

N^o D'ORDRE
21

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Lille

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

MENTION : SCIENCES

PAR

M^{lle} Saime TÜRKMEN

Assistante de physique
à la Faculté des Sciences de l'Université d'Istanbul

1^{re} THÈSE : ÉTUDE DES VARIATIONS DE L'EFFET FARADAY DES
COUCHES MINCES DE FER EN PRÉSENCE DE MÉTAUX
NON FERROMAGNÉTIQUES.

2^e THÈSE : PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 7 Juillet 1939 devant la Commission d'Examen

MM. CAU, *Président.*

LAINÉ
WIEMANN } *Examineurs.*

PARIS-LILLE

IMPRIMERIE A. TAFFIN-LEFORT

—
1939

N^o D'ORDRE

21

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Lille

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

MENTION : SCIENCES

PAR

M^{lle} Saime TÜRKMEN

Assistante de physique
à la Faculté des Sciences de l'Université d'Istanbul

1^{re} THÈSE : ÉTUDE DES VARIATIONS DE L'EFFET FARADAY DES
COUCHES MINCES DE FER EN PRÉSENCE DE MÉTAUX
NON FERROMAGNÉTIQUES.

2^e THÈSE : PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 7 Juillet 1939 devant la Commission d'Examen

MM. CAU, *Président.*

LAINÉ
WIEMANN } *Examineurs.*

PARIS-LILLE

IMPRIMERIE A. TAFFIN-LEFORT

—
1939

UNIVERSITÉ DE LILLE

FACULTÉ DES SCIENCES

MM.	
Doyen	MAIGE, Professeur de Botanique générale et appliquée.
Assesseur	PRUVOST, Professeur de Géologie et Minéralogie.
Professeurs honoraires.	{ CHATELET, BARROIS, BRUHAT, FOSSE, PASCAL, PAUTHENIER, BÉGIIN, CHAZY, PARISELLE, FLEURY, SWYNGEDAuw, MALAQUIN, JOUNIAUX. BERTRAND, CHAUDRON.
Maitre de Conférences honoraire	QUINET.
Professeurs	GAMBIER. Calcul différentiel et intégral.
	LERICHE Géologie générale et Géographie physique.
	DEHORNE Zoologie générale et appliquée.
	KAMPÉ DE FÉRIET Mécanique des fluides.
	CHAPELON Analyse supérieure et Calcul des Probabilités.
	GALLISSOT Mathématiques appliquées et Astronomie.
	CAU Physique générale.
	LAMBREY Radiotélégraphie.
	MAZET Mécanique rationnelle et Mécanique expérimentale.
	DOLLÉ Hydrogéologie. Hygiène de l'eau et du sol.
	DUPARQUE Pétrographie générale et appliquée.
	ROUELLE Physique et Électricité industrielles.
	LEFEBVRE Chimie appliquée et Chimie de la Houille.
	HOCQUETTE. Biologie végétale et agricole.
	WIEMANN. Chimie générale et Chimie organique.
Professeurs sans chaire.	{ FRANÇOIS Chimie générale. DECARRIÈRE Chimie générale.
Maitres de Conférences.	{ MARTINOT-LAGARDE. Mécanique des fluides. HEIM DE BALSAC. Zoologie. LAINÉ. Physique.
	{ ROIG Physique.
	{ DUTERTRE Géologie générale et Géographie physique.
Chargés de Cours	
Chef du Secrétariat	Melle BLANCARD DE LÉRY.

A
MONSIEUR CAU

Hommage de respectueuse reconnaissance.

INTRODUCTION

La polarisation rotatoire magnétique (effet Faraday) n'a jamais été observée dans la plupart des métaux ; ceux-ci, absorbant très fortement la lumière, ne peuvent être étudiés par transparence que sous des épaisseurs très petites : la rotation magnétique du plan de vibration lumineuse ne sera observable que si l'effet spécifique est beaucoup plus grand que celui des substances usuelles. Seuls les métaux ferro-magnétiques (fer, cobalt, nickel) paraissent remplir cette condition (KUNDT, LOBACH,...) : l'effet spécifique dans le fer à saturation est voisin de 200.000 degrés par centimètre pour la lumière jaune. On sait de plus que pour ces métaux la rotation observée est proportionnelle, non au champ magnétique, mais à l'aimantation, et que la vibration émergente n'est pas rectiligne comme la vibration incidente, mais elliptique (RICHY).

B. POGANY publia en 1917 [1] les résultats de mesures entreprises (pour vérifier, semble-t-il, des idées théoriques de VOIGT) portant sur des lames complexes comportant une couche de métal non ferromagnétique au contact d'une ou deux couches de fer : la rotation magnétique est différente de celle qui serait due au fer seul : elle est en général plus grande. De ces études, complétées et précisées en 1921 [2], B. POGANY conclut que les métaux au contact du fer aimanté présentent un effet Faraday propre, sous l'action du champ magnétique moléculaire du fer. Cette explication est difficilement admissible.

En 1932, M. CAU [3] a montré que les variations observées par B. POGANY paraissent s'expliquer, sans faire appel à un effet spécifique du métal non ferromagnétique, par les modifications des actions magnéto-optiques à la surface limite des couches de fer et en tenant compte des réflexions multiples de la lumière dans les couches métalliques. Il a calculé les variations à prévoir pour la rotation et l'ellipticité des vibrations émergentes lorsque le métal utilisé est le platine, cas pour lequel B. POGANY avait publié d'assez nombreux résultats de mesures : l'accord qualitatif entre les variations

calculées et les variations observées est satisfaisant. On ne pouvait espérer une vérification quantitative pour plusieurs raisons : différences entre les conditions des expériences et celles des calculs théoriques, incertitude sur les valeurs des paramètres optiques et magnéto-optiques à adopter, complexité de structure et altérations des couches métalliques rendant les résultats des mesures assez discordants...

Nous nous sommes proposé d'effectuer des mesures de rotation et d'ellipticité magnéto-optiques sur des couches mixtes de fer et d'un autre métal et de comparer les résultats avec ceux de la théorie indiquée par M. CAU.

a) Les couches minces de fer et de l'autre métal (argent, zinc, nickel) ont été déposées sur des lames de verre par pulvérisation cathodique, en essayant d'obtenir des couches pures (Chapitre I).

b) Les effets magnéto-optiques, mesurés par les méthodes usuelles, dépendent des épaisseurs et des paramètres optiques (supposés définis) des couches métalliques ; la mesure directe de l'épaisseur étant délicate, nous avons pris comme variable équivalente la densité optique, plus facile à mesurer avec précision et plus commode. L'épaisseur du métal déposé sur le fer a été repérée par l'augmentation de densité qu'elle produit.

c) La variation de la densité optique d'une couche métallique en fonction de l'épaisseur permet de contrôler la régularité des couches et la valeur de l'indice d'absorption. Nous avons fait cette étude expérimentale pour le fer, l'argent et le zinc, et comparé les résultats aux prévisions théoriques (Chapitres II et V).

d) Nous avons calculé théoriquement les effets magnéto-optiques à prévoir en utilisant les paramètres optiques et magnéto-optiques des métaux déterminés par divers auteurs (Chapitre IV).

e) Nous avons enfin comparé les résultats expérimentaux à ces prévisions théoriques (Chapitres VI et VII).

Ce travail a été effectué au laboratoire de physique de la Faculté des Sciences de Lille.

Avant d'exposer les résultats je tiens à exprimer à M. CAU toute ma très vive gratitude pour ses conseils éclairés et pour la façon si bienveillante dont il s'est intéressé à mon travail. Je le remercie aussi pour le soin qu'il a apporté à la mise au point de la rédaction.

Je remercie également M. CORDONNIER, qui a bien voulu mettre à ma disposition son montage de polarimètre.

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE I

PRÉPARATION DES COUCHES MÉTALLIQUES

La pulvérisation cathodique est un procédé commode pour obtenir des couches métalliques très minces. Le principe en est bien connu, mais son mécanisme présente encore des obscurités.

L'obtention de couches minces et pures d'argent est facile, en opérant dans l'air aussi bien que dans l'hydrogène. Il n'en est plus de même pour certains métaux, et en particulier le fer et le zinc que nous voulions déposer : ce sont des métaux oxydables et il suffit de traces d'oxygène ou de vapeur d'eau dans l'enceinte où se produit la pulvérisation pour que le dépôt obtenu soit plus ou moins profondément altéré ; dans le cas du fer, le dépôt présente alors par transparence une couleur brune, tandis qu'une couche de fer pur est grise. La méthode la plus sûre pour éviter ces oxydations consiste à opérer dans un courant de gaz pur soigneusement privé d'oxygène. Nous avons choisi l'hydrogène, particulièrement facile à purifier, bien que les pulvérisations cathodiques y soient plus lentes que dans d'autres gaz.

1. L'APPAREIL DE PROJECTION CATHODIQUE. — Il a été établi sur les indications de M. CAU et d'après les mêmes principes que l'appareil utilisé pour des études antérieures [4].

Une enceinte extérieure (fig. 1) est constituée par une cloche en verre, mastiquée dans une rainure circulaire creusée dans un anneau métallique qui repose par un bon rodage circulaire sur la platine métallique. Celle-ci porte :

Une ouverture latérale F reliée au dispositif d'aspiration des gaz par un raccord et un robinet desséchant contenant de l'anhydride phosphorique ;

Une ouverture centrale dans laquelle est mastiqué un tube de verre servant à l'arrivée du gaz hydrogène amené par le tube latéral B et supportant la tige sur laquelle se visse l'anode A, qui est ainsi isolée de la platine.

La pulvérisation s'effectue dans une enceinte intérieure qui ne contient comme pièces métalliques que les électrodes. Elle est constituée par deux plaques I et K et un manchon J (diamètre 14 cm., hauteur 10 cm.) en verre.

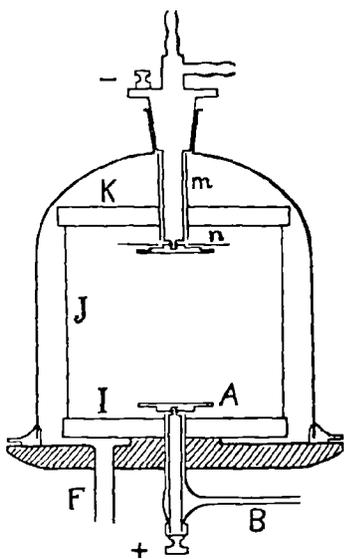


FIG. 1. — Cloche à pulvérisation cathodique.

L'anode est un disque d'aluminium de 4 cm. de diamètre. La cathode est fixée sur un filetage d'un raccord rodé ajusté sur la tubulure de la cloche. Ce raccord comporte un bouchon rodé portant la borne négative et un tube à circulation d'eau permettant d'empêcher une trop grande élévation de température de la cathode. Les décharges qui pourraient naître sur le tube et sur la face supérieure de la cathode sont empêchées par un manchon *m* et un disque *n* (diamètre 9 cm.) en verre.

Les cathodes utilisées sont des disques de métaux purs : fer électrolytique et nickel de 3 cm. de diamètre, argent et zinc de 5 cm. de diamètre.

Toute la verrerie est en Pyrex.

Le démontage de la cloche est facile : trois vis, engagées sur le pourtour de l'anneau métallique rodé qui porte la cloche, permettent de décoller celui-ci, après égalisation des pressions intérieure et extérieure.

Toutes les couches métalliques ont été préparées dans un courant d'hydrogène pur obtenu à partir d'hydrogène comprimé commercial. Celui-ci doit être débarrassé de l'oxygène et de la vapeur d'eau qu'il contient ; à cet effet, le courant d'hydrogène sortant de la bombe, et de vitesse réglée par un détendeur, traverse successivement : un flacon laveur à acide sulfurique, un tube de quartz chauffé vers 800 degrés dans un four électrique et contenant du cuivre pur, un

tube à anhydride phosphorique, et un piège refroidi dans de l'air liquide pour condenser toute trace de vapeur d'eau.

L'hydrogène pur et sec ainsi obtenu est mis en réserve au contact d'anhydride phosphorique dans un grand ballon d'environ 5 litres, préalablement évacué et purgé plusieurs fois avec de l'hydrogène pur, puis évacué aussi complètement que possible avant le remplissage définitif. Des précautions, signalées par M. CAU [4], sont nécessaires pour assurer une entrée régulière du gaz, particulièrement au début, où le gaz à une pression un peu supérieure à la pression atmosphérique doit passer dans le ballon à une pression presque nulle. La pression dans le ballon est contrôlée grâce à un manomètre barométrique à mercure.

Pour assurer dans la cloche à pulvérisation un débit régulier d'hydrogène, une certaine quantité de ce gaz est emmagasinée, sous une pression convenable mesurée par un manomètre à mercure, dans un réservoir intermédiaire de 1 litre environ ; l'hydrogène s'écoule vers la cloche à travers un tube capillaire relié au tube B ; il passe enfin de l'enceinte intérieure où se fait le dépôt de métal à l'enceinte extérieure et il est enfin évacué, entraînant les impuretés qui peuvent être dégagées par les parois ou filtrer par les rodages.

Le dispositif d'évacuation comporte : une pompe rotative de la compagnie générale de radiologie et une pompe à vapeur de mercure, dont la liaison avec la cloche se fait à travers un piège à air liquide et des robinets, soit par un tube large et court, soit par un tube étroit et assez long qui règle le débit : il est choisi de manière que la pression dans la cloche reste constante et de valeur convenable lorsque les pompes sont en marche, la pression de l'hydrogène dans le réservoir intermédiaire étant voisin de 3 cm. de mercure.

Un tube témoin, alimenté par un transformateur donnant 15.000 volts efficaces, sert à contrôler la pression dans la cloche.

2. SOURCE DE COURANT. — Le courant alternatif (120 volts, 50 périodes) est élevé à 1.000 ou 2.000 volts par un transformateur ; une alternance sur deux est supprimée par un kénotron à filament chauffé par un transformateur auxiliaire. Le courant est filtré par un condensateur et des résistances. La tension appliquée à la cloche est réglée par un rhéostat placé en série avec le primaire du transformateur ; elle est mesurée par un voltmètre électrostatique tandis

qu'un milliampèremètre à cadre mobile indique l'intensité du courant débité.

3. NETTOYAGE DES LAMES SUPPORTANT LES COUCHES MÉTALLIQUES. — Un nettoyage soigné des lames est essentiel pour obtenir des dépôts métalliques purs et adhérents.

Les lames sont nettoyées avec de l'acide nitrique ou de l'eau régale (qui enlève en même temps la couche de métal ancienne s'il y en a une), puis rincées à l'eau distillée, à l'eau ammoniacale, encore une fois à l'eau distillée et enfin chauffées dans un four électrique jusqu'à 200° C. Il serait sans doute préférable de chauffer les lames dans le vide et de les conserver dans le vide jusqu'au moment de les utiliser ; la température de chauffage pourrait être choisie plus élevée pour mieux éliminer l'eau qui adhère aux surfaces : mais les résultats obtenus par la méthode précédente ont paru être satisfaisants.

Certains dépôts ont été effectués sur des lames neuves (couvre-objets de microscopes, obtenues par soufflage) simplement nettoyées en les frottant d'abord avec du papier filtre, puis avec du papier Joseph ; on évite ainsi de les mouiller et on diminue les risques d'oxydation des dépôts de fer ou de zinc. Nous avons ainsi obtenu d'excellentes couches de fer ou de zinc.

4. MARCHE D'UNE PROJECTION ET PRÉCAUTIONS A PRENDRE. — La lame à métalliser est placée dans la cloche sur une lame plus grande, portée par un support isolant (porcelaine) et non par l'anode. Il est préférable que les lames soient rondes pour éviter les irrégularités des dépôts. Les lames à métalliser sont protégées par une lame de mica que l'on peut enlever pendant la projection.

Un bon vide est effectué et maintenu pendant plusieurs heures (en général pendant une nuit) pour favoriser le départ des gaz exclus. On lave ensuite l'appareil par circulation d'hydrogène pur et on remet sous vide encore pendant plusieurs heures. Avant la projection on fait encore passer un courant d'hydrogène pendant 10 ou 15 minutes. Enfin, le régime convenable de pression étant établi, on fait passer le courant.

Pendant les premières minutes, la décharge présente des irrégularités, se traduisant par des éclairs entre les électrodes, puis elle se stabilise. Au bout de quelque temps, la lame protectrice de mica est enlevée : le dépôt commence. Au cours de la projection, les condi-

tions sont fréquemment vérifiées (pression, tension aux bornes, courant débité).

Remarque. — Le passage de la décharge produit une élévation de température de la cathode et de son support. Des éclairs jaillissent du bouchon iodé du support de cathode, dus probablement à des dégagements de gaz ou vapeurs, paraissant entraîner des altérations des dépôts métalliques. Il faut donc éliminer ces phénomènes. On y parvient en nettoyant fréquemment cette partie de l'appareil et surtout en la refroidissant par circulation d'eau pendant la projection.

Ce refroidissement de la cathode entraîne une diminution de la vitesse de pulvérisation. Nous l'avons vérifié, avec les cathodes d'argent et de fer, en opérant avec ou sans courant d'eau dans le support de cathode, mais dans des conditions aussi identiques que possibles : pression de l'hydrogène, tension appliquée, courant débité, durée de projection. Les mesures de densité optique ont montré que la quantité de métal pulvérisée est plus petite quand l'on fait passer le courant d'eau.

Exemples

MÉTAL		ARGENT	FER	
tension appliquée	V	2 000	2 300	volts
courant	I	12	12	milliampères
durée	t	6	10	minutes
densité optique	sans courant d'eau D	1,11	0,51	
	avec courant d'eau D	1,09	0 39	

Ces résultats montrent que la vitesse de pulvérisation dépend de la température de la cathode, très sensiblement pour le fer, relativement peu pour l'argent. Certains auteurs, n'ayant pas trouvé d'action, avaient cru pouvoir généraliser. En fait, il semble que la température agisse plus ou moins (ou même pas du tout) suivant la nature du métal de la cathode.

Les valeurs numériques précédentes montrent que l'argent est plus facile à pulvériser que le fer. Quant au zinc, certains auteurs (par exemple BLECHSCHMIDT et VON HIPPEL [6]) avaient cru qu'on ne pouvait obtenir de pulvérisation directe du métal, mais seulement

du métal distillé dans le vide. En fait, nous n'avons obtenu de pulvérisation régulière qu'après un nettoyage soigné et des essais de pulvérisation poursuivis pendant trois jours : il est vraisemblable que le zinc ordinaire résiste d'abord aux pulvérisations cathodiques en raison de la couche superficielle oxydée qui le protège ; cette couche étant enlevée, les opérations deviennent régulières et assez rapides.

Exemple :

$$\text{lame E 6 II} \left\{ \begin{array}{l} V = 1\,500 - 1\,700 \text{ volts} \\ I = 9 \text{ m-ampères} \\ t = 5 \text{ minutes} \end{array} \right. \quad D = 0,91$$

Comme nous le signalons au chapitre V, la surface libre des couches de zinc devient diffusante quand on essaie de dépasser une certaine épaisseur, de l'ordre de 50μ , la surface métallique au contact du verre restant régulière.

CHAPITRE II

MESURE DES ÉPAISSEURS ET DES DENSITÉS OPTIQUES

Les couches métalliques qui peuvent faire l'objet de mesures optiques par transparence sont très minces : leur épaisseur ne peut guère dépasser quelques centièmes de micron sans que les mesures deviennent plus délicates et peu précises. De telles épaisseurs sont difficiles à mesurer avec précision, les différentes méthodes utilisables se prêtant à des objections. D'ailleurs, la matière n'étant pas un milieu continu, l'épaisseur ne peut être qu'une sorte de moyenne et il ne faut pas s'étonner si des méthodes de principes différents conduisent à des valeurs différentes de l'épaisseur ; alors qu'elles devraient donner le même résultat si elles étaient appliquées correctement à des milieux continus, homogènes et limités par des surfaces idéales.

La *Méthode des pesées* directes des dépôts métalliques ne donne qu'une épaisseur moyenne calculée généralement en adoptant pour le métal la densité du métal massif. Mais il est assez difficile d'obtenir un dépôt assez uniforme et assez étendu pour que la pesée soit précise, surtout lorsque l'appareil utilisé pour la préparation des couches n'est pas très grand ; en fait nos lames métalliques ne pouvaient remplir cette condition, même en se plaçant dans les meilleures conditions. De plus, on admet généralement que les couches minces ou leurs parties superficielles ont des propriétés différentes de celles du métal massif.

Les *méthodes de pesées indirectes*, basées sur un dosage chimique ou colorimétrique, ne sont pas faciles à employer pour tous les métaux et rencontrent les mêmes réserves que la méthode directe.

Les *méthodes optiques*, basées sur les interférences lumineuses, ont été employées sous diverses formes. On peut transformer la couche de métal en un composé transparent (par exemple l'argent en iodure), mesurer l'épaisseur de celui-ci et en déduire celle du métal initial,

les densités étant supposées connues ; le procédé peut être utilisé sous deux formes :

méthode de FIZEAU ;

méthode de WERNICKE.

Nous avons utilisé la méthode de WIENER, telle qu'elle a été adoptée par M. CAU [4], qui donne l'épaisseur géométrique de la couche métallique. Elle consiste à ménager (ou enlever) dans la couche métallique une bande étroite suivant laquelle le support transparent est libre ; puis à recouvrir toute la surface de la lame d'une couche de métal uniforme et pratiquement opaque, pour que la variation de phase par réflexion des vibrations lumineuses soit la même pour toutes les plages. On peut alors observer en lumière simple les franges d'interférence de la lame mince d'air limitée par la surface métallique ainsi réalisée et une lame de référence transparente : on obtient des franges rectilignes et équidistantes (si les surfaces en regard sont planes), formant deux systèmes correspondant respectivement à la surface primitivement métallisée et à la bande étroite qui avait été ménagée. Les deux systèmes ont le même interfrange i , mais sont décalés d'une longueur x , liée à l'épaisseur z du métal par la formule :

$$z = \frac{1}{2} \lambda \frac{x}{i}$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière employée.

Le dispositif expérimental, identique en principe à celui utilisé par M. CAU, est schématisé sur la figure 2 :

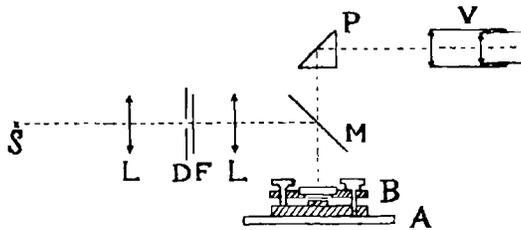


FIG. 2. — Schéma du montage pour mesure des épaisseurs.

la lame métallisée et la lame de référence sont montées sur un appareil B à vis de calage et vis de pression permettant de régler

l'épaisseur et l'angle de la lame d'air, ainsi que l'orientation des franges (qui doivent être à peu près normales aux bords de la bande libre) ;

l'appareil est posé sur le chariot A d'une machine à diviser, dont les déplacements, perpendiculaires aux franges, sont lus sur un tambour, dont les divisions donnent le centième de millimètre et permettent de lire le micron ;

la lumière vient d'un arc au mercure S, à travers des lentilles L, L', un diaphragme D et un filtre F qui ne laisse passer que la lumière verte ($\lambda = 546 \text{ m}\mu$) ;

le faisceau lumineux quasi-parallèle sortant de L' est renvoyé sur l'appareil B par une lame de verre M et les faisceaux réfléchis sur B, après la traversée de M, sont envoyés sur le viseur à réticule V par un prisme P à réflexion totale ;

le système de franges défile dans le champ du viseur fixe quand on déplace le chariot de la machine à diviser.

PRÉCISION. — Les franges seraient grises et difficiles à pointer avec précision si l'on utilisait une lame de verre nue comme surface de référence. Ainsi que M. CAU l'avait fait [4], nous avons utilisé comme surface de référence une lame de verre convenablement argentée [7] : on peut ainsi obtenir des franges presque noires, fines et très nettes, sur un fond brillant ; elles sont faciles à pointer.

La longueur d'onde lumineuse étant parfaitement connue, les erreurs de mesure agissant sur la valeur trouvée par l'épaisseur z sont les erreurs commises sur l'interfrange i et le décalage des franges x .

La précision de pointé d'une frange est de l'ordre de $1/100$ de l'interfrange, si celui-ci est assez grand pour être vu dans le viseur sous un angle suffisant ; il n'y a pas intérêt à trop augmenter cet interfrange, ce qui fait perdre aux franges sombres une partie du bénéfice de leur finesse et ce qui diminue en même temps le nombre de franges différentes qu'il est possible de pointer pour chaque épaisseur à mesurer. Il faut d'autre part que les valeurs de i (et de x) restent assez grandes pour que les erreurs de lecture et celles qui résultent de l'imperfection de la machine à diviser ne deviennent pas importantes. Ces conditions se trouvent remplies en réglant l'interfrange au voisinage de 0,80 mm.

De plus, pour chaque épaisseur z , on peut pointer successivement les différentes franges des deux systèmes et recommencer l'opération

plusieurs fois, au besoin en modifiant l'interfrange i , et enfin prendre la moyenne des valeurs trouvées pour z . Les écarts des différentes séries renseigneront sur la précision du résultat.

Finalement, les erreurs accidentelles des mesures se traduisent par des écarts absolus moyens souvent compris entre 1 et 2 millimicrons, pour les valeurs de z qui résultent des diverses séries de pointés ⁽¹⁾.

EXACTITUDE DES RÉSULTATS. — Si les couches métalliques étudiées ne sont pas bien uniformes, la méthode donne évidemment une valeur moyenne valable pour la région où les mesures sont effectuées ; elle peut différer de la valeur relative à une plage, voisine peut-être, mais différente, où l'on étudie la densité optique ou l'effet Faraday. L'erreur qui peut en résulter ne peut être atténuée qu'en s'efforçant d'obtenir des dépôts assez uniformes. Ce n'est pas toujours le cas. Dans des conditions favorables les densités optiques entre les deux extrémités d'une lame, ne diffèrent que de 0,05 pour une distance de 2 centimètres ; l'erreur est alors négligeable.

Plus grave serait une différence des épaisseurs de la couche métallique supplémentaire sur la bande de mesure et sur les plages latérales. F. ARTIGAS [8] a affirmé que la couche métallique déjà déposée s'oppose en quelque sorte au dépôt ultérieur du métal : il en résulterait pour l'épaisseur mesurée une valeur plus petite que l'épaisseur réelle à mesurer. Mais F. ARTIGAS ne donne aucune valeur numérique à l'appui de son affirmation, qui provient peut-être d'une interprétation incorrecte de résultats expérimentaux. La croissance non linéaire de l'épaisseur du métal avec la durée de la projection a été montrée par A. ANDANT [9], au moins dans les conditions où il a opéré : elle peut s'expliquer, comme diverses autres observations, par une action de répulsion électrostatique qui gêne le dépôt de métal ; on peut douter que cet effet soit différent pour les plages nues et les plages déjà métallisées, en raison de la très petite épaisseur des couches utilisées.

RÉALISATION DE LA MÉTALLISATION SUPPLÉMENTAIRE. — Au cours de la première métallisation, les régions convenables sont réservées par des bandes minces faciles à enlever ensuite. Le métal utilisé pour

⁽¹⁾ Les résultats confirment la précision croissante des moyennes obtenues à partir de mesures en nombre croissant. Il est à peine utile d'ajouter qu'il faut employer comme supports de couches des lames de verre de bonne qualité optique.

la couche supplémentaire est l'argent, facile à projeter. Nous avons obtenu des dépôts d'argent bien uniformes en plaçant les lames à 50 mm. de la cathode. Une projection de une heure et demie avec trois milliampères sous 1.200 volts suffit pour obtenir une couche d'argent pratiquement opaque.

MESURE DE LA DENSITÉ OPTIQUE. — Nous avons adopté la densité optique D des lames métallisées comme un moyen commode de repérer l'épaisseur du métal dont on étudie les effets magnéto-optiques, sans altérer les lames. Encore faut-il qu'il y ait une relation bien définie entre D et l'épaisseur z : c'est pourquoi nous avons entrepris l'étude de cette relation (chapitre V).

Les mesures ont été effectuées avec le photomètre visuel réalisé par M. CAU ⁽¹⁾, en utilisant la lumière d'une lampe à vapeur de mercure (type HB de GALLOIS) filtrée par un écran Wratten, donnant la radiation verte pour laquelle l'appareil est étalonné.

En général, les plages sont trop brillantes ; le faisceau lumineux entrant dans le photomètre est affaibli par des verres absorbants convenables.

La précision est très grande, grâce aux précautions prises dans la construction de l'appareil et à la qualité du cube de LUMMER utilisé, chaque valeur résulte de la moyenne d'une série de pointés ; dans chaque série l'écart absolu moyen est de l'ordre de 0,2 petite division ; comme 100 divisions correspondent à peu près à une densité égale à 1, on peut admettre que l'incertitude sur la densité optique est en général de l'ordre de 0,005.

(¹) On trouvera sa description dans le mémoire de M. CAU [4], p. 374.

CHAPITRE III

MESURE DES EFFETS MAGNÉTO-OPTIQUES

La lame étudiée est placée normalement aux lignes de force d'un champ magnétique d'intensité H produit dans l'entrefer d'un électroaimant par un courant d'intensité I réglable et mesurée. Elle reçoit sous incidence normale un faisceau quasi-monochromatique de longueur d'onde λ polarisé rectilignement. A la sortie de la lame, la vibration est elliptique et son grand axe n'a pas la même direction que la vibration incidente (effet Faraday). Il s'agit de déterminer les éléments de cette vibration elliptique, c'est-à-dire : la rotation ρ , angle du grand axe de l'ellipse avec la vibration incidente, compté positivement dans le sens du courant magnétisant I ; l'angle d'ellipticité ε , dont la tangente est égale au rapport des axes de la vibration incidente, et compté positivement lorsque le sens de parcours de l'elliptique est celui du courant magnétisant I .

Deux montages différents ont été utilisés : l'un, employé pour les essais et les premières mesures, donne seulement la rotation du plan de vibration ; l'autre, mis obligeamment à notre disposition par M. CORDONNIER [10] donne également l'ellipticité. Dans les deux cas, la lumière est fournie par un arc à vapeur de mercure en quartz (type HB, de la maison Gallois), et un monochromateur ne laisse passer que la lumière verte, de longueur d'onde $\lambda = 5461$ angströms. Cette lumière est polarisée par un prisme de glazebrook, traverse l'électroaimant dont les pièces polaires sont percées à cet effet et tombe sur le système analyseur. La lame étudiée est placée au milieu de l'entrefer.

PREMIER MONTAGE. — L'analyseur à pénombre est du type Lippich, monté sur cercle divisé de précision donnant par lecture directe un centième de degré et permettant d'apprécier $1/200$ de degré, soit 0,3 minute. Une lentille forme l'image du diaphragme source, sur la lame à étudier au milieu de l'entrefer, et l'image du diaphragme d'entrée sur le diaphragme de l'analyseur.

Le champ magnétique H est produit par un électroaimant Du Bois, dont les noyaux ont une section de diamètre 8,5 centimètres et portent huit bobines ; ils sont munis de pièces polaires tronconiques percées. L'entrefer finalement adopté est de 6 millimètres.

La courbe donnant la variation du champ H en fonction de l'intensité I du courant magnétisant a été tracée en mesurant, pour chaque valeur de I, la rotation magnétique dans une lame de verre d'épaisseur 0,14 centimètres. La constante de Verdet pour le verre employé a été calculée en comparant la rotation magnétique à celle de l'eau distillée placée dans une cuve d'épaisseur 3,50 millimètres et admettant pour constante de Verdet de l'eau pour la lumière employée ($\lambda = 546 m\mu$) : 1,53, 10^{-2} minute par gauss-centimètre. Voici les résultats obtenus :

I AMPÈRES	H GAUSS	I AMPÈRES	H GAUSS
2	7 400	10,5	16 500
4	12 500	12	16 750
6	14 500	13,5	17 000
8	15 500	15	17 230
9	16 000		

Les mesures définitives ont été effectuées avec un courant de 13,5 ampères, donnant un champ de 17 kilogauss, peu sensible aux légères variations de courant.

DEUXIÈME MONTAGE. — Le système polarimétrique est analogue au précédent, mais le polariseur est monté sur un cercle divisé de précision (sur lequel les lectures se font directement à une demi-minute près) et une lame quart d'onde orientable et escamotable est disposée devant l'analyseur type Lippich, dont le cercle divisé est identique à celui du polariseur.

L'électro-aimant est du type Weiss à refroidissement par circulation d'eau, à noyaux de diamètre 20 centimètres portant des pièces polaires tronconiques. L'entrefer étant de 10 mm., l'étalonnage a été effectué suivant la même méthode que pour le premier montage. Toutes les mesures définitives ont été effectuées avec un courant magnétisant de 50 ampères, donnant un champ de 22,5 kilogauss, variant seulement de 50 gauss environ lorsque la variation du courant est de 1 ampère.

MESURE DE LA ROTATION. — Nous avons toujours mesuré la double rotation obtenue en pointant avec l'analyseur à pénombre les vibrations données par des courants magnétisants égaux et de sens contraires. Ainsi se trouve éliminée l'erreur (indiquée plus loin), qui pourrait provenir de la dissymétrie d'absorption du Lippich lorsque la vibration à pointer est elliptique. En fait, l'ellipticité reste très petite et l'erreur est négligeable ; c'est confirmé par le fait que les pointés effectués avec des champs opposés sont symétriques du pointé effectué pour un champ nul. (Les lames étudiées n'ont presque jamais présenté de biréfringence).

MESURE DE L'ELLIPTICITÉ. — L'ellipticité ϵ et la rotation ρ restant petites, nous avons pu (comme M. CORDONNIER qui avait réalisé et utilisé le montage) employer une méthode simplifiée [10].

La lame quart d'onde est d'abord soigneusement réglée de manière que sa ligne neutre de grand indice soit parallèle à la vibration du polariseur : celle-ci étant pointée par l'analyseur, l'équilibre des plages subsiste quand on introduit la lame quart d'onde sur le faisceau. On obtient en même temps le zéro de l'analyseur.

La lame quart d'onde étant escamotée, on détermine la rotation ρ correspondant au courant magnétisant adopté, puis on la compense en faisant tourner le polariseur de cet angle ρ , mais en sens inverse : la vibration elliptique a alors ses axes parallèles aux lignes neutres de la lame quart d'onde remise en place ; elle est donc transformée en une vibration rectiligne que l'on pointe avec l'analyseur : la rotation de celui-ci depuis le zéro mesure l'ellipticité ϵ (en grandeur et en signe).

DISCUSSION DES ERREURS. — L'analyseur Lippich présente une dissymétrie. L'appareil étant parfaitement construit et réglé, la composante rectiligne du faisceau qui ne traverse pas le prisme de Lippich et que laisse passer le prisme analyseur est affaiblie seulement par celui-ci. La composante de vibration que laisse passer le prisme de Lippich subit dans la traversée de celui-ci un affaiblissement exprimé par le coefficient de transmission k (de l'ordre de 0,9) ; le prisme analyseur n'en laisse passer, avec un affaiblissement égal à celui du premier faisceau, qu'une composante dirigée suivant la section principale, qui fait avec celle du Lippich l'angle de pénombre 2θ .

On pointe avec l'analyseur une vibration de faible ellipticité ϵ ; si l'analyseur était symétrique, l'égalité d'éclairement des plages serait

réalisée lorsque la bissectrice de l'angle aigu des sections principales du Lippich et de l'analyseur serait perpendiculaire au grand axe de la vibration elliptique. Un calcul direct, ou l'emploi de la représentation géométrique de Poincaré permet de déterminer l'angle α (compté dans le sens qui amène par rotation 2θ la section principale du prisme analyseur sur celle du Lippich) dont il faut faire tourner l'analyseur tout entier à partir de la position idéale précédente, pour obtenir l'équilibre des plages. En réduisant l'expression à ses termes principaux, ε θ étant petits, ainsi que α , on trouve :

$$\alpha = \frac{1-k}{2(1+k)} \theta \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{\theta^2} \right).$$

Le premier terme, indépendant de ε , s'élimine si les rotations sont mesurées à partir de l'azimut de pointé d'une vibration rectiligne origine. Le second terme dépend de l'ellipticité, indépendamment du sens de la vibration : l'erreur s'élimine comme nous l'avons déjà dit en mesurant la double rotation magnéto-optique par inversion du champ magnétisant, si la vibration en l'absence de champ est rectiligne, les deux vibrations avec champs opposés étant symétriques.

En fait l'erreur resterait petite, même sans inversion du champ, soit par exemple : $2\theta = 4^\circ$ $\varepsilon = 1^\circ$ $k = 0,9$; alors : $\alpha = \frac{0,1}{3,8} \times 2 \times \frac{1}{4} = \frac{1}{76}$ de degré, inférieur à une minute.

ERREUR DE POINTÉ. — A partir de l'azimut d'équilibre précédent, faisons tourner l'analyseur d'un petit angle β . Les deux plages, d'éclairement moyen E , présentent une différence d'éclairement ΔE et l'on trouve aisément les termes principaux de la différence relative $\frac{\Delta E}{E}$ (contraste des plages) ; on en déduit :

$$\beta = \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{k}{(1+k)^2} \left(\theta + \frac{\varepsilon^2}{\theta} \right).$$

Cette expression ⁽¹⁾ comporte deux termes : le premier, indépendant de la forme de la vibration, représente l'erreur due à l'angle de

⁽¹⁾ Si l'on y fait $k = 1$, ce qui revient à négliger $\left(\frac{1-k}{1+k} \right)^2$ par rapport à l'unité, on retrouve les formules données par G. BRUHAT dans son *Traité de polarimétrie* [12].

pénombre ; le second terme est proportionnel au carré de l'ellipticité, et inversement proportionnel à l'angle de pénombre, résultat déjà obtenu par TUCKERMANN [11]. L'erreur possible β dépendra aussi du contraste minimum des plages $\frac{\Delta E}{E}$ perceptible par l'œil, compte tenu des conditions : pour un éclaircissement convenable, ce contraste minimum est de l'ordre de 1/50 et l'on aura à peu près :

$$\beta = \frac{1}{200} \left(\theta + \frac{\varepsilon^2}{\theta} \right).$$

Pour une vibration donnée, il y aurait un angle de pénombre optimum : $2\theta = 2\varepsilon$, tel que $\beta = \frac{\varepsilon}{100}$, soit environ une demi-minute pour $\varepsilon = 1^\circ$.

En fait, les ellipticités mesurées sont généralement petites, inférieures à 1° pour les couches de fer et diminuées notablement par l'adjonction d'une couche d'argent ou de zinc. L'optimum précédent correspondrait à des angles des plages petits, tels que l'éclaircissement rétinien serait trop faible : la sensibilité au contraste diminuant, l'incertitude de pointé augmenterait. On est donc conduit, en général, à prendre pour l'angle θ des valeurs sensiblement plus grandes que ε : l'incertitude β se réduit alors pratiquement à son premier terme, qui représente l'erreur de pointé d'une vibration rectiligne.

Dans chaque cas, nous avons choisi l'angle de pénombre de telle manière que l'erreur de pointé reste inférieure à une minute, chaque fois que le facteur de transmission de la lame étudiée le permettait. Les écarts absolus moyens de chaque série de mesures pour la rotation ρ et l'ellipticité ε sont alors de valeurs comparables, comprises généralement entre 0,3 et 1'. Nous avons vérifié que le second terme de β est alors négligeable.

En résumé, les valeurs mesurées de rotations et d'ellipticités sont affectées d'erreurs accidentelles de l'ordre de 1', sauf pour les lames très absorbantes avec lesquelles l'erreur est plus grande.

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE IV

CALCULS THÉORIQUES DES EFFETS MAGNÉTO-OPTIQUES

On admet que les phénomènes de polarisation rotatoire peuvent s'interpréter par l'hypothèse suivante : le milieu optique peut transmettre sans déformation deux vibrations circulaires inverses, mais avec des vitesses ou des indices différents (*biréfringence circulaire*) et, pour les corps non transparents, des absorptions différentes (*dichroïsme circulaire*). Le principe du calcul des effets résultants, lorsque ceux-ci sont petits, a été indiqué par M. CAU [4, 5], qui l'a appliqué en particulier à l'étude théorique des rotations trouvées par B. POGANY [1, 2] :

Pour chacune des vibrations lumineuses transmises sans déformation, l'effet de la traversée d'une lame peut s'exprimer par un *facteur complexe* $f = Fe^{i\varphi}$ dont le module F est le facteur réel, rapport des amplitudes émergente et incidente et l'argument φ est le retard ⁽¹⁾ de phase correspondant de la vibration émergente sur la vibration incidente.

Le courant magnétisant étant par exemple à *droite* (pour l'observateur qui reçoit la lumière), les quantités précédentes différeront pour les vibrations circulaires droite et gauche. Un raisonnement classique montre que la rotation magnéto-optique, comptée positivement dans le sens du courant magnétisant, est donnée par :

$$\rho = \frac{1}{2}(\varphi_g - \varphi_d) = \frac{1}{2}\Delta\varphi ;$$

⁽¹⁾ Cette convention paraît être plus commode pour l'exécution pratique de calculs que la convention inverse.

l'ellipticité est donnée par :

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{F_d - F_g}{F_d + F_g} = - \frac{\Delta F}{F_d + F_g}.$$

Lorsque les effets sont petits, ce qui est réalisé dans nos expériences, on aura une approximation suffisante en posant :

$$\varepsilon = - \frac{1}{2} \frac{\Delta F}{F}$$

et assimilant les différences à des différentielles. Or :

$$\frac{1}{2} \frac{df}{f} = \frac{1}{2} \frac{dF}{F} + i \cdot \frac{1}{2} d\varphi$$

Pratiquement :

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f} = -\varepsilon + i\rho$$

L'ellipticité ε (échangée de signe) et la rotation ρ sont respectivement données par la partie réelle et le coefficient de i de l'expression

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f}.$$

La règle s'appliquera à toutes les actions magnéto-optiques élémentaires, par transmission, ou par réflexion (effet Kerr).

Pour calculer dans chaque cas l'expression de f , on admettra que les différents milieux sont homogènes et obéissent aux règles ordinaires de l'optique. Ils seront caractérisés chacun, pour chaque radiation, par un indice de réfraction n et un indice d'absorption q , ou, si l'on veut, un indice complexe $n + iq$; sous l'action du champ magnétique longitudinal H , ces paramètres seront définis pour chacune des vibrations circulaires inverses, mais avec des valeurs légèrement différentes des valeurs normales ; nous poserons :

$$\Delta n = n_g - n_d \quad \Delta q = q_g - q_d$$

qui caractérisent respectivement la *biréfringence* et le *dichroïsme* circulaires.

En fait, ces quantités n'auront de valeur sensible que pour les métaux *ferro-magnétiques*, ici le fer, dont l'indice sera noté

$$v = n + iq$$

Pour l'air, d'indice unité, pour le verre, d'indice pratiquement réel

n' , et pour le métal supplémentaire, d'indice complexe $N + iQ$, la biréfringence circulaire et le dichroïsme circulaire sont négligeables.

Enfin, pour chacune des vibrations transmises ou réfléchies sans déformation, nous appliquons les formules classiques de FRESNEL pour l'incidence normale, la vibration étant caractérisée par le *champ électrique*.

Choix des paramètres. — Les calculs et les mesures ont été effectués pour la radiation verte du mercure ($\lambda = 546 \text{ m}\mu$).

indice du verre $n' = 1,5$.

fer $\left\{ \begin{array}{l} n = 2,4 \\ \Delta n = + 0,062 \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} q = 3,3 \\ \Delta q = + 0,043 \end{array} \right. \quad \text{(adoptés par M. CAU, d'après Drude.)}$
pour $H = 10\,000$ gauss.

TABLEAU 1.

INDICES D'AUTRES MÉTAUX

MÉTAL	λ	N	Q	AUTEUR
Ag	546	0,175	3,28	Minor
Zn	546	1,87	5,58	Drude
Pt	546	1,96	3,98	"
Cu	589	0,61	2,63	Minor
Al	589	1,44	5,23	Drude
Au	546	0,46	2,23	"

CALCUL DES EFFETS ÉLÉMENTAIRES. — a) *Effet Faraday interne dans une couche de fer.* — La simple traversée d'une couche de fer d'épaisseur z correspond à un facteur interne de transmission :

$$x = e^{-\frac{2\pi q}{\lambda} z} = X e^{ix}$$

avec :

$$X = e^{-\frac{2\pi q}{\lambda} z} \quad x = \frac{2\pi n}{\lambda} z.$$

L'application de la méthode générale fournit la rotation interne ρ et l'ellipticité ε , par :

$$-\varepsilon + i\rho = \frac{1}{2} \frac{\Delta x}{x} = i \frac{\pi z}{\lambda} \cdot \Delta v = -\frac{\pi \Delta q}{\lambda} z + i \frac{\pi \Delta n}{\lambda} z$$

soit :

$$\rho = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} z, \quad \varepsilon = \frac{\pi \Delta q}{\lambda} z.$$

Les effets magnéto-optiques sont proportionnels à l'épaisseur ⁽¹⁾.

b) *Effets magnéto-optiques par transmission aux surfaces limites.* — La nécessité d'en tenir compte a été soulignée par M. CAU [4]. Le facteur optique de transmission à la surface limite fer-air est :

$$b = 1 - a = \frac{2}{v + 1} = \frac{2}{n + 1 + iq}.$$

sous l'action du champ magnétique, le facteur prend des valeurs différentes pour les vibrations circulaires inverses ; il en résulte une rotation τ et une ellipticité ω supplémentaires données par :

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta b}{b} = -\omega + i\tau$$

soit :

$$\tau = \frac{q\Delta n - (n + 1)\Delta q}{2[(n + 1)^2 + q^2]}$$

$$\omega = \frac{q\Delta q + (n + 1)\Delta n}{2[(n + 1)^2 + q^2]}$$

De même, à la surface limite séparant le fer d'un métal d'indice complexe $N + iQ$ et dont l'effet Faraday est négligeable, on trouvera une rotation T et une ellipticité Ω données par :

$$T = \frac{(Q + q)\Delta n - (N + n)\Delta q}{2[(N + n)^2 + (Q + q)^2]}$$

$$\omega = \frac{(Q + q)\Delta q + (N + n)\Delta n}{2[(N + n)^2 + (Q + q)^2]}$$

c) *Effets supplémentaires limites dus à l'addition d'une couche de métal non ferro-magnétique.* — Sur une lame de verre d'épaisseur z' , déposons d'abord une couche de fer d'épaisseur z et mesurons la rotation et l'ellipticité magnéto-optique que donne cette lame dans un champ H . Recommençons les mesures après avoir recouvert le fer

⁽¹⁾ Exactement pour ρ , mais pour ε seulement en première approximation, valable quand ε reste petit.

d'une couche d'épaisseur Z du métal inactif M d'indice $N + iQ$. Nous observons des excédents (algébriques) : r et e par rapport aux premières mesures. Supposons les épaisseurs des métaux assez grandes pour que les faisceaux réfléchis à l'intérieur des couches n'aient pas d'influence. Les effets magnéto-optiques internes dans le fer restent inchangés, les excédents observés seront la conséquence des variations d'effets superficiels à la limite du fer quand on substitue le métal M à l'air. Donc :

$$\begin{aligned} r &= T - \tau \\ e &= \Omega - \omega \end{aligned}$$

On peut calculer ces effets limites ; voici leurs valeurs, en minutes, pour divers métaux, en adoptant les paramètres optiques du tableau 1.

TABLEAU 2

M	T	τ	T — τ	Ω	ω	$\Omega - \omega$
Pt	6,30	4,47	1,83	13,95	27,00	— 13,05
Ag	10,23	»	5,76	15,24	»	— 11,76
Zn	6,49	»	2,02	11,45	»	— 15,55
Cu	9,26	»	4,79	17,16	»	— 9,84
Al	6,98	»	2,51	11,88	»	— 15,12
Au	9,75	»	5,28	18,41	»	— 8,59
avec $Q = 3,1$						
Zn	6,16	»	1,69	15,68	»	— 11,32

On remarquera les valeurs relativement grandes des ellipticités superficielles ω et Ω , signalées déjà par M. CAU ; l'ellipticité est également plus sensible que la rotation au changement du milieu au contact du fer, dans les conditions supposées. On voit enfin qu'en admettant les paramètres indiqués l'argent sera particulièrement favorable pour l'étude des rotations et le zinc favorable pour les études d'ellipticités.

d) *Nécessité de tenir compte des réflexions multiples à l'intérieur des diverses couches.* — Le facteur de réflexion de la surface limite d'un métal est relativement grand, en particulier au contact d'un milieu transparent. Si l'épaisseur du métal n'est pas assez grande pour que l'affaiblissement intérieur par double traversée du métal rende négligeable l'amplitude d'un faisceau réfléchi deux fois, de tels faisceaux

se superposeront au faisceau transmis directement et se combineront à lui suivant le principe des interférences, puisque les épaisseurs sont petites et pratiquement uniformes. Les effets magnéto-optiques pourront ainsi être modifiés de façon importante. Cette influence des faisceaux réfléchis a été étudiée par M. CAU [5]. En négligeant les réflexions multiples à l'intérieur de la lame de verre qui porte les couches métalliques, les excédents de rotation et d'ellipticité d'une lame verre-fer-métal M par rapport à la lame verre-fer correspondante peuvent se calculer à partir du facteur complexe :

$$g = (1 - a_1)x_1 \cdot \frac{1 + a_2}{1 - a} \cdot \frac{1 - aa'x^2}{1 + a'a_2x^2 - a_1x_1^2(a_2 + a'x^2)}$$

où a, a', a_1, a_2 sont respectivement les facteurs complexes de réflexion sur les surfaces fer-air, fer-verre, métal-air, métal-fer (la réflexion s'effectuant dans le premier milieu de chaque couple) et x, x_1 étant les facteurs complexes de transmission à travers les épaisseurs z et Z de fer et de métal.

Le premier facteur $(1 - a_1)x_1$ est pratiquement indépendant du champ. Le second facteur $\frac{1 + a^2}{1 - a}$ donne l'effet limite calculé précédemment : $T - \tau, \Omega - \omega$. Le troisième facteur représente l'effet des réflexions multiples dans les deux lames comparées. Le numérateur $L = 1 - aa'x^2$ donne par : $\frac{1}{2} \frac{\Delta L}{L} = l_r + il_j$

les corrections relatives à la lame verre-fer, et le dénominateur, par un procédé analogue, les corrections relatives à la lame recouverte du métal M : $\frac{1}{2} \frac{\Delta S}{S} = s_r + is_j$.

Finalement les excédents théoriques de rotation et d'ellipticité produits par la présence du métal M seront de la forme :

$$\begin{aligned} \rho_1 &= T - \tau + l_j - s_j \\ \epsilon_1 &= \Omega - \omega - l_r + s_r \end{aligned}$$

M. CAU a publié les résultats des calculs pour divers cas, lorsque le métal M est le platine [3]. Nous avons calculé les effets théoriques lorsque le métal M est de l'argent ou du zinc, pour $\lambda = 546 \text{ m}\mu$ et un champ de 10.000 gauss, en supposant constante, soit l'épaisseur Z du métal supplémentaire (excédents magnéto-optiques ρ_1, ϵ_1), soit l'épaisseur z du fer (excédents ρ_2, ϵ_2). Les excédents sont exprimés en minutes sexagésimales.

TABLEAU 3

EXCÉDENTS THÉORIQUES PRODUITS PAR UNE COUCHE SUPPLÉMENTAIRE D'ARGENT

$Z = 20 \text{ m}\mu$			$z = 20 \text{ m}\mu$			$z = 10 \text{ m}\mu$	
z	ρ^1	ϵ^1	Z	ρ^2	ϵ^2	ρ^2	ϵ^2
$m\mu$			$m\mu$				
0	0	0	0	0	0	0	0
10	+ 9,37	- 7,12	10	+ 5,53	- 3,88	+ 6,20	- 3,90
20	+ 8,59	- 6,59	20	+ 8,59	- 6,59	+ 9,37	- 7,12
30	+ 6,62	- 6,24	30	+ 10,17	- 8,10	+ 10,87	- 9,03
40	+ 5,00	- 6,62	40	+ 10,95	- 8,87	+ 11,58	- 10,01
50	+ 4,06	- 7,47	50	+ 11,34	- 9,23	+ 11,93	- 10,49
60	+ 3,83	- 8,08		
70	+ 3,96	- 8,49					
...					
100	+ 4,30	- 8,67	100	+ 11,77	- 9,53	+ 12,26	- 10,90

Pour mémoire : effets limites $\left\{ \begin{array}{l} T - \tau = + 5,76 \\ \Omega - \omega = - 11,76. \end{array} \right.$

TABLEAU 4

EXCÉDENTS THÉORIQUES PRODUITS PAR UNE COUCHE SUPPLÉMENTAIRE DE ZINC

$Z = 20 \text{ m}\mu$			$z = 20 \text{ m}\mu$		
z	ρ^1	ϵ^1	Z	ρ^2	ϵ^2
0	0	0	0	0	0
10	+ 7,01	- 15,49	10	+ 5,64	- 11,92
20	+ 7,58	- 14,87	20	+ 7,57	- 14,89
30	+ 5,68	- 13,05	30	+ 8,37	- 15,49
40	+ 3,34	- 12,44	40	+ 8,63	- 15,55
50	+ 1,32	- 13,13
70	+ 0,81	- 14,40			
100	+ 1,19	- 14,77	100	+ 8,74	- 15,52

Pour mémoire : effets limites $\left\{ \begin{array}{l} T - \tau = + 2,02 \\ \Omega - \omega = - 15,55. \end{array} \right.$

Les résultats sont traduits par les courbes des figures 3.

On remarquera les écarts notables, par rapport aux effets limites, que produisent les faisceaux réfléchis, en particulier pour la rotation magnéto-optique correspondant à de petites épaisseurs de fer : l'excédent théorique peut être beaucoup plus grand que l'effet limite.

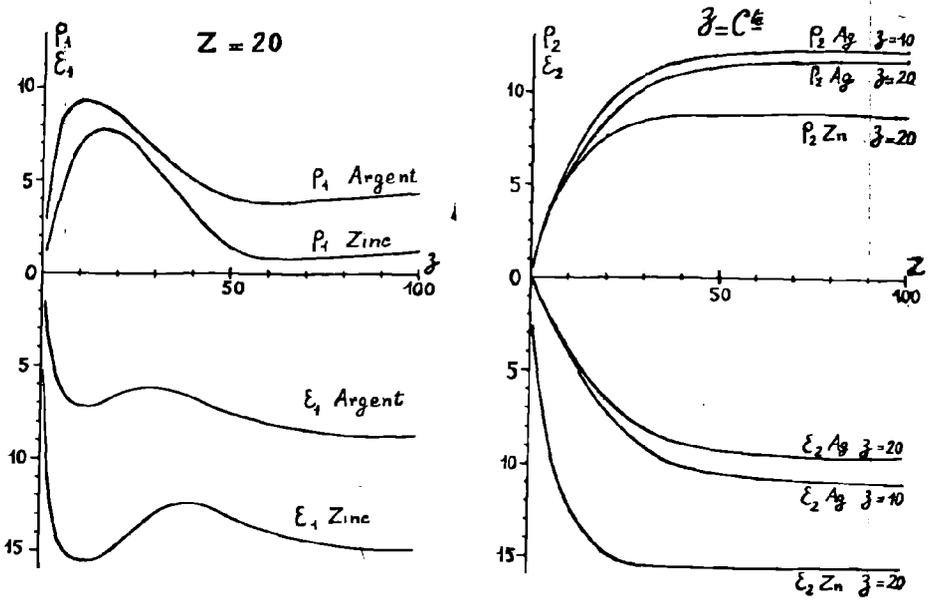


FIG. 3. — Variation des excédents théoriques ρ_1, ϵ_1 (et ρ_2, ϵ_2) en fonction de z (et Z).
 ρ_1, ϵ_1 (ou ρ_2, ϵ_2) = Excédents théoriques en minute. z = Épaisseur du fer, Z = Épaisseur du métal supplémentaire en $m\mu$.

CHAPITRE V

DENSITÉS OPTIQUES DES COUCHES MÉTALLIQUES DÉPOSÉES SUR LAMES DE VERRE

Soit une couche métallique d'épaisseur uniforme z , homogène et d'indice de réfraction complexe $n + iq$, déposée sur une lame de verre d'épaisseur relativement grande et d'indice n' . La transparence de la lame pour une radiation λ est exprimée commodément par la densité optique D . Elle sera fonction de z . L'étude expérimentale des variations de D avec z permettra de vérifier si les couches métalliques ont des propriétés régulières ou non, de vérifier aussi la valeur admise par l'indice d'absorption.

L'expression correcte de la densité optique est assez complexe, car il faut tenir compte, non seulement de l'absorption de la lumière lorsqu'elle traverse l'épaisseur z , ce qui correspond au terme d'absorption interne : kz où $k = \frac{4\pi q}{\lambda} \log e$, mais aussi des facteurs de transmission des surfaces de séparation (qui correspondent aux affaiblissements « par réflexion » sur ces surfaces) et même des faisceaux plusieurs fois réfléchis à l'intérieur des couches homogènes élémentaires : pour des épaisseurs assez faibles et régulières, les faisceaux se combinent par interférence. Cette dernière circonstance a pour effet que l'épaisseur de la lame de verre interviendrait dans l'expression de D , si cette épaisseur était à peu près uniforme. C'est pour éviter cette cause d'incertitude que les lames de verre choisies ne sont pas à faces parallèles. La formule correcte qui permet le calcul de la densité théorique dans ces conditions a été donnée par M. CAU [4] :

$$D = kz - \log(1 - a'^2)U_0^2 + \log(U^2 - a''^2V^2)$$

où le premier terme représente l'absorption interne, les autres représentant l'effet des faisceaux réfléchis ; U et V sont les modules des expressions complexes : $1 - aa'x^2$, $a' - ax^2$; a , a' , a'' sont respectivement les facteurs complexes de réflexion sur les surfaces métal-

air, métal-verre, verre-air, et x le facteur interne de transmission dans le métal. U_0 est la valeur de U pour $z = 0$ (module de $1 - aa'$).

APPLICATION AUX COUCHES DE FER, ARGENT ET ZINC. — Les calculs pour le fer ont été effectués par M. CAU [4] ; nous avons effectué les calculs pour l'argent et le zinc.

Les paramètres optiques adoptés, pour $\lambda = 546 m\mu$, sont ceux du tableau 1. Les résultats théoriques sont résumés dans le tableau 5 et reportés, en traits pleins, sur la figure 4.

TABLEAU 5

DENSITÉS OPTIQUES THÉORIQUES DE LAMES DE VERRE
PORTANT UNE COUCHE MÉTALLIQUE

z	Métal	Fe	Ag	Zn
		100 D	100 D	100 D
—	—	—	—	—
0 $m\mu$		3,5 ⁽¹⁾	3,5	3,5
10		53,2	23,9	82,7
20		89,0	52,1	143,1
30		120,6	83,7	198,9
40		151,6	116,1	254,6
..	
70		248,5	214,1	..
..	
100		347,4	312,4	588,5

Les variations ne sont pas linéaires, le sens de courbure des lignes représentatives dépend du métal. Les courbes admettent une asymptote dont la pente donne l'indice d'absorption q du métal.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Les mesures ont porté, suivant la méthode exposée au chapitre II, sur des lames portant un certain nombre de plages métalliques, aussi uniformes que possible, pour chacune desquelles on a mesuré l'épaisseur z exprimée en millimicrons et la densité optique D pour la lumière verte du mercure.

Couches d'argent. — Les résultats des mesures pour trois lames sont reproduits dans le tableau 6 et représentés sur la figure 4b, où la courbe en trait plein donne les valeurs théoriques.

⁽¹⁾ La densité d'une lame mince de verre est 0,035.

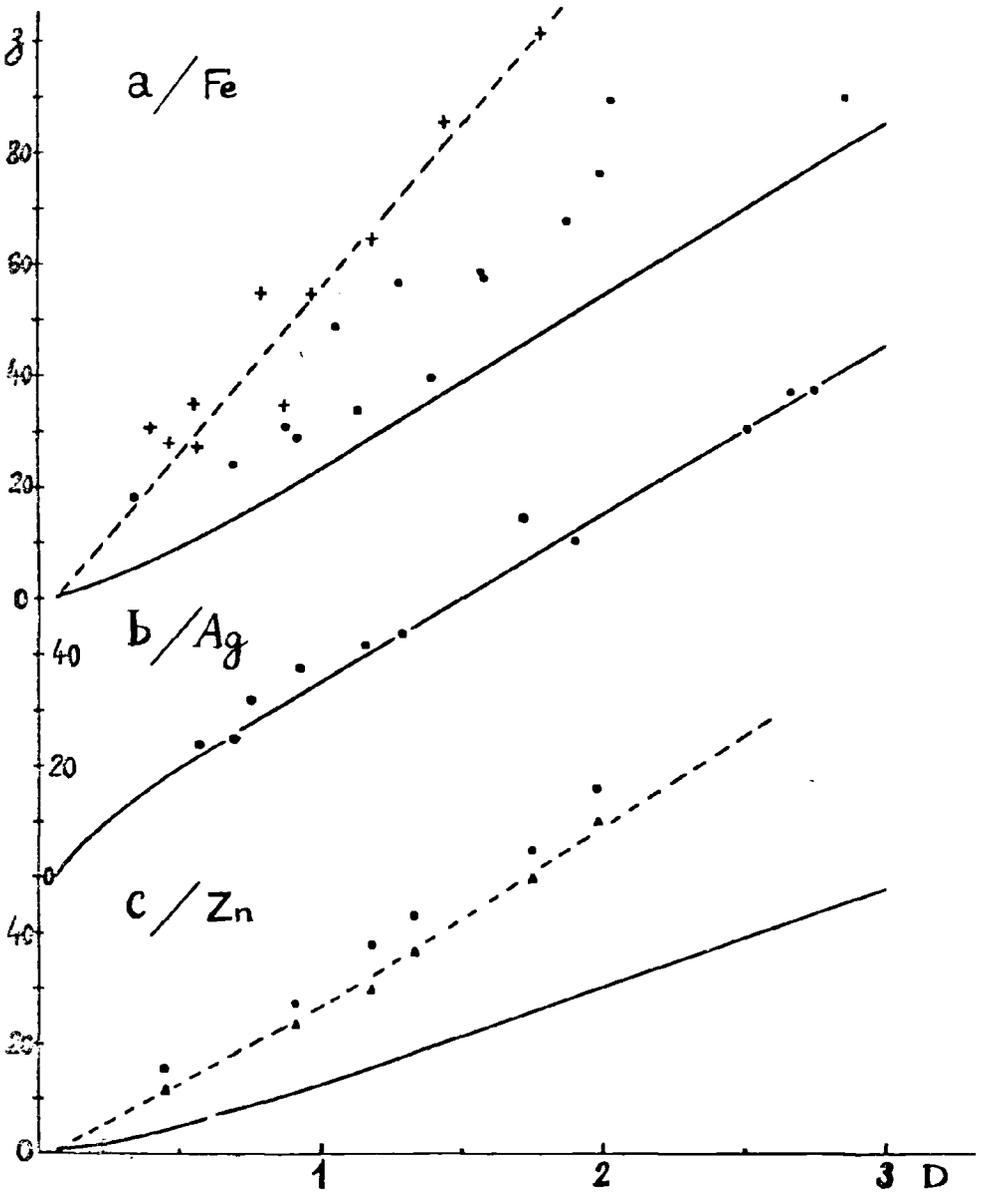


FIG. 4. — Variation de la densité optique D en fonction de l'épaisseur de fer de l'argent ou de zinc. z = Épaisseur du métal en $m\mu$.

TABLEAU 6

LAME	z $m\mu$	100 D	LAME	z $m\mu$	100 D
E ₀ I	24	57	E ₁₄ I	88	267
» II	42	116	II	119	324
» III	61	190	III	81	251
» IV	88	275	IV	44	129
E ₇ I	25	69	V	65,5	171
» II	32,5	75,5	VI	38	93

On voit que les points expérimentaux sont très près de la courbe théorique ou légèrement au-dessus ; l'argent, métal peu altérable, se pulvérise très facilement, dans l'air comme dans l'hydrogène et donne des couches de propriétés relativement très régulières. Au moins pour les épaisseurs utilisées, les constantes optiques du métal massif paraissent être à peu près valables pour les couches minces. Les variations des constantes optiques signalées par exemple par DRUDE, POGANY [13] et ROUARD [14] se produisent pour les petites épaisseurs. La structure des couches paraît donc assez régulière et voisine de celle du métal massif : on sait que l'argent donne facilement des cristaux de dimensions notables.

Couches de fer. -- Les résultats rassemblés dans le tableau 7 (où les valeurs suivies d'une croix sont relatives à des plages nettement brunes) sont reportés, avec la courbe théorique en trait plein, sur la figure 4a.

TABLEAU 7

LAME	z $m\mu$	100 D	LAME	z $m\mu$	100 D
E ₁ I	55	79 +	E ₁₀ I	29	91
II	28	46 +	II	49	105
IV	27,5	56 +	III	18	34
E ₂ I	35	55 +	E ₁₁ I	59	157
II	55	97 +	II	90	203
E ₃ I	31	39 +	E ₁₂ I	102	178 +
II	35	87 +	II	40	139
III	65	118 +	III	68,5	187
E ₄ I	31	87,5	IV	86	144 +
II	57	128	V	34	113
III	24	69	VI	58	158
			E ₁₃ I	91	286
			II	77	199

Les résultats sont très discordants. Les densités mesurées sont toutes plus petites que les valeurs théoriques correspondantes. Les écarts sont particulièrement grands pour les plages de couleur brune (signalées sur le diagramme par une croix) dont les points représentatifs se placent assez près d'une droite, marquée en pointillé, qui correspondrait à un indice d'absorption voisin de 1,75

C'est le cas des lames E1, E2, E3. La plage II de E9 était un peu brunâtre, tandis que les autres plages paraissaient grises : le point correspondant est sensiblement plus éloigné que les deux autres de la courbe théorique. Les plages de la lame E12 ont été obtenues par groupes de deux ; effectivement les points correspondants aux plages ainsi associées ont des écarts comparables : les plages I et IV, brunâtres, s'écartent beaucoup de la densité théorique, l'écart étant voisin de 1,7 ; pour les deux plages III et VI obtenues également ensembles et qui sont de couleur grise, l'écart est voisin de 0,55 ; enfin les deux plages II et V sont relativement près de la courbe théorique. Les conditions de préparation des lames, qu'il est difficile de maintenir bien constantes, semblent donc jouer un rôle important.

Des mesures spectrophotométriques (1) ont confirmé que la densité optique reste à peu près constante pour toutes les radiations visibles (aux erreurs d'expérience près) pour certaines lames (telle E13) dont les points représentatifs ne s'écartent pas trop de la valeur théorique ; d'autres lames absorbent plus fortement le violet que le rouge.

Ces résultats sont en accord avec ceux de M. CAU, qui avait obtenu, par réduction, semble-t-il, de lames d'abord oxydées, des couches de fer très dures et dont les points représentatifs se plaçaient assez près de la courbe théorique.

L'oxydation des couches ne semble pas suffire pour expliquer les discordances observées. Il faut supposer que la structure des couches, même constituées par du métal pur, peut varier suivant les conditions de préparation et les traitements ultérieurs. Ces conclusions, qui semblent confirmées par les diverses propriétés des couches métalliques, ont été appuyées par des études de structure par les rayons X : on a pu montrer ainsi que certaines couches sont constituées par des cristaux bien développés, leurs propriétés étant alors voisines de celles des métaux massifs ; d'autres couches sem-

(1) Mesures faites avec un spectrophotomètre Jobin et Yvon bien réglé.

blent être presque amorphes, avec parfois quelques noyaux cristallins, leurs propriétés étant nettement différentes de celles des précédentes (par exemple, couches de nickel étudiées par INGERSOLL et de VINNEY [15]). EDWARDS [16], INGERSOLL et SORDAHL [17] ont montré que la température de la cathode et celle du support sur lequel se fait le dépôt, influe sur cette structure microcristalline. Une élévation de température peut faciliter l'évolution vers un état à cristaux bien développés : c'est le *vieillessement* des couches métalliques.

Ainsi, tandis que certains métaux, tels que l'argent, donnent immédiatement, dans les conditions normales, des couches bien cristallisées, d'autres métaux, dont le fer, semblent donner des couches dont la structure peut varier depuis l'état amorphe jusqu'à un état cristallisé de propriétés comparables aux métaux massifs purs.

De telles conclusions avaient été tirées, en ce qui concerne le fer, de l'étude faite par M. CAU des couches obtenues par pulvérisation cathodique ou par simple distillation thermique.

En résumé, on ne peut attendre du fer en couches minces, des propriétés parfaitement régulières. On les obtiendrait peut-être par un traitement convenable que nous n'avons pu essayer de réaliser.

COUCHES DE ZINC. — L'étude a porté sur une lame à six plages, préparée par trois projections avec le maximum de précautions pour en assurer la pureté. Après mesure des densités, la lame a été recouverte d'argent pour mesurer les épaisseurs ; celles-ci ont été mesurées également au bout de 13 jours (1). Les résultats sont indiqués dans le tableau 8 et représentés, avec la courbe théorique en trait plein sur la figure 4c.

TABLEAU 8
DENSITÉS DES COUCHES DE ZINC.

PLAGE	100 D	$z \text{ m}\mu$	
		18 - 2 - 39	3 3 39
—	—	—	—
E ₆ I	45	15,6	12,5
II	91	27,5	24
III	118	38,3	30
IV	132,5	43,5	37
V	175 +	55	50
VI	198 +	66,5	60,5

(1) Nous n'avons pu mesurer de nouveau les densités, en raison de l'argenteure supplémentaire, ni recommencer l'opération.

Les quatre premières plages ont un aspect métallique et par transmission une couleur gris-bleuâtre ; les plages V et VI, plus denses, sont diffusantes, la lumière diffusée étant blanchâtre. Pourtant les points expérimentaux des six plages se placent assez régulièrement au voisinage d'une droite ; mais celle-ci s'écarte notablement de la courbe théorique.

Les mesures d'épaisseurs, faites le 18 février 1939, ont été répétées au bout de treize jours : les épaisseurs mesurées étaient devenues plus petites. La diminution d'ensemble, égale en moyenne à $5,5 \text{ m}\mu$, ne peut pas être attribuée aux erreurs de mesure. Les points représentatifs, indiqués sur la figure 4c en supposant les densités inchangées, se rapprochent de la courbe théorique.

Nous pensons qu'il y a là un effet de vieillissement, avec variation de structure du métal. Les premières mesures, faites immédiatement après la préparation, portaient peut-être sur un métal très imparfaitement cristallisé. L'évolution se fait probablement vers un état de cristallisation plus parfaite, beaucoup moins facilement que pour l'argent, mais beaucoup plus que pour le fer. C'est là une hypothèse. Il est vraisemblable que la densité optique doit varier et dans l'hypothèse précédente, augmenter : les points représentatifs se rapprocheraient donc encore plus de la courbe théorique.

Nous avons essayé d'effectuer des mesures sur des couches de zinc plus épaisses, mais nous n'avons pu obtenir de couches épaisses à surface non diffusante. Au début de la projection, par exemple pendant dix minutes, la couche reste bien réfléchissante ; puis elle commence à devenir diffusante, et la diffusion augmente avec l'épaisseur.

Pour voir s'il s'agissait d'un effet dû à l'élévation de température du dépôt métallique, nous avons fractionné l'opération et effectué sur la même lame trois dépôts d'assez courte durée, pendant trois jours de suite : malgré ces précautions, la couche de zinc a le même aspect diffusant que les autres couches obtenues en une seule fois.

Il semble qu'il y ait là un effet de la structure de la lame (plutôt que d'une oxydation à laquelle nous avions d'abord pensé). De nouvelles expériences, et en particulier des études de structure aux rayons X, paraissent nécessaires pour élucider la question.

Nous devons pourtant admettre que les couches jeunes utilisées pour les expériences magnéto-optiques ont peut-être des propriétés assez régulières, mais que les indices différents de ceux que nous

avons admis, d'après des mesures de DRUDE, portant sur du fer massif. La disposition des points expérimentaux correspond à un indice d'absorption voisin de 3,1, tandis que nous avons admis $9 = 5,58$; MEIER [18], par des mesures sur métal massif, donne, pour $\lambda = 508 \text{ m}\mu$: $n = 1,406$ $q = 4,101$; PFESTORF [19], trouve $n = 1,25$, $q = 4,51$ pour $\lambda = 546$. Tous ces résultats sont assez discordants et on ne peut tirer de conclusions sûres d'aucune expérience fragmentaire.

VARIATION DE DENSITÉ OPTIQUE PRODUITE PAR UNE COUCHE MÉTALLIQUE SUPPLÉMENTAIRE. — Soit une lame portant une couche de fer d'épaisseur z et de densité D . Une couche métallique supplémentaire d'épaisseur Z , donne une lame de densité D' : la densité optique a subi un accroissement :

$$\Delta = D' - D.$$

Il est fonction de Z .

Pour l'étude expérimentale des variations corrélatives d'effet Faraday, nous avons utilisé Δ pour repérer commodément l'épaisseur z du métal M ajouté, de même que nous avons utilisé D pour repérer z . La méthode est commode, tandis que la détermination directe des épaisseurs par la méthode interférentielle serait très délicate (et même presque impraticable en tenant compte de toutes les conditions à réaliser) ; mais elle n'est pas exacte.

Étudions théoriquement l'effet de la couche de métal supplémentaire, en négligeant les réflexions multiples dans les métaux et dans le verre, c'est-à-dire en ne considérant que le faisceau directement transmis par la lame. Les résultats de ce calcul ne seront pas corrects, particulièrement si les épaisseurs de métal sont petites, mais seront sans doute suffisants pour des épaisseurs assez grandes : ils nous donneront un effet limite.

Dans ces conditions, la densité D comporte un terme kz d'absorption intense dans le fer, et des termes relatifs aux transmissions par les surfaces air-verre, verre-fer, fer-air ; D' comportera les termes internes : $kz + KZ$ et des termes relatifs aux transmissions par les surfaces air-verre, verre-fer, fer-métal, métal-air.

Les termes communs s'éliminent en formant l'expression de Δ ; celle-ci diffère de celle qui donne la densité optique δ d'une lame de

verre portant l'épaisseur Z du métal M . On exprime aisément, en fonction des indices des trois milieux, la différence :

$$\Delta - \delta = \log \frac{16n^2[(n + N)^2 + (q + Q)^2]}{(n' + 1)^2[(n' + N)^2 + Q^2][(n + 1)^2 + q^2]}.$$

Avec les paramètres optiques déjà adoptés, on trouve :

$M =$ argent	$\Delta - \delta = -0,025$
$M =$ zinc	$\Delta - \delta = -0,232$
$M =$ fer	$\Delta - \delta = -0,184.$

Ce dernier exemple montre que si l'on double l'épaisseur d'une couche de fer, la densité optique ne sera pas doublée. Les écarts limites ainsi calculés ne sont d'ailleurs pas très grands ; en particulier, si le métal supplémentaire est l'argent, l'écart limite est théoriquement petit, non parce que les effets individuels des surfaces sont faibles, mais par une sorte de compensation accidentelle. Le choix de l'argent se trouverait ainsi justifié.

Nous avons essayé de vérifier ces résultats par quelques mesures effectuées avec des couches d'argent, d'épaisseurs diverses, déposées sur une couche de fer de densité égale à $D = 0,65$ (en moyenne) ; nous avons mesuré, sur des plages libres, la densité δ de chaque couche d'argent, qui permet d'évaluer l'épaisseur Z , et la densité globale D' . Voici les résultats pour la lame E14, à six plages :

PLAGE	Z $m\mu$	100 δ	100 Δ	100($\delta - \Delta$)
I	88	267	258	9
II	119	324	(1)	
III	81	251	222	29
VI	44	129	98	31
V	65,5	171	155	16
VI	38	93	63	30

(1) pour la plage II, D' est trop grand pour être mesurable avec le photomètre.

Les valeurs des écarts observés sont plus grandes que les valeurs théoriques et présentent des discordances notables, qui peuvent provenir de défauts d'uniformité de l'épaisseur des couches.

Si, comme l'affirme F. ARTIGAS [8], la couche existante de fer s'oppose au dépôt d'argent, celui-ci sera plus mince que sur les plages libres et ($\delta - \Delta$) sera plus grand. La méthode de WIENER pour la

mesure des épaisseurs présentera ainsi une cause d'erreurs systématiques.

Mais la couche de fer utilisée, ($D = 0,65$) est relativement mince, et il faudrait tenir compte de l'influence des réflexions multiples ; les indices adoptés pour les métaux étant assez incertains et il paraît difficile de tirer des conclusions des expériences trop peu nombreuses que nous avons pu effectuer.

Nous pouvons seulement admettre que le repérage des épaisseurs par la densité optique supplémentaire Δ , s'il n'est pas exact, permet d'espérer une allure correcte des courbes représentant les résultats des mesures magnéto-optiques.

CHAPITRE VI

EFFET FARADAY DES COUCHES MINCES DE FER

Les couches métalliques ont été déposées sur des lamelles couvre-objets de microscope (d'épaisseurs voisines de 0,15 mm.) ; les mesures de rotation ρ , d'ellipticité ε , et de densité optique D ont été en général faites aussitôt après la préparation de la lame, pour éviter l'effet de vieillissement. Les rotations indiquées sont le résultat brut des mesures ; pour avoir l'effet propre du fer, limité d'un côté par le verre, de l'autre par l'air (ou le métal ajouté), on peut négliger en première approximation les réflexions multiples dans le verre et retrancher la rotation due à la lamelle de verre, soit environ 6' pour 17.000 gauss, et 8' pour 22.500 gauss.

Pour une lame (B5), nous avons mesuré plusieurs jours de suite la rotation ρ :

DATE	ρ	100 D
17 — — 39	33,7	88,7
18	33,6	
19	33,3	
20	33,7	
22	33,4	
24	34	88,2

A l'approximation des mesures, il n'y a pas de variation : le vieillissement n'intervient pas.

Les couches ne sont pas parfaitement uniformes ; pour diminuer les erreurs qui peuvent en résulter, nous avons effectué les mesures de densité et les mesures polarimétriques sur la même région de la lame. La surface utilisée pour ces dernières est un cercle de 5 mm de diamètre ; si on diminue ses dimensions, la luminosité des plages diminue, les pointés polarimétriques deviennent moins précis, surtout si les lames étudiées ont des densités élevées.

INFLUENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE. — Les mesures définitives ont été effectuées avec un champ de 17.000 gauss pour l'électro-aimant Du Bois et de 22.500 gauss pour l'électro-aimant type Weiss. Les résultats obtenus dans les deux cas doivent être comparables, à quelques minutes près pour les lames de fer relativement épaisses, car on est déjà près des valeurs d'aimantation qui correspondent à la saturation, ce que nous avons vérifié pour plusieurs lames en étudiant les variations de la rotation et de l'ellipticité avec le champ. Voici les résultats pour la lame Fe30, de densité optique 2,03 :

H	}	8 060	12 000	14 600	19 100	22 500	gauss
ρ corrigé		88	102	105	114	114	minutes
ε		54,5	66	69,5	73	73	minutes.

Du Bois a vérifié pour l'effet Kerr que la rotation est proportionnelle à la composante normale I_n de l'aimantation, dans le cas du fer massif. Pour l'effet Faraday, la relation entre l'aimantation et le champ H pourra être établie si l'on connaît les propriétés magnétiques du milieu et à la condition de tenir compte du champ démagnétisant ($4\pi I_n$) très intense pour les couches de fer.

Considérons deux couches de fer d'épaisseurs z_1, z_2 ; si leurs structures et propriétés magnétiques sont identiques, elles prendront la même aimantation I si on les place normalement à un même champ magnétique H , donc ainsi les mêmes paramètres magnéto-optiques ; elles y donneront des rotations Faraday nettes ρ_1, ρ_2 et des ellipticités $\varepsilon_1, \varepsilon_2$. Ces valeurs deviendront $\rho'_1, \rho'_2, \varepsilon'_1, \varepsilon'_2$ dans un champ H' , et devront vérifier :

$$\frac{\rho'_1}{\rho_1} = \frac{\rho'_2}{\rho_2} = \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon_1} = \frac{\varepsilon'_2}{\varepsilon_2} = \frac{H'}{H}.$$

L'expérience montre qu'il n'en est pas ainsi. Par exemple, des courbes de variation de l'effet Faraday en fonction du champ pour la lame Fe30 et pour une autre lame Fe21 (de densité optique 1,90) on peut déduire, pour $H = 10.000$ et $H' = 22.500$:

$$\frac{\rho'_1}{\rho_1} = 1,20 \quad \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon_1} = 1,205 \quad \frac{\rho'_2}{\rho_2} = 1,235 \quad \frac{\varepsilon'_2}{\varepsilon_2} = 1,14.$$

L'écart entre les deux derniers rapports, en particulier, paraît supérieur aux erreurs de mesures.

On doit en conclure à des variations de propriétés d'une lame à une autre et même à la non uniformité à l'intérieur d'une même lame.

VARIATION DE L'EFFET FARADAY AVEC L'ÉPAISSEUR DES COUCHES DE FER. — Le calcul des variations théoriques a été effectué, en tenant compte des réflexions multiples dans le fer, par M. CAU [5], avec les paramètres que nous avons adoptés au chapitre IV :

$$n = 2,4 \quad q = 3,3 \quad \Delta n = 0,062 \quad \Delta q = 0,043$$

pour la lumière verte du mercure et un champ de 10.000 gauss. Les résultats sont représentés par les courbes en trait plein de la figure 7, où les abscisses représentent, non les épaisseurs z , mais les densités optiques D . Les rotations brutes et ellipticités résultant de nos mesures sont représentées sur le diagramme (fig. 5).

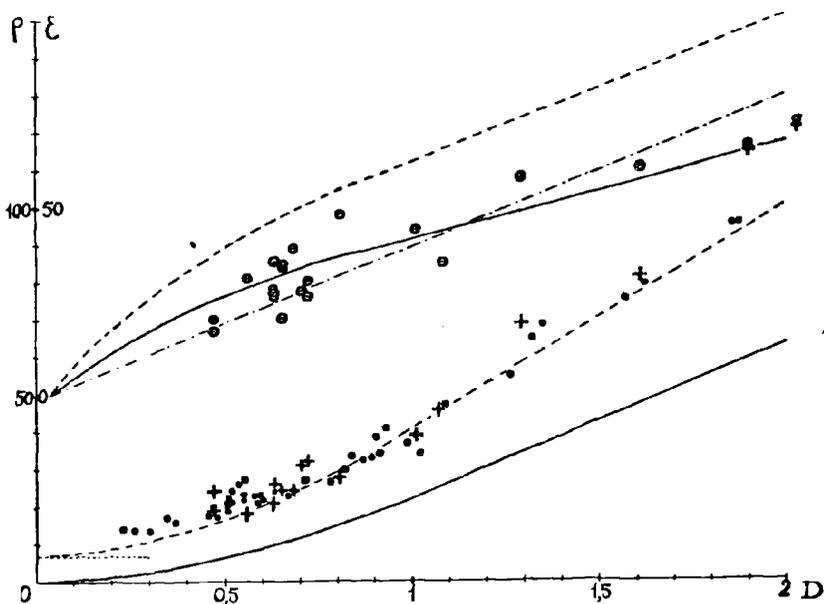


FIG. 5. — Variation de la rotation et de l'ellipticité en fonction de densité optique de la couche de fer. ρ = Rotation, ε = Ellipticité en minute.

- ρ, ε : courbes théoriques.
- ρ', ε' : courbes théoriques, ordonnées $\times 1,5$ + correction de lamelle.
- .-.- ε'' : parallèle à l'asymptote de ε' .
- : ρ mesuré pour 17.000.
- + : ρ mesuré pour 22.500.
- : ε mesuré pour 22.500.

Les 64 points qui représentent les rotations s'accablent au voisinage d'une courbe ayant exactement l'allure de la courbe théorique, mais qui ne passe pas par l'origine et présente une inclinaison plus grande. Le premier fait s'explique par la rotation dans les lamelles-supports. La courbe en pointillé est obtenue en multipliant par 1,5 les ordonnées de la courbe théorique et ajoutant 7' qui représente une valeur moyenne des rotations dans les lamelles qui portent les couches.

Le rapport 1,5 diffère du rapport moyen 1,20 qui conviendrait, d'après la loi de Du Bois et les résultats donnés au paragraphe précédent, pour passer du champ de 10.000 au champ de 22.500 gauss. Mais remarquons que si les couches étaient continues avec les propriétés du fer massif, l'aimantation resterait presque proportionnelle au champ, à 1,5 % jusqu'à 20.000 gauss [4, p.430], l'écart atteignant 5 % vers 22.500 gauss.

Si la loi de Du Bois est exacte, il faut en conclure que les propriétés magnétiques des couches de fer diffèrent de celles du métal massif, ce qui résulte d'ailleurs des nombreuses études effectuées. Il faut aussi remarquer que M. CAU avait donné des paramètres pour 10.000 gauss parce que l'électro-aimant dont il disposait ne permettait pas de dépasser de beaucoup cette intensité de champ ; ses couches de fer étaient moins faciles à saturer magnétiquement que les nôtres : leur aimantation dans un champ de 10.000 gauss, était donc notablement plus petite que celle de nos couches dans le même champ ; on comprend donc que pour passer de la biréfringence Δn , qu'il a donnée à celle qui s'appliquerait à la saturation, il soit nécessaire de multiplier par un facteur égal à 1,5 (ou même plus).

On remarquera sur la figure 7 la régularité relativement grande des résultats représentés avec les coordonnées D et ρ , régularité déjà signalée par M. CAU.

Les points représentatifs de l'ellipticité ε sont beaucoup plus dispersés ⁽¹⁾ : il faut sans doute voir l'origine de ce fait dans l'importance relativement grande des effets magnéto-optiques superficiels, plus sensibles que les effets internes aux variations de structure et aux altérations. Ces discordances rendent difficiles des conclusions

(1) La courbe en pointillé est obtenue en multipliant par 1,5 les ordonnées de la courbe théorique ; la droite en trait mixte est parallèle à l'asymptote de la précédente.

nettes ; il semble pourtant que l'on puisse conserver sans modification, le dichroïsme Δg adopté, la modification de l'effet superficiel dû à l'accroissement de Δn contribuant à élever la courbe théorique.

On voit enfin, que les points relatifs aux champs de 17.000 et 22.500 gauss ne se séparent pas en groupes distincts, ce qui justifie la remarque faite précédemment sur l'état de saturation magnétique des couches.

CHAPITRE VII

VARIATIONS DE L'EFFET FARADAY DES COUCHES MINCES DE FER AU CONTACT D'UN MÉTAL NON FERROMAGNÉTIQUE

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE. — Nous avons mesuré, pour la radiation $\lambda = 546 \text{ m}\mu$, la rotation brute ρ et l'ellipticité ε de couches de fer, d'épaisseur z et de densité optique D ; puis le fer étant recouvert d'une couche d'épaisseur Z d'un métal M (argent, zinc), nous avons mesuré les nouvelles valeurs de la rotation P , de l'ellipticité E , de la densité D' . L'épaisseur Z étant repérée par la variation de densité optique :

$$\Delta = D' - D,$$

nous avons étudié comment varient les différences $P - \rho$, $E - \varepsilon$, représentées par ρ_1, ε_1 lorsque $\Delta = c^{te}$, z (ou D) variable, et par ρ_2, ε_2 lorsque $z = c^{te}$, Δ variable.

Il a fallu pour cela réaliser des séries de dépôts d'épaisseurs aussi voisines que possible. On sait que la quantité de métal pulvérisée dépend de divers facteurs. La question a par exemple été étudiée par GUNTHERSCHULZE [20]. Nous nous efforçons de maintenir constantes les conditions de préparation : distance de la lame à la cathode, pression du gaz dans la cloche, tension aux bornes, intensité du courant. Mais on sait que la vitesse de dépôt ne reste généralement pas constante [9] ; aussi l'opération étant commencée en protégeant la lame à recouvrir par une lame de mica, celle-ci est enlevée toujours au bout du même temps (10 minutes pour les dépôts de fer et de zinc, 5 minutes pour les dépôts d'argent) : la durée de pulvérisation est comptée à partir de cet instant.

Même en prenant ces précautions, il est difficile d'obtenir des lames ayant exactement la même densité. Aussi, dans la suite, nous groupons des lames qui ne sont pas absolument identiques, mais dont les densités diffèrent peu d'une valeur moyenne.

Les résultats des mesures effectuées sur un certain nombre de lames, avec couches supplémentaires d'argent ou de zinc, sont rassemblés dans les tableaux 9 et 10, où sont associées des lames présentant des valeurs peu différentes, soit de D , soit de Δ . Les points représentatifs sont reportés sur les divers diagrammes de la figure 6 ; nous avons

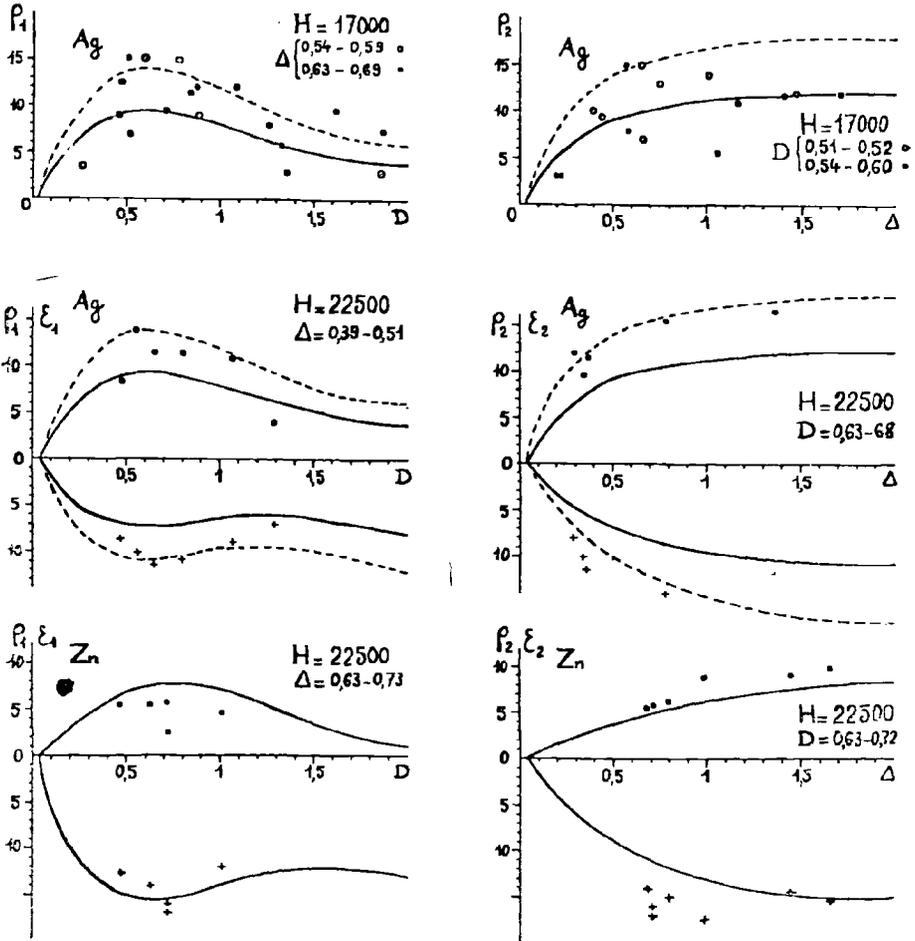


FIG. 6. — Courbes théoriques et points expérimentaux.

● : Excédent de rotation en minute.

+ : Excédent d'ellipticité en minute.

tracé aussi, en traits pleins, les courbes théoriques étudiées au chapitre V (mais en prenant pour abscisses les densités optiques D , ou Δ , à la place des épaisseurs z de fer, ou Z de métal supplémentaire) ; en traits pointillés les courbes obtenues en multipliant les ordonnées par 1,5.

DISCUSSION. — Les variations observées pour toutes les lames, y compris celles pour lesquelles les résultats n'ont pas été reproduits ici, ont toujours le signe prévu par la théorie.

Étudios successivement les différents diagrammes de la figure 6. Les diagrammes de gauche sont relatifs à des lames recouvertes par des couches d'argent ou de zinc à peu près de même épaisseur ; pour les diagrammes de droite, c'est l'épaisseur du fer qui est à peu près la même.

TABLEAU 9

Argent : II = 17 000.

$\Delta = 0,51 - 0,59$				$\Delta = 0,63 - 0,69$			
LAME	100 D	ρ	ρ_1	LAME	100 D	ρ	ρ_1
A ₁₀	26	14,4	+ 3,4	B 9 IV	51	19	- 15
B 3 II	46	17,7	8,8	B 1	52	21	7
A 14	47	19,5	12,5	B 5	81	33,5	11,5
A 12	60	22	15	A 7	87	32,5	12
A 6	78	27	15	A 4	109	47	12
1	186,5	96	3	A 3	126	55	8
B 3 III	71	27	9,5	F 31 I	132	65	6
B 3 IV	89	33,4	8,7	F 31 II	135	69	3
				A 2	162	79,7	9,6
				A 1	187	96	7,5
$D = 0,51 - 0,52$				$D = 0,51 - 0,60$			
LAME	100 D	ρ	ρ_2	LAME	100 D	ρ	ρ_2
B 8 II	39	21	+ 10,2	A 13	20	21	+ 3
B 8 I	44	21	9,3	B 4 II	21	22	3
B 9 IV	65	19	15	B 4 III	57,5	22	8
B 1	66	24	7	B 4 IV	116,5	23	11
B 9 III	75	20	12,9	B 2 I	141	27	11,7
B 8 IV	101	21,3	14,2	B 4 I	171	23	12
B 9 I	147	20	12	A 12	57	22	15
				B 2 II	106	26	5,5

Argent : II = 17 000 gauss. — Les points, groupés en deux séries pour chacun des deux diagrammes, sont assez dispersés. Néanmoins

leur distribution suit à peu près les courbes théoriques. On retrouve sur le diagramme en ρ_1 le maximum de l'excédent de rotation, pour une valeur de D conforme aux prévisions ; si l'on admet que les effets superficiels sont atténués par les irrégularités de structure ou les impuretés, la courbe en pointillé représente correctement les valeurs expérimentales.

TABLEAU 10

H = 22 500.

LAME	100 D	ρ	ρ_1	ε	ε_1
Argent $\Delta = 0,39 - 0,51$					
C 5	47	19	+ 8,5	20	- 8,5
C 3	56	18	14	31	10
C 6	65	24	11,5	20,5	11,5
C 2	80,5	28	11,5	47,8	9,8
C 1	107	46	11	35	9
F 25	129	69	4	58	7
Zinc $\Delta = 0,63 - 0,74$					
d 1 I	47	24	+ 5,5	17	- 12,3
C 7 II	63	26	5,5	25,5	14
d 1 III	72	32	2,5	26	16
d 1 IV	72	32	5,7	30	17
d 1 II	101	39	4,5	44	12
LAME	100 Δ	ρ	ρ_4	ε	ε_2
Argent D = 0,63 — 0,68					
C 4 IV	29	21,5	+ 12	35,5	- 8
C 4 I	34	24,5	9,5	34	10
C 6	36	24	11,5	20,5	11,5
C 4 I'	78	24,5	15,5	33	14
C 4 H	136	24	16,5	39	12
Zinc D = 0,63 — 0,72					
C 7 II	69	26	+ 5,5	25,5	- 14
d 1 IV	71	32	5,7	30	17
d 1 III	73	32	2,5	26	16
C 7 III	80	26	6	28	15
C 7 I	99	25	9	26,5	17,5
C 7 III'	145	26	9	28	14,5
C 7 I'	166	25	10	26,5	15,5

Argent : H = 22 500 gauss. — Les expériences ont porté sur un petit nombre de lames, mais préparées en utilisant l'expérience déjà

acquise. L'ellipticité a été mesurée en même temps que la rotation. Les discordances paraissent plus faibles que sur les diagrammes précédents et les résultats semblent bien s'accorder avec les courbes en pointillés. Il n'a malheureusement pas été possible de prolonger les mesures pour des valeurs plus élevées de D et de Δ .

Ces résultats sont donc conformes à la théorie proposée et semblent confirmer les conclusions des chapitres précédents relativement aux paramètres optiques et magnéto-optiques des métaux utilisés.

Zinc : $H = 22\ 500$ gauss. — Les expériences ont porté sur un nombre de lames assez réduit. Les conclusions sont analogues aux précédentes, sauf pour le diagramme ρ_j , dont les points sont tous au-dessous de la courbe théorique. Mais il faut remarquer que le calcul a été effectué pour $Z = 20\ m\mu$ qui correspond à une densité optique théorique $\Delta = 1,44$, tandis que les points expérimentaux sont relatifs à $\Delta = 0,63$; d'après l'allure des courbes de variation en fonction de Z , les valeurs observées doivent être plus petites que les valeurs calculées.

D'autre part la courbe théorique a été établie avec un indice d'absorption (déterminé par DRUDE pour le métal massif) qui paraît inexact pour nos couches de zinc : on ne peut donc espérer une concordance quantitative, et la vérification de la théorie est satisfaisante.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

I. — Nous avons préparé, par pulvérisation cathodique dans un courant d'hydrogène pur, des couches minces de divers métaux : fer, argent, zinc, déposées sur lamelles de verre, et des lames mixtes portant en plus d'une couche de fer, une couche d'un métal non ferromagnétique : argent ou zinc.

II. — La théorie permet de prévoir pour ces couches mixtes, supposées séparément homogènes et de propriétés optiques identiques à celles des métaux massifs, des variations de la rotation et de l'ellipticité Faraday par rapport à la couche de fer correspondante au contact de l'air. De tels effets avaient été observés par POGANY, mais l'interprétation qu'il en avait donnée était probablement incorrecte.

Nous avons calculé les effets magnéto-optiques précédents, prévus par la théorie, pour divers cas particuliers, où le métal ajouté est l'argent ou le zinc et où on suppose constante, soit l'épaisseur du fer, soit celle du métal ajouté.

III. — Afin de pouvoir discuter les résultats des mesures et de contrôler la régularité des propriétés des couches métalliques, nous avons étudié la relation existant entre l'épaisseur z d'une couche et la densité optique D de la lame ; la théorie a permis de tracer les courbes correspondantes, en admettant les paramètres optiques des métaux déterminés par divers auteurs, en particulier DRUDE et MINOR.

Pour un assez grand nombre de couches, nous avons mesuré, avec une précision qui semble relativement grande : la densité optique D avec un photomètre étalonné pour la lumière verte du mercure, et l'épaisseur géométrique z par la méthode interférentielle de Wiener, dans des conditions telles que les franges sont fines et faciles à pointer avec précision.

Les résultats des mesures ont été comparés avec les prévisions théoriques.

Les couches d'argent semblent posséder des propriétés relativement régulières et s'accordant avec les prévisions théoriques : leur structure doit être voisine de celle du métal massif.

Les couches de *fer* présentent des discordances, qui semblent indiquer une diversité de structure et des propriétés qui peuvent différer notablement de celles du métal massif (même pour des couches qui ne paraissent pas oxydées) ; ces conclusions sont conformes à celles de M. CAU et d'autres auteurs.

Les couches de *zinc* semblent posséder des structures assez régulières immédiatement après leur préparation, mais leur absorption est beaucoup plus petite que celle prévue par la théorie. Elles présentent une évolution assez rapide.

IV. — Les mesures de rotations et d'ellipticités Faraday, faites sur des lamelles de verre portant des couches de fer, ont montré que nos lames de fer se saturent plus facilement que le fer massif. Les rotations présentent des valeurs en relation assez régulières avec les densités optiques ; leurs valeurs, qui correspondent pratiquement à la saturation du fer, sont d'accord avec les prévisions théoriques, calculées à partir des paramètres donnés par M. CAU pour un champ de 10 000 gauss, en les multipliant par un facteur de l'ordre de 1,5, qui semble très raisonnable en tenant compte de l'ensemble des propriétés.

Les ellipticités, plus discordantes, semblent plus sensibles aux différences de structures.

V. — Les variations de rotation et d'ellipticité produites par l'addition d'une couche non ferromagnétique, d'argent ou de zinc, sont toujours conformes, pour le signe et l'ordre de grandeur, aux prévisions théoriques. La dispersion des résultats, facile à prévoir d'après les autres propriétés des couches métalliques, n'empêche pas de déceler une allure conforme aux prévisions théoriques pour les variations, en fonction de l'épaisseur de l'un ou l'autre métal, des excédents de rotations et d'ellipticités. Les valeurs numériques s'accordent aussi avec des paramètres magnéto-optiques supérieurs à ceux admis pour les calculs théoriques ; ces derniers sont relatifs à un champ de 10 000 gauss, tandis que les champs utilisés par nous sont suffisants pour atteindre la saturation.

En résumé, les variations magnéto-optiques observées par POGANY et que nous avons étudiées semblent s'expliquer très convenablement par les théories classiques, sans faire appel à des hypothèses nouvelles.

BIBLIOGRAPHIE

1. B. POGANY, *Phys. Z.*, **18** (1917), 122-429.
 2. B. POGANY, *Ann. d. Ph.*, **64** (1921), 196-208.
 3. M. CAU, *C. R.*, **194** (1932), 2042-2045 et 2204-2206.
 4. M. CAU, *Ann. de Phys.*, **11** (1929), 354-449.
 5. M. CAU, *C. R.*, **194** (1932), 1642-1644.
 6. E. BLECHSCHMIDT et A. VON HIPPEL, *Ann. d. Ph.*, **86** (1928), 1006-1024.
 7. HAMY, *J. de Phys.*, **5** (1906), 789-809.
 8. F. ARTIGAS, *Rev. d'Opt.*, **5** (1926), 217.
 9. A. ANDANT, *Rev. d'Opt.*, **6** (1927), 364-376.
 10. CORDONNIER, *Thèse, Lille* (1939).
 11. TUCKERMAN, *Univ. of Nebraska studies*, **9** (1909), 157.
 12. G. BRUHAT, *Traité de polarimétrie*.
 13. B. POGANY, *Ann. d. Ph.*, **49** (1916), 531-568.
 14. P. ROUARD, *Rev. d'Opt.*, **13** (1934), 73-79 ; *Ann. de Phys.*, **7** (1937).
 15. L. R. INGERSOLL et S. S. DE VINNEY, *Phys. Rev.*, **26** (1925), 86-91.
 16. R. L. EDWARDS, *Phys. Rev.*, **29** (1927), 321-331.
 17. L. R. INGERSOLL et L. O. SORDAHL, *Phys. Rev.*, **32** (1928), 649-656.
 18. W. MEIER, *Ann. d. Ph.*, **31** (1910), 1017-1049.
 19. G. PFESTORF, *Ann. d. Ph.*, **81** (1926), 906-928.
 20. A. GUNTHERSCHULZE, *Z. f. Ph.*, **36** (1926), 563-580 et **38** (1926), 575-588.
 21. L. R. INGERSOLL et J. D. HANAVALT, *Phys. Rev.*, **34** (1929), 972-977.
-

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	5
------------------------	---

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE I. — Préparation des couches métalliques . . .	7
CHAPITRE II. — Mesure des épaisseurs et des densités optiques	13
CHAPITRE III. — Mesures des effets magnéto-optiques . . .	18

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE IV. — Calculs théoriques des effets magnéto-optiques	23
CHAPITRE V. — Densités optiques des couches métalliques déposées sur lames de verre.	31
CHAPITRE VI. — Effet Faraday des couches minces de fer .	41
CHAPITRE VII. — Variations de l'effet Faraday des couches minces de fer au contact d'un métal non ferromagnétique	46
RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS	51
BIBLIOGRAPHIE	53

SECONDE THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Absorption infra-rouge.

Vu et approuvé

Lille, le 21 juin 1939,

LE DOYEN DE LA FACULTÉ
DES SCIENCES

A. MAIGE.

Vu et permis d'imprimer,

Lille, le 22 juin 1939,

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE
DE LILLE

Pour le Recteur :

LE DOYEN DÉLÉGUÉ,
P. DUEZ.

Imprimé par A. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France). — 77-6-39.
