nötig ist, um μ im Punkte A entstehen zu lassen, oder um μ aus dem Unendlichen nach A zu bringen, entsteht dann in ihm ein Stromstoss q und ein dazu proportionaler Ausschlag s im Galvanometer. Da aber am Anfang und am Ende des Vorganges $i = 0$ ist, dürfen die aufgestellten Integrale verwendet werden, nur wird die berechnete Energie nicht mehr einer Stromquelle zugeführt, sondern

¹⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1905.

zum einen Teil durch den Joule-Effekt direkt in Wärme umgewandelt, zum andern zuerst in kinetische Energie der beweglichen Teile des Galvanometers. Es ist somit

$$q = \int i \cdot dt = \frac{1}{R} \int E \cdot dt,$$

wo R für den Widerstand des Stromkreises gesetzt ist, also

$$s = K \cdot q = \frac{K}{R} \int E \cdot dt = \frac{K \cdot G}{R} \cdot \mu \cdot \cos \alpha.$$

Bedeutet nun dv ein Volumenelement des Magneten vom Moment $\mu = \int I \cdot dv$, so ist

$$s = \frac{K}{R} \cdot \int I \cdot G \cdot \cos \alpha \cdot dv.$$

Das letztere Integral hat in zwei Fällen eine einfache Bedeutung:

1. I soll konstant sein nach Grösse und Richtung über das ganze Volumen des Magneten. Dann ist

$$s = \frac{K}{R} \left[I_x \int G_x \cdot dv + I_y \int G_y \cdot dv + I_z \int G_z \cdot dv \right].$$

Ist nun wie in unserem Fall der Leiter eine Spule, deren Achse die x -Achse sein soll, und der Magnet ein Plättchen von der beschriebenen Form und in der angegebenen Lage im Zentrum derselben, so dass die Basis des Plättchens senkrecht zur z -Achse gewählt werden kann, so wird

$$I_z = 0 \quad \text{und} \quad \int G_y \cdot dv = 0$$

und daher

$$s = \frac{K}{R} \cdot I_x \cdot \int G_x \cdot dv.$$

Es ist also s proportional zu I_x .

2. Das Feld der Spule sei dort, wo der Magnet ist, homogen. Dann ist G konstant und

$$s = \frac{K \cdot G}{R} \cdot \int I \cdot \cos \alpha \cdot dv$$

und s gibt ein Mass für die mittlere Komponente von I in der Richtung des von der Spule erzeugten homogenen Feldes.

Durch die Anordnung von Spule und Träger des Plättchens wurde die erste Bedingung so gut als möglich verwirklicht, daneben bei der Konstruktion der Spule aber auch darauf Rücksicht genommen, dass im Bereich des Plättchens das von ihr erzeugte Feld möglichst homogen und parallel zum Feld des grossen Magneten

sei. — In einer Ebene senkrecht zum Feld ist die Homogenität bei kreisförmigen Spulen gut; in der Richtung des Feldes wurde dies dadurch erreicht, dass der Querschnitt nicht rechteckig genommen wurde, sondern an den Enden zwei Verstärkungen bekam. Der letztere (Sp_1 in Fig. 1) war 12 mm breit und im Maximum 3 mm hoch. Je zu äusserst war eine Schicht von 1 mm Breite mit dieser Höhe, dann kam nach innen je eine Schicht von 2 mm Breite und 2 mm Höhe, die Mitte hatte eine Höhe von 1 mm. Der innere Radius der Spule betrug an den Enden 6, dann 7, und in der Mitte 8 mm. Die Variation von G wurde dadurch für den Bereich des Plättchens längs der Spulenachse von ca. 20% auf kaum 10% reduziert. Die Spule selbst war auf einen kleinen Holzrahmen gewickelt und bestand aus 1050 Windungen isolierten Kupferdrahtes von 0,1 mm Dicke.

Um bei kleinen Schwankungen des Erregerstroms keine Störungen zu bekommen, wurde die beschriebene erste Spule von einer konzentrischen zweiten umgeben (Sp_2 in Fig. 1), die einen innern Radius von 21 mm hatte und 6350 Windungen aus dem gleichen Draht wie Sp_1 aufwies. Ihr Radius war derart gewählt, dass sie den grössten Teil des Kraftflusses im Interferrikum enthielt; so betrug das Feld bei $i = 0,6$ Amp. ausserhalb ihrer äussersten Windungen nur noch stark 50% von seinem maximalen Wert.

Diese beiden Spulen wurden parallel und gegeneinander geschaltet (nach Schema in Fig. 1) und zur grossen noch ein Widerstand $R = 3200 \Omega$ hinzugefügt, so dass für beträchtliche Schwankungen des Erregerstromes nur äusserst schwache Ausschläge des Galvanometers erfolgten. Das ganze System der beiden Spulen wurde auf einem Holzträger an der Stirnfläche des vollständigen Polschuhes befestigt. Beim Hineinstossen und Herausziehen des auf den Träger aufgeklebten Plättchens wurde nun der im Galvanometer entstehende Ausschlag s beobachtet, welcher ein Mass gab für I_x , also bei bekannter Masse auch für σ_p .

Die Aichung erfolgte mit einem Plättchen des von Weiss¹⁾ untersuchten Kohlsua-Eisens von ähnlichen Dimensionen wie die Kristallplättchen. Es war auf einem zum beschriebenen Holzträger analogen aufgeklebt, so dass die Kontrolle nach Belieben zwischen den Messungen mit dem Kristall vorgenommen werden konnte. — Es zeigte sich, dass die Ablesungen am Galvanometer wegen der Erschütterungen usw. beim Herausziehen des Plättchens sicherer

¹⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1910.

waren als beim Hineinstossen. Es wurde daher nur das Herausziehen zum Messen verwendet, und zwar musste dabei eine solche Geschwindigkeit angewendet werden, dass der Ausschlag s von derselben nicht mehr beeinflusst wurde. War s bei konstantem Erregerstrom, also bei konstantem H , für eine gewisse Lage des Plättchens bestimmt, so wurde dieses auf seinem Träger um 10° gedreht, so dass nacheinander σ_p für alle Azimute von H bestimmt werden konnte. — Die unmittelbare Nähe des Plättchens bei der Stirnfläche des Polschuhes lässt die Möglichkeit einer Bildwirkung zu. Diese ist aber auf die Spule offenbar sehr nahe proportional zu $\sigma_p \cdot m$; sie hat also, da zur Aichung die gleiche Methode wie zum Messen angewendet wurde, keinen Einfluss auf die Messung von σ_p .

II. Resultate der Messungen.

1. Die Magnetisierungsintensität.

A. Die Würfelfläche.

Von den direkten Resultaten der Messungen sollen zunächst die in den Platten, die parallel zur Würfelfläche geschnitten wurden, wiedergegeben, und zwar soll dabei mit der zu H parallelen Komponente σ_p von σ der Anfang gemacht werden.

Figur 2 (Taf. I) gibt σ_p für verschiedene H als Funktion des Azimutes φ von H wieder, wie sie in der Platte V_2 aufgetreten ist, wobei die Richtungen 0° und 90° parallel zu den Kanten des Würfels, die Richtungen 45° und 135° dagegen parallel zu seinen Seitendiagonalen sind (4-zählige und 2-zählige Achsen). Aus Symmetriegründen ist es offenbar genügend, bei allen diesen Kurven nur die Azimute von 0° bis 180° darzustellen. Für einen Teil derselben seien auch noch die ihnen zugrunde liegenden Zahlen wiedergegeben (siehe nebenstehende Tabelle).

Es zeigt sich, dass ein konstantes H nicht in allen Richtungen ein gleiches σ_p hervorruft. Die Haupterscheinung ist die, dass die 2-zähligen Achsen ein Minimum, die 4-zähligen ein Maximum für σ_p aufweisen, und zwar sind die Differenzen in mittelstarken Feldern am stärksten (bei $H = 392$ Gauss betragen sie rund 23 bei einem Mittelwert von $\sigma_p = 182$, oder stark $12\frac{1}{2}\%$ desselben). Je stärker die Felder werden, desto mehr geht der Unterschied zurück, und bei sehr starken Feldern ist er mit der hier erreichten Genauigkeit

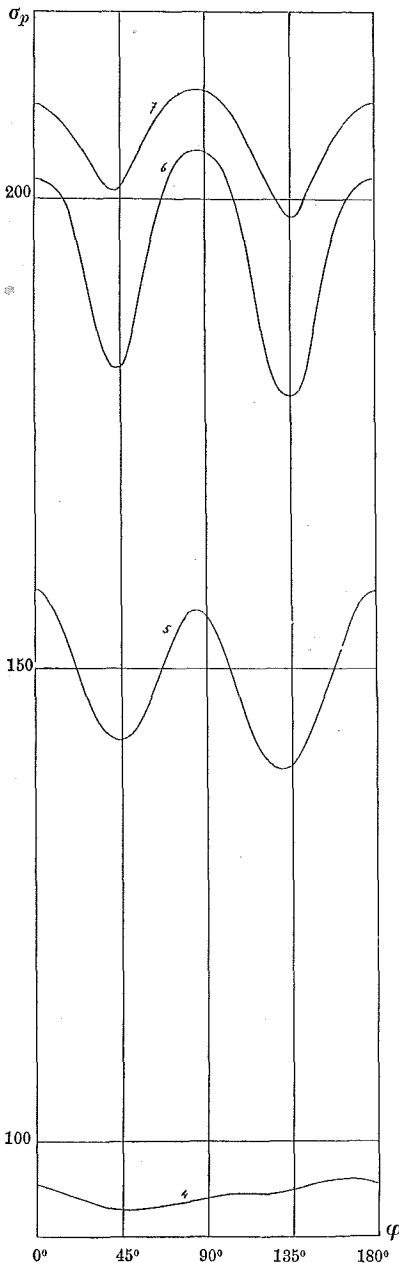
der Messungen nicht mehr wahrnehmbar. Der höchste bei dieser Platte gemessene Wert für σ_p ist 208,3 bei einem Felde $H = 4090$ Gauss. Verglichen mit dem Magnetit verhalten sich also beim Eisen die Achsen gerade umgekehrt, indem dort in den mittleren Feldern die 4-zähligen Achsen Minima, die 2-zähligen Maxima von σ_p darstellen. — Für Felder von etwa 1000—1500 Gauss stellen die 2-zähligen Achsen allerdings keine Minima von σ_p mehr dar, sondern sekundäre Maxima. Es wird sich im folgenden erweisen, dass die

Platte V_2 (Würfelfläche): $\sigma_p(\varphi)$.

φ	$H = 71$	111	189	392	1527	4090
6,0°	54,5	83,0	140,5	193,5	206,8	—
16,0°	54,3	82,5	137,8	191,0	206,5	208,3
26,0°	54,0	82,0	133,8	185,3	206,0	—
36,0°	54,0	81,8	130,5	174,5	206,0	208,3
46,0°	54,0	81,5	129,8	171,3	206,3	—
56,0°	54,0	81,8	131,3	177,0	206,0	208,0
66,0°	54,3	82,3	135,0	186,0	206,3	—
76,0°	54,5	83,0	139,0	191,0	206,8	208,3
86,0°	54,8	83,5	141,3	193,3	207,0	—
96,0°	55,0	83,8	141,0	192,5	206,8	208,3
106,0°	55,3	84,0	138,3	188,8	206,3	—
116,0°	55,3	84,0	134,3	182,0	205,8	208,0
126,0°	55,3	83,8	131,3	173,8	205,5	—
136,0°	55,5	83,8	130,3	170,5	205,8	208,3
146,0°	55,5	83,8	131,5	176,5	205,3	—
156,0°	55,3	83,8	135,3	185,8	205,8	208,3
166,0°	55,0	83,5	138,7	191,3	206,3	—
176,0°	54,8	83,5	141,0	193,8	206,8	208,3

Ursache davon ist, dass für Azimute von 30—35°, 55—60°, 120—125° und 145—150° die Variation von σ_p hauptsächlich durch die Nichtparallelität von σ mit H bedingt ist, welche, wie die Untersuchung von σ_n zeigen wird, für die Achsenrichtungen nicht vorhanden ist. — Für schwache Felder ist der charakteristische Unterschied von 4- und 2-zähligen Achsen nicht bemerkbar; es sei indessen hier schon darauf hingewiesen, dass in dem Fall die entmagnetisierende Wirkung, die von den geometrischen Dimensionen abhängig ist, die Erscheinungen kristallographischer Natur verdecken kann.

Untersucht man die Kurven mehr im Detail, so findet man, dass die für reguläre Kristalle geforderte Symmetrie zwischen den beiden gezeichneten Quadranten nicht überall streng vorhanden ist.

Fig. 3: Platte V_6 ; $\sigma_p(\varphi)$.

4 : $H = 111$ Gauss 6 : $H = 392$ Gauss
 5 : $H = 189$ " 7 : $H = 595$ "

Es treten ganz kleine Unterschiede auf zwischen den zwei 4-zähligen und zwischen den zwei 2-zähligen Achsen, gleich wie sich auch in den kleinen Feldern eine geringe Variation von σ_p findet, lange bevor sich die Achsenrichtungen aus der Kurve abheben. Diese Unregelmässigkeiten sind allerdings bei der besonders günstigen Platte V_2 nicht beträchtlich, dagegen weisen sie bei einigen andern Platten ganz erhebliche Werte auf; an jenen Platten lässt sich daher ihr Verlauf auch besser verfolgen. In der Platte V_6 (Fig. 3) hat man in kleinen Feldern eine einfache Welle mit einem Minimum in der Gegend von 50° und einem Maximum in der Gegend von 165° , und diese Erscheinung, die also in den schwachen Feldern allein auftritt, lagert sich in den stärkeren über die Haupterscheinung und lässt sich an den Unregelmässigkeiten, die sie dieser aufdrückt, bis weit hinauf verfolgen. Bei einem Feld von 111 Gauss beginnt sich die reguläre Symmetrie leicht geltend zu machen, doch ist σ_p für 135° grösser als für 45° und für 0° grösser als für 90° . Bei 189 Gauss hat man im grossen ganzen schon die charakteristische Kurve mit den zwei Maxima und Minima, aber nun ist σ_p für 45° grösser geworden als für 135° , während es für 0° noch grösser ist als für 90° . Bei 392 Gauss ist dann auch das Maximum von 90° grösser geworden als das von 0° , und dieses Verhältnis der Extrema verschwindet erst, wenn sich bei

sehr starken Feldern überhaupt alle Unterschiede den Messungen entziehen. Mit ganz wenigen Ausnahmen zeigen diese Unsymmetrien, die bei allen Platten von dieser Orientierung auftreten, den gleichen Charakter,

nämlich eine Inversion ihres Sinnes in den mittleren Feldern, nur treten sie in den einzelnen Platten in verschiedener Stärke auf und haben auch oft für die zwei 4-zähligen und die zwei 2-zähligen Achsen ganz ungleiche Grösse; auch variiert das Feld, bei dem die Inversion auftritt, von Fall zu Fall, bleibt aber immer im Bereich von 100—400 Gauss. Gerade die Inversion lässt aber den Schluss zu, dass es sich nicht nur um Unregelmässigkeiten in der Bearbeitung der Platten handeln kann, die ja ihren Sinn nicht ändern würden, sondern um Unterschiede in der Struktur des Materials.

Die Messungen an den Oktaederflächen scheinen, wie später gezeigt werden soll, diese Auffassung zu bestä-

tigen. Die ganze Erscheinung ist offenbar verwandt mit dem, was Quittner¹⁾ beim Magnetit in den „nichtregulären Stücken“ gefunden hat, nur ist dort, wenigstens bei den Würfelplatten, nichts von einer Inversion zu sehen (höchstens bei den „regulären“).

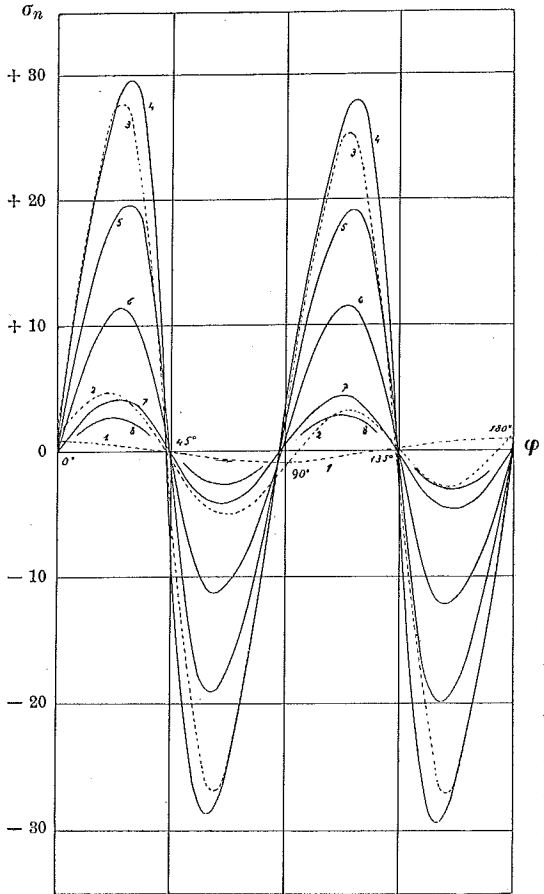


Fig. 4: Platte V₂; $\sigma_n(\varphi)$.

1: $H = 71$ Gauss	5: $H = 1110$ Gauss
2: $H = 189$ "	6: $H = 2050$ "
3: $H = 392$ "	7: $H = 6000$ "
4: $H = 595$ "	8: $H = 9420$ "

¹⁾ V. Quittner loc. cit.

Die Komponente σ_n von σ , senkrecht zu H , ergibt in einem Bereich von 180° für mittlere und grosse H als Funktion des Azimutes φ von H eine Kurve mit vier Nullstellen und zwei positiven und zwei negativen, absolut nahezu gleichen Maxima, und zwar entsprechen die Nullstellen den vier Achsenrichtungen. Die Figur 4 (siehe S. 131) veranschaulicht wieder die Resultate für die Platte V_2 , wobei die Achsenrichtungen auf die gleichen Azimute fallen wie in Fig. 2, und die folgende Tabelle enthält einen Teil der entsprechenden Zahlen.

Platte V_2 (Würfeläche): $\sigma_n(\varphi)$.

$H = 71$		$H = 189$		$H = 595$		$H = 2050$		$H = 9420$	
φ	σ_n	φ	σ_n	φ	σ_n	φ	σ_n	φ	σ_n
$1,3^\circ$	+ 0,85	$1,3^\circ$	+ 1,75	$1,2^\circ$	+ 2,35	$1,1^\circ$	+ 0,85	$1,1^\circ$	+ 0,20
$11,3^\circ$	0,70	$11,3^\circ$	3,85	$10,3^\circ$	14,40	$9,8^\circ$	6,25	$9,5^\circ$	1,65
$21,3^\circ$	0,55	$21,3^\circ$	4,65	$19,6^\circ$	24,70	$18,9^\circ$	10,35	$18,5^\circ$	2,60
				$24,3^\circ$	28,35	$23,7^\circ$	11,30	$23,3^\circ$	2,70
31,3	0,30	$31,3^\circ$	3,25	$29,2^\circ$	29,90	$28,7^\circ$	10,95	$28,6^\circ$	2,45
				$34,4^\circ$	26,90	$34,3^\circ$	+ 8,70	$34,3^\circ$	+ 1,80
41,3	+ 0,15	$41,3^\circ$	+ 0,45	$40,5^\circ$	+ 12,55				
						$47,0^\circ$	- 2,85	$46,9^\circ$	- 0,55
$51,3^\circ$	- 0,30	$51,3^\circ$	- 2,65	$53,1^\circ$	- 25,80				
				$58,3^\circ$	28,70	$58,8^\circ$	10,65	$58,8^\circ$	2,35
$61,3^\circ$	0,55	$61,3^\circ$	4,75	$63,2^\circ$	27,50	$63,9^\circ$	11,15	$64,2^\circ$	2,65
				$68,0^\circ$	24,05	$68,7^\circ$	10,35	$69,1^\circ$	2,55
$71,3^\circ$	0,70	$71,3^\circ$	4,85	$72,6^\circ$	19,40	$73,3^\circ$	8,65	$73,7^\circ$	2,20
$81,3^\circ$	0,85	$81,3^\circ$	3,30	$81,9^\circ$	- 8,30	$82,2^\circ$	- 3,90	$82,4^\circ$	- 1,00
$91,3^\circ$	0,85	$91,3^\circ$	- 0,95	$91,1^\circ$	+ 3,70	$90,9^\circ$	+ 1,70	$90,8^\circ$	+ 0,50
$101,3^\circ$	0,70	$101,3^\circ$	+ 1,40	$100,3^\circ$	15,05	$99,7^\circ$	6,95	$99,3^\circ$	1,85
$111,3^\circ$	0,55	$111,3^\circ$	3,00	$109,6^\circ$	24,20	$108,8^\circ$	10,75	$108,3^\circ$	2,75
				$114,4^\circ$	27,15	$113,6^\circ$	11,50	$113,2^\circ$	2,85
$121,3^\circ$	- 0,15	$121,3^\circ$	2,80	$119,4^\circ$	27,90	$118,7^\circ$	11,05	$118,6^\circ$	2,55
				$124,6^\circ$	24,10				
$131,3^\circ$	+ 0,15	$131,3^\circ$	+ 1,00	$130,5^\circ$	+ 11,45	$130,5^\circ$	+ 3,60	$130,5^\circ$	+ 0,75
$141,3^\circ$	0,40	$141,3^\circ$	- 1,40	$143,0^\circ$	- 25,70	$143,3^\circ$	- 8,60	$143,4^\circ$	- 1,95
				$148,3^\circ$	29,30	$149,0^\circ$	11,40	$149,3^\circ$	2,75
$151,3^\circ$	0,55	$151,3^\circ$	2,75	$153,3^\circ$	28,45	$154,2^\circ$	12,05	$154,7^\circ$	3,05
				$158,0^\circ$	25,30	$158,9^\circ$	11,30	$159,6^\circ$	2,95
$161,3^\circ$	0,75	$161,3^\circ$	2,40	$162,7^\circ$	20,90	$163,6^\circ$	9,65	$164,1^\circ$	2,60
$171,3^\circ$	0,85	$171,3^\circ$	- 0,50	$172,0^\circ$	- 9,85	$172,4^\circ$	- 4,80	$172,8^\circ$	- 1,35

Es treten dabei bei den höheren Feldern nicht mehr die gleichen Werte von φ auf wie bei den kleineren, weil wegen der dort stärkeren Verdrehung des Torsionssystems die Ablesung am Teilkreis

korrigiert werden muss; zudem wurden in der Umgebung der Maxima zur genaueren Bestimmung derselben (mit Rücksicht auf die Drehmomente; siehe später) die Ablesungen von 5° zu 5° gemacht, statt wie sonst nur von 10° zu 10° . — Der Unterschied in der Variation von σ_n gegenüber der von σ_p besteht in erster Linie darin, dass σ_n in jedem Quadranten einmal positiv und einmal negativ wird. Das hängt damit zusammen, dass bei einer Drehung von H in der Ebene der Platte, wenn man dabei von der leichter magnetisierbaren Richtung der 4-zähligen Achse ausgeht, σ zunächst hinter H zurückbleibt, nach Überschreiten der schwerer magnetisierbaren Richtung der 2-zähligen Achse aber gegenüber H vorausseilt. Mit Ausnahme der speziellen Richtungen der 2-zähligen Achsen ist σ also immer näher bei einer 4-zähligen als H . In den Achsenrichtungen ist $\sigma_n = 0$, also $\sigma = \sigma_p$ und parallel zu H . — Die Amplitude der von σ_n beschriebenen sinus-artigen Variation ist in den kleineren Feldern sehr gering, wächst dann in den mittleren Feldern rasch zu einem Maximum, um mit weiter wachsendem H langsam abzunehmen. Das Maximum erreicht einen Wert zwischen 15 und 20% des entsprechenden σ_p . Die Abnahme des Maximums in den starken Feldern ist, wie die Angaben über das Drehmoment zeigen werden, eine hyperbolische, indem $\sigma_{\max} \cdot H$ konstant wird, oder σ_{\max} proportional zu $\frac{1}{H}$; es würde also für $H = \infty$ $\sigma_n = 0$ für alle Azimute.

Bei genauerer Untersuchung findet man bei diesen Kurven ähnliche Unsymmetrien wie für σ_p . Deutlicher als bei den letzteren Kurven ist hier, dass die Richtungen, für welche σ_p ein Extremum oder $\sigma_n = 0$ wird, nicht genau 45° , resp. 90° , von einander entfernt sind, und zudem sind die vier Maxima nicht genau gleich gross. Auch hier soll wieder an der besonders unregelmässigen Platte V_6 gezeigt werden, wie sich diese Unregelmässigkeiten geltend machen können. Die Figur 5 (siehe S. 134) zeigt das betreffende σ_n für zwei mittlere und ein starkes H . Der Unterschied in den Maxima, besonders in den positiven, ist hier sehr beträchtlich für $H = 189$ Gauss (gegen 40%), schon bei 392 Gauss hat er das Vorzeichen gewechselt und ist in starken Feldern von ähnlicher Grösse wie bei 189 Gauss, nur mit entgegengesetztem Vorzeichen. Der Unterschied der beiden negativen Maxima wechselt hier sogar zweimal das Vorzeichen und erreicht für starke Felder ebenfalls relativ hohe Werte. — Für kleine H ist σ_n wieder durch eine Kurve dargestellt, welche zwischen 0° und 180° je ein Maximum und ein Minimum hat, wie dies schon bei der Platte V_2 sichtbar ist. — Die Vorzeichen in den Unter-

schieden zwischen den einzelnen Maxima von σ_n ändern sich nicht unbedingt zugleich mit den Vorzeichen der Unterschiede der Extrema von σ_p , sondern die Grösse des Maximums von σ_n hängt offenbar

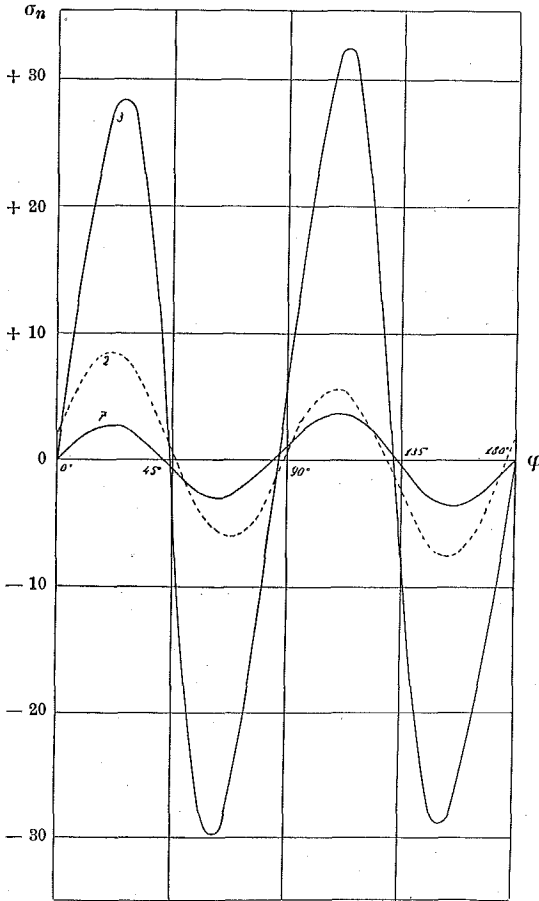


Fig. 5: Platte V₆; $\sigma_n(\varphi)$.

2: $H = 189$ Gauss 3: $H = 392$ Gauss
7: $H = 8260$ Gauss

von der Grösse des Unterschiedes ab, der für ein bestimmtes H zwischen den σ_p von zwei aufeinander folgenden Achsen herrscht, indem sich σ um so weniger in der Richtung von H unterscheidet, je geringer dieser Unterschied ist. So erklärt es sich, dass bei σ_n für die Platte V₆ der Unterschied in den negativen Maxima zweimal das Vorzeichen wechselt.

Im Gegensatz zu den Messungen am Pyrrhotin fehlt hier das für mittlere Felder dort typische Abweichen von der Sinusform. Während hier schon von Anfang an alle Kurven sehr angenähert Sinusform aufweisen, hat man dort eine starke Verschiebung der beiden positiven und negativen Maxima gegen die Richtung der schweren Magnetisierbarkeit hin; es entspricht dies einem ziemlich plötzlichen Umkippen

von σ von der einen auf die andere Seite dieser Richtung, das von dem grossen Unterschied in der Magnetisierbarkeit der beiden ausgezeichneten Richtungen beim Pyrrhotin herrührt.

Setzt man σ_p und σ_n zusammen, so erhält man σ selbst. Die Kurven, die man dafür bekommt, sind sehr ähnlich denen für σ_p , ist doch σ , besonders für starke Felder, nicht wesentlich von σ_p

verschieden. Figur 6 enthält σ für konstante H , aber nun nicht mehr in Funktion des Azimutes φ von H , sondern des Azimutes γ von σ selbst. Die Maxima und Minima der Kurven für σ und σ_p müssen, weil dort $\sigma_n = 0$ wird, zusammenfallen, nur werden bei den Kurven für σ in den mittleren Feldern die Minima breiter, die Maxima schmaler. Für die dazwischen liegenden Winkel sind die Unterschiede zwischen φ und γ und die Unterschiede zwischen σ_p und σ gerade so, dass sich die Kurven fast völlig decken. In den stärkeren Feldern tritt nun deutlich zutage, dass in der Richtung der 2-zähligen Achse σ wirklich noch ein Minimum hat; es wird dort auch jeweilen das Maximum von σ in der Richtung der 4-zähligen Achse etwas breiter als bei den σ_p -Kurven, weil hier die Vergrößerung von σ_p durch den Zusatz von σ_n gegenüber der Wirkung des Unterschiedes zwischen φ und γ überwiegt. (In Figur 6 sind die Kurven der Einfachheit halber so schematisiert, dass die beiden Quadranten als vollkommen gleich angenommen wurden, indem eine mittlere Kurve aus ihnen konstruiert wurde.) — Das Zurückbleiben von σ gegenüber H bei einer Drehung des letzteren wird durch den Winkel $(\varphi - \gamma)$ ausgedrückt, für den gilt:

$$\operatorname{tg}(\varphi - \gamma) = \frac{\sigma_n}{\sigma_p}.$$

Der Winkel ist ganz ähnlichen Variationen unterworfen wie σ_n , weil sich ja für ein konstantes H σ_n relativ viel stärker ändert als σ_p . Insbesondere macht $(\varphi - \gamma)$ den Vorzeichenwechsel von σ_n mit. Der grösste Wert des Maximums von $(\varphi - \gamma)$ tritt naturgemäss bei etwas kleinerem H auf als der grösste Wert des Maximums von σ_n .

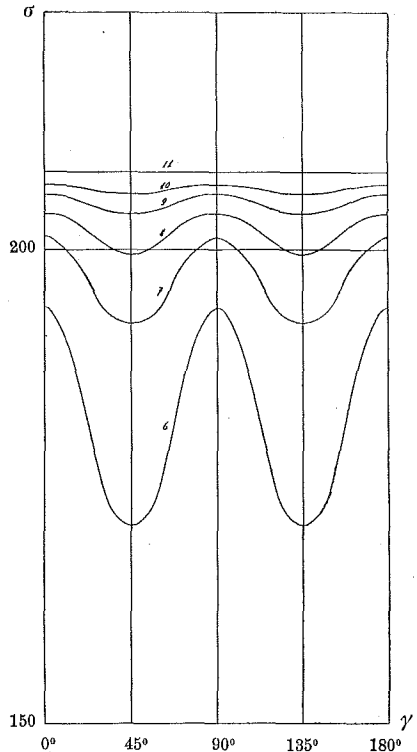


Fig. 6: Platte V₂; $\sigma(\gamma)$.

- | | |
|--------------------|---------------------|
| 6: $H = 392$ Gauss | 9: $H = 1110$ Gauss |
| 7: $H = 595$ „ | 10: $H = 1527$ „ |
| 8: $H = 798$ „ | 11: $H = 4090$ „ |

Er erreicht für die Platte V_2 einen Wert von 9° , und nimmt bei höherem H mit σ_n langsam ab. Für $H = 2050$ Gauss ist $(\varphi - \gamma)$ im Maximum noch $3^\circ 20'$.

Die Sättigungsintensität $\sigma_{\max.}$ ist für die Platte V_2 etwas kleiner, als sie für reines Eisen gefunden wurde. Sie wurde bei den vorliegenden Messungen nicht für alle Platten bestimmt, sondern nur für die folgenden:

Platte	$\sigma_{\max.}$
I	212,1
II	215,1
III ₁	212,6
III ₂	212,8
V ₂	208,6
V ₁₃	212,0
VII ₁	215,1
VIII ₁	207,0

Diese Resultate sind durchwegs kleiner als der von Weiss¹⁾ für Kohlswa-Eisen gefundene: $\sigma_{\max.} = 216,5$, welches allerdings nur 0,223 % Verunreinigungen enthält. Die einzelnen Werte weisen hier beträchtliche Differenzen auf, wovon besonders die zwischen den Platten V—VIII auffallend sind, die von gleichen Schmelzversuchen stammen und trotzdem Unterschiede bis zu 4 % aufweisen. Es ist dazu zu bemerken, dass es sich hier, wie die Analyse zeigte, um viel weniger reines Eisen handelte, und dass zudem die Aichung des Apparates zur Bestimmung von σ_p bei weitem nicht so genau war wie die relativen Resultate, die er lieferte. Ich schätze den möglichen Fehler dort wegen der möglichen nicht ganz gleichen Lage der Platten innerhalb der Spule auf mindestens 1 %, sodann können die Wägungen ebenfalls einen Einfluss haben, der hier gut 1 % ausmachen kann, und schliesslich ist nicht zu vergessen, dass das von de Freudenreich erhaltene Schmelzgut nicht den Eindruck vollständiger Homogenität machte, so dass auch dort mit der Möglichkeit einer etwas ungleichen Verteilung der Verunreinigungen gerechnet werden muss.

Anschliessend gibt Figur 7 noch die Darstellung der graphischen Kombination von σ_p und σ_n für verschiedene H , wobei die äusserste Kurve den Sättigungskreis wiedergibt. Es zeigt sich hier deutlich, dass zwischen diesen Kurven und den entsprechenden für Pyrrhotin wesentliche Unterschiede bestehen. Erstens ist hier nicht schon für

¹⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1910.

relativ kleine H , wie dort, in der Richtung der leichten Magnetisierbarkeit der Sättigungskreis erreicht, sondern derselbe wird in allen Richtungen theoretisch erst für unendlich grosse H erreicht, und sodann fehlt beim Eisen das plötzliche Umkippen von σ über die Richtung der schweren Magnetisierbarkeit hin wie beim Pyrrhotin und auch die typische Gerade in jener Gegend bei dieser Darstellung.

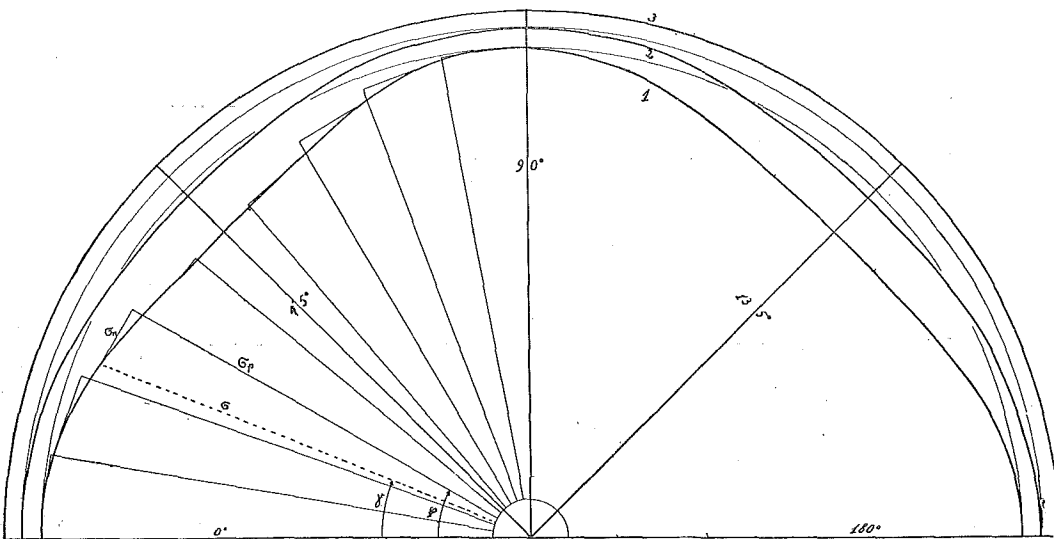


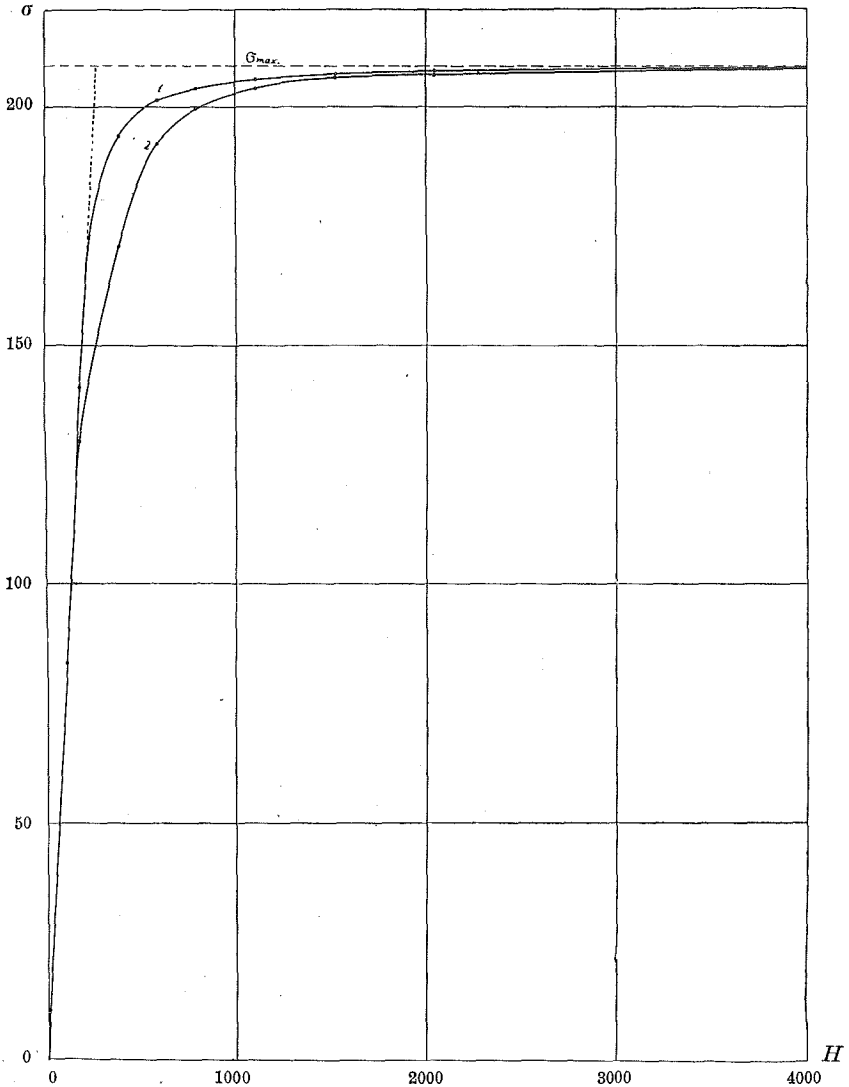
Fig. 7: Platte V_2 ; $\sigma(\gamma)$.

1: $H = 392$ Gauss

2: $H = 595$ Gauss

3: $H = \infty$

Figur 8 (siehe S. 138) gibt schliesslich für die Platte V_2 die eigentliche Magnetisierungskurve $\sigma(H)$ für die Azimute 0° (resp. 90°) und 45° (resp. 135°) nach den Kurven der Figur 2. Beide Kurven unterscheiden sich nicht wesentlich von den gewöhnlichen Magnetisierungskurven für Eisen. Es streben beide der gleichen Sättigungsintensität σ_{\max} zu, und zwar scheint das Anschliessen an diesen Grenzwert ein asymptotisches zu sein. Nachdem Weiss gefunden hat, dass es für Kohlsua-Eisen und Nickel ein hyperbolisches ist, darf man wohl hier das gleiche annehmen. Bei den Fehlergrenzen der angewendeten Methode lässt sich allerdings nichts Bestimmtes darüber sagen. — In den schwachen Feldern haben beide Kurven einen gemeinsamen Verlauf bis dahin, wo sich in den Kurven für σ , resp. für σ_p , als Funktion der Azimute die einzelnen Achsen abzuheben beginnen; dann bleibt die Kurve für die 4-zähligen Achsen in den mittleren Feldern beständig über der andern, welche sie erst in hohen Feldern

Fig. 8: Platte V_2 ; $\sigma(H)$.1: $\gamma = 0^\circ$ 2: $\gamma = 45^\circ$

wieder erreicht, und zwar ist auf Grund der Rechnungen über die Magnetisierungsenergie anzunehmen, dass hier die Annäherung der Kurven aneinander eine engere ist als eine hyperbolische. — Die $\sigma(H)$ -Kurven weisen in den kleinen Feldern, je nach dem Azimut bis mehr oder weniger weit hinauf, den Charakter von Geraden auf, doch scheint es nicht erlaubt, hier auf verschiedene typische Geraden zu schliessen wie beim Pyrrhotin. Der Umstand, dass sich die

Kurven erst in Feldern von über 100 Gauss trennen (siehe Kurven für σ_p), beweist, dass im untersten Teil die Kurven, von den kleinen Unregelmässigkeiten abgesehen, für alle Azimute zusammenfallen, dass also die Richtung aller Anfangsgeraden dieselbe wäre. Wollte man wie beim Pyrrhotin für die Richtung der leichten und die der schweren Magnetisierbarkeit zwei von Anfang an getrennte Geraden annehmen, so müssten die Kurven für σ_p auch für kleinste H prozentual die gleichen Variationen aufweisen wie in mittleren H , was aber nicht der Fall ist. Berücksichtigt man ferner, dass in den schwachen Feldern kleine Unregelmässigkeiten in der Form durch die Selbstentmagnetisierung die kristallographischen Anisotropien verwischen oder gar verdecken können, wird man überhaupt davon absehen müssen, für das Gebiet der schwachen Felder aus den vorliegenden Beobachtungen genaue Schlüsse zu ziehen.

Die Neigung dieser anfänglichen Geraden ist nicht für alle Platten die gleiche, doch scheinen diese Differenzen zum grossen Teil auf die Unterschiede in den Entmagnetisierungskoeffizienten zurückgeführt werden zu können. Die verlängerte anfängliche Gerade in Fig. 8 schneidet die Sättigungsgerade bei 275 Gauss; wollte man die Selbstentmagnetisierung berücksichtigen, so wären in einem angenäherten Verfahren die $\sigma_{(H)}$ -Kurven nach einer Geraden zurückzuscheren, die die Sättigungsgerade in diesem speziellen Fall bei 206 Gauss schneidet, so dass in dem durch die Scherung gewonnenen neuen Koordinatensystem die anfängliche Gerade die letztere noch bei 69 Gauss schneiden würde. Für die Platte VII₁ (siehe Fig. 13) bekommt man durch die entsprechende Transformation ebenfalls gerade 69 Gauss (aus 206 und 137), was die Vermutung nahelegt, dass die Differenzen der Neigungen in andern Platten, für welche die dazu nötigen Beobachtungen und Rechnungen nicht vollständig durchgeführt worden waren, auf die gleiche Art, wenn auch nicht mit so genauer Übereinstimmung, wie sie hier zufällig vorkommt, erklärt werden können. Bedenkt man weiter, dass die Entmagnetisierung nur nach einer Näherungsformel berechnet wurde, und zwar mit Grössen, deren Genauigkeit eine ziemlich beschränkte ist, so gelangt man zu der Annahme, dass in allen Platten die Abweichung der anfänglichen Geraden von der σ -Achse nach Elimination der Selbstentmagnetisierung eine sehr geringe, vielleicht kaum von Null verschiedene wäre.

Bei den unregelmässigeren Stücken verlaufen die zwei Kurven für die 4-zähligen Achsen und ebenso die für die 2-zähligen Achsen nicht genau gleich, und zwar findet für entsprechende Kurven in der Gegend der Inversion ihres Unterschiedes ein Schnitt statt.

B. Die Rhombendodekaederfläche.

Unter den Platten, die in dieser Fläche geschnitten wurden, ist VII₁ eine besonders regelmässige. Figur 9 (siehe Taf. I) gibt für diese Platte $\sigma_{p(\varphi)}$ für die verschiedenen H . Die Platte enthält bei 0° , resp. 180° , die eine 4-zählige Achse, bei 90° die eine 2-zählige, und bei 55° und 125° je eine 3-zählige (genau $54^\circ 44'$ und $125^\circ 16'$). In den mittleren Feldern erkennt man hier wieder die schon besprochenen Unterschiede zwischen den 4-zähligen und den 2-zähligen Achsen. Daneben erweisen sich die Richtungen der 3-zähligen Achsen durchwegs als magnetisch härter als die beiden andern, so dass σ_p für die 2-zählige Achse zwischen den beiden 3-zähligen ein Maximum aufweist, das allerdings entsprechend kleiner ist als das für die 4-zählige. — Bei stärkeren Feldern sind ebenfalls Spuren von Maxima in den Richtungen der 3-zähligen Achsen vorhanden, die durch die Ablenkung von σ gegenüber H hervorgerufen sind, doch tritt die Erscheinung wegen der ungünstigen Form der Kurven viel weniger scharf zutage als bei den Würfelplatten und äussert sich hauptsächlich in einer Annäherung der Minima an die 4-zähligen Achsen. Auch hier verschwinden die Unterschiede in den starken Feldern vollständig. Von den beobachteten Zahlen gebe ich die folgenden wieder:

Platte VII₁ (Rhombendodekaederfläche): $\sigma_{p(\varphi)}$.

φ	$H = 71$	111	189	1110	4090
$5,0^\circ$	78,2	114,3	167,2	212,0	—
$15,0^\circ$	78,2	113,7	163,3	211,5	214,7
$25,0^\circ$	77,9	112,5	155,5	210,6	—
$35,0^\circ$	77,4	110,5	147,3	210,0	214,7
$45,0^\circ$	76,8	108,6	140,4	210,2	—
$55,0^\circ$	76,1	107,4	136,8	210,8	214,8
$65,0^\circ$	75,5	106,9	138,3	211,2	—
$75,0^\circ$	75,0	107,4	142,8	211,5	214,8
$85,0^\circ$	74,7	107,7	148,7	212,1	—
$95,0^\circ$	74,5	107,5	148,3	212,3	215,0
$105,0^\circ$	74,7	107,2	144,9	212,0	—
$115,0^\circ$	75,0	106,8	139,8	211,6	214,8
$125,0^\circ$	75,6	107,1	137,7	211,3	—
$135,0^\circ$	76,1	108,1	140,1	210,6	214,7
$145,0^\circ$	76,7	109,8	147,0	210,2	—
$155,0^\circ$	77,3	111,6	155,1	210,5	214,5
$165,0^\circ$	77,7	113,6	163,2	211,2	—
$175,0^\circ$	78,0	114,0	167,4	212,0	214,5

Was die Unsymmetrien betrifft, so können sie sich bei diesen Platten nur für die zwei 3-zähligen Achsen geltend machen, die wieder ganz kleine Unterschiede gegeneinander aufweisen. Für ganz schwache Felder verschwinden auch hier die charakteristischen Unterschiede zwischen den Achsen, um scheinbar zufälligen Schwankungen Platz zu machen. Speziell bei der Platte VII₁ zeigt sich für sehr starke Felder noch ein schwaches Hinausgehen der 2-zähligen Achse über die 4-zählige in der Magnetisierungsintensität, was mir aber nicht von wesentlicher Bedeutung zu sein scheint. Die Unterschiede in den magnetischen Härten zwischen den verschiedenen Richtungen schwanken für die einzelnen Platten innerhalb nicht sehr beträchtlicher Grenzen.

Die normalen Komponenten σ_n weisen wieder in den Achsenrichtungen die vier Nullstellen auf (Fig. 10), nur sind hier die beiden Maxima rechts und links der 2-zähligen Achse kleiner als die zu beiden Seiten der 4-zähligen, wie zu erwarten war, weil der Unterschied in der Magnetisierungsintensität zwischen den 3-zähligen Achsen und der 2-zähligen viel geringer ist als der zwischen den 3-zähligen und der 4-zähligen. Die Amplituden der Kurven haben gleichfalls ein Maximum in den mittleren Feldern und

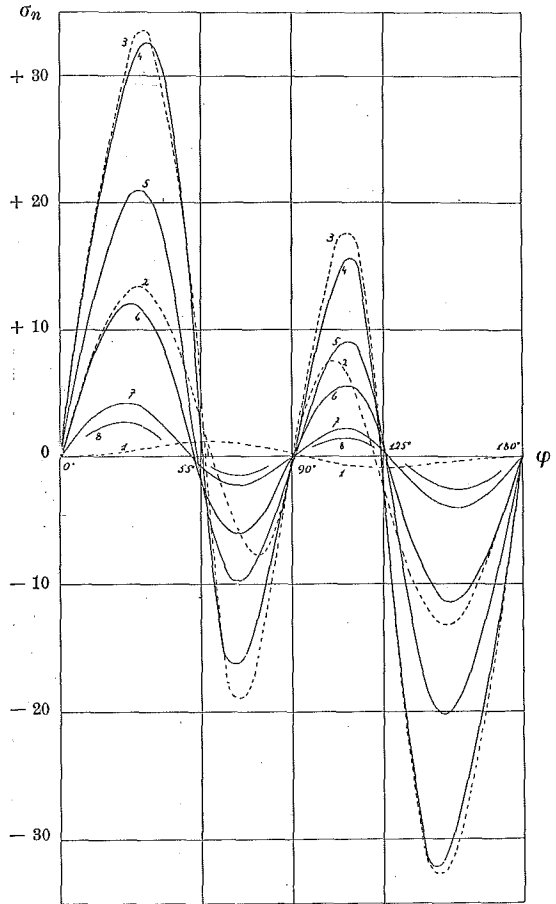


Fig. 10: Platte VII₁; $\sigma_n(\varphi)$.

- | | |
|-------------------|---------------------|
| 1: $H = 71$ Gauss | 5: $H = 1110$ Gauss |
| 2: $H = 189$ " | 6: $H = 2050$ " |
| 3: $H = 392$ " | 7: $H = 6000$ " |
| 4: $H = 595$ " | 8: $H = 9420$ " |

werden bei stärker werdendem H wie in der Platte V_2 langsam kleiner, indem sie auch umgekehrt proportional zu H werden. Für kleine Felder hat man entsprechend dem Vorgang für σ_p wieder die schwachen Unterschiede zwischen den beiden Quadranten. — Einige Zahlenreihen sind:

Platte VII₁ (Rhombendodekaederfläche): $\sigma_{n(\varphi)}$.

$H = 71$		$H = 189$		$H = 595$		$H = 2050$		$H = 9420$	
φ	σ_n	φ	σ_n	φ	σ_n	φ	σ_n	φ	σ_n
						2,7°	+ 1,85	2,6°	+ 0,45
8,4°	0,00	8,3°	+ 4,80	7,3°	+ 9,45				
						10,8°	6,55	10,4°	1,60
18,4°	+ 0,20	18,1°	10,20	16,1°	19,90				
						19,2°	10,35	18,9°	2,45
28,4°	0,30	28,0°	13,25	25,1°	28,55	23,7°	11,55	23,4°	2,70
						28,5°	12,00	28,5°	2,65
38,4°	0,70	38,0°	12,15	34,6°	32,70	33,9°	11,25	34,1°	2,30
						39,8°	31,25	39,9°	+ 1,60
48,4°	1,05	48,2°	7,35	45,5°	+ 24,75				
						53,7°	— 0,70	54,0°	— 0,35
58,4°	1,20	58,4°	+ 0,35	59,3°	— 8,35				
						65,2°	15,80	65,6°	5,70
68,4°	1,05	68,6°	— 5,50	70,2°	16,15	70,7°	5,95	70,1°	1,45
						75,0°	14,05	75,5°	5,30
78,4°	0,75	78,6°	7,60	79,6°	10,65				
						84,4°	— 2,55	84,5°	— 0,60
88,4°	+ 0,35	88,4°	— 2,15	88,6°	— 2,25				
						93,0°	+ 0,90	92,9°	+ 0,30
98,4°	— 0,15	98,3°	+ 5,25	97,6°	+ 6,50				
						101,8°	4,05	101,4°	1,10
108,4°	0,50	108,2°	7,50	106,9°	13,55	106,4°	5,10	105,9°	1,35
						111,6°	15,55	111,3°	5,50
118,4°	0,75	118,4°	+ 2,60	116,7°	+ 14,80	116,4°	+ 5,05	116,0°	1,35
128,4°	0,85	128,5°	— 4,55	129,9°	— 13,40	128,7°	— 0,70	128,1°	+ 0,20
138,4°	0,65	138,7°	10,45	142,0°	31,50	142,2°	9,35	141,5°	— 1,70
						147,1°	32,15	147,9°	11,15
148,4°	0,50	148,8°	13,30	151,8°	30,35	153,0°	11,40	153,1°	2,55
						157,7°	10,70	158,0°	2,50
158,4°	0,30	158,8°	11,55	161,0°	22,90				
						166,4°	7,55	166,9°	1,85
168,4°	0,15	168,6°	6,50	169,8°	12,95				
						174,6°	— 3,10	174,8°	— 0,80
178,4°	— 0,05	178,5°	— 0,95	178,6°	— 1,80				

Es sollen hier in Figur 11 noch die Kurven von σ_n für die Platte VI wiedergegeben werden, welche zeigen, dass auch bei dem Unterschied zwischen den zwei 3-zähligen Achsen in den mittleren Feldern eine Inversion auftreten kann. Der starke Unterschied zwischen den zwei 3-zähligen Achsen bei 189 Gauss ist bei 392 Gauss fast völlig verschwunden, und bei ganz starkem Feld zeigen die Unterschiede zwischen den beiden grossen oder kleinen Maxima wieder die vollständige Umkehrung des Vorzeichens.

σ selbst lässt sich ebenfalls durch ähnliche Kurven darstellen wie σ_p ; die Bemerkungen dazu wären ungefähr dieselben wie für die Würfelplatten. Figur 12 (siehe S. 144) zeigt auch hier die Zusammensetzung der beiden Komponenten für zwei Quadranten. Für mittlere Felder ist hier die Kurve, in welche sich die σ -Kurve hineinlegt, nicht wie bei den Würfelplatten ein Kreis, sondern eine Ellipse, die allerdings bei starken Feldern eine immer kleinere Exzentrizität bekommt und schliesslich in den Sättigungskreis übergeht.

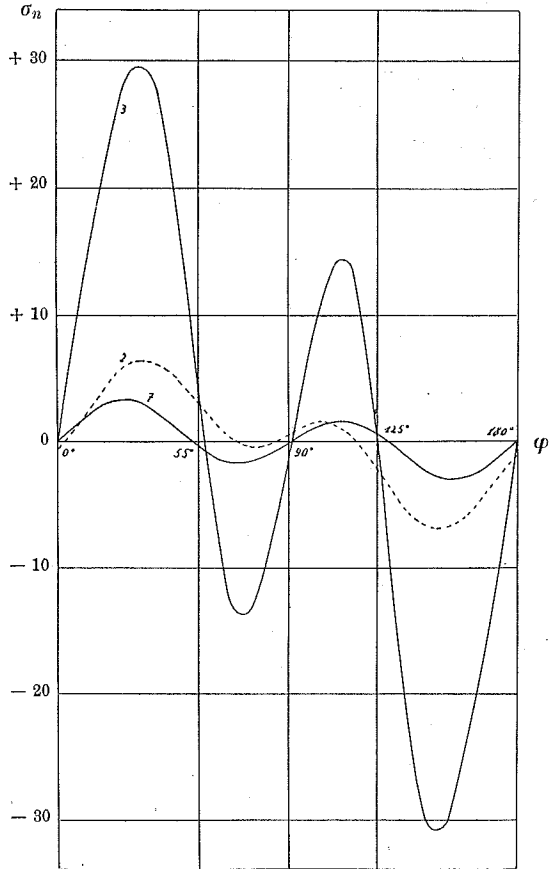


Fig. 11: Platte VI; $\sigma_n(\varphi)$.

2 : $H = 189$ Gauss 3 : $H = 392$ Gauss
 7 : $H = 8260$ Gauss

Entsprechend den Kurven $\sigma_{(H)}$ für bestimmte Azimute bei den Würfelplatten kann man auch solche für die Rhombendodekaederplatten konstruieren, nur hat man im letzteren Falle drei charakteristische Kurven, entsprechend den drei Arten von Achsen, die

die Platte enthält (Fig. 13, nebenstehend). Auch in dieser Figur ist die Kurve für $\gamma = 55^\circ$, die der 3-zähligen Achse entspricht, das Mittel aus den beiden Quadranten. Es ist, wie schon oben erwähnt wurde, ein Spezialfall der Platte VII₁, dass die Kurve für $\gamma = 90^\circ$ in den starken Feldern etwas oberhalb der Kurve für $\gamma = 0^\circ$ verläuft, doch streben alle gegen die gleiche Sättigungsintensität hin. Spätere Rechnungen werden zeigen, dass auch hier die Annäherung der einzelnen Kurven aneinander eine engere sein muss als diejenige an die Gerade, welche der Sättigungsintensität entspricht.

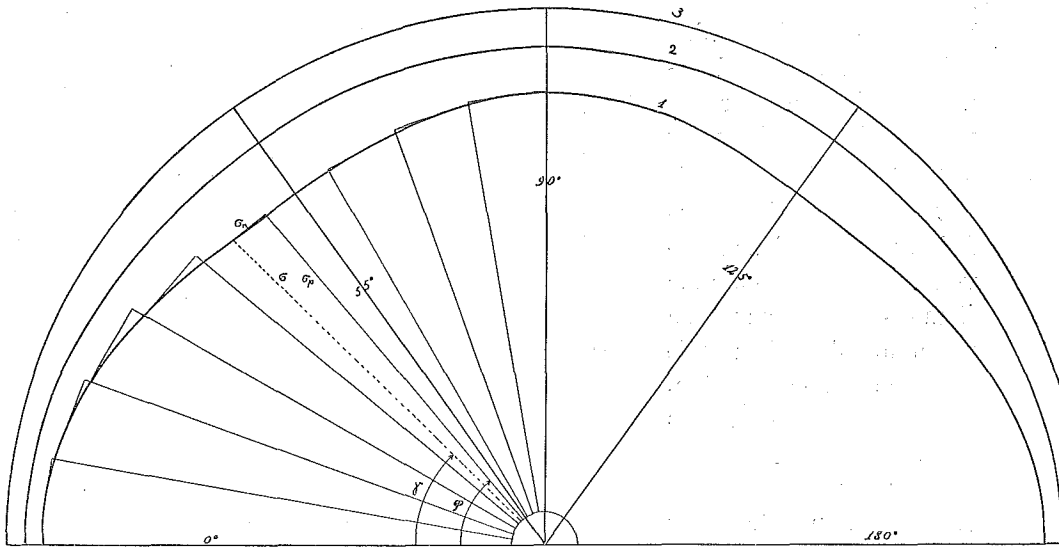


Fig. 12: Platte VII₁; $\sigma(\gamma)$.

1 : $H = 392$ Gauss

2 : $H = 595$ Gauss

3 : $H = \infty$

C. Die Oktaederfläche.

Wesentlich anders sind die Resultate in den Platten parallel zur Oktaederfläche, welche von den Kristallachsen nur drei 2-zählige enthält, die einen Winkel von je 120° (resp. 60°) miteinander bilden. Wenn sich also im Bereich von $0-180^\circ$ Schwankungen der Magnetisierung zeigen, so müssen diese sich darin dreimal wiederholen.

Für die Kurven $\sigma_p(\varphi)$ der Platte VIII₁ ist dies in den mittleren Feldern in der Tat auch der Fall, und zwar hat σ_p je ein Maximum in der Richtung der 2-zähligen Achse ($0^\circ, 60^\circ, 120^\circ$ in Figur 14, siehe Taf. I). Noch im Bereich der mittleren Felder tritt indessen

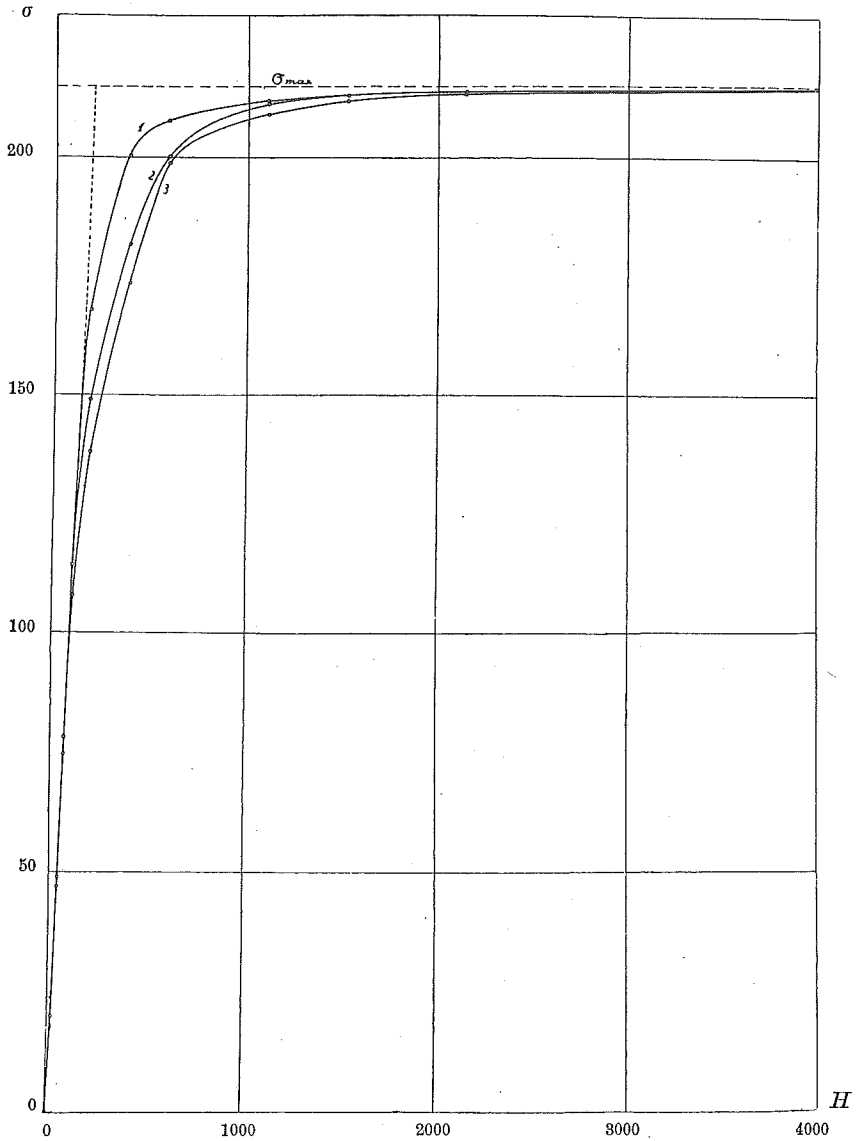


Fig. 13: Platte VII₁; $\sigma(H)$.

1: $\gamma = 0^\circ$ 2: $\gamma = 90^\circ$ 3: $\gamma = 55^\circ$

eine vollständige Inversion dieser Variation ein, indem in den Richtungen der 2-zähligen Achsen Minima erscheinen. Alle diese Variationen verschwinden wieder mit starkem H , und ebenso zeigt diese Platte für kleines H fast gar keine Schwankungen von σ_p , wie die folgenden Zahlen zeigen:

Platte VIII₁ (Oktaederfläche): $\sigma_p(\varphi)$.

φ	$H = 111$	189	392	595	798	4090
5,0°	73,8	118,5	164,5	185,9	198,7	—
15,0°	74,0	117,4	163,8	187,2	199,3	206,6
25,0°	73,8	116,6	161,7	189,3	200,1	—
35,0°	73,8	116,6	162,0	188,7	200,0	206,6
45,0°	73,8	117,4	163,5	186,7	199,1	—
55,0°	73,6	118,1	164,2	185,7	198,5	206,6
65,0°	73,6	117,7	164,2	185,9	198,5	—
75,0°	73,8	116,4	163,5	187,0	198,8	206,6
85,0°	73,8	115,8	161,7	189,0	199,4	—
95,0°	73,8	115,8	161,7	188,2	199,1	206,5
105,0°	73,8	117,0	163,1	186,2	198,5	—
115,0°	74,0	118,0	163,7	185,3	198,0	206,5
125,0°	74,0	118,1	163,7	185,6	198,4	—
135,0°	74,0	117,2	163,2	187,0	198,8	206,5
145,0°	74,0	116,4	161,9	189,3	199,8	—
155,0°	74,1	116,4	162,4	188,8	199,8	206,5
165,0°	74,1	117,6	164,2	186,9	199,0	—
175,0°	74,0	118,5	164,5	185,7	198,5	206,6

Bei andern Platten derselben Orientierung ist das letztere immerhin nicht in so hohem Masse der Fall, doch scheint die dort auftretende ganz kleine Schwankung in keiner Beziehung zu den Achsen zu stehen. — Die genannte Inversion der σ_p -Kurve ist bei allen vier untersuchten Platten von dieser Orientierung beobachtet worden, und zwar in der gleichen Art und in der gleichen Größenordnung. Die Schwankungen von σ_p sind überhaupt in diesen Platten verhältnismässig recht klein, so dass ihre Größenordnung direkt einen Vergleich mit den Ungleichheiten zulässt, die die Würfelplatten für je zwei gleichzählige Achsen aufweisen. Mit diesen Ungleichheiten haben sie ferner die Änderung des Vorzeichens in den mittleren Feldern gemeinsam. Es ist daher möglich, dass beide Abweichungen von der regulären Symmetrie im Grunde dieselbe Ursache haben, wenn auch der Beweis dafür nicht direkt erbracht worden ist. Es war eben nicht möglich, aus dem gleichen Kristall Platten in der Richtung der Würfelfläche und solche in der der Oktaederfläche herauszuschneiden, weil die Ausdehnung der zur Verfügung stehenden Stücke dies nicht gestattete. Ein Eisenkristall, dessen Würfelseiten Magnetisierungskurven von vollständiger regulärer Symmetrie ergäben, würde nach einer solchen Annahme in der Oktaederfläche überhaupt keine Variation von σ_p in Funktion

des Azimutes aufweisen. — Auch für Magnetit ist eine entsprechende Erscheinung nachgewiesen worden. Weiss, dessen Messungen nur in einem einzigen Felde ausgeführt worden waren, hielt diese Variationen dort für Versuchs- oder Orientierungsfehler, während sie Quittner als wirklich bestehend nachgewiesen hat, ebenso wie ihre Inversion.

In der Platte VIII₁ zeigen sich zwischen den einzelnen 2-zähligen Achsen sozusagen keine Differenzen, während das bei den andern Oktaederplatten nicht in so hohem Masse der Fall ist. — Bei dem von Quittner untersuchten Magnetit sind die Variationen nach der erfordernten Symmetrie, sowie die Abweichungen davon, viel stärker als bei meinen Messungen.

Entsprechend den geringen Variationen von σ_p erreicht auch σ_n nie sehr grosse Werte. Die Figur 15 und die folgenden Zahlen geben darüber Aufschluss.

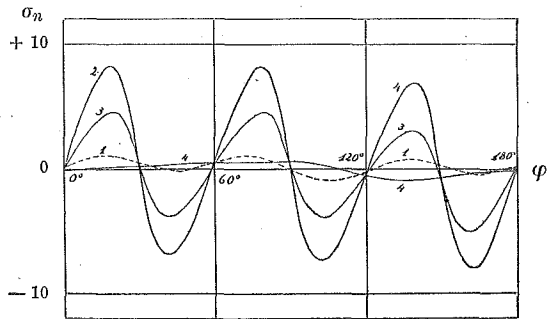


Fig. 15: Platte VIII₁; $\sigma_n(\varphi)$.

- 1: $H = 189$ Gauss 3: $H = 595$ Gauss
 2: $H = 392$ " 4: $H = 1110$ "

Platte VIII₁ (Oktaederfläche): $\sigma_n(\varphi)$.

φ	$H = 189$	392	595	1110	9420
4,5°	+ 0,55	+ 2,75	+ 1,55	- 0,05	0,00
14,5°	1,05	7,60	4,10	+ 0,10	+ 0,05
24,5°	0,85	+ 6,25	+ 3,80	0,25	0,05
34,5°	+ 0,25	- 4,35	- 2,15	0,35	0,10
44,5°	- 0,05	6,55	3,55	0,45	0,10
54,5°	+ 0,30	- 2,40	- 1,35	0,50	0,15
64,5°	0,80	+ 3,10	+ 1,75	0,45	0,15
74,5°	1,00	7,60	4,20	0,50	0,15
84,5°	+ 0,45	+ 5,80	+ 3,65	0,65	0,15
94,5°	- 0,45	- 4,75	- 2,30	0,60	0,15
104,5°	0,90	7,10	3,80	+ 0,25	+ 0,10
114,5°	- 0,55	- 3,15	- 1,90	- 0,25	0,00
124,5°	+ 0,20	+ 2,00	+ 0,85	0,65	- 0,05
134,5°	0,70	6,15	2,85	0,85	0,15
144,5°	+ 0,55	+ 5,10	+ 1,95	0,80	0,15
154,5°	- 0,10	- 5,15	- 3,50	0,65	0,15
164,5°	0,40	7,80	4,10	0,30	0,10
174,5°	- 0,15	- 3,15	- 1,65	- 0,10	- 0,05

Bei diesen Kurven treten die kleinen Ungleichheiten zwischen den einzelnen Azimuten etwas deutlicher zutage als bei denen für σ_p . σ_n beschreibt im allgemeinen zwischen 0° und 180° drei vollständige sinusförmige Kurven. Auffallend ist, dass σ_n die Inversion der σ_p -Kurven nicht aufweist, indem sich Wellenberg und Wellental nicht gegeneinander verschieben, und dass daher oberhalb der Inversion σ näher an der Richtung bleibt, für die σ_p ein Minimum hat. Auf den Grund davon wird bei den Energieberechnungen näher eingetreten werden. Die Amplitude der Variation von σ_n erreicht früher als bei anders orientierten Platten ihr Maximum, nimmt aber schon bei mässig starkem H sehr rasch ab und verschwindet für stärkere H fast ganz. So bleibt bei 1110 Gauss nur noch eine sehr schwach gekrümmte Kurve übrig, die mit der Symmetrie der Platte in keinem Zusammenhang mehr zu stehen scheint. Auch ihre Amplitude nimmt mit weiter wachsendem H angenähert hyperbolisch ab, weil die noch übrigbleibenden kleinen Drehmomente sich in sehr hohen Feldern kaum mehr ändern.

Wegen der geringen Variation von σ_p wird für diese Platte von einer Kombination der beiden Komponenten in der Zeichnung Umgang genommen, da die betreffenden Kurven sich bei dem anwendbaren Masstab zu wenig von Kreisen entfernen. Entsprechendes gilt für die Magnetisierungskurven für ein bestimmtes Azimut mit variablem H : die Kurven bieten nichts Neues und decken sich fast vollständig. Von Interesse wären übrigens bloss die Kurven für die Richtung einer 2-zähligen Achse in die um 30° davon verschiedene (Projektion einer Würfelkante auf die Oktaederfläche). Diese schneiden sich in den mittleren Feldern im Gebiete der Inversion; für kleines H und ebenso für starkes fallen sie vollständig zusammen.

2. Das Drehmoment.

Die Messungen der Magnetisierungsintensität haben ergeben, dass die hauptsächlichsten Unterschiede derselben in den verschiedenen Richtungen des Kristalls sich in den mittleren Feldern zeigen, also gerade dort, wo bis jetzt an ferromagnetischen Substanzen noch am wenigsten ausgearbeitete Ergebnisse vorliegen, im Gegensatz zu den schwachen Feldern (anfängliche Suszeptibilität) und den sehr starken (Sättigungsintensität). Sie eignen sich deswegen, und auch weil sie in den Details beträchtliche Abweichungen voneinander aufweisen, nur schlecht zur Charakterisierung des magnetischen Verhaltens der Kristalle, und es muss womöglich eine andere Grösse

gesucht werden, die hiefür günstiger ist. Eine solche findet sich im Drehmoment, das bei einer Drehung der Plättchen im Felde entsteht, und aus dessen Beobachtung σ_n erst abgeleitet wurde. Es wurde ja

$$D = H \cdot m \cdot \sigma_n = m \cdot D_1$$

($D_1 = \frac{D}{m} =$ Drehmoment pro Gramm) in Funktion von φ beobachtet, und zwar je für ein bestimmtes H . Die D_1 -Kurven und die σ_n -Kurven unterscheiden sich also nur durch einen andern Ordinatenmasstab, der allerdings mit jedem H ändert. Die Form der D_1 -Kurven ist somit genau dieselbe wie die der σ_n -Kurven, so dass darüber nichts Weiteres gesagt werden muss.

Das Charakteristische der D_1 -Kurven ist folglich ihre Amplitude, und da hat sich gezeigt, dass diese in allen Platten einem Maximum zustrebt für $H = \infty$. Die Figuren 16, 17 und 18 zeigen $D_1(\varphi)$ für

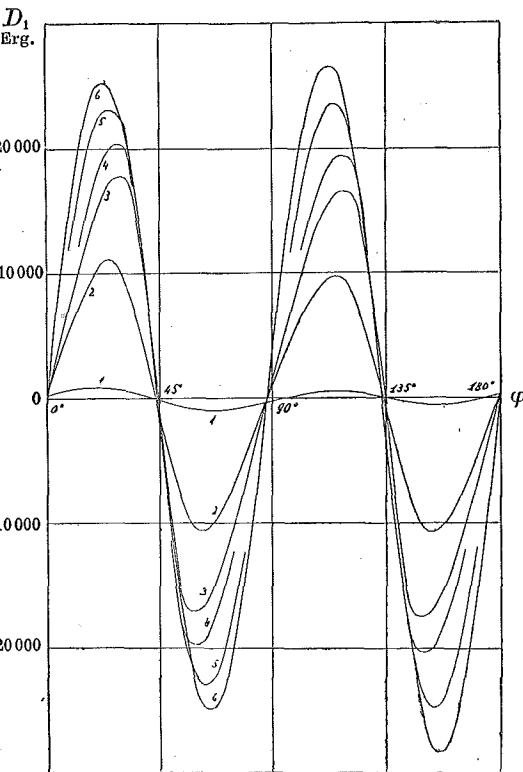


Fig. 16: Platte V₂; $D_1(\varphi)$.

- | | |
|--------------------|--------------------|
| 1: $H = 189$ Gauss | 4: $H = 798$ Gauss |
| 2: $H = 392$ " | 5: $H = 2050$ " |
| 3: $H = 595$ " | 6: $H = 8260$ " |

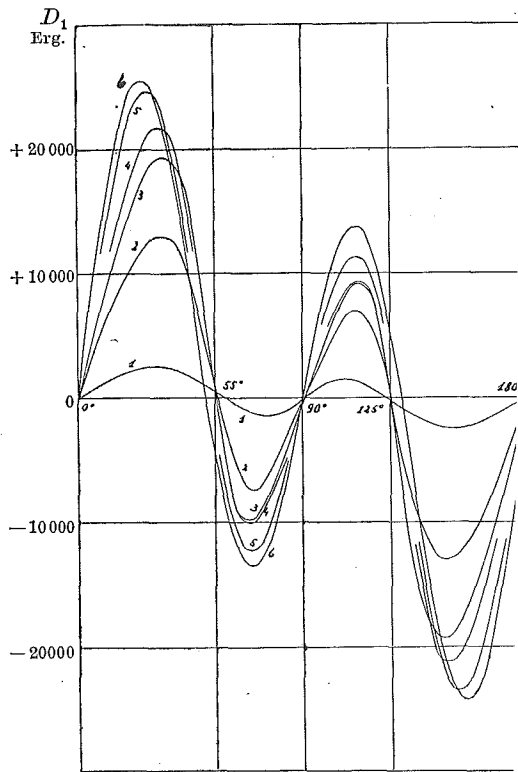


Fig. 17: Platte VII₁; $D_1(\varphi)$.

- | | |
|--------------------|--------------------|
| 1: $H = 189$ Gauss | 4: $H = 798$ Gauss |
| 2: $H = 392$ " | 5: $H = 2050$ " |
| 3: $H = 595$ " | 6: $H = 8260$ " |

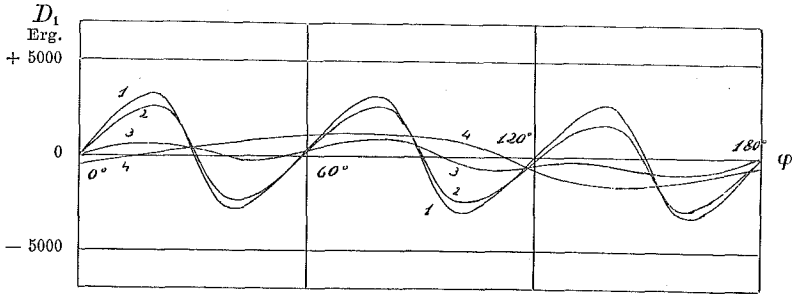


Fig. 18: Platte VIII₁; $D_1(\varphi)$.

- | | |
|--------------------|--------------------|
| 1: $H = 392$ Gauss | 2: $H = 595$ Gauss |
| 3: $H = 798$ „ | 4: $H = 8260$ „ |

verschiedene H für die drei ausgewählten Platten V_2 , VII₁ und VIII₁. Sie weisen in der Tat, wie schon die σ_2 -Kurven, in den Würfel- und Rhombendodekaederplatten Perioden auf, die mit den Symmetrieverhältnissen der Platten im engsten Zusammenhang stehen, während dies in den Oktaederplatten nur in den mittleren Feldern der Fall ist. — Über die Art, wie das Maximum der Amplitude erreicht wird, gibt Figur 19 Aufschluss. Es ist dabei das arithmetische

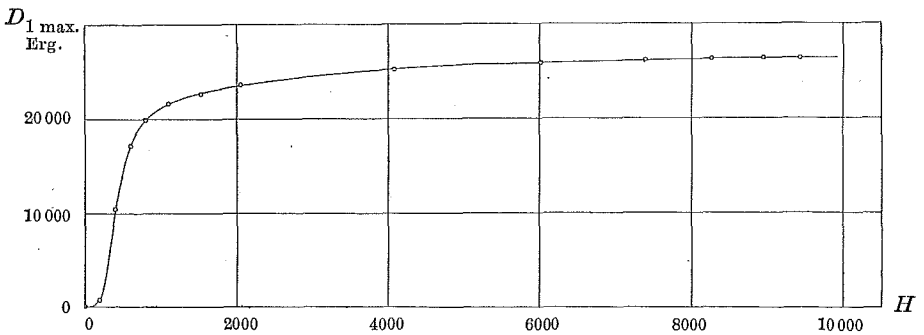


Fig. 19: Platte V_2 ; $D_{1 \max.}(H)$.

Mittel der vier $D_{1 \max.}$, absolut genommen, für die Würfelplatte V_2 in Funktion von H aufgetragen. Die entsprechenden Zahlen sind:

H	D_1 max. (Mittel)
189 Gauss	750 Erg
392	11500
595	17200
798	19950
1110	21600
1527	22600
2050	23600
4090	25200
6000	25800
7380	26100
8260	26300
8940	26400
9420	26500

Man ersieht daraus, dass das maximale Moment bei $H = 7000$ Gauss bis auf etwa 3% erreicht ist. Die D_1 -Kurven streben also für wachsende H einer bestimmten, offenbar typischen Form zu, und können so zur Charakterisierung des Kristalls mit Vorteil verwendet werden. Die Figur 19 enthält auch den Beweis dafür, dass σ_n für grössere H für ein bestimmtes Azimut wie $\frac{1}{H}$ abnimmt.

3. Die Magnetisierungsenergie.

Die Drehmomente sind nun aber Grössen, die von der Lage des Kristalls zu einem äusseren Felde abhängen; es empfiehlt sich daher, eine mit ihnen zusammenhängende Grösse zu suchen, die diesen Nachteil nicht aufweist. Sie findet sich in der Magnetisierungsenergie. Im Anschluss an Weiss und Quittner¹⁾ lässt sich darüber folgendes ausführen:

Werden alle Elemente eines magnetisierbaren Körpers aus dem Unendlichen an einen beliebigen Ort des Raumes gebracht, so ist die dabei geleistete Arbeit von der Art der Bewegung und der Form des Weges unabhängig. Es darf daher zur Vereinfachung der Rechnung angenommen werden, dass die Bewegung eine rein translatorische war, so dass die Arbeit der Drehmomente gleich Null wird und einzig die Kräfte Arbeit geleistet haben. Die Komponenten dieser Kräfte sind pro Volumenelement δv :

¹⁾ P. Weiss, J. de Phys. 1904.
V. Quittner, loc. cit.

$$F_x = \delta v \cdot I_x \cdot \frac{\partial H_x}{\partial x}$$

$$F_y = \delta v \cdot I_y \cdot \frac{\partial H_y}{\partial y}$$

$$F_z = \delta v \cdot I_z \cdot \frac{\partial H_z}{\partial z}.$$

Beschreibt der Magnet nun einen weiteren Weg mit den Komponenten dx , dy , dz , so ist die dabei geleistete Arbeit

$$dA = \delta v \int (I_x \cdot dH_x + I_y \cdot dH_y + I_z \cdot dH_z).$$

Bezeichnet man mit P das Potenzial des Magneten in bezug auf das Feld H pro Masseneinheit, so ist

$$P = -\int (\sigma_x \cdot dH_x + \sigma_y \cdot dH_y + \sigma_z \cdot dH_z)$$

oder

$$P = -(H_x \cdot \sigma_x + H_y \cdot \sigma_y + H_z \cdot \sigma_z) + \int (H_x \cdot d\sigma_x + H_y \cdot d\sigma_y + H_z \cdot d\sigma_z) = \Theta + \Pi.$$

Der Klammerausdruck Θ ist dabei das Potenzial der Lage des Magneten in bezug auf H , das Integral Π dagegen das Potenzial der induzierten Magnetisierung, das sich offenbar für die Beschreibung der Eigenschaften eines Magneten besser eignet als P . Π lässt sich wieder in zwei Teile zerlegen: die gegenseitige Energie der einzelnen Teile des Magneten zueinander und die innere Magnetisierungsenergie, was einer Zerlegung des äusseren Feldes H in ein entmagnetisierendes Feld und in ein inneres Feld entspricht. Es soll daher im folgenden, da wegen der Form der Plättchen die entmagnetisierenden Felder in den Richtungen von σ klein sind, von einer solchen Zerlegung kein Gebrauch gemacht werden.

Für diese Plättchen ist, wenn die z -Achse senkrecht zu ihrer Grundfläche angenommen wird:

$$\sigma_z = 0 \quad \text{und} \quad H_x = H \cdot \cos \varphi, \quad H_y = H \cdot \sin \varphi$$

$$\sigma_x = \sigma \cdot \cos \gamma, \quad \sigma_y = H \cdot \sin \gamma.$$

$$\text{Also:} \quad d\Pi = H \cdot \cos(\varphi - \gamma) \cdot d\sigma + H \cdot \sigma \cdot \sin(\varphi - \gamma) \cdot d\gamma$$

$$\text{und:} \quad d\Pi = H_p \cdot d\sigma + H \cdot \sigma_n \cdot d\gamma = H_p \cdot d\sigma + D_1 \cdot d\gamma$$

wenn H_p die Komponente von H parallel zu σ und σ_n die Komponente von σ senkrecht zu H bedeutet.

Da $d\Pi$ ein vollständiges Differenzial sein muss, so gilt:

$$\frac{\partial H_p}{\partial \gamma} = \frac{\partial D_1}{\partial \sigma}.$$

In den Richtungen leichtester resp. schwerster Magnetisierbarkeit ist $[H_p(\varphi)]_\sigma$, d. h. die zu σ parallele Komponente von H in Funktion von φ für konstantes σ , ein Minimum, resp. Maximum, weil dort ein bestimmtes σ mit einem minimalen, resp. maximalen H erreichbar ist. Es ist daher dort

$$\frac{\partial H_p}{\partial \varphi} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial D_1}{\partial \sigma} = 0$$

d. h. in diesen Richtungen schneiden sich die $D_{1(\varphi)}$ -Kurven. Aus Symmetriegründen müssen diese Schnittpunkte auf der φ -Achse liegen; es sind die schon oft erwähnten Achsenrichtungen. — Hat H_p einen minimalen Wert, so wird vor demselben $\frac{\partial H_p}{\partial \varphi} < 0$, nach demselben $\frac{\partial H_p}{\partial \varphi} > 0$. Das gleiche gilt für $\frac{\partial D_1}{\partial \sigma}$, und zwar für alle σ , wenn sich die Art des Extremums von H_p nicht ändert, wie dies allerdings bei den Oktaederplatten der Fall ist. Es muss also D_1 mit wachsendem σ vor dem Minimum von H_p abnehmen, nach dem Minimum zunehmen. Nun zeigt der Versuch, dass die D_1 -Kurven einer maximalen Amplitude zustreben mit wachsendem σ ; daher muss vor dem Minimum von H_p D_1 negativ, nach demselben positiv sein. In der Nähe der Richtungen leichtester Magnetisierbarkeit wirkt somit das Drehmoment einer Verdrehung entgegen, die Richtung stellt eine stabile Gleichgewichtslage dar. Entsprechend sind die Richtungen schwerster Magnetisierbarkeit labile Gleichgewichtslagen. Besonders diese letztere Erscheinung ist beim Pyrrhotin weit deutlicher ausgeprägt als beim Eisen.

Die einzelnen Glieder von

$$\Pi = \int H_p \cdot d\sigma + \int D_1 \cdot d\varphi = \Pi_1 + \Pi_2$$

lassen sich graphisch einfach darstellen. Es ist nämlich

$$\Pi = \int H_p \cdot d\sigma = \Pi_1 \quad \text{für } \varphi = \text{konst.}$$

Greift man eine der Richtungen heraus, wo σ parallel zu H ist, und zeichnet man die einfache Magnetisierungskurve $\sigma_{(H)}$ für diese Richtung (siehe die Figuren 8 und 13), so ist Π_1 gleich der Fläche zwischen der σ -Achse und der Kurve bis zur Höhe des betrachteten σ_1 (in Figur 20 wagrecht schraffiert, siehe S. 154). Um für den zweiten Ausdruck eine Darstellung zu haben, muss man die beobachteten Kurven $[D_{1(\varphi)}]_H$ umrechnen in Kurven $[D_{1(\varphi)}]_\sigma$. Diese haben für mittlere H ähnliche Gestalt wie die ersteren, für ganz grosse H wird aber bei $H = \text{konst.}$ auch $\sigma = \text{konst.}$, und, da σ_n verschwindend klein wird, auch $\varphi = \varphi$,

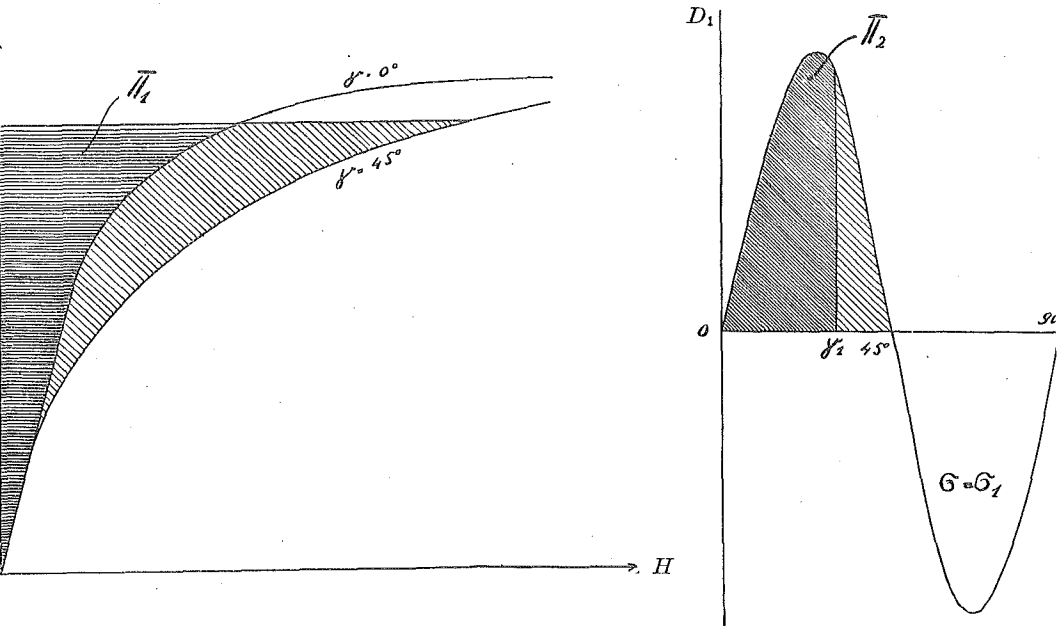


Fig. 20.

so dass die beiden Kurven identisch werden. Geht man nun bei konstantem σ von einer Achsenrichtung zu einer beliebigen andern (γ_1) über, so ist

$$\Delta \Pi = \int D_1 \cdot d\gamma = \Pi_2$$

gleich der von der D_1 -Kurve, der γ -Achse und einer Senkrechten zu derselben umschlossenen Fläche (schräg eng schraffiert in Figur 20). Man kann somit graphisch Π für eine beliebige Grösse und Richtung von σ darstellen, indem man zuerst für eine der bevorzugten Richtungen, wo σ parallel zu H ist, Π_1 bestimmt und nachher von dieser Richtung bei konstantem σ in die gesuchte übergeht, indem man das entsprechende Π_2 misst. Gelangt man so bis zur nächsten bevorzugten Richtung, so ergibt sich eine Kontrolle, indem dann die von den beiden $\sigma_{(H)}$ -Kurven eingeschlossene und von einer Parallelen zur H -Achse in der Höhe des betreffenden σ_1 begrenzte Fläche gleich dem entsprechenden Integral der $D_{1(\sigma)}$ -Kurve sein muss (in Figur 20 schräg schraffiert).

Wenn man das von Weiss für Kohlswa-Eisen gefundene Resultat, dass sich die $\sigma_{(H)}$ -Kurve einer zur H -Achse parallelen Asymptote hyperbolisch nähert, auch für die Eisenkristalle anwendet, so wird

für die Sättigung bei $H = \infty$ auch $\Pi_1 = \infty$. Dadurch wird allerdings auch $\Pi = \Pi_1 + \Pi_2 = \infty$, was einer Verwendung sowohl von Π , als auch von Π_1 zur Darstellung der Verhältnisse in starken Feldern hindernd entgegentritt. Dagegen bleibt aber Π_2 , die Differenz von Π und Π_1 , immer endlich, weil D_1 endlich bleibt, und zwar gehen für zwei verschiedene Richtungen von σ die Unterschiede in den Π_2 einer festen endlichen Grenze entgegen, die durch die Integration der Grenzkurve der D_1 erhalten wird. Es ist also dieses Π_2 offenbar eine, allerdings stark formale Grösse, die wie kaum eine andere zur Darstellung der magnetischen Eigenschaften der Eisenkristalle geeignet ist, solange man nicht, wie dies beim Pyrrhotin schon der Fall ist, einen besseren Einblick in den Mechanismus der Erscheinungen hat.

Um die Kurven, die zur Bestimmung von Π_2 nötig sind, zu gewinnen, wurden aus den Kurven für $[\sigma_p(\varphi)]_H$ und $[\sigma_n(\varphi)]_H$ für eine genügende Anzahl von Werten von φ die σ_p und σ_n entnommen und daraus die entsprechenden Werte von σ und $(\varphi - \gamma)$ berechnet. Daraus wurden die Kurven für $[\sigma(\varphi)]_H$ und $[D_{1(\varphi)}]_H$ gewonnen, welche sich von den $\sigma(\varphi)$ - und $D_{1(\varphi)}$ -Kurven dadurch unterscheiden, dass die Punkte zwischen je zwei Achsen von verschiedener Magnetisierbarkeit gegen diejenige mit leichterer Magnetisierbarkeit hin verschoben sind. Nun wurden für bestimmte Werte von γ die Kurven für $[\sigma_{(H)}]_\gamma$ gezeichnet und daraus die Werte von $[H(\varphi)]_\sigma$ für eine Anzahl von Werten von σ entnommen. Für die gleichen Werte von γ , für welche die $[\sigma_{(H)}]_\gamma$ -Kurven gezeichnet worden waren, wurden nun aus den $[D_{1(\varphi)}]_H$ -Kurven die Werte von $[D_{1(H)}]_\gamma$ entnommen und die entsprechenden Kurven gezeichnet. Mit den Werten von $[H(\varphi)]_\sigma$ wurden schliesslich daraus die gesuchten Kurven für $[D_{1(\varphi)}]_\sigma$ konstruiert und diese letzteren integriert.

Über den Verlauf der Grössen Π_1 und Π_2 in Funktion von σ in der Würfelfläche geben die folgenden Kurven Aufschluss, die nach den Beobachtungen an der Platte V_2 gezeichnet sind, und zwar wurden dieselben dabei derart schematisiert, dass nur ein Oktant berechnet wurde als Mittel aus allen acht Oktanten. Die Kurven für Π_2 sind jeweilen für den ganzen Halbkreis gezeichnet; sie werden dadurch natürlich vollständig symmetrisch für die Richtungen $\gamma = 90^\circ$ und $\gamma = 45^\circ$, resp. 135° , was in Wirklichkeit nie ganz so beobachtet wurde. Die Figur 21 (siehe S. 156) enthält Π_1 für die ausgezeichneten Richtungen der leichtesten und schwersten Magnetisierbarkeit ($\gamma = 0^\circ$ und 45°). Die Kurven verlaufen für kleine σ zunächst para-

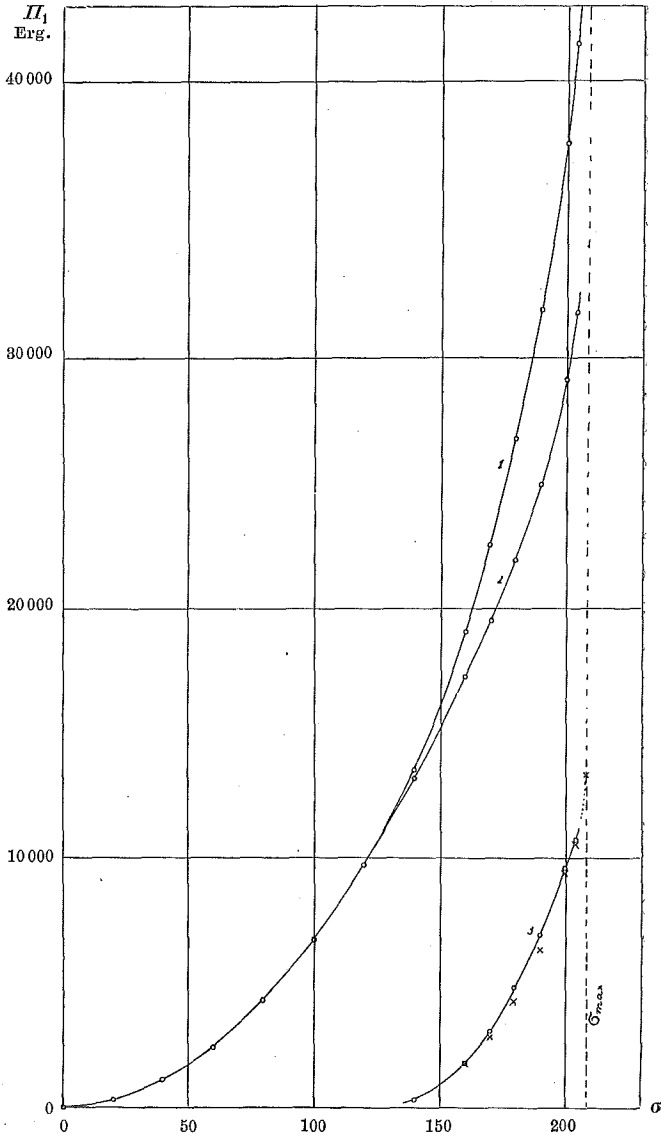


Fig. 21: Platte V₂; $II_1(\sigma)$.

1: $\gamma = 45^\circ$ 2: $\gamma = 0^\circ$ 3: $II_1(45^\circ) - II_1(0^\circ)$

bolisch, und zwar fallen sie zusammen. Es entspricht dies der Region, wo $\sigma_{(H)}$ sehr angenähert durch eine Gerade dargestellt ist und sich noch keine wesentlichen Unterschiede zwischen den verschiedenen Achsen fühlbar machen. Dort, wo sich die $\sigma_{(H)}$ -Kurven für die verschiedenen

Achsen trennen, beginnt die Π_1 -Kurve für die 2-zähligen Achsen rascher zu steigen als die für die Richtung der 4-zähligen Achsen, für welche aber auch Π_1 höher liegt als die ursprüngliche Parabel. Die Zahlen sind:

Π_1 für die Würfelfläche.

σ	$\Pi_1 (\gamma = 0^\circ)$	$\Pi_1 (\gamma = 45^\circ)$
0	0 Erg	0 Erg
20	300	300
40	1120	1120
60	2400	2400
80	4320	4320
100	6730	6730
120	9720	9720
140	13220	13540
160	17260	19020
170	19480	22550
180	21930	26780
190	24940	31870
200	29120	38520
204	31720	42470

Beide Kurven verlaufen asymptotisch zur Geraden $\sigma = \sigma_{\max.}$. — Eine weitere Kurve derselben Figur zeigt [$\Pi_1(45^\circ) - \Pi_1(0^\circ)$], d. h. den Unterschied an Arbeit, der nötig ist, um ein gewisses σ in den verschiedenen Achsenrichtungen hervorzubringen. Diese letztere Kurve schneidet die Gerade $\sigma = \sigma_{\max.}$ im Endlichen; sie stellt das Flächenstück dar, das zwischen den beiden $\sigma_{(H)}$ -Kurven liegt.

Die Figur 22 zeigt die Kurven für Π_2 , ausgehend von der Richtung der 4-zähligen Achse. Sie weisen ein Maximum auf bei $\gamma = 45^\circ$ und 135° und aus Symmetriegründen wieder Nullstellen bei

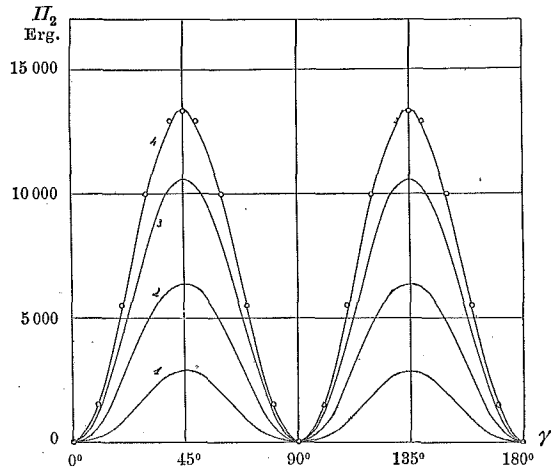


Fig. 22. Platte V_2 ; $\Pi_2 (\gamma)$.

1: $\sigma = 170$ 2: $\sigma = 190$ 3: $\sigma = 204$ 4: $\sigma = \sigma_{\max.}$

$\gamma = 90^\circ$ und 180° . Die Amplitude der Kurven nimmt zuerst mit σ zu und strebt schliesslich gegen ein Maximum für $\sigma = \sigma_{\max.}$. Praktisch ist es schon in den Feldern erreicht, wo sich σ nicht mehr fühlbar von $\sigma_{\max.}$ unterscheidet. Diese ausgeglichene Grenzkurve schliesst sich gut der Kurve

$$II_2 = A \cdot \sin^2 2\gamma$$

an, wo A den Potenzialunterschied zwischen den 4-zähligen und den 2-zähligen Achsen für $\sigma_{\max.}$ bedeutet. Die in die Figur 22 eingezeichneten Punkte, die nach dieser Formel berechnet wurden, zeigen den Grad der Übereinstimmung. Die durch die Kurven dargestellten Zahlenreihen sind:

II_2 für die Würfelfläche.

γ	$\sigma = 170$	190	204	$\sigma_{\max.}$	Formel
0°	0	0	0	0	0
10°	130	630	1170	1520	1560
20°	870	2550	4310	5320	5510
30°	1950	4830	7940	9810	10000
40°	2740	6180	10280	12830	12930
45°	2840	6310	10570	13330	13330

Zeichnet man die so gefundenen Resultate für das Maximum des Energieunterschiedes, die vorher mit $[II_1(45^\circ) - II_1(0^\circ)]$ bezeichnet worden waren, in die entsprechende Kurve der Figur 21 (Kreuzchen) ein, so ergibt sich eine Übereinstimmung, die angesichts der ganz verschiedenen Methoden und der vielen graphischen Umrechnungen als befriedigend bezeichnet werden darf. Die Zahlen sind folgende:

σ	$II_1(45^\circ) - II_1(0^\circ)$	$II_2(\max.)$
160	1760 Erg	1770 Erg
170	3070	2840
180	4850	4270
190	6930	6310
200	9400	9310
204	10750	10570
$\sigma_{\max.}$	—	13330

Eine anschauliche Darstellung des Verlaufes von II könnte man dadurch erreichen, dass man in einer Ebene die Vektoren σ von

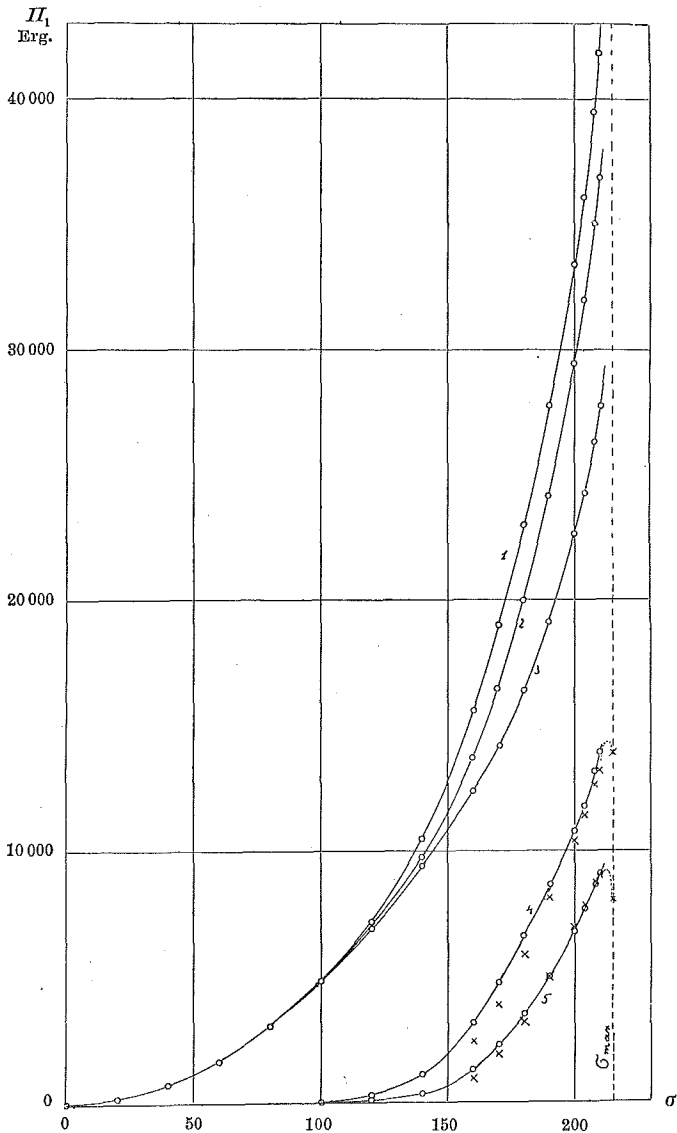
einem Punkt aus aufträgt und auf einer Normalen dazu für jeden Endpunkt eines σ das entsprechende H . Man bekäme so eine Fläche, die die σ -Ebene im Nullpunkt berührt und sich ganz innerhalb eines Kreiszyinders mit dem Radius σ_{\max} . befindet, zu dem sie asymptotisch verläuft. Ihre Schnitte mit Normalebene auf die σ -Ebene in den Richtungen der Achsen geben die Kurven der Figur 21, ihre Schnitte mit Kreiszyinderflächen mit dem Zentrum im Nullpunkt und vertikalen Achsen geben bei Abwicklung der Zylindermäntel in eine Ebene die Kurven der Figur 22.

Ganz gleich wurden auch die Beobachtungen an der Rhombendodekaederplatte VII₁ verwendet, nur dass dort wegen der anderen Symmetrieverhältnisse ein ganzer Quadrant zur schematischen Rechnung genommen werden musste statt eines Oktanten. Da die magnetischen Härten der Platten V₂ und VII₁, wenn man die Selbstentmagnetisierung nicht berücksichtigt, nicht ganz gleich sind, wie dies früher gesagt wurde, verlaufen die H_1 -Kurven von VII₁ etwas verschieden von denen der Platte V₂, doch treten keine wesentlichen Änderungen auf (Fig. 23, siehe S. 160). Es ist hier angezeigt, auch die Richtung der schwersten Magnetisierbarkeit, die der 3-zähligen Achse, zu zeichnen, deren H_1 -Kurve am höchsten liegt. Entsprechend liegt auch die [$H_{1(55^\circ)} - H_{1(0^\circ)}$]-Kurve höher als die [$H_{1(90^\circ)} - H_{1(0^\circ)}$]-Kurve. — Die Zahlen sind:

H_1 für die Rhombendodekaederfläche.

σ	$H_1 (\gamma = 0^\circ)$	$H_1 (\gamma = 90^\circ)$	$H_1 (\gamma = 55^\circ)$
0	0 Erg	0 Erg	0 Erg
20	200	200	200
40	760	760	760
60	1640	1640	1640
80	3040	3040	3040
100	4770	4800	4830
120	6900	7000	7180
140	9400	9750	10480
160	12400	13710	15550
170	14190	16460	18940
180	16370	19880	22980
190	19110	24110	27760
200	22620	29380	33380
204	24280	31940	36070
208	26320	34990	39490
210	27720	36800	41700

Die in der Figur 24 (siehe S. 161) dargestellten H_2 -Kurven, die auch von der Richtung der 4-zähligen Achse ausgehen, haben in der Richtung

Fig. 23: Platte VII₁; II₁(σ).

- 1: $\gamma = 55^\circ$ 2: $\gamma = 90^\circ$ 3: $\gamma = 0^\circ$
 4: $II_1(55^\circ) - II_1(0^\circ)$ 5: $II_1(90^\circ) - II_1(0^\circ)$

der 2-zähligen Achse bei 90° nun wohl noch ein Minimum, aber keine Nullstelle mehr, Maxima dagegen in den Richtungen der 3-zähligen Achsen. Sämtliche Amplituden, sowohl die für die Maxima als auch die für das Minimum der 2-zähligen Achse, nehmen mit σ zu; bloss

für σ_{\max} . liegt das Minimum tiefer als für das kleinere $\sigma = 210$. Das hat seinen Grund in einer Unregelmässigkeit der Platte VII₁; es ist aus den Kurven für σ_p ersichtlich, dass für hohe H σ für die Richtung der 4-zähligen Achse etwas kleiner ist als für die Richtung der 2-zähligen. Die Kurven $\sigma_{(H)}$ für die beiden Achsenrichtungen schneiden sich also dort, so dass das Flächenstück, das sie oberhalb des Schnittpunktes umschliessen, von dem unterhalb subtrahiert werden muss. Es scheint dies, nach den Ergebnissen der Messungen an anderen Platten, eine Zufälligkeit der Platte VII₁ zu sein. — Die I_2 -Kurven für die höchsten Werte von σ entsprechen der Form

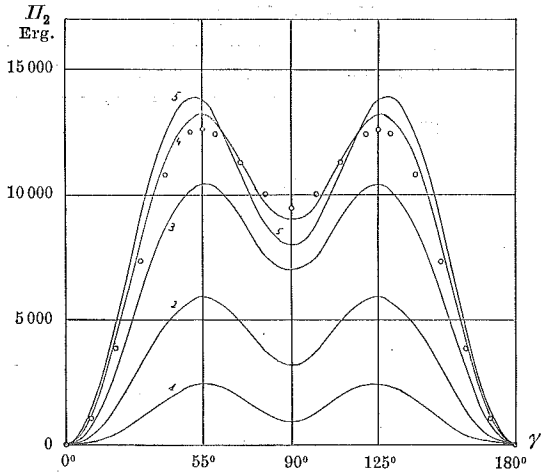


Fig. 24: Platte VII₁; $I_2(\gamma)$.

- 1: $\sigma = 160$ 2: $\sigma = 180$ 3: $\sigma = 200$
 4: $\sigma = 210$ 5: $\sigma = \sigma_{\max}$.

$$I_2 = A (\sin^4 \gamma + \sin^2 2 \gamma)$$

wo A wieder die gleiche Bedeutung hat wie für die Würfelplatte (markierte Punkte in Fig. 24). Trotzdem die Vergleichspunkte für die offenbar noch normalere Kurve für $\sigma = 210$ gezeichnet wurden, ist die Übereinstimmung keine sehr gute, indem hier schon das Minimum zu tief liegt. Die Figur 28 wird aber zeigen, dass für andere Platten der Unterschied zwischen Maxima und Minimum oft kleiner ist als gerade für VII₁. — Die Kurven wurden mit den folgenden Zahlenwerten gezeichnet (siehe erste Tabelle auf S. 162).

Die Übereinstimmung mit den Werten, die sich aus den I_1 -Kurven ergeben, ist hier nicht so gut wie bei der Platte V₂, und zwar tritt für die Richtung der 3-zähligen Achse überall ein ziemlich konstanter Unterschied von gegen 1000 Erg auf, der von einer Unsicherheit der $\sigma_{(H)}$ -Kurve für $\gamma = 55^\circ$ in der Region herrühren mag, wo diese Kurven noch sehr wenig voneinander entfernt sind. Abgesehen von diesem konstanten Unterschied, ist die Übereinstimmung

Π_2 für die Rhombendodekaederfläche.

γ	$\sigma = 160$	180	200	210	Formel	$\sigma_{\max.}$
0°	0	0	0	0	0	0
10°	70	280	790	1160	1110	1310
20°	430	1400	2930	4250	4040	4710
30°	1060	3090	5980	8120	7700	9000
40°	1790	4730	8700	11440	10790	12430
50°	2310	5730	10140	13060	12440	13890
55°	2410	5890	10380	13200	12610	13900
60°	2370	5780	10260	12900	12420	13080
70°	1940	4930	9090	11400	11290	10900
80°	1280	3730	7570	9670	10020	8790
90°	920	3160	6950	9000	9470	7980

der Werte aber doch eine relativ gute zu nennen. Es seien hier noch die entsprechenden Zahlen angeführt:

σ	$\Pi_1(90^\circ) - \Pi_1(0^\circ)$	$\Pi_2(\text{min.})$	$\Pi_1(55^\circ) - \Pi_1(0^\circ)$	$\Pi_2(\text{max.})$
160	1310 Erg	920 Erg	3150 Erg	2410 Erg
170	2270	1890	4750	3980
180	3510	3160	6610	5890
190	5000	4950	8650	8060
200	6760	6950	10760	10380
204	7660	7770	11790	11520
208	8670	8690	13170	12670
210	9080	9000	13980	13200
$\sigma_{\max.}$	—	7980	—	13900

Die Resultate der Beobachtungen an der Oktaederplatte VIII₁ würden in den kleinen und mittleren Feldern zunächst vor der Inversion ähnliche Kurven für Π_2 ergeben, wie sie für die andern Platten gefunden wurden, nur von anderer Grössenordnung und mit einer Periode von 60°. Von den H an, bei welchen die Inversion auftritt, wird aber die Amplitude der zu integrierenden D_1 -Kurve kleiner und infolgedessen auch die Amplitude der Π_2 -Kurve, bis Π_2 schliesslich bei starken Feldern, wo keine Periode von 60° mehr sichtbar ist, überhaupt gleich Null wird. — Der Zusammenhang davon mit der Inversion der σ_2 -Kurve ist ein einfacher. Für die beiden speziellen Richtungen der 2-zähligen Achse und der Projektion der 4-zähligen auf die Oktaederfläche schneiden sich die $\sigma_{(H)}$ -Kurven in der Gegend der Inversion; vor derselben verläuft die Kurve für

die Richtung der 2-zähligen Achse höher als die andere, nachher tiefer. Die von den beiden Kurven und einer Parallelen zur H -Achse eingeschlossene Fläche, welche Π_2 darstellt, ändert daher oberhalb der Inversion ihr Vorzeichen, und zwar bleibt sie positiv, solange das Stück unterhalb der Inversion grösser ist als das oberhalb derselben. Die D_1 -Kurve zeigt, dass für genügend hohes σ die beiden Flächen sich im vorliegenden Fall schliesslich gerade aufheben, weil ja $\Pi_2 = 0$ wird. Die Figur 25 stellt dies sche-

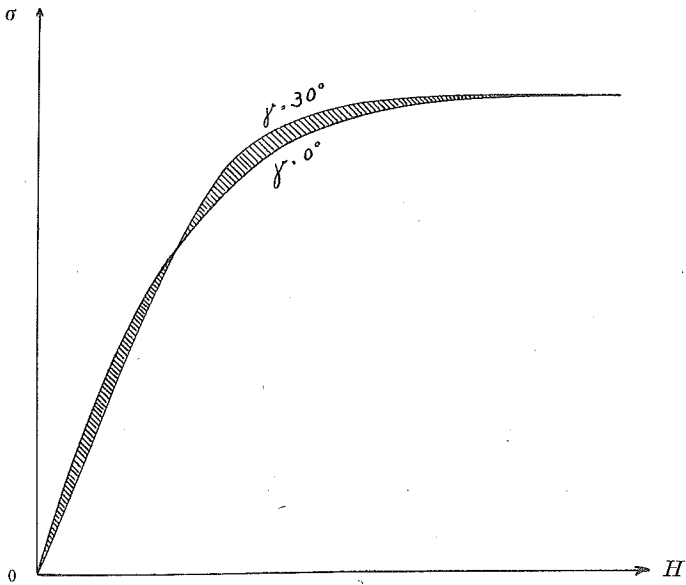


Fig. 25.

matisch dar und erklärt somit, warum eine Inversion der σ_p -Kurven nicht, oder jedenfalls erst viel später, von einer Inversion der σ_n -Kurven gefolgt sein muss. Die Inversion der $[D_1(\varphi)]_\sigma$ -Kurve würde nämlich erst dann auftreten, wenn das Flächenstück oberhalb des Schnittes der beiden Kurven grösser würde als das unterhalb, wobei die Begrenzungsgerade des ersteren parallel zur H -Achse genommen werden muss. Begrenzt man dieses aber statt dessen durch eine Parallele zur σ -Achse, so tritt unter der gleichen Bedingung die Inversion der direkt beobachteten $[D_1(\varphi)]_H$ -Kurve, also der gewöhnlichen σ_n -Kurve, auf.

Ausgehend von diesen schematisierten Resultaten kann nun der Versuch gemacht werden, die endlichen Energiedifferenzen für σ_{\max} .

für die verschiedenen Richtungen durch eine einfache Formel auszudrücken, wobei also die unendlich grosse additive Konstante von Π_2 , die als die Magnetisierungsenergie für die Richtung der 4-zähligen Achse betrachtet werden kann, vernachlässigt wird. Trägt man in einem Koordinatensystem, dessen rechtwinklige Achsen mit den 4-zähligen Kristallachsen zusammenfallen, jeweilen in den Richtungen des Vektors σ die entsprechenden Energiedifferenzen ab, so entsteht eine Fläche, die den Gesetzen der regulären Symmetrie genügen muss. Der einfachste Fall — nach der Kugel — ist eine Fläche, deren Gleichung lautet:

$$\Pi_2 = a(x^4 + y^4 + z^4) + b(y^2 z^2 + z^2 x^2 + x^2 y^2) + c(x^2 + y^2 + z^2) + d,$$

wo x, y, z die drei Komponenten $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ des Vektors σ darstellen.

Da
$$\sigma^2 = x^2 + y^2 + z^2 = \text{konst.}$$

ist, und da nach der soeben gegebenen Definition Π_2 für die Achsenrichtungen gleich Null sein soll, kann man schreiben:

$$\Pi_2 = B(y^2 z^2 + z^2 x^2 + x^2 y^2). \quad (1)$$

Für die Polarkoordinaten η und ϑ , wo η die geographische Länge des Endpunktes eines Vektors von der $+x$ - nach der $+y$ -Achse hin gezählt, und ϑ das Komplement der geographischen Breite, von der $+z$ -Achse aus gezählt, bedeutet, ist

$$x = \sigma \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \eta; \quad y = \sigma \cdot \sin \vartheta \cdot \sin \eta; \quad z = \sigma \cdot \cos \vartheta.$$

Die Gleichung (1) geht dann über in

$$\Pi_2 = A(\sin^2 2\vartheta + \sin^4 \vartheta \cdot \sin^2 2\eta). \quad (2)$$

Die Würfflächen sind nun die drei Ebenen, für welche $\vartheta = 90^\circ$ oder $\eta = 0^\circ$ oder $\eta = 90^\circ$ ist. In allen drei Fällen bekommt man die gleiche Kurve:

$$\Pi_2 = A \cdot \sin^2 2\eta, \quad \text{resp.} \quad \Pi_2 = A \cdot \sin^2 2\vartheta.$$

Eine Rhombendodekaederfläche erhält man z. B. durch den Ansatz $\eta = 45^\circ$ und findet daraus:

$$\Pi_2 = A(\sin^2 2\vartheta + \sin^4 \vartheta).$$

Die übrigen Rhombendodekaederflächen müssen entsprechende Gleichungen liefern, da die Ausgangsgleichung der regulären Symmetrie genügt.

Aus dem gleichen Grund kann man sich auch auf die Berechnung einer einzigen Oktaederfläche beschränken. Eine solche ist z. B. dargestellt durch die Gleichung

$$x + y + z = 0.$$

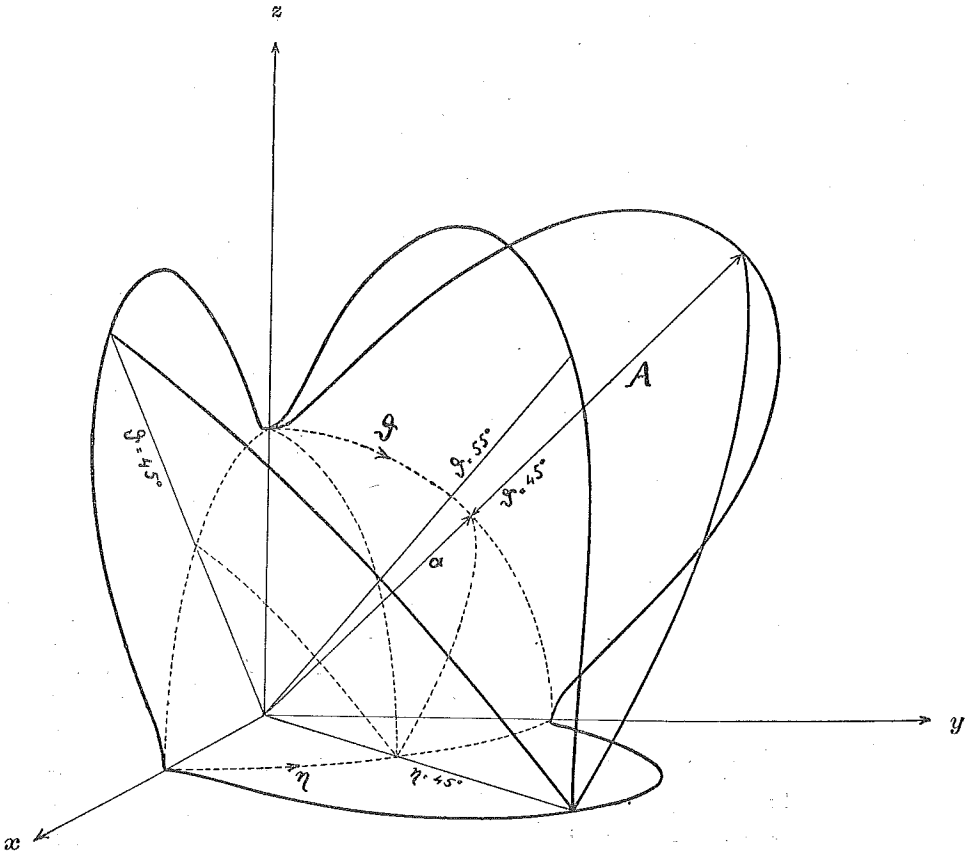


Fig. 26: $\Pi_2(\eta, \vartheta)$.

Also ist auch

$$x^2 + y^2 + z^2 + 2(xy + yz + zx) = 0$$

und da

$$x^2 + y^2 + z^2 = \text{konst.},$$

ist auch

$$xy + yz + zx = \text{konst.},$$

und daher

$$x^2 y^2 + y^2 z^2 + z^2 x^2 + 2xyz(x + y + z) = \text{konst.}$$

Der letzte Summand ist gleich Null, also

$$\Pi_2 = B \cdot \text{konst.} = \text{konst.}$$

Die Gleichung (2) ergibt schliesslich, dass für die Oktaederfläche gilt:

$$\Pi_2 = A.$$

Alle diese Resultate stimmen mit den für den schematisierten Kristall gefundenen Kurven in der schon angegebenen Weise überein, so dass die Gleichungen (1) und (2) als eine brauchbare Darstellung der Energiedifferenzen für die Magnetisierung eines Eisenkristalles bis zur Sättigung gelten können. — Die Figur 26 (siehe S. 165) veranschaulicht die durch diese Gleichungen gegebene Fläche, wobei allerdings

für die Bequemlichkeit der Zeichnung zu der Funktion Π_2 selbst eine additive Konstante a hinzugefügt ist. Sie enthält die Schnitte der Π_2 -Fläche mit drei Würfelflächen (je ein Quadrant), einer Rhombendodekaederfläche (ein Quadrant), und zwei Oktaederflächen (je ein Sextant).

Die wirklich gefundenen Kurven für Π_2 für $\sigma_{\max.}$, d. h. für $H = 8260$ Gauss, das durchwegs bei diesen Rechnungen als hinlänglich gross verwendet wurde, weichen von dieser theoretischen Form in den Einzelheiten oft ziemlich stark ab. Die Figur 27 stellt eine Anzahl derselben für verschiedene Würfelplatten dar (V_1, V_2, V_3, V_6), darunter die unregelmässigsten Typen mit den grössten Verschiedenheiten zwischen den zwei gleichzähligen Achsen. Man erkennt daran auch, dass der Energieunterschied zwischen einer 4-zähligen Achse und einer 2-zähligen innerhalb sehr beträchtlicher Grenzen schwanken kann. — Die entsprechenden Kurven für die Rhombendodekaederplatten enthält die Figur 28 (Platten II, VI, VII₁, siehe S. 168), wo besonders die Platte II auffällige Abweichungen von der normalen Form aufweist.

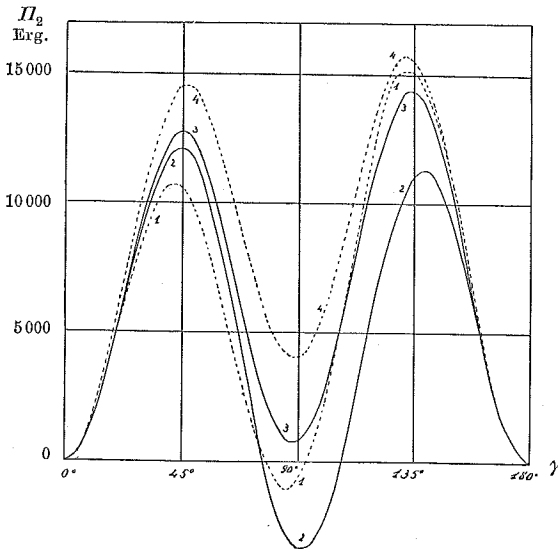


Fig. 27: $\Pi_2(\gamma)$ für $\sigma_{\max.}$

- | | |
|-----------------|-----------------|
| 1: Platte V_6 | 2: Platte V_1 |
| 3: Platte V_2 | 4: Platte V_3 |

tischen Form in den Einzelheiten oft ziemlich stark ab. Die Figur 27 stellt eine Anzahl derselben für verschiedene Würfelplatten dar (V_1, V_2, V_3, V_6), darunter die unregelmässigsten Typen mit den grössten Verschiedenheiten zwischen den zwei gleichzähligen Achsen. Man erkennt daran auch, dass der Energieunterschied zwischen einer 4-zähligen Achse und einer 2-zähligen innerhalb sehr beträchtlicher Grenzen schwanken kann. — Die entsprechenden Kurven für die Rhombendodekaederplatten enthält die Figur 28 (Platten II, VI, VII₁, siehe S. 168), wo besonders die Platte II auffällige Abweichungen von der normalen Form aufweist.

Diese Kurven gestatten schliesslich, einen Mittelwert der Grösse A in der Gleichung (2) zu berechnen, wenn man ihnen die folgenden Werte entnimmt:

Würfelplatten	H_2			
	4-zählige Achsen		2-zählige Achsen	
I	0	190	11630	14060 Erg
V_1	0	— 3310	12080	11260
V_2	0	740	12770	14390
V_3	0	4080	14510	15680
V_4	0	1560	14420	13550
V_5	0	3650	14790	15280
V_6	0	— 1010	10700	15120
V_7	0	1750	14590	13580
V_8	0	— 230	11130	16130
V_9	0	1950	13320	14750
V_{10}	0	— 610	14070	10640
V_{11}	0	1770	14990	13000
V_{12}	0	— 1240	11970	13120
V_{13}	0	— 480	12610	13260
Rhombendodekaederplatten	4-zählige Achse		2-zählige Achse	
II	0		14760	
VI	0		8980	
VII_1	0		8100	
VII_2	0		9420	
VII_3	0		9550	

Die 14 Würfelplatten I und $V_1 - V_{13}$ geben als Mittelwert von H_2 für die 4-zähligen Achsen 315 Erg und für die 2-zähligen Achsen 13120 Erg, so dass für ihren Unterschied 12805 Erg übrigbleiben. Die fünf Rhombendodekaederplatten geben durchschnittlich einen kleineren Unterschied, und zwar, mit Ausnahme der Platte II, die auch sonst stark aus dem Rahmen herausfällt, etwa $\frac{3}{4}$ des Unterschiedes, den die Würfelplatten liefern. Das Mittel für alle fünf Platten ist 10160 Erg. Woher dieser Unterschied zwischen den beiden Arten von Platten kommt, ist nicht aufgeklärt; es sei nur erwähnt, dass die Platten VI und VII nicht von dem gleichen Schmelzstück stammen wie die Platten V, doch zeigte das erstere beim Zerschlagen ähnliche Struktur und ähnliche Härte wie das letztere. Als Mittel aus allen diesen Platten ergibt sich der Wert 12680 Erg, oder mit einer durch die Differenzen zwischen den ein-

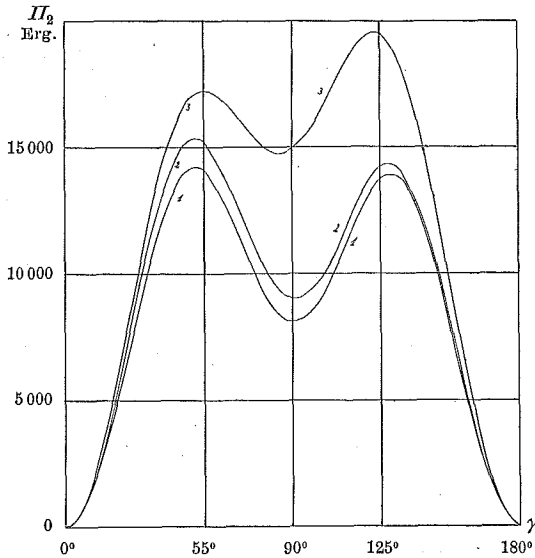


Fig. 28: $II_2(\gamma)$ für σ_{max} .

1: Platte VII₁ 2: Platte VI 3: Platte II

zelenen Werten gebotenen Aufrundung

$$A = 13000 \text{ Erg.}$$

Der Vollständigkeit halber sind in der Figur 29 noch zwei II_2 -Kurven aus den Oktaederplatten beige-fügt, und zwar die sehr günstige VIII₁ und die besonders ungünstige VIII₂, die beide aus dem gleichen Kristall stammen. Es ist dabei zu bemerken, dass die möglichen Fehler beim Schneiden der Platten in dieser Ebene am grössten sind, und dass

für die Bestimmung der Ebene, in welcher die Platte VIII₂ geschnitten werden musste, nur noch ein sehr kleiner Teil der ursprünglichen Bruchfläche zur Verfügung stand.

Diese Resultate zeigen, dass, allerdings mit nicht unbedeutenden Abweichungen von Platte zu Platte, der schematische Ansatz aufrecht erhalten werden darf:

$$\underline{II_2 = 13000 (\sin^2 2\vartheta + \sin^4 \vartheta \cdot \sin^2 2\eta) \text{ Erg.}}$$

4. Die Hysteresis.

Bei allen bisher verwendeten Resultaten wurde keine Rücksicht auf die Hysteresis genommen. Man muss indessen bei diesen Mes-

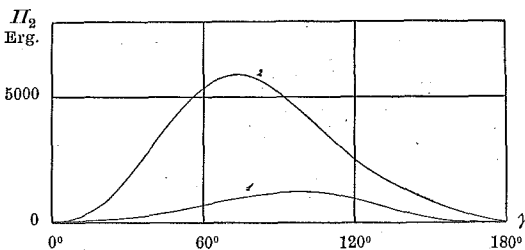


Fig. 29: $II_2(\gamma)$ für σ_{max} .

1: Platte VIII₁ 2: Platte VIII₂

sungen zwei Arten derselben unterscheiden: Hysteresis im Wechsel-feld und Hysteresis im Drehfeld. Die erstere tritt dann auf, wenn H in einem bestimmten Azimut seinen Wert ändert, im Grenzfall, wenn es von einem

positiven Wert auf den gleichen negativen übergeht oder umgekehrt. Diese Grösse wurde indessen nicht beobachtet, sondern der Erregerstrom des Magneten beim Übergang von einem H zu einem andern bei der Messung von σ_p vor Beginn der Ablesungen mehrmals kommutiert, so dass σ_p einen von den vorhergehenden Beobachtungen unabhängigen Wert annahm. — Dagegen wurden bei den Messungen von D die Beobachtungen für die zwei entgegengesetzten Drehrichtungen von H ausgeführt; die zwei Ablesungen für gleiches Azimut lieferten dabei eine Angabe für die Hysteresis im Drehfelde. Zeichnet man die beiden D_1 -Kurven für positive und negative Drehung, so findet man, dass sie nicht zusammenfallen, sondern in einem veränderlichen Abstand voneinander verlaufen. Die Fläche, die die beiden Kurven während einer Drehung von $0-360^\circ$ einschliessen, gibt direkt den Arbeitsverlust A_h bei dieser Operation pro Masseneinheit. Die in den vorhergehenden Abschnitten wiedergegebenen Kurven sind, wenn die Hysteresis überhaupt nachweisbar war, immer die Mittel der beiden Kurven.

Die Versuche ergaben, dass die bandförmige Fläche, welche die Hysteresisarbeit im Drehfeld darstellt, nicht überall die gleiche Breite hat, und da liefert der Abstand $\Delta D_1 = \frac{\partial A_h}{\partial \varphi}$ der beiden beobachteten D_1 -Kurven für jedes Azimut ein Mass dafür, wie sich die Gesamtarbeit A_h auf die einzelnen Richtungen verteilt.

Die Figur 30 zeigt diese Abstände für die Würfelplatte V_2 für

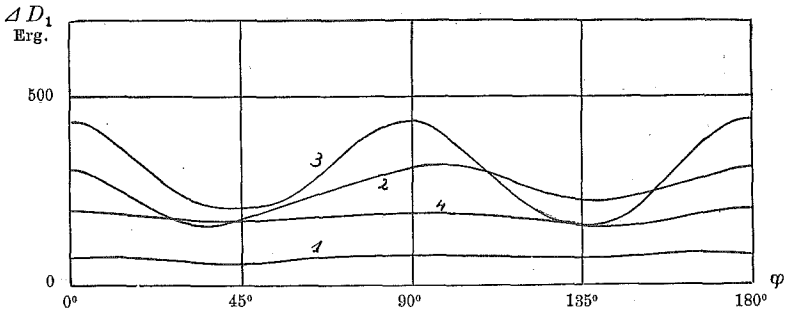


Fig. 30: Platte V_2 ; $\Delta D_1(\varphi)$.

- | | |
|-------------------|--------------------|
| 1: $H = 71$ Gauss | 2: $H = 111$ Gauss |
| 3: $H = 189$ " | 4: $H = 392$ " |

einige Werte von H in Funktion von φ , wobei wieder die Azimute 0° und 90° die Richtungen der 4-zähligen Achsen sind. Bei 71 Gauss sind die verschiedenen Achsen in der Kurve noch nicht deutlich zu erkennen; diese entfernt sich nicht merkbar von ihrem Mittelwerte von ungefähr 70 Erg. (Die gemessene Grösse ist als Differenz von

zwei Drehmomenten oder als Ableitung einer Arbeit nach einem Bogen wieder ein Drehmoment, ihre Einheit somit das Erg, resp. das Erg pro Bogeneinheit.) Schon bei 111 Gauss treten indessen bei den 4-zähligen Achsen sehr deutliche Maxima, bei den 2-zähligen Minima auf, welche Erscheinung sich bei 189 Gauss noch verstärkt. Der Mittelwert ist dort auf 300–350 Erg gestiegen. Die kleinen Abweichungen von der regulären Symmetrie sind nicht bedeutend und klein im Verhältnis zur Fehlergrenze. Bei 392 Gauss ist die Amplitude der Kurve wieder stark gesunken, ebenso ihr Mittelwert, und bei höheren Feldern verdecken die Beobachtungsfehler bald die ganze Erscheinung. Immerhin ist bei 595 Gauss noch ein Mittelwert von etwa 150 Erg, bei 798 Gauss noch ein solcher von etwa 100 Erg zu erkennen, während das maximale Drehmoment dort aber schon auf 20 000 Erg angewachsen ist und, was besonders ins Gewicht fällt, in den Achsenrichtungen $\frac{\partial D_1}{\partial \varphi}$ sehr gross geworden ist. — Bei der Platte V_6 , deren σ -Kurven früher als besonders unregelmässig wiedergegeben wurden, ist zwar der Mittelwert für 189 Gauss und 392 Gauss etwas höher als bei der Platte V_2 , allein es lassen sich dort keine besonderen Unsymmetrien erkennen.

Die Figur 31 enthält die gleichen Kurven für die Rhombendodekaederplatte VII_1 , wo wie früher die Richtung 0° die 4-zählige Achse, 90° die 2-zählige darstellt. Diese Platte weist in erster Linie durchwegs eine stärkere Hysterisis auf als die Platte V_2 , und zudem

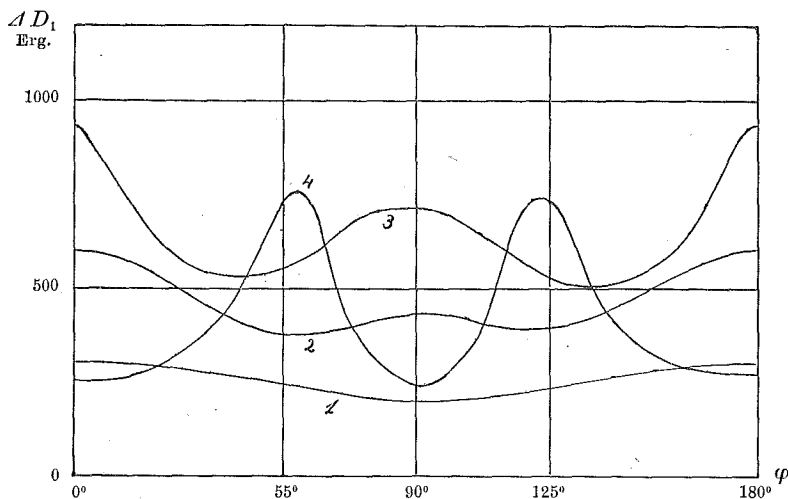


Fig. 31: Platte VII_1 ; $\Delta D_1(\varphi)$.

1: $H = 71$ Gauss	2: $H = 111$ Gauss
3: $H = 189$ „	4: $H = 392$ „

werden hier auch die Unterschiede zwischen den einzelnen Richtungen grösser; immerhin liefert auch hier das Feld 189 Gauss den höchsten Mittelwert. — Für die kleineren H ist die Hysteresis am stärksten in der Richtung der 4-zähligen Achse, dann folgt die 2-zählige, und schliesslich als Minima die beiden 3-zähligen. Das Auffallende ist hier aber, dass die Kurven in den mittleren Feldern wieder eine Inversion aufweisen, indem bei 392 Gauss plötzlich die beiden 3-zähligen Achsen Maxima darstellen, während die 4-zählige und die 2-zählige ungefähr gleich grosse Minima geworden sind. Die gleiche Form ist noch, wenn auch nicht mehr so sauber, bei 595 Gauss und 798 Gauss zu erkennen; die Mittelwerte sind dort ungefähr 200 resp. 100 Erg. Dieselbe Erscheinung findet sich auch bei den übrigen gleichorientierten Platten, wobei sich die Unregelmässigkeiten von σ nicht immer in den Hysteresiskurven wiederfinden.

Endlich zeigt die Figur 32, dass auch in der Oktaederplatte VIII₁,

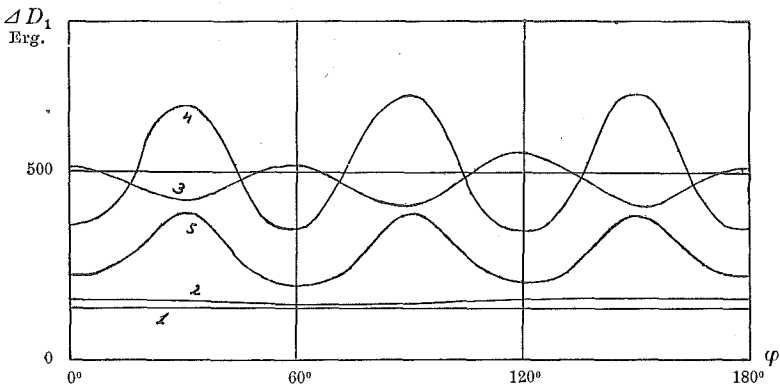


Fig. 32: Platte VIII₁; $\Delta D_1(\varphi)$.

- 1 : $H = 71$ Gauss 2 : $H = 111$ Gauss 3 : $H = 189$ Gauss
 4 : $H = 392$ Gauss 5 : $H = 595$ Gauss

die Inversion auftritt, wo es zwar nach dem Verhalten von σ_p viel eher zu erwarten war als bei der Rhombendodekaederplatte. Das Feld, in welchem sie eintritt, liegt ebenfalls zwischen 189 und 392 Gauss, während die Inversion der σ_p -Kurve dies erst oberhalb 392 Gauss tut. Die Richtungen der 2-zähligen Achsen sind zuerst Maxima, dann Minima der Hysteresis. Die Mittelwerte der Kurven steigen mit H etwas langsamer als in den Figuren 30 und 31, indem sie ihren grössten Wert etwa 100 Gauss später erreichen, nehmen aber nachher wieder in gleicher Weise mit wachsendem H ab; so wurde für 798 Gauss ungefähr 150 Erg, für 1110 Gauss etwa 70 Erg gefunden.

Es seien schliesslich noch einige Gruppen der hierher gehörenden Zahlen wiedergegeben:

ΔD_1 für die Platte V_2 (Würfelfläche):

φ	$H = 71$	111	189	392	595	798
1,3°	75	200	435	320	170	130
11,3°	80	190	375	220	190	110
21,3°	75	175	300	210	150	90
31,3°	60	180	275	160	80	30
41,3°	65	165	215	120	90	40
51,3°	60	175	200	210	170	80
61,3°	75	175	240	250	170	100
71,3°	80	185	355	260	180	90
81,3°	75	185	415	290	170	150
91,3°	75	190	440	320	170	110
101,3°	80	190	375	320	220	130
111,3°	75	185	280	260	110	80
121,3°	75	175	215	270	130	90
131,3°	75	165	165	230	260	20
141,3°	75	155	185	230	140	120
151,3°	80	160	215	240	160	100
161,3°	90	180	325	270	150	90
171,3°	75	190	415	290	150	120

ΔD_1 für die Platte VII_1 (Rhombendodekaederfläche):

φ	$H = 71$	111	189	392	595
8,4°	295	600	810	250	190
18,4°	290	550	655	330	170
28,4°	270	500	570	330	170
38,4°	255	435	540	420	180
48,4°	260	390	545	620	160
58,4°	245	375	560	770	310
68,4°	235	385	630	550	230
78,4°	215	415	725	320	160
88,4°	205	430	630	250	170
98,4°	215	430	665	270	30
108,4°	215	410	675	410	140
118,4°	225	395	560	730	200
128,4°	235	405	520	690	160
138,4°	260	425	505	430	200
148,4°	265	475	530	330	210
158,4°	280	530	600	290	280
168,4°	295	570	750	300	230
178,0°	305	600	935	280	190

ΔD_1 für die Platte VIII₁ (Oktaederfläche):

φ	$H = 71$	111	189	392	595	798
4,5°	135	155	510	355	220	135
14,5°	135	155	470	400	245	135
24,5°	140	155	430	655	350	160
34,5°	140	145	430	675	385	190
44,5°	135	135	470	465	270	160
54,5°	145	145	515	360	200	130
64,5°	135	140	505	335	210	120
74,5°	135	140	450	545	235	125
84,5°	130	150	420	690	350	160
94,5°	130	155	420	690	380	175
104,5°	140	155	465	450	265	150
114,5°	140	160	550	350	215	135
124,5°	140	160	535	330	205	135
134,5°	150	160	495	455	245	135
144,5°	140	170	435	690	370	150
154,5°	140	160	410	680	370	160
164,5°	145	160	455	465	255	135
174,5°	145	160	500	350	230	115

Die gefundenen Resultate lassen sich am leichtesten mit den von Quittner am Magnetit beobachteten vergleichen. In den Würfelplatten findet er auch Maxima der Hysteresis in den Richtungen der 4-zähligen Achsen. Wie beim Eisen treten sie aber bei den kleineren Feldern noch nicht auf, weisen jedoch später relativ stärkere Unterschiede zwischen den einzelnen Richtungen auf. Im Gegensatz zum Eisen wachsen dort die Mittelwerte der Kurven mit zunehmendem H beständig und scheinen einem gewissen maximalen Wert zuzustreben. — In den Oktaederplatten stimmen in den kleineren Feldern die Resultate für Magnetit qualitativ ebenfalls mit denen für Eisen überein; nach anfänglicher Zunahme verringert sich aber beim Magnetit in den mittleren Feldern der Mittelwert der Kurve bis zu dem H , für welches die Inversion auftritt, um nachher wieder zu wachsen.

Die Eigenschaften des Pyrrhotins sind auch mit Bezug auf die Hysteresis wesentlich von denen des Eisens verschieden; ihre Hauptmerkmale sind die, dass die Hysteresis in der Richtung der leichten Magnetisierbarkeit immer Null ist und in ihrem Mittelwert von den kleinsten verwendeten Feldern an mit wachsendem H abnimmt.

III. Kristallographisches.

1. Die Neumann'schen Linien.

Die Eisenkristalle¹⁾ gehören der holoedrischen Abteilung des regulären Systems an. Besonders in porös erstarrtem Roheisen finden sie sich als kleine Oktaeder, die nach den 4-zähligen Achsen aneinander gereiht sind. Die Flächen grösster Spaltbarkeit sind die Würfflächen, wie das besonders deutlich bei manchen Meteoreisen nachweisbar ist. Bei den mir zur Verfügung gestellten Eisenstücken wäre die äussere Form der Kristalle nur schwer zu bestimmen ge-

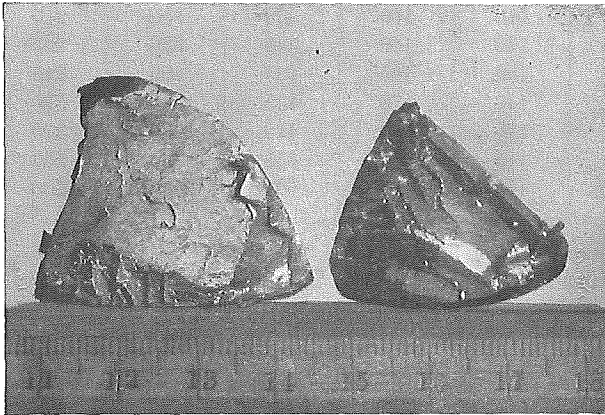


Fig. 33: Bruchflächen von Eisenkristallen.

wesen, da sie zum grössten Teil durch die Wand des Schmelztiegels und die keineswegs regelmässig gelagerten Einsprengsel und Nachbarkristalle bestimmt war. Dagegen erwiesen sich die Bruchflächen leicht als Würfflächen aus den oft ziemlich zahlreichen Kanten, die an ihnen auftraten. Die Figur 33 gibt eine Photographie von zwei Bruchflächen des Schmelzstückes wieder, aus dem die Platten V gewonnen wurden; sie zeigt, dass die Schmelzen Kristalle von über 2 cm Ausdehnung enthalten, und man erkennt auch leicht eine Anzahl senkrecht zueinander stehender Flächenstücke.

Soweit eine vorläufige Orientierung nicht schon durch irgendeine blossgelegte Würfelkante möglich war, wurde sie mit Hilfe der Schlagfiguren vorgenommen, welche durch Einpressen einer Stahl-

¹⁾ Groth, Physikalische Kristallographie.

nadel in die Bruchfläche hergestellt wurden. Die Nadel war auf einem eigens hiezu konstruierten kleinen Gestell bequem montiert. Es entsteht dabei um das kleine Loch, das die Nadel erzeugt, ein rechtwinkliges Kreuz, dessen Arme in die Richtungen der 2-zähligen Achsen fallen. Mikrophotographien von solchen finden sich in einer Arbeit von Osmond und Cartaud ¹⁾, auf die im folgenden mehrfach Bezug genommen wird. Diese Figuren sind aber zu klein, um auf

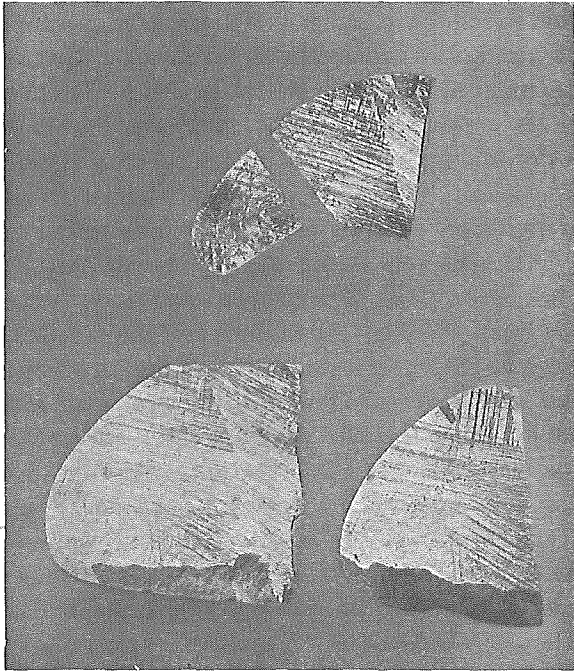


Fig. 34: Die Platten V, geätzt (Würfelflächen).

einfache Weise eine Festlegung der Achsenrichtungen in grösserem Masstabe zu gestatten.

Um weitere Aufschlüsse zu erlangen, wurde daher die Bruchfläche und ihre Umgebung poliert und mit verdünnter Salpetersäure geätzt. Dadurch traten zunächst die Umrisse der einzelnen Kristalle sehr deutlich zutage, wie dies besonders in Figur 34 schön sichtbar ist, indem diese verschiedenen Glanz annehmen. Daneben erschienen

¹⁾ F. Osmond and G. Cartaud, Journal of the Iron and Steel Institute, No. III, for 1906.

aber auf den Würfelflächen auch die Neumann'schen Linien, die in der gleichen Figur äusserst zahlreich zu sehen sind. Sie haben nach Osmond eine sehr geringe, aber bestimmte Dicke und wurden von ihm als durch mechanische Einwirkung entstandene Zwillinge oder Einsprengsel betrachtet. Die Richtungen, die sie einnehmen können, sind in der Würfelfläche die der Diagonalen und die der Verbindungsgeraden der Ecken mit den Mitten der nicht anliegenden Seiten. Ihre gegenseitige Lage wurde an dem Kristall V speziell untersucht, und zwar mit Hilfe von drei Platten, die aus demselben im Abstand von 1,5—2 mm parallel zur gleichen Würfelfläche geschnitten wurden. Die Figur 34 stellt diese ungefähr in natürlicher Grösse dar. Dabei ist die Platte links unten die mittlere. In den beiden unteren Platten erkennt man im unteren Teil an der dunkleren Färbung einen recht grossen, an der Platte rechts unten am oberen Rand und an der oberen Platte rechts oben je noch einen kleinen fremden Kristall. An der oberen Platte und an der Platte links unten ist ferner auf der rechten Seite eine vom Hauptstück etwas verschiedene dreieckige Region zu erkennen. Die Bruchfläche war hier ursprünglich um einen ganz kleinen Winkel gegen die des Hauptteiles geneigt, bei der Bearbeitung wurden aber beide Teile auf die Richtung der letzteren abgefeilt. An der Begrenzungsfläche des Schmelzstückes, die sich an die Wand des Tiegels anschloss (ungefähr senkrecht zur Bruchfläche; an den Platten der Figur 34 entspricht ihr der Rand oben und rechts), waren indessen die beiden Stücke nach der Äzung nicht voneinander zu unterscheiden, so dass man es wahrscheinlich hier mit zwei etwas verdrehten Teilen eines und desselben Kristalls zu tun hat, eine Vorstellung, die nach dem folgenden nicht unhaltbar erscheint. Die sehr zahlreichen Neumann'schen Linien zeigen über die ganze Fläche hin eine recht unregelmässige Verteilung. Die verschiedenen Systeme derselben treten an verschiedenen Stellen des Kristalls in verschiedener Stärke auf und schneiden sich mehrfach. Daneben gibt es auch ganz linienarme Regionen. Die gleichen Liniengruppen sind oft nicht in jeder der drei Platten, oder wenigstens nicht in derselben Stärke vertreten. In der oberen Platte weist ungefähr in der Mitte das Hauptsystem zudem einen deutlichen Knick auf. — Die Winkelmessungen ergaben folgende Resultate: Platte links unten (mittlere Platte): Als Ausgangsrichtung wurde die der Hauptgruppe gewählt, die in der Mitte der Platte leicht nach links ansteigend verläuft. Die andern Gruppen bilden mit ihr die Winkel (Drehsinn des Uhrzeigers):

- 15° 20': kleine Gruppe links unten.
- 16° 40': " " " Mitte.
- 17° 0': starke " unten "
- 68° 40': kleine " links unten und links Mitte.
- 69° 0': " " unten Mitte.
- 81° 40': starke " oben "
- 94° 0': kleine " unten "
- 102° 20': " " links "
- 158° 20': " " " "
- 159° 0': " " rechts unten.

Platte rechts unten, ausgehend von der gleichen Liniengruppe:

- 2° 20': Teile der Hauptgruppe gegen den linken Rand hin.
- 20° 0': starke Gruppe rechts unten bis Mitte.
- 75° 0': kleine " unten Mitte.
- 88° 20': starke " rechts oben.
- 161° 0': kleine " " unten.

Obere Platte, grösseres Stück, gleiche Ausgangsrichtung (Gruppe in der Mitte der Platte):

- 87° 0': starke Gruppe oben Mitte.
- 177° 20': Hauptgruppe links des Knicks.

Obere Platte, kleineres Stück, gleiche Ausgangsrichtung:

- 15° 40':
 - 69° 0':
 - 92° 0':
 - 106° 0':
 - 157° 0':
- } alles kleine Gruppen.

Nimmt man an, die als Hauptrichtung gewählte sei die einer Flächendiagonale des Würfels, so sollten die andern Liniengruppen mit ihr die Winkel bilden: 18° 26', 71° 34', 90°, 108° 26', 161° 34', 180°, welche in der Figur 35 (siehe S. 178) durch längere Striche markiert sind, während für die wirklich beobachteten kürzere Verwendung fanden. Die Tatsache, dass alle diese theoretischen Winkel mit einer gewissen Annäherung vertreten sind, bestätigt diese Annahme. Die Abweichungen sind aber nicht gering und lassen darauf schliessen, dass die Struktur des Kristalls keineswegs in allen Details die theoretische ist. Besonders die Knicke in den Linien und der Umstand, dass sich zwei starke Liniengruppen unter einem Winkel von 81° 40' schneiden, sind durch keine Unregelmässigkeiten erklärlich, die sich

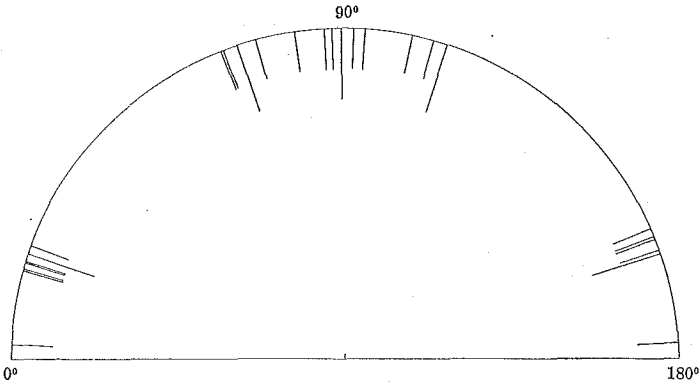


Fig. 35.

im Glanz der Fläche oder in ihrer Struktur beim Bruch hätten erkennen lassen. Es ist auch auffallend, dass die gleichen Liniengruppen nicht einmal in allen Platten die gleichen Winkel miteinander bilden, und zwar sind die Abweichungen beträchtlich grösser als die Fehlergrenze bei ihrer Messung. So bildet eine starke Gruppe mit der Hauptgruppe in der oberen Platte den Winkel $87^{\circ} 0'$, in der Platte rechts unten den Winkel $88^{\circ} 20'$ und in der dazwischen liegenden Platte links unten den Winkel $81^{\circ} 40'$. Ferner sind die gegen die linken Ränder der Platten hin gelegenen geknickten Teile der Hauptgruppe das eine Mal nach oben ($2^{\circ} 20'$), das andere Mal nach unten abgebogen ($177^{\circ} 20'$). Man kommt dadurch auf den Eindruck, der Kristall habe während oder nach der Entstehung der Neumann'schen Schichten starke mechanische Deformationen erlitten.

Osmond nimmt in seiner oben angeführten Arbeit über die Kristallographie des Eisens die ursprünglich von Tschermak auf Grund der überhaupt möglichen Neumann'schen Linien aufgestellte Hypothese an, nach welcher die Schichten, welche diese Linien bilden, Zwillingkristallen angehören, die gleich wie die Zwillinge des Flussspates gebildet sind. Dabei ist die Zwillingsebene eine Oktaederfläche. Tschermak ging aber noch weiter, indem er annahm, dass nun die Flächen des Zwillingwürfels zugleich auch die Verwachsungsebenen seien, längs welchen sich die Kristalle berühren. Diese Hypothese ist aber durch Beobachtungen widerlegt worden, welche erwiesen, dass die auf verschiedenen Würfelflächen tatsächlich vorkommenden Linienkombinationen nicht in diese Flächen hineinpassen. Osmond entschied sich daher für die Auffassung von Linck, welcher den ersten Teil der Tschermak'schen Annahme beibehielt, aber als Verwachsungsebene eine solche annahm, die parallel zu einer Körper-

diagonale (Zwillingsachse) und einer dazu windschiefen Flächen-diagonale (für beide Würfel parallel) verläuft. Die gegenseitige Lage von zwei Würfeln, die sich wie Flusspat-Zwillinge zueinander verhalten, ist in Figur 36 dargestellt, wo die Flächen des einen

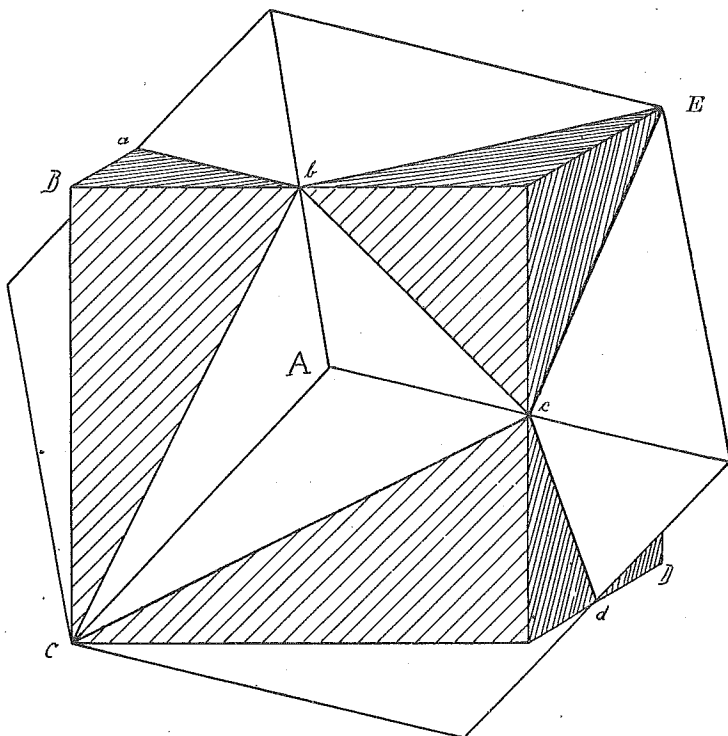


Fig. 36.

Würfels schraffiert sind, und die Zwillingsene mit $abcd$, und die Verwachsungsebene mit CcE bezeichnet ist.

Osmond hat schliesslich gezeigt, dass eine solche Zwillingsbildung ziemlich leicht als durch mechanische Einwirkung entstanden erklärt werden kann. Denkt man sich das Innere eines Würfels durch ein gewöhnliches kubisches Punktgitter ausgefüllt und die einzelnen Punkte durch Parallele zu den Würfelkanten verbunden, so erhält man für eine Diagonalebene (Rhombendodekaederfläche) ein Rechteck, das in ähnliche kleine Rechtecke unterteilt ist. Diese Diagonalebene ist aber auch eine solche für den Zwillingskristall. Die Schicht, die nach Linck von den Neumann'schen Linien eingenommen wird, verläuft in der genannten Schnittebene parallel

zur Diagonale, wie dies Figur 37 zeigt. Es wäre bei d ein Punkt des Raumgitters des ersten Würfels; er bildet mit den Punkten a und b , die beiden Würfeln angehören, ein rechtwinkliges Dreieck. An seiner Stelle hat man nun aber den Punkt d' des zweiten Würfels, der mit a und b ein zum ersten kongruentes Dreieck bildet. Die Punkte des einen Raumgitters gehen also durch eine einfache Verschiebung parallel zur Raumdiagonale des ersten Würfels (Zwillingsachse) in die des zweiten über, und diese Verschiebung kann als Wirkung irgendeines Druckes aufgefasst werden.

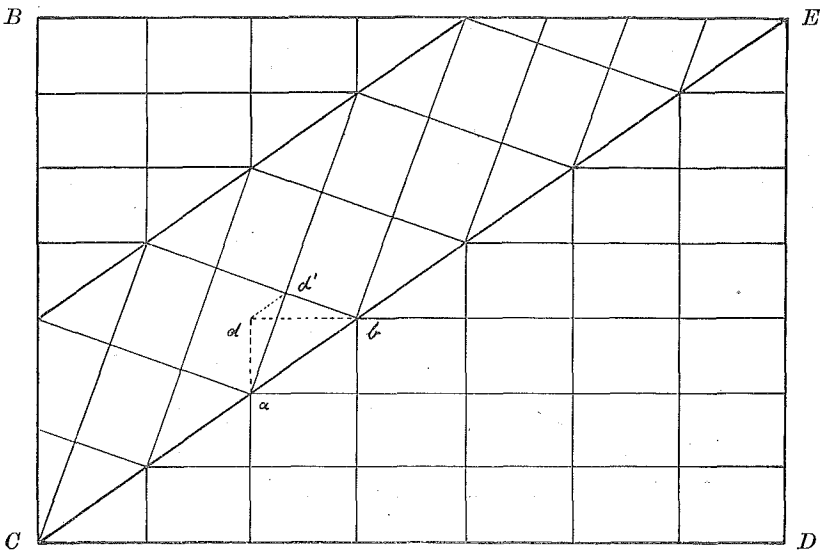


Fig. 37.

Um den Verlauf der Neumann'schen Linien auf mehreren Flächen des gleichen Würfels verfolgen zu können, wurde aus dem besonders günstigen Kristall V, ausgehend von der Bruchfläche und der als Seitendiagonalen erkannten Gruppe von Neumann'schen Linien, noch zwei anstossende Seiten des gleichen Würfels herausgesägt und geätzt. Man erhielt so mit ordentlicher Genauigkeit die Würfecke, deren Photographie die Figur 38 (nebenstehend) wiedergibt. Die Fläche links ist dabei das kleinere Stück der oberen Platte in Figur 34. Die Details der beiden anderen Flächen sind aus Figur 39 (nebenstehend) ersichtlich, wo die Fläche, die in Figur 38 rechts oben ist, wieder oben, die Fläche rechts unten der Figur 38 wieder unten ist. Die auf der Fläche links am besten sichtbaren Linien gehören der bei den Winkelmessungen als Normalrichtung angenommenen Seitendiagonale an. Die Schichten, zu denen

sie gehören, bilden die Hauptgruppen der Neumann'schen Linien der beiden andern Flächen. Diese bilden in ihren Ebenen mit den Kanten, die an die ursprüngliche Bruchfläche stossen (Fläche links), Winkel, die offenbar dem theoretischen Wert $26^{\circ} 34'$ entsprechen, so dass durch alle drei Richtungen eine Ebene gelegt werden kann. Diese ist im Würfel so gelegen, dass sie eine Seitendiagonale und die Mitte der einen dazu senkrechten und windschiefen Würfelkante enthält. Tatsächlich ist das nichts anderes als die Ebene, längs welcher sich nach der Linck'schen Hypothese die beiden Zwillingskristalle berühren sollen. Die freigelegte Würfecke hat also zur Verwachsungsebene die gleiche Lage wie die Ecke *A* in Figur 36.

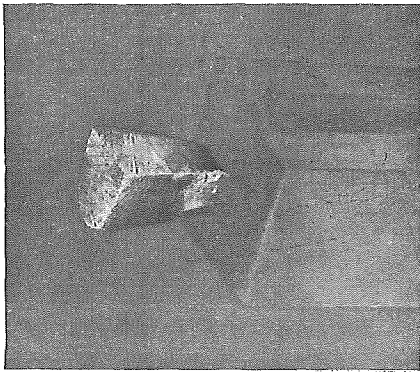


Fig. 38: Die Würfecke *V*, geätzt.

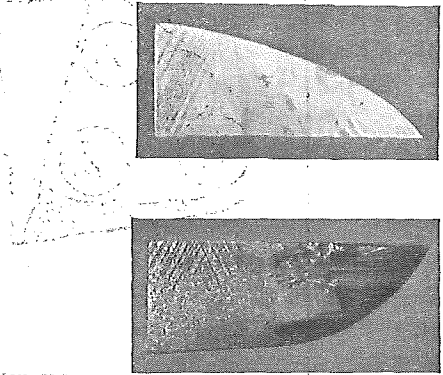


Fig. 39: 2 Seiten der Würfecke *V* (Platten V_3 und V_4).

Die Erscheinung der Neumann'schen Linien war zu dem Zwecke näher untersucht worden, um eventuell Anhaltspunkte über die Ursachen der verschiedenen beobachteten Unregelmässigkeiten bei der Magnetisierung zu bekommen. Aus den drei parallelen Platten *V* (Fig. 35) wurden daher 10 Plättchen für die Messungen geschnitten, deren Lage und Nummern aus der Figur 40 (siehe S. 182) ersichtlich sind. Die Platte V_5 ist parallel zu V_2 und direkt hinter derselben (also auf der andern Seite von V_2 als V_6) geschnitten, V_3 aus der Fläche rechts oben, und V_4 aus der Fläche rechts unten der in Figur 38 abgebildeten Würfecke. V_2 und V_5 liegen somit in dem von V_3 und V_4 gebildeten Winkelraum.

Die Resultate sollen so dargestellt werden, dass von den 2-zähligen Achsen, die in den grossen Platten enthalten sind, die mit *n* bezeichnet wird, welche parallel zur Hauptgruppe der Neumann'schen

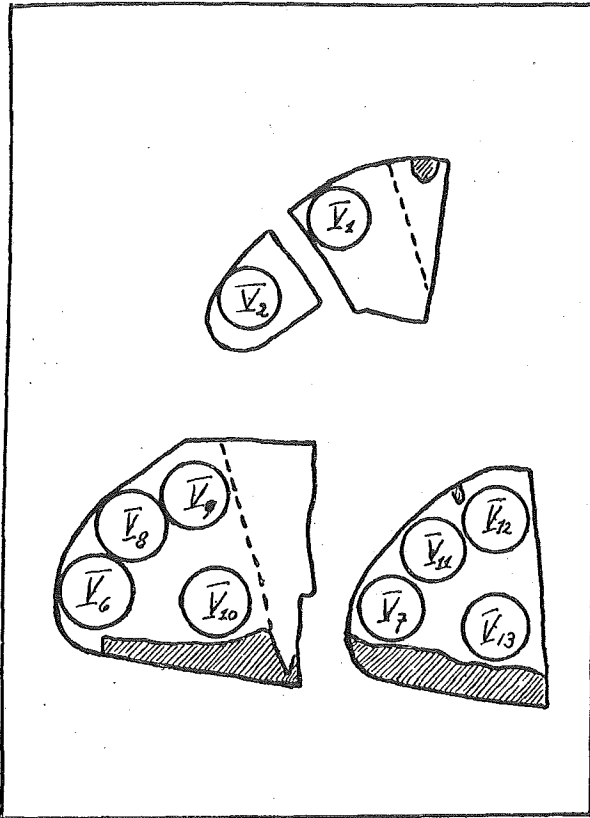


Fig. 40.

Linien verläuft, die andere mit m . a soll diejenige 4-zählige Achse sein, die mit n einen Winkel von 45° im Sinne des Uhrzeigers bildet, b die andere. Die Platten V_3 und V_4 enthalten dann eine dritte 4-zählige Achse c und je zwei weitere 2-zählige Achsen r, s und v, w . Die folgende Tabelle enthält die Zahlenwerte für Π_2 für die Sättigung, die schon zur Berechnung von A verwendet wurden, in einer Anordnung, die diesem neuen Gesichtspunkt entspricht (nebenstehende Tabelle).

Es sind hier jeweils übereinanderliegende Platten zusammengestellt. Überall wurde die Achse a (mit Ausnahme von Platte V_4 , wo diese gar nicht vorkommt) als Nullpunkt von Π_2 angenommen, um den Vergleich der Platten zu erleichtern. Die Bruchfläche des Stückes lag zwischen der oberen Platte und der unten links in Figur 34, so dass die Orientierung der Platte unten rechts, der die

Platte	Π_2			
	a	b	n	m
V_3	0	($c = 4080$)	($r = 14510$)	($s = 15680$)
V_4	($c = 0$)	1560	($v = 14420$)	($w = 13550$)
V_5	0	3650	14790	15280
V_2	0	740	12770	14390
V_6	0	- 1010	10700	15120
V_7	0	1750	14590	13580
V_{10}	0	- 610	14070	10640
V_{13}	0	- 480	12610	13260
V_1	0	- 3310	12080	11260
V_8	0	- 230	11130	16130
V_{11}	0	1770	14990	13000
V_9	0	1950	13320	14750
V_{12}	0	- 1240	11970	13120

Stücke $V_7, V_{11}, V_{12}, V_{13}$ entnommen sind (siehe Figur 40), weniger sicher sein könnte als die der beiden andern.

Vergleicht man diese Zusammenstellung mit der Verteilung der Neumann'schen Linien in Figur 34, so findet man gar keinen Zusammenhang zwischen den Unregelmässigkeiten der Magnetisierungsenergie und ihnen heraus. Eine gewisse Übereinstimmung müsste z. B. bei den Platten V_1, V_8, V_{11} erkennbar sein, welche alle in der Gegend liegen, wo das Hauptsystem der Linien stark vorherrscht. Die Übereinstimmung des Unterschiedes in den beiden 2-zähligen Achsen für die übereinanderliegenden Platten V_9 und V_{12} scheint daher eher zufällig zu sein, besonders da die 4-zähligen Achsen wieder gar nicht stimmen. Von den vier übereinanderliegenden Platten V_5, V_2, V_6, V_7 stimmen allerdings die Vorzeichen der Unterschiede in den 4-zähligen Achsen dreimal, ebenso in den 2-zähligen Achsen, doch ist das eine Mal das abweichende Stück V_6 , das andere Mal V_7 . Eine gewisse Übereinstimmung der Platten untereinander lässt sich ferner bei den 4-zähligen Achsen der Stücke V_3, V_4, V_5, V_2 erkennen, wo Π_2 durchwegs am kleinsten zu sein scheint für a , grösser für b und am grössten für c , doch zeigen sich in den Differenzen selbst sehr starke Unterschiede. — Auch die Stücke, die aus den gleichen Platten stammen, zeigen keine Übereinstimmung untereinander, so dass eine mögliche ungenaue Orientierung der ganzen Platten ebenfalls als Ursache der Unregelmässigkeiten nicht in Betracht kommt.

Es ist somit nicht anzunehmen, dass das ungleichmässige Auftreten der Neumann'schen Linien und die Abweichungen der Magnetisierungsgrössen von der regulären Symmetrie in direktem Zusammenhang stehen, doch zeigt die erste Erscheinung, dass vielleicht schon während der Entstehung der Kristalle wahrscheinlich mechanische Kräfte in den einzelnen Teilen eines ausgedehnten Kristalls sehr verschiedene Zwillingsbildungen hervorrufen können, und so eine gewisse Inhomogenität des Materials erzeugen. Dadurch wird aber die Möglichkeit des Auftretens weiterer Inhomogenitäten, auf die die Unterschiede in der Magnetisierung zurückzuführen wären, bedeutend weniger befremdend gemacht, besonders wenn man noch bedenkt, dass die Unregelmässigkeiten in den Winkeln der Neumann'schen Linien möglicherweise durch ähnliche Störungen bedingt sein können. Daneben lassen die verschiedenen Werte, die für die Sättigungsintensität gefunden wurden, noch den Gedanken an eine ungleichmässige Verteilung von Verunreinigungen zu, die hier allenfalls auch eine Rolle spielen könnte.

2. Das Pyrrhotinschema.

Nach dem schönen Erfolg, den Weiss mit seiner Schematisierung des Pyrrhotins gehabt hat, liegt es nahe, etwas Ähnliches für das Eisen zu versuchen. Man stösst dabei aber sofort auf die Schwierigkeit, dass man in jeder einfach orientierten Platte nicht nur zwei zueinander senkrechte bevorzugte Richtungen hat wie beim schematisierten Pyrrhotin, dass also eine Zerlegung von H oder σ immer in mindestens drei Komponenten erfolgen müsste, was aber nicht mehr eindeutig durchführbar ist.

Dagegen schien es nicht von Anfang an aussichtslos, den regulären Eisenkristall durch Superposition von rhombischen Pyrrhotinkristallen aufzubauen, wie dies bei den scheinbar hexagonalen Pyrrhotinen gelungen ist. Für sehr grosse Felder bekommt aber die Kurve der D in der magnetischen Ebene beim Pyrrhotin auch ungefähr Sinusform mit einem Maximum von H_2 in der Richtung der schweren Magnetisierbarkeit und einem Minimum in der Richtung der leichten. In einer Würfelfläche hätte also das eine Pyrrhotinelement des so zusammengesetzten Eisenkristalles z. B. in der Richtung der einen 4-zähligen Achse das Maximum von H_2 , das andere das Minimum; die Kurven würden sich somit für alle Azimute gerade aufheben. Die D -Kurven müssten eine mit wachsendem H abnehmende Amplitude aufweisen, während sie beim Eisen, wie die Versuche ergeben haben, einem Maximum zustreben (siehe Figur 19).

Erscheint demnach ein Aufbau der Eisenkristalle aus Elementen nach dem Pyrrhotinschema als endgültig ausgeschlossen, so bietet doch die folgende Überlegung, trotzdem ihr also ein unmittelbarer praktischer Wert abgeht, einiges Interesse.

Unter der Annahme, dass in eine Würfel­fläche eines Eisenkristalls die magnetischen Ebenen von zwei gleich stark vertretenen Pyrrhotin­elementen fielen, müsste in kleineren Feldern, wo die D -Kurven des Pyrrhotins noch stark von der Sinusform abweichen, allerdings auch beim Eisen eine Variation von D bemerkbar sein, wie die Figur 41

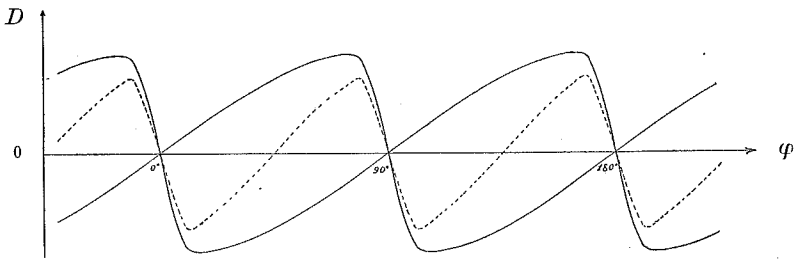


Fig. 41.

zeigt, wo die punktierte Kurve die Summe der beiden schematischen Pyrrhotinkurven (ganz ausgezogen), die um 90° gegeneinander verschoben sind, darstellt, also die D -Kurve des Eisens. Die Amplitude dieser Kurve würde mit wachsendem H schliesslich verschwinden. — Um einen bestimmten Fall vor sich zu haben, kann man offenbar die weitere Annahme machen, die Richtungen der extremen Magnetisierbarkeit der Pyrrhotinelemente fallen auf die 4-zähligen Achsen des Eisens; es wäre also dort, wo sich in Figur 41 die beiden Pyrrhotinkurven schneiden, je eine solche. Unter Verwendung dessen, was im Kapitel über die Magnetisierungsenergie ausgeführt wurde, und aus der Figur 41 erkennt man, dass bei einem so zusammengesetzten, scheinbar regulären Kristall in schwachen Feldern die Richtungen der 4-zähligen Achsen gegenüber denen der 2-zähligen schwerer magnetisierbar sein müssten, dann aber eine Inversion aufwiesen, welche gestattete, dass für $H = \infty$ $\Pi_2 = 0$ würde für alle Azimute. Man hätte also in den Würfelplatten eine Erscheinung, wie sie für die Oktaederplatten des Eisens tatsächlich charakteristisch ist, wo die 2-zähligen Achsen gegen die Projektionen der 4-zähligen gerade die Rolle spielen, die ihnen unter der gemachten Annahme in der Würfelplatte gegen die 4-zähligen Achsen selbst zukäme.

Auch die Inversionen der Hysterese und ferner die Tatsache, dass die $\sigma_{(H)}$ -Kurven für die Achsenrichtungen in den Figuren 8 und 13 sich teilweise ohne grosse Willkür in ihren oberen Teilen — die unteren Teile können in den Einzelheiten durch die Form der Platten bestimmt sein — als aus geraden Stücken zusammengesetzt auffassen lassen, legen die Vermutung nahe, dass die untersuchten Eisenkristalle, und vielleicht auch die mit ihnen verwandten Magnetitkristalle, doch aus einfacheren Elementen zusammengesetzt sind; nur hat man dabei an Elemente zu denken, die nach einem andern als dem Pyrrhotinschema aufgebaut sind.

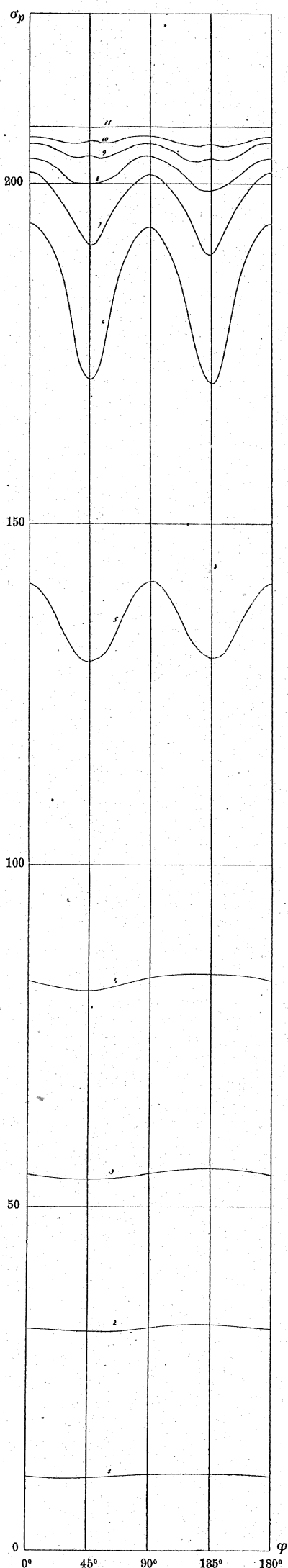


Fig. 2: Platte V₂; $\sigma_p(\varphi)$.

- | | |
|-------------------|--------------------|
| 1: $H = 17$ Gauss | 7: $H = 595$ Gauss |
| 2: $H = 44$ " | 8: $H = 798$ " |
| 3: $H = 71$ " | 9: $H = 1110$ " |
| 4: $H = 111$ " | 10: $H = 1527$ " |
| 5: $H = 189$ " | 11: $H = 4090$ " |
| 6: $H = 392$ " | |

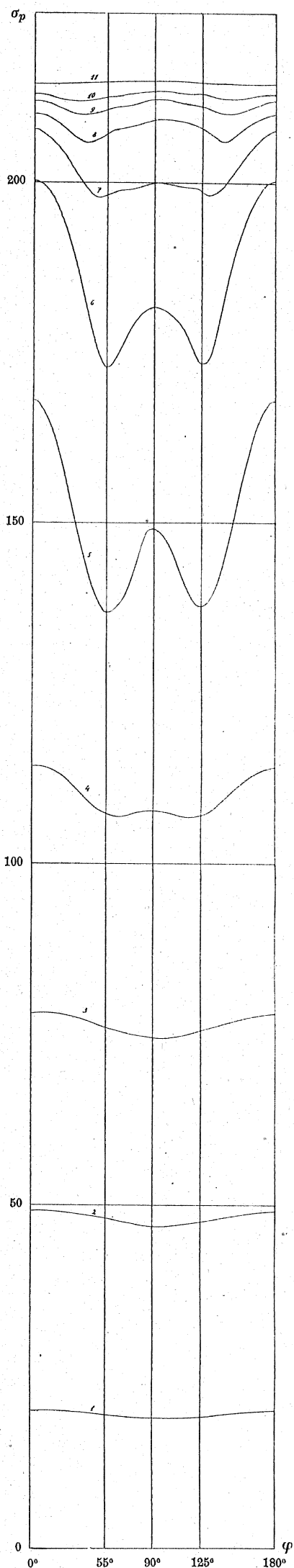


Fig. 9: Platte VII₁; $\sigma_p(\varphi)$.

- | | |
|-------------------|--------------------|
| 1: $H = 17$ Gauss | 7: $H = 595$ Gauss |
| 2: $H = 44$ " | 8: $H = 798$ " |
| 3: $H = 71$ " | 9: $H = 1110$ " |
| 4: $H = 111$ " | 10: $H = 1527$ " |
| 5: $H = 189$ " | 11: $H = 4090$ " |
| 6: $H = 392$ " | |

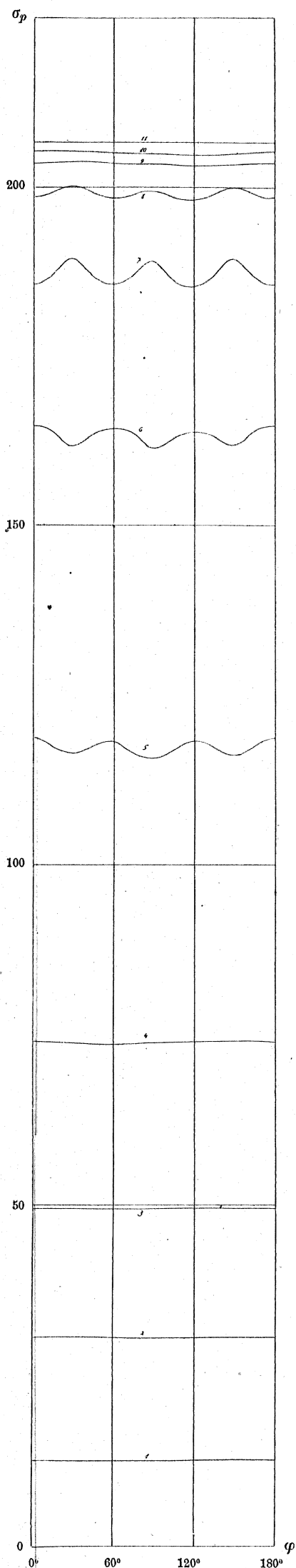


Fig. 14: Platte VIII₁; $\sigma_p(\varphi)$.

- | | |
|-------------------|--------------------|
| 1: $H = 17$ Gauss | 7: $H = 595$ Gauss |
| 2: $H = 44$ " | 8: $H = 798$ " |
| 3: $H = 71$ " | 9: $H = 1110$ " |
| 4: $H = 111$ " | 10: $H = 1527$ " |
| 5: $H = 189$ " | 11: $H = 4090$ " |
| 6: $H = 392$ " | |