

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG

1956

MÜNCHEN 1956

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Die Vergrößerung der magneto-optischen Kerrdrehung durch Aufdampfschichten

Von Waltraut Heinrich* in München

Mit 12 Abbildungen

Vorgelegt von Herrn Walther Gerlach am 1. Juni 1956

Die folgende Untersuchung ist nach einem von Herrn Privatdozent Dr. J. Kranz stammenden Vorschlag unter seiner Leitung durchgeführt.

Die Bittersche Methode zur Sichtbarmachung und Beobachtung von Weißschen Bereichen auf der Oberfläche eines ferromagnetischen Körpers versagt im allgemeinen bei höheren und tiefen Temperaturen oder schnell verlaufenden Vorgängen. Eine Beobachtungsmethode, die hier grundsätzlich anwendbar wäre, ist die mittels des magneto-optischen Kerreffekts [1] [2]. Die visuelle Beobachtung und die fotografische Registrierung sind jedoch sehr schwierig wegen der kleinen Kerrdrehung [3] von nur wenigen Minuten und der sehr geringen Kontraste. In dieser Arbeit wird gezeigt, daß sich sowohl Kerrdrehung als auch Kontrast vergrößern lassen, wenn die ferromagnetische Probe mit einer dielektrischen Schicht bedampft wird, welche bestimmte Interferenzbedingungen erfüllen muß. Man kann sich die Wirkung der Schicht zunächst so veranschaulichen:

Das einfallende linear polarisierte Licht wird mehrmals in der Schicht hin- und herreflektiert, wobei jedesmal bei der Reflexion an der magnetisierten Probenoberfläche die Schwingungsebene um den gleichen Betrag weitergedreht wird, so daß nach Durchgang durch den Analysator eine größere Aufhellung als nach einmaliger Reflexion eintritt.

Versuchsmethode

Die 5–6 mm dicken Proben wurden aus grobkristallinem siliциertem Eisen (3% Si) hergestellt. Sie wurden geschliffen und

* Dissertation der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität München, Juli 1956.

poliert, zuletzt zur Entfernung der Beilby-Schicht ca. $\frac{1}{2}$ -1 Stunde lang bei einem Druck von 10^{-4} mm Hg und ca. 900° C gegläht. Die Interferenzschichten aus SiO, ZnS und SiO-Al wurden bei einem Druck von $\leq 10^{-4}$ mm Hg aufgedampft. Ihre Dicke wurde während der Bedampfung photometrisch kontrolliert, die Bedampfung abgebrochen, sobald die gewünschte Dicke erreicht war.

Paralleles, linear polarisiertes Licht wird am Vertikalilluminator V teilweise auf die Probe gespiegelt und von dieser nach Durchgang durch den Analysator ins Mikroskop. Die Probenoberfläche wird auf den SEV abgebildet. Sein Lichtstrom wird von einem Galvanometer bei subjektiver Beobachtung gemessen. Der Analysator hat eine Kreisteilung mit Schraubenübersetzung. Übersetzungsverhältnis: 100 Skt Anal. = $43'$.

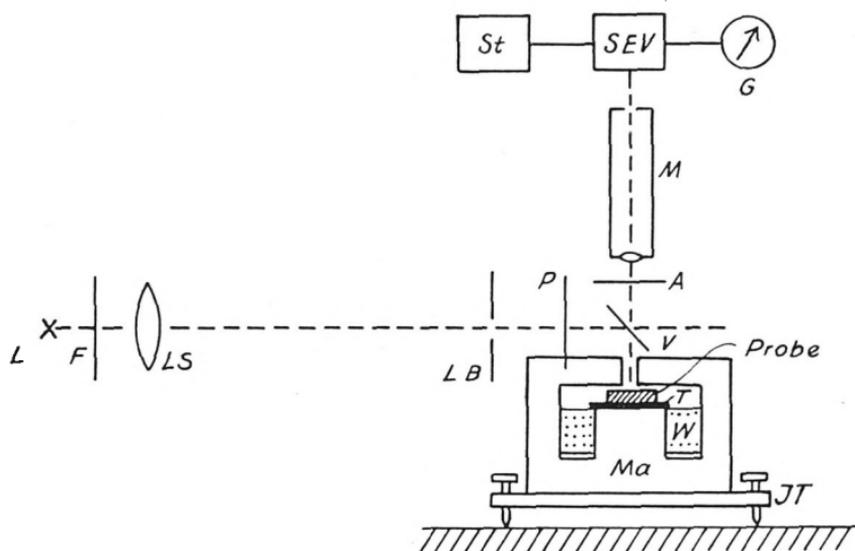


Abb. 1. Schematische Darstellung der Meßanordnung

L = Lichtquelle	Ma = Magnet
F = Filter	W = Windungen
LS = Linse	JT = Justiertisch
LB = Lochblende	M = Mikroskop
P = Polarisator	SEV = Sekundärelektronen-
A = Analysator	vervielfacher
V = Vertikalilluminator	St = Stabilisator
T = Trägerblech	G = Galvanometer

Die Lichtquelle war eine Hg-Höchstdrucklampe. Ihre Intensität war von Versuch zu Versuch etwas verschieden; innerhalb eines Versuches betragen die Intensitätsschwankungen im Mittel etwa $\pm 2\%$. Es wurde ausschließlich mit der grünen Hg-Linie $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ beobachtet.

Zur Vereinfachung der Untersuchungen wurde ausschließlich mit dem polaren Kerreffekt, senkrechter Inzidenz und Magnetisierung der Probe senkrecht zu ihrer Oberfläche gearbeitet. Hierbei beobachtet man keine Weißschen Bereiche; es wird vielmehr ein Kristall als Ganzes magnetisiert [4]. Die beiden antiparallelen Magnetisierungsrichtungen senkrecht zur Probenoberfläche werden künftig mit I, II bezeichnet.

Meßergebnisse

a) Zuerst wurde an verschiedenen Proben mit nichtpolarisiertem Licht das Reflexionsvermögen mit (b) und ohne (u) Beschichtung gemessen. $\frac{\rho u}{\rho b}$ ist das Verhältnis der Reflexionsvermögen. Die Messungen sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Bei der Berechnung der Kerrdrehungen wird auf sie zurückgegriffen werden.

Tabelle 1

Nr. der Probe	Oberfläche	Reflektierte Intensität (SktJ)	$\frac{\rho u}{\rho b}$
(3)	(u)	581	2,34
	(b), SiO min	248	
(5)	(u)	553	0,95
	(b), SiO max	582	
(8)	(u)	557	6,88
	(b), ZnS min	81	
(2)	(u)	545	8,39
	(b), (SiO-Al) min	65	

(u) = unbedampft, (b) = bedampft. min, max = die betreffende Schichtdicke lieferte ein Minimum (Maximum) der Reflexion. Die reflektierte Intensität wurde in Einheiten des Galvanometerausschlags gemessen.

b) Messung der doppelten Kerrdrehung (Minimumsdrehung) σ_{I-II} . Die Messung geht folgendermaßen vor sich: Der Analysator wird in die Nähe des Intensitätsminimums gebracht, d. h. mit dem Polarisator nahezu gekreuzt. Sodann wird ohne Magnetfeld und mit den Magnetisierungen I und II die reflektierte Intensität in Einheiten des Galvanometerausgangs (J) als Funktion des Analysatorwinkels σ in Einheiten Skalenteile der Analysatorschraube gemessen. Der Nullpunkt von σ war willkürlich gewählt, da ja nur Differenzen von σ interessieren. Man erhält die Kurven der Abb. 2.

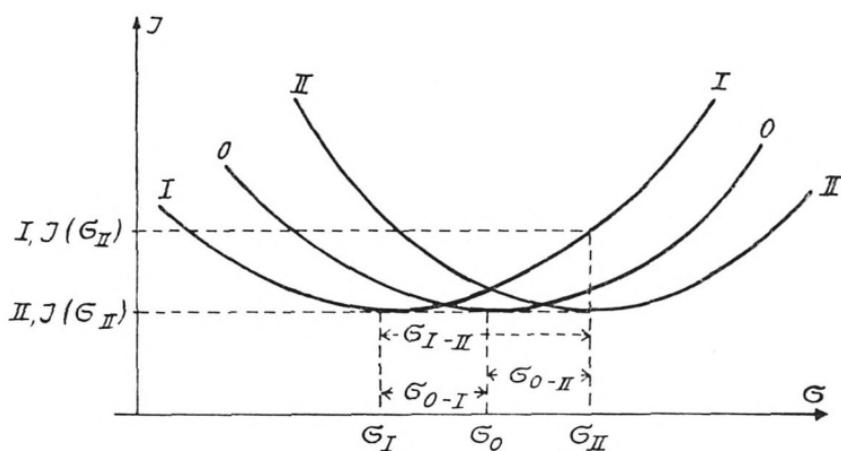


Abb. 2. Legende: 0, I, II = die im SEV gemessene Intensität als Funktion des Analysatorwinkels σ , jeweils ohne Magnetfeld bzw. mit Magnetfeld I und II. σ_0 , σ_I , σ_{II} = Analysatorstellungen, bei denen die im SEV gemessene Intensität ein Minimum war. $\sigma_{0-I} = \sigma_{0-II} = \frac{1}{2} \sigma_{I-II}$ = Kerrdrehung, gemessen in Skalenteilen des Analysators.

I, J (σ_{II}) bzw. II, J (σ_{II}) = die im Minimum der Kurve II gemessenen Intensitäten bei Magnetfeld I bzw. II.

Es wurden eine Anzahl von verschiedenen behandelten Proben vermessen. Bei einigen war ein Kristall z. T. beschichtet, z. T. unbeschichtet. Dadurch konnten die doppelten Kerrdrehungen unmittelbar verglichen werden. Die Abb. 3, 4, 5, 6, 7 geben für unbeschichtete, mit SiO auf Minimum beschichtete, mit ZnS

auf Minimum beschichtete, mit SiO-Al auf Minimum beschichtete und mit SiO auf Maximum der Reflexion beschichtete Proben je ein Beispiel. Die Ergebnisse für alle Proben sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

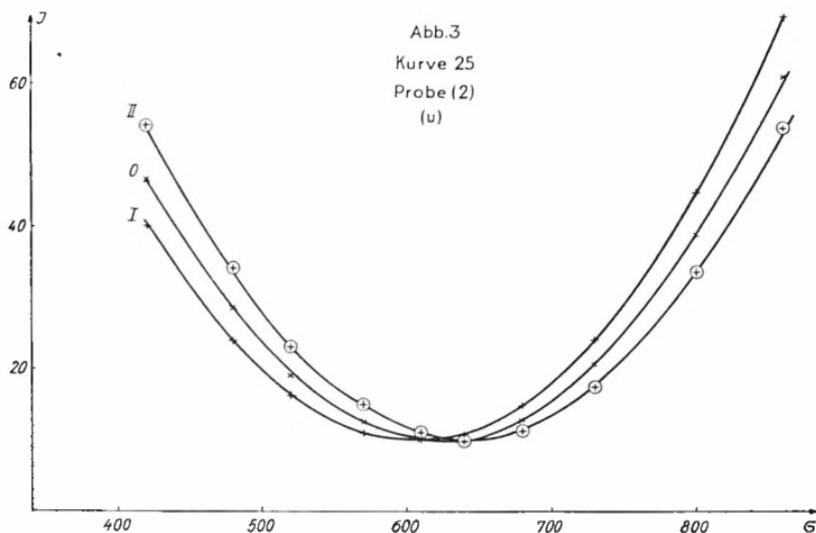


Abb. 3

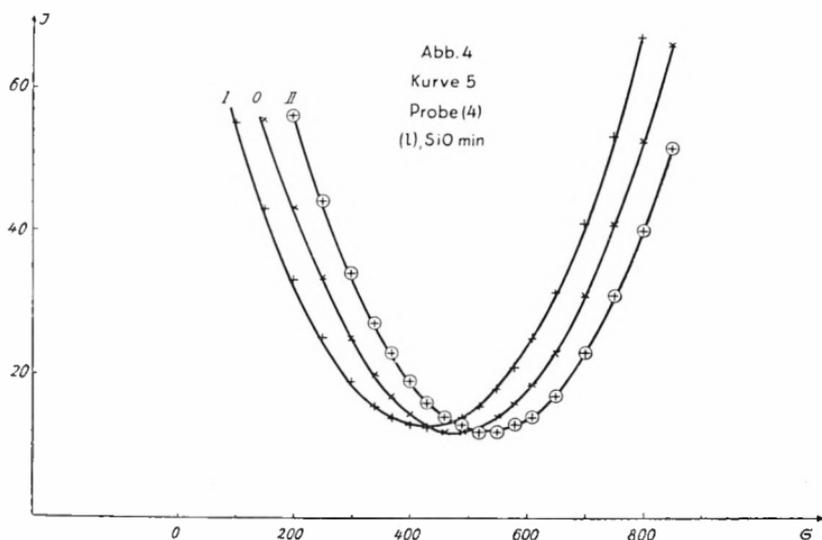


Abb. 4

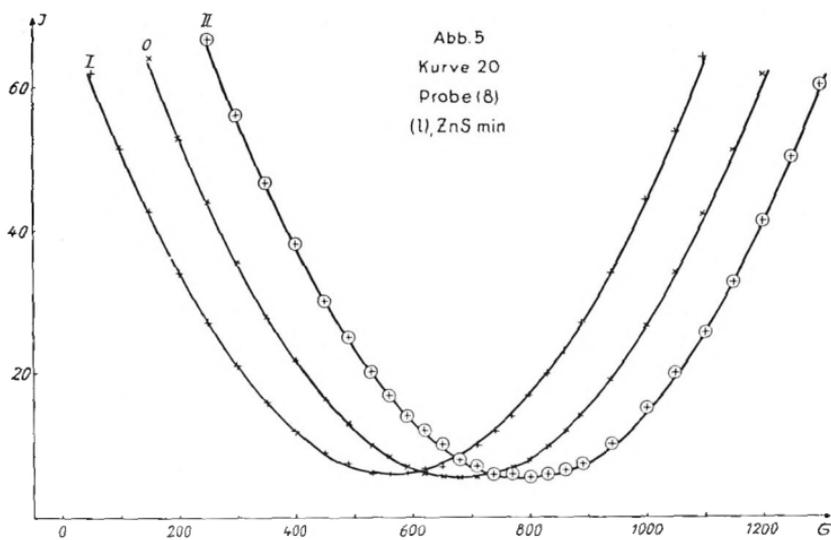


Abb. 5

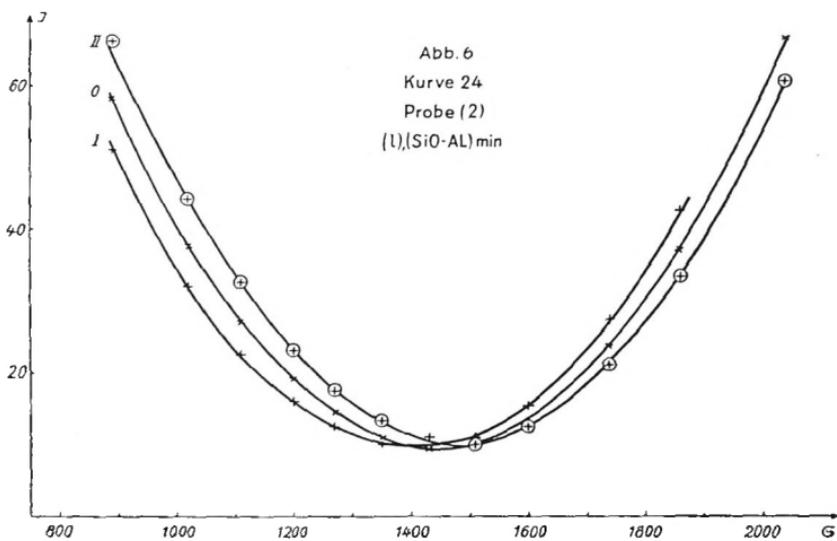


Abb. 6

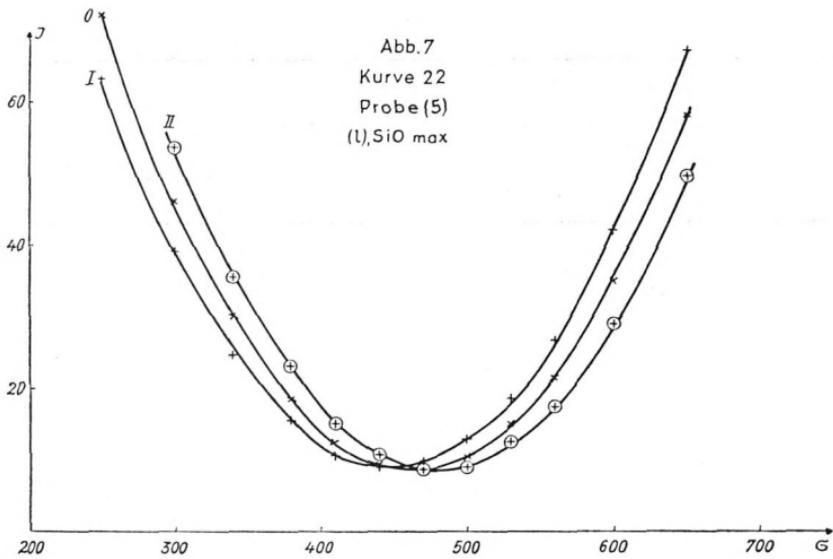


Abb. 7

Diskussion der Ergebnisse

Der Faktor 0,825 für eine mit SiO auf Maximum der Reflexion beschichtete Probe zeigt, daß die Vergrößerung der Kerrdrehung ganz wesentlich auf Interferenz beruht, obwohl natürlich der Brechungsindex der Schicht von Einfluß ist, wie aus dem Ergebnis für SiO und ZnS hervorgeht. Bei mit SiOmin beschichteten Proben wird die Kerrdrehung im Mittel um einen Faktor 2,5 vergrößert, bei mit ZnSmin beschichteten Proben um einen Faktor 5–6.

Zur Theorie des Kerreffekts [1]

Man gelangt für den polaren Kerreffekt und senkrechte Incidenz zu folgendem Ausdruck:

$$\mathfrak{R} = \frac{|Q| \cdot e^{-i\beta}}{n' \sqrt{1 + \kappa'^2}}, \quad (1)$$

wobei \mathfrak{R} = die vom Magnetfeld unbeeinflusste, in gewöhnlicher Weise reflektierte Schwingung (Normalschwingung), \mathfrak{R} = die neue durch die Magnetisierung erzeugte Schwingung (Kerr-

Tabelle 2

Kurve Nr.	Ober- fläche Probe	σ_{I-II}						$\frac{(\sigma_{I-II})^a}{(\sigma_{I-II})^b}$
		unbedampft (u)		bedampft (b)				
		pol.	gegl.	SiO min	ZnS min	(SiO-Al) min	SiO max	
1	(6), A	36						
2	(6), B	39						
3	(3), A		40					
4	(3), B		44					
5	(4)			103				
6	(1), A			110				
7	(1), B			130				
8, 9	(11), A		44	113				2,57
10, 11	(11), B		43	108				2,51
12, 13	(10), A		44	113				2,57
14, 15	(10), B		45	108				2,40
16	(9)				200			
17, 18	(8), A		36		195			5,41
19, 20	(8), B		34		220			6,47
21	(5), A		40					
22	(5), B						33	0,825
23, 24	(2), A		40			75		1,88
25, 26	(2), B		40			105		2,63

$\frac{(\sigma_{I-II})^a}{(\sigma_{I-II})^b}$ ist das Verhältnis der Kerrdrehungen des Kristalls mit und ohne Beschichtung. Dieser Faktor ist ein Maß für die Vergrößerung der Drehung durch Beschichtung. In Spalte 2 steht die zuletzt vorgenommene Oberflächenbehandlung, z. B. pol. = poliert, gegl. = poliert und gegläht. SiO min (max) = poliert, gegläht und mit einer ein Minimum (Maximum) der Reflexion liefernden SiO-Schicht bedampft. A, B, C usw. bedeutet: Beobachtung von verschiedenen Kristalliten der gleichen Probe.

schwingung), welche senkrecht zu \mathfrak{N} schwingt und gegenüber \mathfrak{N} um den Winkel β verzögert ist.

$|Q|$ = von der Magnetisierung und vom Material abhängige Größe. $n' = n'(1 - i\kappa') =$ Brechungsindex des Ferromagnetikums gegen das umgebende Medium.

Mit $\sigma_{I-II} = 2\sigma_{0-I} = 2\sigma_{0-II} =$ doppelte Kerrdrehung und

$$\left| \frac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{N}} \right|_{\text{real}} = \frac{|Q| \cos \beta}{n' \sqrt{1 + \kappa'^2}} = b \cos \beta$$

gilt weiterhin: $\operatorname{tg} \sigma_{\text{I-II}} = \frac{2b \cos \beta}{1-b^2}$ oder für $b \ll 1$:

$$\operatorname{tg} \sigma_{\text{I-II}} = 2b \cos \beta = 2 \left| \frac{\Re}{\Im} \right|_{\text{real}} = \frac{2|Q| \cos \beta}{n' \sqrt{1+z'^2}} \quad (2)$$

Aus Gl. 2 ersieht man, daß $\sigma_{\text{I-II}}$ auf zwei Arten vergrößert werden kann:

a) Die Eisenprobe in ein hochbrechendes Medium einzubetten und dadurch n' zu verkleinern.

b) Durch Interferenz wenn möglich gleichzeitig \Re zu schwächen und \Im zu verstärken.

Theorie der Beschichtung.

Die Normalschwingung

Die Probe wird mit einer dielektrischen, nicht absorbierenden Schicht S (Abb. 8) bedampft. Die Formeln gelten für monochromatisches Licht und senkrechte Inzidenz.

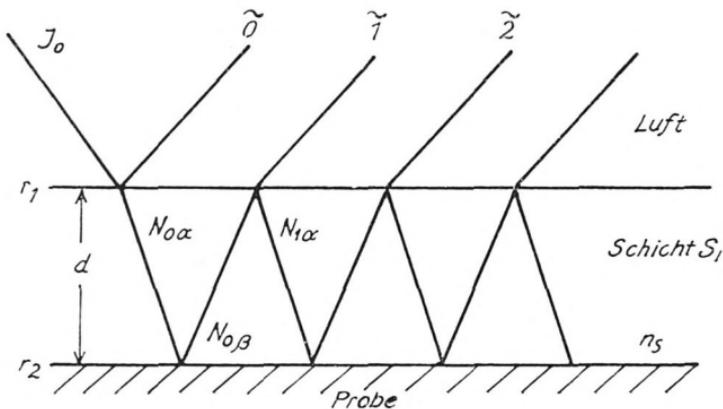


Abb. 8

Legende:

J_0 = einfallende Intensität

$\tilde{0}, \tilde{1}, \tilde{2}, \dots$ = reflektierte Teilstrahlen

$N_{0\alpha}, N_{0\beta}, \dots$ = in der Schicht reflektierte Teilstrahlen

d = Schichtdicke; n_s = Brechungsindex der Schicht

r_2 = Reflexionskoeffizient an der Grenze Probe-Schicht

r_1 = Reflexionskoeffizient an der Grenze Schicht-Luft

$\psi_0 = \pi - \left(2n_s d \cdot \frac{2\pi}{\lambda} + \text{Phasensprung Schicht/Probe} \right)$

Wo es sich nicht um Intensitäten, sondern Amplituden handelt, wird der Index A gesetzt. Die reflektierte Gesamtintensität N_J wird durch Summation der Partialwellen berechnet [5].

Es ist

$$\frac{\Re J}{\sqrt{J_0}} = r_1^{1/2} + (1 - r_1) r_1^{-1/2} \cdot \frac{R \cdot e^{i\psi_0}}{1 + R \cdot e^{i\psi_0}}, \text{ wobei } R = \sqrt{r_1 r_2}$$

$$\frac{N_J}{J_0} = 1 - \frac{(1 - r_1)(1 - r_2)}{1 + r_1 r_2 + 2\sqrt{r_1 r_2} \cos \psi_0}. \quad (3)$$

Der Phasenwinkel γ_N zwischen dem reflektierten Teilstrahl N_{iA} und $\Re J$ ist $\gamma'_N - \psi_0$, wobei

$$\operatorname{tg} \gamma'_N = \frac{\Re J_{\text{imag}}}{\Re J_{\text{real}}} = \frac{(1 - r_1) \sqrt{r_1 r_2} \sin \psi_0}{r_1 r_2 + \sqrt{r_1 r_2} \cos \psi_0 (1 + r_1) + r_1}. \quad (4)$$

Ableitung einer Interferenzformel für die Kerrschwingung

Die Bezeichnung der Teilstrahlen ist aus Abb. 9 ersichtlich. Ansatz: Der linear polarisierte Teilstrahl $N_{0\alpha}$ erzeugt beim Auf-

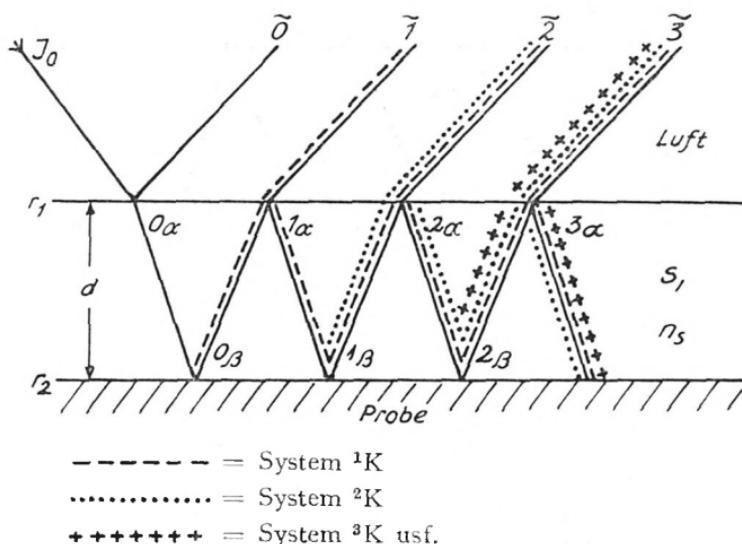


Abb. 9. Legende: s. Legende zu Abb. 8

treffen auf die Probe eine senkrecht zu N schwingende Kerrschwingung* ${}^1K_{0\beta}$. Es wird sowohl $N_{0\alpha}$ in der Schicht hin- und herreflektiert (wobei er jedesmal beim Auftreffen auf die Probe wieder eine Kerrschwingung erzeugt) als auch alle solchermaßen erzeugten Kerrschwingungen. Die letzteren haben alle die gleiche Schwingungsebene; es ist also über sämtliche auftretende Kerrschwingungen zu summieren. (Jede Kerrschwingung erzeugt beim Auftreten auf die Probe wiederum eine Kerrschwingung [K^2], deren Schwingungsebene jetzt wieder gleich der des einfallenden Lichtes ist usf. Dieser Effekt ist jedoch um Größenordnungen kleiner und darf daher vernachlässigt werden). Wenn $N_{0\alpha}$ die auf die Probe auftreffende Intensität ist, so ist die dadurch erzeugte Kerrschwingung proportional $N_{0\alpha}$ und außerdem vom angrenzenden Medium abhängig. ${}^1K_{0\beta} = f_\varepsilon \cdot N_{0\alpha}$. Es werde zunächst der Reihe nach über die verschiedenen Systeme vK ($v = 1, 2 \dots$) summiert (Abb. 9).

$$\begin{aligned} {}^1K_{0\beta} &= f_\varepsilon N_{0\alpha} = f_\varepsilon J_0 (1 - r_1) \\ {}^1K_{\bar{1}} &= {}^1K_{0\beta} (1 - r_1) = f_\varepsilon J_0 (1 - r_1)^2 \\ {}^1K_{\bar{2}} &= f_\varepsilon J_0 (1 - r_1)^2 r_1 r_2 \\ &\vdots \\ {}^1K_{\bar{k}} &= f_\varepsilon J_0 (1 - r_1)^2 (r_1 r_2)^{k-1} \quad (k \geq 1) \end{aligned}$$

Alle Phasen werden auf den Teilstrahl ${}^1K_{\bar{1}A}$ bezogen. Man sieht unmittelbar aus Abb. 9: Der Phasenunterschied zwischen ${}^lK_{\bar{k}A}$ und ${}^lK_{\bar{(k+1)}A}$ ($l, k = 1, 2 \dots$) sowie zwischen ${}^lK_{\bar{k}A}$ und ${}^{l+1}K_{\bar{(k+1)}A}$ ist $\psi = \psi_0 - \pi = -(2nd \cdot \frac{2\pi}{\lambda} + \text{Phasensprung S/Fe})$.

Es sei zur Abkürzung $(r_1 r_2)^{1/2} = R$; $\sqrt{f_\varepsilon J_0} (1 - r_1) = D$;

$K_J = K_{(x^2 + y^2)} = K_{(x + iy)} \cdot K_{(x - iy)}$; dann ist

$$\begin{aligned} {}^1K_x &= {}^1K_{\bar{1}A} + {}^1K_{\bar{2}A} \cos \psi + \dots + {}^1K_{\bar{k}A} \cos (k - 1)\psi + \dots \\ &= D \cdot \sum_{k=0}^{\infty} R^k \cos k \psi \end{aligned}$$

* Die Definition der Begriffe Kerrschwingung und Normalschwingung findet sich auf S. 139.

$$\begin{aligned}
 {}^1K_y &= {}^1K_{\bar{z}A} \sin \psi + \dots + {}^1K_{\bar{k}A} \sin (k-1)\psi + \dots \\
 &= D \cdot \sum_{k=0}^{\infty} R^k \sin k\psi.
 \end{aligned}$$

Ähnlich das System 2K .

$$\begin{aligned}
 {}^2K_{\bar{z}} &= f_e J_0 (1 - r_1)^2 r_1 r_2 \\
 {}^2K_{\bar{3}} &= f_e J_0 (1 - r_1)^2 (r_1 r_2)^2 \\
 &\vdots \\
 {}^2K_{\bar{k}} &= f_e J_0 (1 - r_1)^2 (r_1 r_2)^{k-1} \quad (k \geq 2) \\
 {}^2K_x &= D \cdot \sum_{k=1}^{\infty} R^k \cos k\psi; \quad {}^2K_y = D \cdot \sum_{k=1}^{\infty} R^k \sin k\psi.
 \end{aligned}$$

System vK .

$$\begin{aligned}
 {}^vK_{\bar{z}} &= f_e J_0 (1 - r_1)^2 (r_1 r_2)^{v-1} \\
 &\vdots \\
 {}^vK_{\bar{k}} &= f_e J_0 (1 - r_1)^2 (r_1 r_2)^{k-1} \quad (k \geq v) \quad (5)
 \end{aligned}$$

$${}^vK_x = D \sum_{k=v-1}^{\infty} R^k \cos k\psi \quad (6)$$

$${}^vK_y = D \sum_{k=v-1}^{\infty} R^k \sin k\psi. \quad (7)$$

Die Summation ergibt

$$K_x = \sum_{v=1}^{\infty} {}^vK_x = D \sum_{k=0}^{\infty} (k+1) R^k \cos k\psi \quad (8)$$

$$K_y = \sum_{v=1}^{\infty} {}^vK_y = D \sum_{k=0}^{\infty} (k+1) R^k \sin k\psi \quad (9)$$

$$K_{(x+iy)} = D \sum_{k=0}^{\infty} (k+1) (R e^{i\psi})^k; \quad K_{(x-iy)} = D \sum_{k=0}^{\infty} (k+1) (R e^{-i\psi})^k$$

und da $|R e^{\pm i\psi}| < 1$:

$$K_{(x+iy)} = \frac{D}{(1 - R e^{i\psi})^2}; \quad K_{(x-iy)} = \frac{D}{(1 - R e^{-i\psi})^2};$$

und mit $\cos \psi = -\cos \psi_0$ erhält man:

$$\frac{K_J}{J_0} = \frac{f_\varepsilon (1 - r_1)^2}{1 + 4R \cos \psi_0 + R^2 (2 + 4 \cos^2 \psi_0) + R^3 \cdot 4 \cos \psi_0 + R^4} \quad (10)$$

Es sei betont, daß Gl. (10) in Strenge gilt unter der Voraussetzung, daß die Normalschwingungen durch das Auftreten der Kerrschwingungen nicht verändert werden.

Wie aus Gl. (3) und Gl. (10) unmittelbar zu ersehen, liefert die Phasenbedingung $\cos \psi_0 = -1$ ein Minimum für N_J/J_0 und ein Maximum für K_J/J_0 . Man wird also die Eisenproben zur Vergrößerung des Kerreffekts auf ein Minimum der Reflexion bedampfen. Der Phasenwinkel γ_K zwischen dem reflektierten Teilstrahl ${}^1K_{IA}$ und \Re_J ist

$$\operatorname{tg} \gamma_K = \frac{\Re_{J \text{ imag.}}}{\Re_{J \text{ real.}}} = - \frac{2R \sin \psi_0 (1 + R \cos \psi_0)}{1 + 2R \cos \psi_0 + R^2 (2 \cos^2 \psi_0 - 1)} \quad (11)$$

Zur Berechnung von f_ε

Es ist

$$f_\varepsilon = \frac{{}^1K_{0\beta}}{N_{0\alpha}} = r_2 \frac{{}^1K_{0\beta}}{N_{0\beta}}; \quad \frac{{}^1K_{0\beta A}}{N_{0\beta A}} = \frac{|Q|}{n'_{Fe/s} \sqrt{1 + \kappa'_{Fe/s}}} \quad (\text{s. Gl. 1})$$

$|Q|$ wird aus der Kerrdrehung für unbeschichtete Proben berechnet (Gl. (2)). $|Q|$ ist für die einzelnen Proben und Kristalle etwas verschieden; es wird daher ein mittleres $|Q|$ aus dem Mittel der σ_{I-II} für unbeschichtete Proben (Tab. 2) berechnet. Damit wird

$$f_\varepsilon = \frac{n'_{Fe/Luft} (1 + \kappa'_{Fe/Luft})}{n'_{Fe/s} (1 + \kappa'_{Fe/s})} \cdot \frac{r_2 (Fe/s) \cdot \operatorname{tg}^2 \sigma_{I-II} u}{4 \cos^2 \beta} \quad (12)$$

Zur Berechnung von $\cos \psi_0$

Wegen der bei der Bedampfung auftretenden Fehlerquellen sind die Schichten nur angenähert Extremschichten. Der $\cos \psi_0$ der Eisenproben wird aus dem experimentell bestimmten Verhältnis des Reflexionsvermögens mit und ohne Beschichtung (Tab. 1) berechnet. Es ist

$$\frac{\varrho b}{\varrho u} = \frac{N_J/J_0}{\varrho u} = \frac{1 - \frac{(1-r_1)(1-r_2)}{1+r_1r_2+2\sqrt{r_1r_2}\cos\psi_0}}{\varrho u} \quad (13)$$

Für die SiO Maximumsschicht würde diese Berechnung auf Grund der Werte aus Tabelle 1 einen $\cos \psi_0 \geq 1$ liefern, d. h. hier wirken sich die Meßfehler sehr stark aus. Für diese Schicht wird daher der Wert $\cos \psi_0 = 0,92$ angenommen (in Analogie zur SiO Minimumsschicht, wo $\cos \psi_0 = -0,92$ berechnet wurde).

Zur Berechnung von $\sin \psi_0$

Jedem Wert von $\cos \psi_0$ entsprechen zwei Werte von $\sin \psi_0$, je nachdem die Schichtdicke zu klein oder zu groß ist. Es läßt sich nicht von vornherein entscheiden, welche der beiden Möglichkeiten zutrifft. Es werden daher mit den 2 möglichen $\sin \psi_0$ je 2 Werte von γ_N, γ_K und damit β^* und σ_{I-II} berechnet.

Berechnung der doppelten Kerrdrehungen σ_{I-II} ,

Vergleich mit den experimentell gefundenen Ergebnissen

Es ist (Gl. (2)) für beschichtete Proben

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \sigma_{I-II} b &= \frac{2 \sqrt{K_J/N_J} \cdot \cos \beta^*}{1 - K_J/N_J} \quad \text{oder für} \quad \frac{K_J}{N_J} \ll 1: \\ \sigma_{I-II} b &= \operatorname{arctg} (2 \sqrt{K_J/N_J} \cdot \cos \beta^*) \end{aligned} \quad (14)$$

Für beschichtete Proben ist $\cos \beta$ in Gl. (2) durch $\cos \beta^*$ zu ersetzen, wobei β^* der Phasenwinkel zwischen \mathfrak{R}_J und \mathfrak{R}_J ist.

$$\beta^* = \beta + (\gamma_N - \gamma_K) \quad (15)$$

Die zur Berechnung nötigen Daten sind:

Für die verwendete Wellenlänge $\lambda = 5461 \text{ \AA}$

	k	n
Stahl massiv	} [6]	2,31
ZnS		
SiO [7]	0	2,3942
$\beta = 30^\circ 30' [1].$	0	1,7

Bei eingeschaltetem Magnetfeld: Kraftflußdichte senkrecht zur Probenoberfläche etwa $1,4 \times 10^4$ Gauß.

Tabelle 3

Zusammenstellung der für die theoretische Berechnung der Kerrdrehung benötigten Werte; Vergleich mit den gemessenen Kerrdrehungen

Daten \ Ober- fläche	unbeschichtet	SiO min	ZnS min	SiO max
r_1		0,067	0,1687	0,067
r_2	0,577	0,418	0,3301	0,418
$R = \sqrt{r_1 r_2}$		0,1672	0,236	0,1672
$\cos \psi_0$		— 0,92	— 0,95	0,92
$\sin \psi_0$		$\pm 0,392$	$\pm 0,312$	$\mp 0,392$
γ_N		$\mp 18^\circ 36'$	$\mp 39^\circ 41'$	$\pm 9^\circ 49'$
γ_K		$\mp 8^\circ 50'$	$\mp 10^\circ 51'$	$\pm 6^\circ 30'$
β^*		$20^\circ 44'$ $40^\circ 16'$	$1^\circ 40'$ $59^\circ 20'$	$33^\circ 49'$ $27^\circ 11'$
f_b		$1,036 \cdot 10^{-5}$	$1,624 \cdot 10^{-5}$	$1,036 \cdot 10^{-5}$
K_J/J_0		$1,733 \cdot 10^{-5}$	$3,05 \cdot 10^{-5}$	$0,504 \cdot 10^{-5}$
N_J/J_0		0,245	0,083	0,592
σ_{I-II} berechnet		126 Skt σ = 54'	305 Skt σ = 2° 11'	39 Skt σ = 16,7'
		102 Skt σ = 44'	156 Skt σ = 1° 7'	41 Skt σ = 18'
σ_{I-II} gemessen	40,4 Skt σ = 17,37'	112 Skt σ = 48'	205 Skt σ = 1° 28'	33 Skt σ = 14,2'

Die Zwischenwerte und Ergebnisse sind in Tabelle 3 aufgeführt. Bei den Proben mit Minimumsschicht liegen die gemessenen σ_{I-II} zwischen den beiden berechneten Werten. Angesichts der eingehenden Meßfehler ist die Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Werten gut. Es ist damit gezeigt:

a) Die Kerrdrehung kann durch geeignete Beschichtung vergrößert werden. Die Wirkung der Schicht beruht auf ihrem Brechungsindex und auf Interferenz.

b) Die wesentliche Rolle kommt der Interferenzwirkung der Schicht zu, wie das Beispiel der mit SiO_2 max beschichteten Probe zeigt.

c) Die Vorgänge lassen sich mit Hilfe der beiden Interferenzformeln Gl. (3), Gl. (10) quantitativ beschreiben.

Die Vergrößerung der Kerrdrehung braucht keineswegs zu bedeuten, daß der Kontrast zwischen verschiedenen magnetisierten Bereichen verbessert wird. Deswegen soll jetzt die Wirkung der Schicht auf die Intensitätsdifferenz untersucht werden.

Die Bezeichnungen sind aus Abb. 2 zu entnehmen. Es wird stets im Minimum der Kurve II (σ_{II}) beobachtet.

Die Intensitätsdifferenz ist $I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II})$.

Je größer sie ist, desto größer auch der Kontrast, der außerdem noch von der „Höhe“ der Kurven, d. h. $II, J(\sigma_{II})$ abhängt. $II, J(\sigma_{II})$ wird um so kleiner sein (und der Kontrast um so größer), je weniger die Schicht reflektiert (Verminderung des Streulichts).

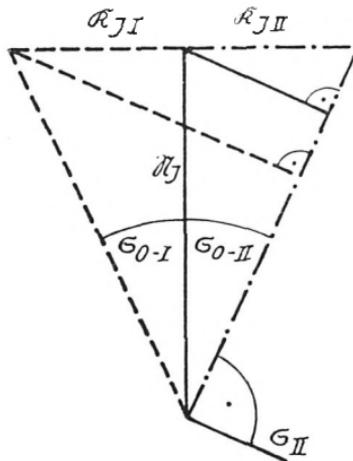


Abb. 10. Legende: Skizze zur Ableitung der Intensitätsdifferenz. Der Analysator befindet sich in der Stellung σ_{II} .

Es sei darauf hingewiesen, daß die Intensitätsdifferenz von J_0 abhängt und die Ergebnisse für verschieden behandelte Proben nur vergleichbar sind, wenn J_0 überall dasselbe war. Das ist bei den vorliegenden Proben nur näherungsweise der Fall. Die Werte werden daher ziemlich streuen.

Abb. 10 zeigt, wie die Intensitätsdifferenz von \mathfrak{K} , \mathfrak{N} (bzw. \mathfrak{K}_J , \mathfrak{N}_J) abhängt. Es wird folgende Näherung eingeführt:

$$\beta = 0; \gamma_N, \gamma_K = 0, \text{ d. h. } \beta^* = 0, \cos \psi_0 = -1.$$

Da $\text{tg } \sigma_{0-1} = \sqrt{K_J/N_J}$,
 ist $I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II}) = (N_J + K_J) \sin^2 2\sigma_{0-1}$

$$I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II}) = \frac{4K_J}{1 + K_J/N_J} \quad (16)$$

In Tabelle 4 ist $I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II})$ für die untersuchten Proben aufgeführt; in Tabelle 5 sind die aus den experimentellen Ergebnissen der Tabelle 4 für vergleichbare Proben gemittelten Werte der Intensitätsdifferenz angegeben sowie die Anzahl der Proben, die zur Mittelung benützt wurden. Zum Vergleich sind darunter die aus Gl. (16) berechneten Werte der Intensitätsdifferenz aufgeführt. p, q sind Proportionalitätsfaktoren, die so gewählt wurden, daß der betreffende Ausdruck für unbeschichtete Proben den Wert 1 ergab.

Tabelle 4

Zusammenstellung der gemessenen Intensitätsdifferenzen

Kurve Nr.	Oberfläche	$I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II})$ willkür. Einh.	Kurve Nr.	Oberfläche	$I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II})$ willkür. Einh.
1	pol.	4	14	gegl.	8,5
2	pol.	5,5	15	SiO min	25
3	gegl.	8	16	ZnS min	17,5
4	gegl.	8,5	17	gegl.	5
5	SiO min	9,5	18	ZnS min	22,5
6	SiO min	19,5	19	gegl.	5
7	SiO min	24	20	ZnS min	25,5
8	gegl.	7,5	21	gegl.	7
9	SiO min	24	22	SiO max	4
10	gegl.	6,5	23	gegl.	5
11	SiO min	24	24	(SiO-Al) min	2
12	gegl.	9,5	25	gegl.	3
13	SiO min	30	26	(SiO-Al) min	3

Tabelle 5

Zusammenfassung von Tabelle 4.

Spalte 2 gibt die Anzahl der Proben an, aus denen die Mittelwerte der Spalten 3 und 4 gebildet wurden.

Vergleich der Meßwerte mit den berechneten Intensitätsdifferenzen

Oberfläche	Anzahl der Proben	Gemessen		Berechnet
		$I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II})$	$p \cdot (I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II}))$	$q \cdot (I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II}))$
pol.; gegl.;	13	6,38	1	1
SiO min	7	22,3	3,49	3,49
ZnS min	3	21,8	3,42	6,14
SiO max	1	4	0,63	
(SiO-Al) min	2	2,5	0,39	

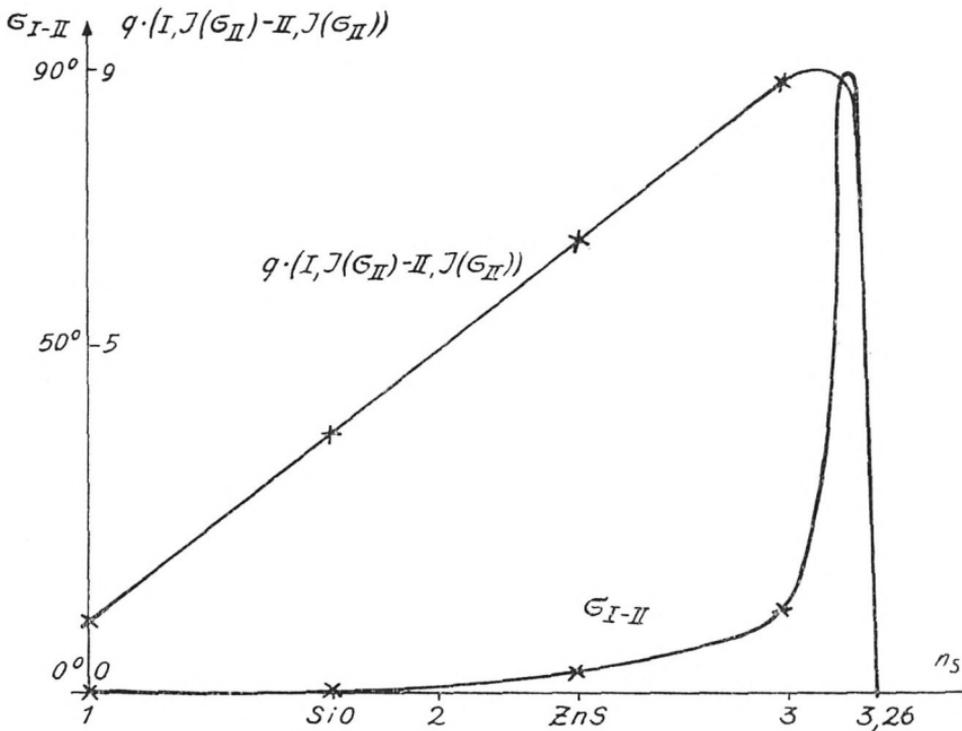


Abb. 11. Legende: Kerrdrehung σ_{I-II} und Intensitätsdifferenz $q \cdot (I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II}))$, berechnet als Funktion des Brechungsindex n_s einer nichtabsorbierenden Schicht für $\cos \psi_0 = -1$.

Die mangelhafte Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Intensitätsdifferenz für mit ZnS min beschichtete Proben rührt wahrscheinlich daher, daß $\cos \beta^*$ nicht = 1 angenommen werden darf. $p \cdot (I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II}))$ für mit SiO-Al min beschichtete Proben ist merklich kleiner als 1. Die Wirkung einer absorbierenden Schicht ist die, zwar N_J bedeutend zu verkleinern (daher die Vergrößerung der Kerrdrehung), aber auch K_J so zu schwächen, daß der Kontrast schlechter als bei unbeschichteten Proben wird.

Abb. 11 gibt für ideale Minimumsschichten, d. h. $\cos \psi_0 = -1$, den theoretischen Verlauf der doppelten Kerrdrehung σ_{I-II} und der Intensitätsdifferenz $p \cdot (I, J(\sigma_{II}) - II, J(\sigma_{II}))$ in Abhängigkeit vom Brechungsindex n_s der Schicht wieder. Der theoretisch günstigste Wert von n_s liegt zwischen 3,0 und 3,2. Leider liegen die gebräuchlichen n_s etwa zwischen 1,3 und 2,6.

Durch einen Kunstgriff ließe sich die Intensitätsdifferenz noch etwas vergrößern: Man addiert zur auf die Probe fallenden Schwingung eine senkrecht dazu schwingende Störschwingung, deren nach der Interferenz resultierende Amplitude etwa gleich \mathfrak{R}_J ist und ihre Phase etwa gleich β^* .

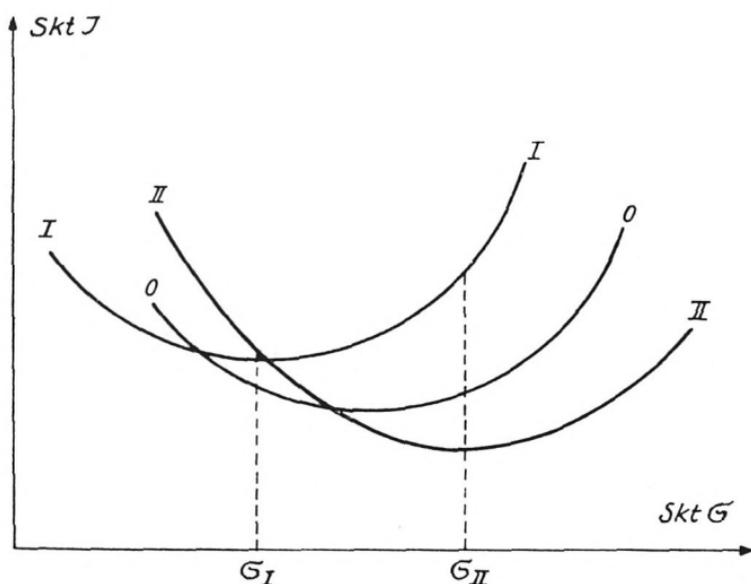


Abb. 12. Legende: Intensitätskurven bei Überlagerung einer parallel zur Kerrschwingung \mathfrak{R}_I schwingenden Komponente.

Die resultierenden Kurven wären etwa die der Abb. 12, verglichen mit den vorherigen der Abb. 2. Die Intensitätsdifferenz hat sich z. B. bei σ_{II} vergrößert, bei σ_I verkleinert, während sie zuerst symmetrisch war. Die Beobachtung erfolgt bei σ_{II} . Wie eine entsprechende Rechnung ergibt, wird σ_{I-II} durch die Störschwingung in 1. Näherung nicht beeinflusst. Die Störschwingung könnte z. B. durch einen hinter den Polarisator gebrachten Kompensator erzeugt werden.

Das ganze in dieser Arbeit für den polaren Kerreffekt entwickelte Verfahren läßt sich sinngemäß auch auf den Fall meridionaler Magnetisierung und schiefen Lichteinfalls übertragen. Gl. (3) bleibt dabei gültig, wenn man die der betreffenden Anordnung entsprechenden Werte einsetzt; Gl. (10) gilt nicht mehr, da jetzt $r_{2||} \neq r_{2\perp}$. Entsprechende Untersuchungen werden durchgeführt.

Zusammenfassung: Es wurde gezeigt, daß sich durch geeignete Beschichtung von Eisenproben sowohl die Kerrdrehung als auch der Kontrast zwischen verschiedenen magnetisierten Bereichen durch Interferenzwirkung der Schicht vergrößern lassen. Beschichtungen, bei denen eine der Schichten absorbiert (SiO-Al), können wohl die Drehung vergrößern, verringern aber den Kontrast und sind daher ungeeignet.

Mit SiO beschichtete Proben vergrößern die Drehung durchschnittlich um einen Faktor 2,77, die Intensitätsdifferenz um einen Faktor 3,49. Die entsprechenden Faktoren für mit ZnS beschichtete Proben sind 5,07 und 3,42. Um die Theorie der Schichtwirkung zu klären, wurde eine Interferenzformel für die Kerrschwingung abgeleitet (Gl. (10)), die zusammen mit Gl. (3) es gestattet, die Drehungen und Intensitätsdifferenzen für Schichten von verschiedenem Brechungsindex zu berechnen. Im Hinblick auf die eingehenden Meßfehler sowie auf gewisse vereinfachende Annahmen bei der Ableitung der Intensitätsdifferenz ist die Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Werten gut. Es wurde ferner gezeigt, daß mit geeigneten Substanzen und idealen Minimumsschichten Drehung und Kontrast noch weiter vergrößert werden könnten, letzterer auch noch durch Überlagerung einer Störschwingung.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Teubner 1908. S. 289 usf.
- [2] H. J. Williams, R. Bozorth, W. Shockley, Phys. Rev. 75, 155, 1949.
- [3] H. J. Williams, F. G. Forster, E. A. Wood, Phys. Rev. 82, 119 und 773, 1951.
- [4] C. Kittel, Rev. Mod. Phys. 21, 541, 1949.
- [5] H. Mayer, Physik dünner Schichten S. 151. Stuttgart 1950.
- [6] Landolt-Börnstein Band II, 923.
- [7] Private Mitteilung von Herrn Dr. Roß, Gerätebauanstalt Balzers, Liechtenstein.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der Bayerischen Akademie der Wissenschaften München](#)

Jahr/Year: 1956

Band/Volume: [1956](#)

Autor(en)/Author(s): Heinrich Waltraut

Artikel/Article: [Die Vergrößerung der magneto-optischen Kerrdrehung durch Aufdampfschichten 133-153](#)