



HAL
open science

Traitement optique du signal par effet weigert.

Jean-Michel Jonathan

► **To cite this version:**

Jean-Michel Jonathan. Traitement optique du signal par effet weigert.. Optique [physics.optics].
Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1981. Français. NNT: . pastel-00713762

HAL Id: pastel-00713762

<https://pastel.hal.science/pastel-00713762>

Submitted on 2 Jul 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT D'ETAT

ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

à l'Université Pierre et Marie CURIE

- Paris 6 -

par Monsieur Jean-Michel COHEN-JONATHAN
pour obtenir le grade de DOCTEUR ès SCIENCES

Sujet de la thèse : *TRAITEMENT OPTIQUE DU SIGNAL PAR EFFET WEIGERT*

Soutenue le

Devant le Jury composé de :

Monsieur	M. FRANÇON	<i>Président</i>
Monsieur	A. MARECHAL	<i>Examineur</i>
Monsieur	G. MAYER	<i>Examineur</i>
Monsieur	S. LOWENTHAL	<i>Examineur</i>
Mademoiselle	M. MAY	<i>Examineur</i>
Monsieur	J.P. NOBLANC	<i>Examineur</i>

C'est dans le cadre de l'Institut d'Optique, que ce travail a pu être effectué; je remercie son directeur, Monsieur le Professeur A. MARECHAL de m'y avoir accueilli et d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Ma reconnaissance la plus profonde, va à Monsieur le Professeur M. FRANÇON à qui je dois davantage que les conseils et le soutien qu'il n'a jamais ménagé.

Si ce travail a pu être mené à son terme, c'est avant tout grâce à Mademoiselle le Professeur M. MAY. Qu'elle trouve ici l'expression la plus sincère de la gratitude que je lui voue pour avoir, sans répit, dirigé mon travail et pour tout ce que j'ai appris sous sa direction.

Messieurs les Professeurs S. LOWENTHAL et G. MAYER, ainsi que Monsieur J.P. NOBLANC, m'ont fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury de cette thèse. Je les en remercie.

Je tiens à remercier tous ceux qui dans le laboratoire, m'ont aidé de leur compétence ou de leur présence amicale: Mesdames S. DEBRUS, M.L. ROBLIN, M.P. HENRIOT, Messieurs S. MALLICK, H. HENRY, R. GROUSSON, J. FREJLICH et B. JEAN.

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur ABELLES, ainsi qu'aux membres de son laboratoire, de m'avoir donné accès au spectrophotomètre qui a permis les mesures des phénomènes.

Je remercie enfin Mesdames. M. FRANÇON, P. VU et M.C. MENAGE pour la patience avec laquelle elles ont dactylographié cette thèse.

A MON EPOUSE,

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION.</u>	1
<u>CHAPITRE I : RESEAUX DE PHASE.</u>	
<u>I - Introduction.</u>	5
<u>II - Caractérisation d'un objet de phase pure.</u>	6
II - 1 Choix du formalisme.	6
II - 2 Profil et modulation d'un objet de phase.	7
III - 3 Amplitude diffractée à l'infini par un objet de phase.	9
<u>III - Observation d'un réseau de phase dans l'ordre central.</u>	10
III - 1 Amplitude diffractée dans l'ordre central par un réseau de phase.	10
III - 2 Image filtrée dans l'ordre central, d'un réseau de phase.	11
III - 3 Spectre cannelé de l'ordre central, d'un réseau de phase.	13
III - 4 Fonction caractéristique d'une famille de réseaux.	14
III - 5 Possibilité théorique d'une mesure de la modulation d'un réseau de profil inconnu.	16
<u>IV - Caractérisation expérimentale de certaines familles de réseaux simples.</u>	18
IV - 1 Famille définie à partir d'un réseau à facette unique.	18
IV - 2 Calcul du spectre de l'ordre central de réseaux simples.	18
a) réseaux sinusoïdaux	19
b) réseaux "dents de scie"	20
c) réseaux binaires	22

IV - 3	Périodicité des cannelures du spectre. Mesure de la modulation - facteur de forme.	23
IV - 4	Image filtrée d'un réseau de phase de forte modulation.	25
<u>V - Applications.</u>		28
V - 1	Enregistrement d'images en couleur, sur un matériau transparent.	28
V - 2	Observation des instabilités hydrodynamiques dans les milieux nématiques.	29
V - 3	Etude des photorésines négatives.	30
<u>VI - Les émulsions photographiques blanchies.</u>		33
VI - 1	Les méthodes de blanchiment.	33
VI - 2	Stabilité à la lumière des émulsions photo- graphiques blanchies.	37
<u>CHAPITRE II : PHOTOSENSIBILITE DES EMULSIONS D'HALOGENURES D'ARGENT - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.</u>		
<u>I - Introduction.</u>		39
<u>II - La sensibilité des halogénures d'argent en lumière naturelle.</u>		40
II - 1	Le mécanisme du noircissement.	40
II - 2	Le rôle de la gélatine.	41
II - 3	Sensibilité spectrale du noircissement photolytique.	42
II - 4	L'adaptation à la couleur.	43
II - 5	Conclusion.	45
<u>III - Les phénomènes de sensibilité en lumière polarisée.</u>		
III - 1	L'effet Weigert	45
III - 2	L'analyse du phénomène.	47
III - 3	L'effet Weigert et l'adaptation à la couleur.	48

III - 4	Le mécanisme de l'effet Weigert	50
III - 5	Evolution de l'anisotropie avec la durée de l'exposition.	52
III - 6	Influence de la concentration en argent sur le dichroïsme induit.	52
III - 7	Influence de la longueur d'onde d'exposition.	53
III - 8	Influence de l'état de polarisation sur l'anisotropie induite.	55

IV - Conclusion.

CHAPITRE III: ETUDE EXPERIMENTALE DES PHENOMENES DE PHOTOSENSIBILITE
DES EMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES BLANCHES.

I - Introduction.

II - Méthodes expérimentales.	57
II - 1 Préparation des émulsions	57
II - 2 Exposition à la lumière	58
II - 3 Les mesures	60

III - Etude des phénomènes induits en lumière naturelle.

III - 1 Sensibilité spectrale du noircissement photo-lytique.	61
III - 2 Le noircissement induit en lumière blanche	61
III - 3 Phénomènes induits sur les émulsions argent-chlorure d'argent.	65

IV - Phénomènes induits en lumière monochromatique polarisée.

IV - 1 Dichroïsme induit par les courtes longueurs d'ondes.	68
IV - 2 Dichroïsme induit par les grandes longueurs d'ondes.	68

V - Anisotropie induite en lumière blanche polarisée.

V - 1 Le rôle des grandes longueurs d'ondes.	72
V - 2 Influence d'une préexposition sur le dichroïsme induit en lumière blanche polarisée.	78

V - 3	Evolution du dichroïsme induit avec le temps de pose.	80
V - 4	Observation du point de biréfringence nulle.	81

VI - Conclusion.

CHAPITRE IV : CALCUL DE L'ANISOTROPIE INDUITE PAR UNE VIBRATION LUMINEUSE QUELCONQUE.

<u>I - Introduction.</u>	89
--------------------------	----

II - Transparence en amplitude d'une émulsion anisotrope.

II - 1	Transparence en amplitude d'une émulsion de chlorure d'argent exposée en lumière naturelle	89
II - 2	Transparence en amplitude d'une émulsion de chlorure d'argent exposée par une vibration lumineuse de polarisation quelconque.	91
II - 3	Cas de l'anisotropie induite par blanchiment d'une émulsion d'argent-chlorure d'argent.	93

III - Observation d'une émulsion anisotrope.

III - 1	Observation en lumière blanche.	95
III - 2	Observation en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_{γ} .	98

IV - Approximation linéaire de la réponse des émulsions.

IV - 1	Réponse à une intensité variable de lumière naturelle.	99
IV - 2	Réponse à une intensité variable de lumière partiellement polarisée.	100
IV - 3	Observation en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_{γ} .	102

<u>V - Caractérisation d'une vibration quelconque, du point de vue de l'anisotropie qu'elle induit.</u>	
V - 1	Matrice de cohérence d'une vibration lumineuse quelconque. 104
V - 2	Vibration totalement polarisée \vec{V}_e extraite d'une vibration quelconque. 105
V - 3	Caractérisation de la vibration elliptique \vec{V}_e 106
V - 4	Extraction d'une vibration lumineuse rectiligne \vec{V}_p 108
VI-	<u>Conclusion.</u> 109

CHAPITRE V: CALCUL DE L'ANISOTROPIE INDUITE PAR UNE VIBRATION LUMINEUSE QUELCONQUE.

I -	<u>Introduction.</u> 112
II -	<u>Enregistrement d'un signal optique par effet Weigert.</u>
II - 1	Processus d'enregistrement et observation. 112
II - 2	Modification du contraste de l'image observée par rotation de l'analyseur. 116
II - 3	Modification du contraste de l'image observée à l'aide d'une seconde plaque anisotrope 117
III -	<u>Anisotropie induite par deux vibrations incohérentes, faisant entre elles un angle quelconque.</u>
III - 1	Vibration rectiligne extraite de la superposition de deux vibrations incohérentes. 121
III - 2	Anisotropie induite par les deux vibrations incohérentes. 124
III - 3	Dispositif expérimental 128
IV -	<u>Extraction de la différence entre deux images.</u>
IV - 1	Anisotropie induite par deux vibrations perpendiculaires incohérentes. 130

IV - 2	Processus d'enregistrement de la différence entre deux images.	131
IV - 3	Reconstitution de la différence.	131
IV - 4	Résultats expérimentaux.	134
IV - 5	Dérivation d'une distribution d'intensité	136

CHAPITRE VI: APPLICATIONS DE L'EFFET WEIGERT A L'INTERFEROMETRIE
EN LUMIERE PARTIELLEMENT COHERENTE.

<u>I - Introduction.</u>	141	
<u>II - Anisotropie induite par deux vibrations rectilignes perpendiculaires et partiellement cohérentes.</u>	141	
<u>III - Applications à l'interférométrie.</u>		
III - 1	Cas général.	145
III - 2	Interférogrammes obtenus à l'aide de deux vibrations perpendiculaires de même amplitude.	152
<u>IV - Interférogrammes obtenus à partir de deux vibrations circulairement polarisées.</u>		
IV - 1	Anisotropie induite par deux vibrations circulairement polarisées, de sens opposés.	154
IV - 2	Caractérisation des interférogrammes obtenus	156

<u>CONCLUSION</u>	159
-------------------	-----

<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	162
----------------------	-----

I N T R O D U C T I O N

Au cours des quinze dernières années , de nouvelles méthodes de traitement optique de l'information sont nées du développement de l'optique cohérente et plus particulièrement de l'holographie. Cette évolution a nécessité la mise au point de nouveaux matériaux d'enregistrement , mieux adaptés aux besoins de ces techniques que l'émulsion photographique.

On a tout d'abord cherché à développer les matériaux photosensibles "de phase" , capables d'enregistrer une variation d'intensité lumineuse sous forme d'une modification de leur épaisseur optique. En dépit d'inconvénients liés à la non linéarité intrinsèque de leur transparence en amplitude , ils permettent en effet d'obtenir des valeurs élevées de l'efficacité de diffraction . Ces matériaux sont de natures et de caractéristiques diverses (résines photosensibles , gélatines dichromatées ou cristaux électrooptiques) et chacun d'entre eux a ses applications spécifiques . La très haute résolution des résines photosensibles en fait , par exemple , un matériau de choix dans la technologie de la microélectronique et de façon plus récente , dans celle des réseaux holographiques . Ainsi que nous le montrerons , leur utilisation au traitement optique de l'information pose au contraire de nombreux problèmes. On leur a préféré dans ce cas, d'abord les émulsions photographiques blanchies, puis les gélatines dichromatées ou les cristaux électrooptiques . Ces dernier en particulier, qui ne nécessitent aucun traitement après exposition à la lumière, permettent d'envisager des traitements optiques en temps réel qui constituent une alternative intéressante à l'analyse numérique des images. Les cristaux ferroélectriques qui entrent dans cette catégorie sont de plus en plus utilisés : ils subissent sous l'action de la lumière une modification de leur répartition spatiale de charges qui se traduit par une variation d'indice. Ils constituent un matériau de phase de bonne sensibilité et qui permet d'obtenir de grandes efficacités de diffraction.

En même temps que ces matériaux de phase , de nouveaux matériaux d'amplitude se développent , susceptibles eux aussi d'applications en temps réel. Ce sont les photochromes qui subissent sous l'action d'une radiation lumineuse de longueur d'onde donnée , un changement réversible de couleur. Ils ont en particulier l'avantage d'être effaçables par changement de la longueur d'onde de la lumière qui les éclaire; de plus , les centres colorés responsables de la modification du matériau sous l'action de la lumière , peuvent dans certains cas avoir une absorption anisotrope . On parle alors de matériaux

photodichroïques et l'information peut y être enregistrée sous forme d'un alignement sélectif des centres anisotropes sous l'action de la lumière rectilignement polarisée. Ils présentent alors une propriété nouvelle et intéressante : la direction d'absorption maximum peut prendre deux orientations perpendiculaires selon la polarisation de la lumière utilisée. Une même source lumineuse permet alors d'inscrire , de lire ou d'effacer l'information.

C'est dans le contexte de cette évolution des matériaux photosensibles et des applications propres à chacun d'eux , que nous situerons le travail présenté ici.

Sa première partie (chapitre I) concerne l'étude des matériaux de phase et plus particulièrement des photorésines : nous avons cherché à évaluer leur possibilités d'application à la réalisation des filtres nécessaires au traitement optique de l'information. Nous décrirons dans ce chapitre une méthode interférométrique simple , permettant une mesure des variations de chemin optique introduites par un objet de phase périodique. Son application à l'étude de réseaux réalisés sur photorésines , montre qu'il est très difficile de contrôler de façon précise la réponse de ces matériaux. Nous avons ensuite testé de la même façon des objets de phase obtenus par blanchiment chimique d'objet d'amplitude réalisés sur émulsions photographiques. Ces techniques de blanchiment souvent utilisées en holographie , permettent d'obtenir aux hautes fréquences spatiales de fortes modulations de chemin optique et par conséquent des valeurs élevées de l'efficacité de diffraction. Cependant , certaines émulsions ainsi traitées , principalement constituées de chlorure d'argent dans la gélatine , noircissent spontanément à la lumière; De plus , nous avons pu alors constater l'apparition sous l'action de la lumière rectilignement polarisée dans une direction P , d'une anisotropie dont l'axe optique est porté par P . C'est l'étude de ce phénomène et de certaines de ses applications qui constitue la seconde partie de notre travail.

Une étude bibliographique (chapitre II) montre que le phénomène décrit par F. Weigert dès 1919 s'apparente à ceux observés dans les matériaux photodichroïques : les émulsions de chlorure d'argent sont susceptibles d'être colorées par exposition à la lumière de courtes longueurs d'ondes , puis blanchies par les radiations de grandes longueurs d'ondes du spectre visible. Ces deux phénomènes et en particulier le second , conduisent à une absorption

anisotrope s'ils sont induits en lumière rectilignement polarisée. Cependant, l'axe optique peut être ici induit dans une direction quelconque et non uniquement dans deux directions perpendiculaires ainsi que c'est le cas pour les matériaux photodichroïques usuels.

Le chapitre III est consacré à une étude expérimentale des phénomènes induits par la lumière naturelle puis polarisée, en fonction de sa longueur d'onde. Dans le chapitre IV, nous proposons un modèle qui permet de caractériser l'anisotropie induite par une vibration lumineuse en fonction de son intensité et de son état de polarisation.

Nous montrerons enfin que la possibilité d'enregistrer la direction de polarisation d'une vibration lumineuse rectiligne, en même temps que son intensité, est susceptible de nombreuses applications, tant en lumière incohérente (chapitre V) que cohérente ou partiellement cohérente (chapitre VI). On pourra ainsi sans utiliser les techniques de filtrage des fréquences spatiales, réaliser en éclairage incohérent, des opérations de traitement d'images telles que modifications de contraste, soustractions ou dérivations. Nous montrerons aussi qu'il est alors possible, à partir de deux vibrations lumineuses partiellement cohérentes et perpendiculairement polarisées, d'obtenir des interférogrammes aux propriétés intéressantes.

P R E M I E R C H A P I T R E

R E S E A U X D E P H A S E

I - INTRODUCTION

Il existe des matériaux photosensibles capables d'enregistrer sous forme d'une modulation de leur épaisseur optique , des variations spatiales d'intensité lumineuse. On les nomme "matériaux de phase" lorsque leur absorption est négligeable. Ils permettent alors la fabrication d'objets purement déphasants dont les applications en optique sont variées :

- applications en holographie et au traitement optique de l'information, liées à la possibilité d'obtenir des efficacités de diffraction élevées.
- fabrication des "réseaux holographiques" et réalisation de composants optiques par la méthode du "kinoform". On utilise alors des matériaux où des variations d'intensité sont enregistrées sous forme d'une modulation d'épaisseur géométrique.

Les photorésines négatives , qui font partie de ce dernier type de produits, ont été étudiées dans notre laboratoire. Elles sont constituées de chaînes moléculaires solubles dans un solvant organique. Par action de la lumière , des liaisons sont créées entre ces chaînes dont la solubilité décroît alors progressivement. Par immersion dans le solvant, on fait donc apparaître un relief dont l'épaisseur est une fonction croissante de l'exposition reçue. Les résines Kodak Ortho-Resist (K.O.R.) , Kodak Photo Resist (K.P.R) et Kodak Micro-Resist (K.M.R) présentent dans le visible une absorption particulièrement faible. En dépit de leur manque de sensibilité, elles sont donc bien adaptées à la réalisation d'objets de phase par transmission. C'est à ce titre qu'on leur a accordé une attention particulière.

L.H. Torrès (1), puis J. Frejlich (2), ont étudié la photochimie du matériau. De la réalisation du film sensible à partir de la résine liquide, jusqu'à son traitement après exposition , ils ont mis au point son mode d'utilisation optimal. J.J. Clair et C. Abithol (3,4,5) ont développé un système permettant sur ces résines , la réalisation d'objets de phase par voie optique. Nous avons pour notre part étudié l'incidence sur la qualité des objets ainsi réalisés , de paramètres difficilement contrôlables tels que l'homogénéité de la couche et l'uniformité de son épaisseur , d'une part. D'autre part ,

l'action du solvant sur le film exposé n'ayant pu être complètement étudiée , la relation qui relie l'épaisseur finale de la résine à l'intensité enregistrée est elle-même mal connue.

Nous avons donc cherché à déterminer expérimentalement l'incidence de ces différents facteurs sur les caractéristiques des objets de phase obtenus sur photorésines. Nous définirons ces caractéristiques et décrirons une méthode interférométrique qui en permet l'étude. Nous en présenterons certaines applications et en particulier les résultats obtenus sur les photorésines.

II - CARACTERISATION D'UN OBJET DE PHASE PURE

II - 1 Choix du formalisme

La résolution rigoureuse du problème de la diffraction d'une onde plane monochromatique par un objet O , nécessite la prise en considération de la nature électromagnétique de la lumière .L'onde diffractée est la somme d'une infinité d'ondes , homogènes ou non ; leur caractérisation nécessite une résolution numérique des équations de Maxwell à l'aide des conditions de continuité des champs aux interfaces. Ces conditions dépendent à la fois de la polarisation de la vibration lumineuse et de la nature du matériau constituant l'objet O . Dans le cadre de ce formalisme rigoureux , les objets sont en particulier classés en fonction de leur conductivité. Un diélectrique parfait et un métal parfaitement conducteur constituent alors les deux cas extrêmes. Les méthodes numériques de résolution de ces problèmes de diffraction ont été en particulier mises au point par le professeur R. Petit et son équipe.

Des solutions approchées du problème peuvent être obtenues dans le cadre de la théorie classique de la diffraction , qui ignore la nature électromagnétique de la lumière. Elle est applicable aux objets plans ou d'épaisseur faible devant la longueur d'onde. L'onde diffractée est assimilée à une superposition d'ondes planes et elle est alors reliée à l'onde incidente par une relation linéaire, caractéristique de l'objet O .

Soit A_0 l'amplitude complexe de l'onde plane incidente sur un objet $O(x, y)$. Soit $A_1(x, y)$ celle de l'onde qui en émerge. x et y représentent les coordonnées d'espace dans le plan de l'objet. Ces deux amplitudes sont alors reliées par une relation du type :

$$\left. \begin{aligned} A_1(x,y) &= \mathcal{T}(x,y) \cdot A_0 \\ \text{avec } \mathcal{T}(x,y) &= \alpha(x,y) \cdot \exp[i\psi(x,y)] \end{aligned} \right\} \quad (\text{I} - 1)$$

La fonction $\mathcal{T}(x, y)$ caractérise totalement l'objet O . C'est une fonction complexe dont le module définit l'absorption subie par l'onde en chaque point de l'objet, et l'argument, le déphasage introduit sur un rayon lumineux traversant l'objet en ce point. Selon ce formalisme, les deux cas extrêmes que l'on rencontre sont, d'une part les "objets d'amplitude" dont la transmittance est réelle, et d'autre part les "objets de phase" dont la transmittance est une fonction complexe de module unité.

Ce formalisme permet un calcul simple des phénomènes de diffraction aux petits angles : l'amplitude diffractée à l'infini est proportionnelle à la transformée de Fourier de la distribution d'amplitude $A_1(x, y)$ dans le plan de sortie de l'objet. C'est la transformée de Fourier de la transmittance $\mathcal{T}(x, y)$, lorsque l'objet O est éclairé par une onde d'amplitude A_0 égale à l'unité. Cette transmittance nous permettra de définir les caractéristiques de certains objets de phase:

II - 2 - Profil et modulation d'un objet de phase

Nous nous proposons tout d'abord de définir les paramètres caractéristiques d'un objet de phase. Ils doivent permettre le calcul du chemin optique $\delta(x, y)$ parcouru, entre deux plans limitant l'objet (plan d'entrée et plan d'émergence), par un rayon lumineux incident en un point de coordonnées x et y .

Considérons pour cela l'objet de phase O , décrit par la figure I - 1. Il est constitué par un milieu transparent d'indice n_1 plongé dans un milieu d'indice n_0 et limité par les surfaces d'équations $Z = 0$ et $Z = e(x, y)$. On désigne par e_0 et e_1 les valeurs extrêmes de la fonction $e(x, y)$ qui décrit l'épaisseur géométrique de l'objet. Il est éclairé en incidence normale et étudié par transmission. Les plans d'entrée et d'émergence sont alors respectivement définis par $Z = e_1$ et $Z = 0$.

Le chemin optique $\delta(x, y)$ s'écrit alors :

$$\delta(x,y) = [e_1 - e(x,y)]n_0 + e(x,y) \cdot n_1 \quad (\text{I.2})$$

ou encore

$$\delta(x,y) = \delta_0 + (\delta_1 - \delta_0) \frac{e(x,y) - e_0}{e_1 - e_0} \quad (\text{I.3})$$

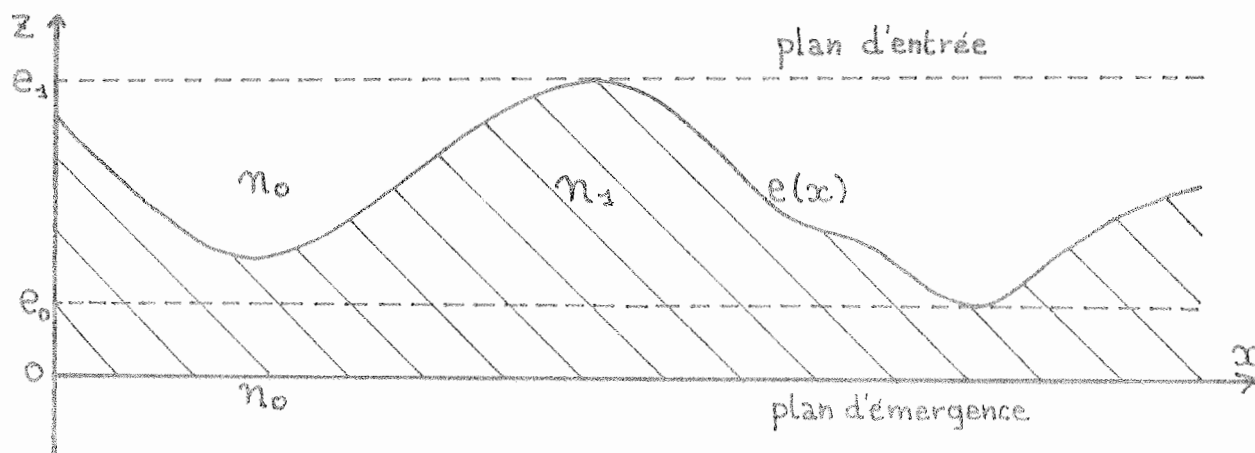


Figure I - 1 : Paramètres géométriques d'un objet de phase

où δ_0 et δ_1 représentent les valeurs extrêmes de $\delta(x, y)$:

$$\left. \begin{aligned} \delta_0 &= (e_1 - e_0) \cdot n_0 + n_1 \cdot e_0 \\ \delta_1 &= (e_1 - e_0) \cdot n_1 + n_1 \cdot e_0 \end{aligned} \right\} \quad (I.4)$$

On écrira donc :

$$\delta(x, y) = \delta_0 + m \cdot e_N(x, y) \quad (I.5)$$

- la fonction $e_N(x, y)$ varie entre zéro et un, et décrit la forme de l'objet : c'est sa "fonction profil normalisée".
- la grandeur m représente la différence maximum de chemin optique introduite par l'objet entre deux rayons lumineux :

$$m = \delta_1 - \delta_0 = (n_1 - n_0) \cdot (e_1 - e_0) \quad (I.6)$$

La transmittance complexe de l'objet s'exprime alors sous la forme :

$$T(x, y) = \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \delta(x, y)\right] = \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \delta_0\right] \cdot \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} m \cdot e_N(x, y)\right] \quad (I.7)$$

où le terme $\exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \delta_0\right]$ est une constante qui décrit la transmittance d'une lame à faces planes et parallèles. Il n'intervient pas dans les phénomènes de diffraction et sera omis par la suite.

L'objet de phase est donc entièrement défini par la donnée de son profil normalisé et de sa modulation. Ce sont là les grandeurs qui devront être contrôlées lors de la fabrication d'un objet de phase.

II - 3 - Amplitude diffractée à l'infini par un objet de phase

L'amplitude diffractée à l'infini, ou dans le plan focal F d'une lentille, par un objet éclairé par une onde plane monochromatique d'amplitude unité est égale, à une constante multiplicative près, à la transformée de Fourier de sa transmittance $\mathcal{T}(x, y)$. On a donc :

$$A(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i \frac{2\pi}{\lambda} m \cdot e_N(x, y)] \cdot \exp[-i 2\pi(u x + v y)] \cdot dx \cdot dy \quad (I.8)$$

où u et v désignent les coordonnées réduites dans le plan de Fourier. Elles sont reliées aux coordonnées rectangulaires (ξ, η) par les relations :

$$u = \frac{\xi}{\lambda \cdot f} \quad , \quad v = \frac{\eta}{\lambda \cdot f} \quad (I.9)$$

On ne sait calculer analytiquement l'intégrale de l'expression (I.8) que pour certaines formes particulières de la fonction $e_N(x, y)$. On pourra dans les autres cas en calculer une valeur approchée en assimilant $e_N(x, y)$ à une fonction à valeurs quantifiées. Cette fonction profil approchée prend alors sur des domaines \mathcal{D}_i centrés en (x_i, y_i) et de dimensions (ℓ_i, L_i) , $n+1$ valeurs distinctes $\frac{n_i}{n}$, comprises entre zéro et un et divisant cet intervalle en n parties égales (Figure I-2). La transmittance de l'objet est alors assimilée à une constante sur chaque domaine \mathcal{D}_i et l'expression I.8 s'écrit :

$$A(u, v) = \sum_i \left\{ \exp[-i \frac{2\pi}{\lambda} m \cdot \frac{n_i}{n}] \cdot \iint_{\mathcal{D}_i} \exp[-i 2\pi(u x + v y)] \cdot dx \cdot dy \right\} \quad (I.10)$$

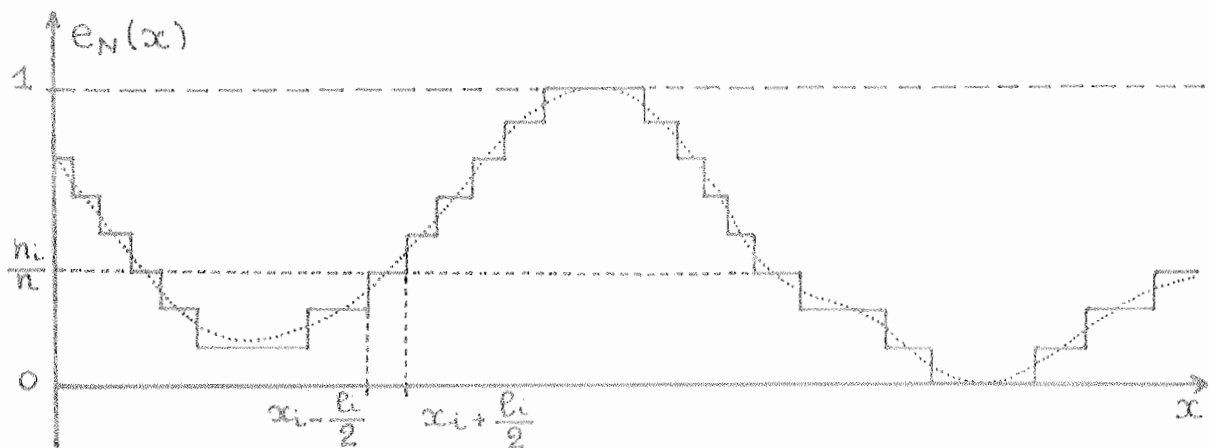


Figure I-2 Quantification de la fonction profil normalisée

Les intégrales qui apparaissent dans cette expression dépendent des positions et des dimensions des domaines \mathcal{D}_i ; elles sont multipliées par des coefficients qui caractérisent les valeurs n_i prises par la fonction profil quantifiée sur ces domaines. L'amplitude transmise à la fréquence nulle ($u = v = 0$) prend une forme simple, chaque intégrale étant alors égale à la surface S_i du domaine \mathcal{D}_i concerné, et ne dépendant plus de sa position :

$$A(0,0) = \sum_i S_i \cdot \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_i \cdot m}{n}\right] \quad (I.11)$$

En regroupant tous les domaines sur lesquels la fonction prend une même valeur $\frac{k}{n}$ et en notant S_k leur surface totale, l'amplitude $A(0,0)$ s'écrit comme une somme de $n + 1$ termes :

$$A(0,0) = \sum_{k=0}^n S_k \cdot \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{k \cdot m}{n}\right] \quad (I.12)$$

L'amplitude diffractée à la fréquence nulle ne caractérise donc pas un objet de phase unique, mais une famille d'objets possédant tous les mêmes coefficients S_k : l'information concernant la modulation est conservée alors qu'une partie de celle qui décrit le profil est perdue. Ce résultat est susceptible d'applications dans le cas des objets de phase périodiques qui permettent d'isoler convenablement l'amplitude diffractée à la fréquence nulle.

III - OBSERVATION D'UN RESEAU DE PHASE DANS L'ORDRE CENTRAL

III - 1 . Amplitude diffractée dans l'ordre central par un réseau de phase

Un objet de phase dont la fonction profil est périodique dans une direction et constante dans la direction perpendiculaire, constitue un réseau de phase. Cette fonction profil décrit alors la forme des "sillons" du réseau tandis que la modulation en caractérise la profondeur optique.

La transmittance d'un tel réseau de période P est définie sur l'intervalle $\left[-\frac{P}{2}, \frac{P}{2}\right]$ par l'expression:

$$\mathcal{T}_P(x) = \text{Rect}\left(\frac{x}{P}\right) \cdot \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot m \cdot e_N(x)\right] \quad (I.13)$$

où $\text{Rect}\left(\frac{x}{P}\right)$ est la fonction égale à l'unité à l'intérieur de l'intervalle

$[-\frac{P}{2}, \frac{P}{2}]$ et nulle partout ailleurs. La transmittance d'un réseau illimité est alors obtenue par convolution de $\mathcal{T}_P(x)$ par le peigne de Dirac $\pi_P(x)$ de période P :

$$\mathcal{T}(x) = \left\{ \text{Rect.} \left(\frac{x}{P} \right) \cdot \exp \left[-i \frac{2\pi}{P} \cdot m \cdot e_N(x) \right] \right\} \otimes \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - nP) \quad (\text{I.14})$$

où le signe \otimes représente l'opération de convolution et $\delta(x - x_0)$ la distribution de Dirac centrée en x_0 .

L'amplitude diffractée par le réseau éclairé par une onde plane monochromatique de longueur d'onde λ et d'amplitude unité, s'écrit alors :

$$A(u) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{1}{P} \int_{-\frac{P}{2}}^{\frac{P}{2}} \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} m e_N(x) \right] \cdot \exp \left[-i 2\pi n \frac{x}{P} \right] dx \right\} \delta(u - \frac{n}{P}) \quad (\text{I.15})$$

d'où l'expression de l'amplitude diffractée dans l'ordre central

$$A(0) = \left\{ \frac{1}{P} \int_{-\frac{P}{2}}^{\frac{P}{2}} \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} m \cdot e_N(x) \right] dx \right\} \cdot \delta(u) \quad (\text{I.16})$$

Cette expression comporte une intégrale du même type que celle que nous avons rencontrée dans le cas général de l'objet de phase. On la calculera donc en quantifiant le profil du réseau. On obtient alors :

$$A(0) = \left\{ \sum_{k=0}^n \frac{L_k}{P} \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot m \cdot \frac{k}{n} \right] \right\} \delta(u) \quad (\text{I.17})$$

où les coefficients L_k représentent chacun la largeur totale des domaines sur lesquels la fonction profil est assimilée à une constante égale à $\frac{k}{n}$. La somme des termes $\frac{L_k}{P}$ est égale à l'unité, et ils caractérisent non pas un unique réseau de phase mais toute une famille de ces réseaux. Nous donnerons de l'expression (I.17) une interprétation interférométrique simple.

III - 2 - Image filtrée dans l'ordre central, d'un réseau de phase

Considérons un montage de double diffraction (Figure I-3) dans lequel on forme une image du réseau dans un plan \mathcal{P} .

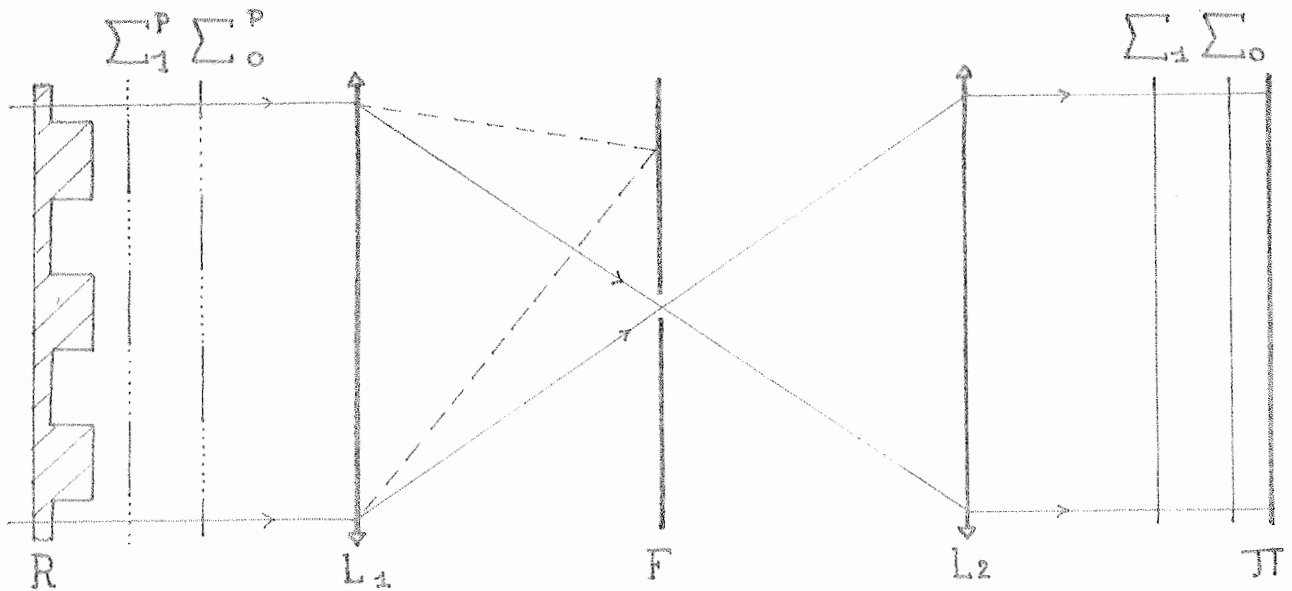


Figure 1-3 Interprétation de l'image filtrée dans l'ordre central (réseau binaire)

Une première lentille L_1 forme le spectre dans le plan de Fourier F , où l'on isole, à l'aide d'une ouverture centrée en O , l'ordre central d'amplitude A_0 . Une seconde lentille forme l'image du réseau dans le plan JI où l'on observe alors une amplitude constante définie par :

$$U_0(x,y) = \sum_{k=0}^n \frac{L_k}{P} \cdot \exp[-i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot m \cdot \frac{k}{n}] \quad (I.18)$$

Cette expression est identique à celle qui décrirait l'amplitude résultant des interférences de $n + 1$ ondes planes monochromatiques d'amplitudes relatives $\frac{L_k}{P}$ et présentant deux à deux un déphasage $\Delta\psi$ constant :

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{m}{n} \quad (I.19)$$

Après filtrage dans l'ordre central, le réseau se comporte donc comme un interféromètre à $n + 1$ ondes, réglé en teinte plate.

La figure I-3 donne, dans le cas d'un réseau dont le profil ne comporte que deux niveaux (réseau binaire), une interprétation simple de ce résultat : le i ème niveau du réseau, transmet une onde plane \sum_i^P échantillonnée à la fréquence du réseau, chaque échantillon étant de largeur L_i ; par filtrage dans l'ordre central, cet échantillonnage est supprimé et la lentille L_2 donne alors naissance à $n + 1$ ondes planes \sum_i^P d'amplitudes respectives $\frac{L_i}{P}$ égales aux amplitudes moyennes des ondes \sum_i^P . Ces ondes présentent entre elles un déphasage $\Delta\psi$ défini par la relation (I.19) et elles interfèrent

dans le plan image \mathcal{I} du réseau . Il s'agit , dans le cas du réseau binaire, d'un phénomène d'interférences à deux ondes.

Le phénomène d'interférence , dont l'amplitude dépend de la longueur d'onde de la lumière utilisée , est observable en lumière blanche dans le plan image \mathcal{I} . Si la modulation est suffisante , on pourra y observer une couleur interférentielle caractérisée par un spectre annelé.

III - 3 - Spectre cannelé de l'ordre central d'un réseau de phase

Considérons le montage de la figure I-4 , où le réseau est éclairé par un faisceau parallèle de lumière blanche . Dans le plan focal F de la lentille L_1 , on observe les ordres diffractés. Seul l'ordre central est exempt de dispersion . Il permet d'éclairer convenablement la fente d'entrée d'un spectromètre. Dans le plan de sortie P de l'appareil , étalonné en nombres d'onde σ ($\sigma = \frac{1}{\lambda}$) , on observe alors la distribution d'amplitude :

$$A(\sigma) = \sum_{k=0}^n \frac{L_k}{P} \cdot \exp[.i 2\pi m \cdot \frac{k}{N} \cdot \sigma] \quad (I.20)$$

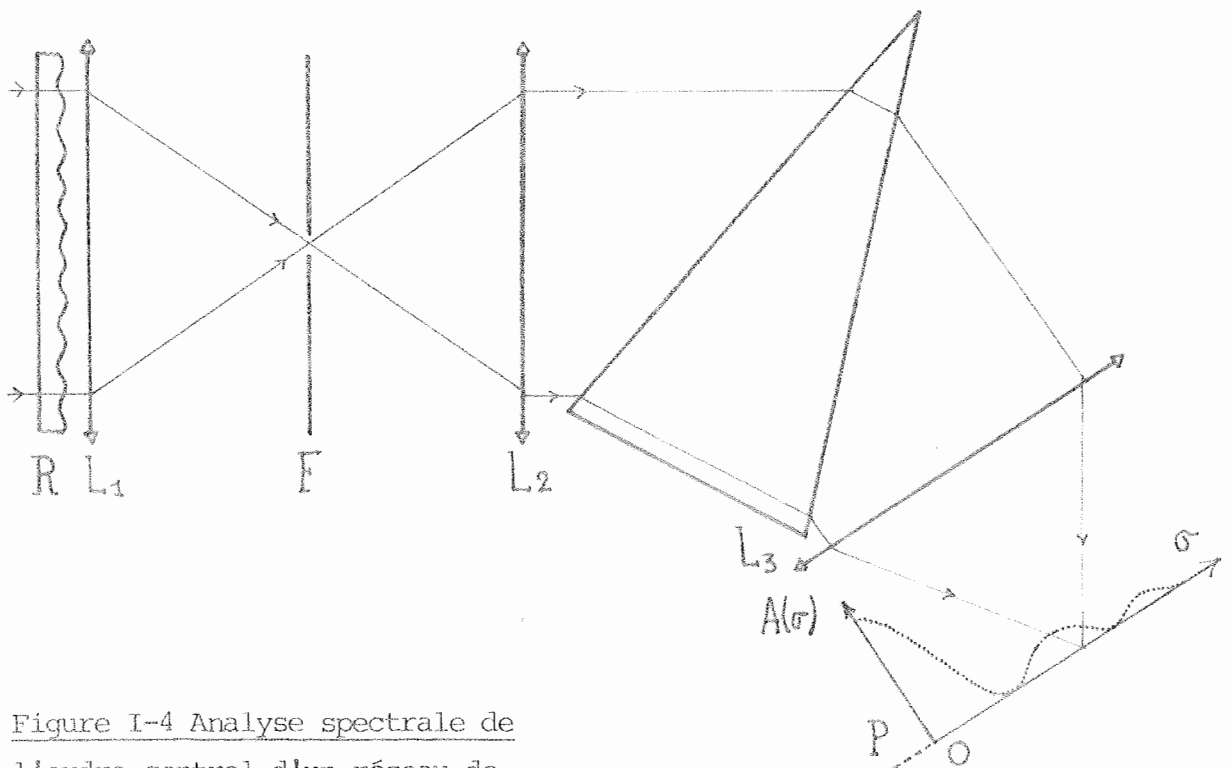


Figure I-4 Analyse spectrale de l'ordre central d'un réseau de phase

Ce spectre présente des cannelures assimilables aux franges sombres

d'un interférogamme et il peut être traité comme tel. Le nombre d'onde σ et la différence de marche Δ sont deux variables conjuguées au sens de la transformation de Fourier. $A(\sigma)$ est donc la transformée de Fourier d'une fonction $L(\Delta)$ définie par :

$$L(\Delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\sigma) \exp[i2\pi\sigma\Delta].d\Delta \quad (I.21)$$

qui caractérise l'amplitude des ondes \sum_i en fonction de leur retard de chemin optique Δ introduit par le réseau. Dans le cas d'un profil quantifié, cette fonction s'écrit :

$$L(\Delta) = \sum_{k=0}^n \frac{L_k}{P} \delta(\Delta - m \cdot \frac{k}{n}) \quad (I.22)$$

Le fonction $L(\Delta)$ qui ne prend de valeurs non nulles que sur un intervalle de largeur m , caractérise donc entièrement la modulation du réseau. Ses variations à l'intérieur de cet intervalle sont déterminées par le profil de ce réseau. Elle ne caractérise cependant pas un réseau unique, mais une famille de réseaux de modulation m donnée. Nous montrerons comment ces familles sont définies et comment leur fonction caractéristique $L(\Delta)$ permet de calculer simplement la diffraction dans l'ordre central, de certains réseaux de phase.

III - 4 - Fonction caractéristique d'une famille de réseaux

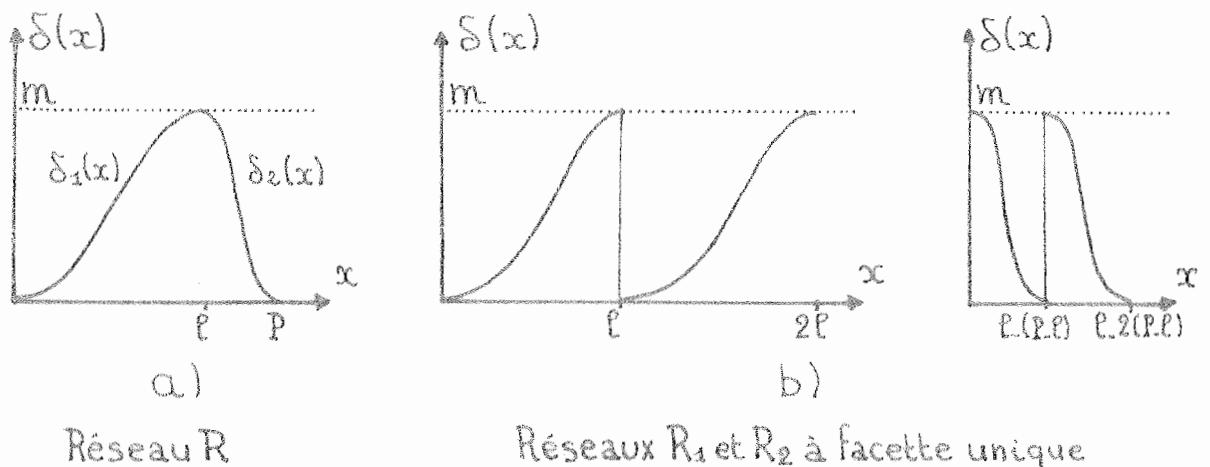


Figure I- 5. Décomposition d'un réseau en deux réseaux à facette unique

Un réseau comporte en général sur une période P deux facettes de largeurs respectives ℓ et $P-\ell$ (Figure I.5 a) . la fonction $\delta(x)$ qui définit le chemin optique introduit par le réseau est décrite sur ces deux intervalles par deux fonctions $\delta_1(x)$ et $\delta_2(x)$.

L'amplitude dans le spectre de l'ordre central s'écrit alors :

$$A(\sigma) = \frac{1}{P} \int_0^{\ell} \exp[-i2\pi\sigma\delta_1(x)] dx + \frac{1}{P} \int_{\ell}^P \exp[-i2\pi\sigma\delta_2(x)] dx \quad (I.23)$$

et l'on peut la considérer comme une combinaison linéaire des spectres de deux réseaux différents R_1 et R_2 :

$$A(\sigma) = \frac{\ell}{P} A_1(\sigma) + \frac{P-\ell}{P} A_2(\sigma)$$

avec

$$A_1(\sigma) = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} \exp[-i2\pi\sigma\delta_1(x)] dx$$

et

$$A_2(\sigma) = \frac{1}{P-\ell} \int_{\ell}^{\ell+(P-\ell)} \exp[-i2\pi\sigma\delta_2(x)] dx$$

(I.24)

Ces réseaux R_1 et R_2 ont pour périodes respectives ℓ et $P-\ell$ (Fig. I.5 b). Chacun présente sur cette période une facette qui a le profil de l'une de celles du réseau R initial.

La relation (I-21) définit la fonction caractéristique d'un réseau comme la transformée de Fourier inverse de son spectre $A(\sigma)$ dans l'ordre central. Si $L_1(\Delta)$ et $L_2(\Delta)$ sont celles des réseaux R_1 et R_2 , la fonction caractéristique $L(\Delta)$ du réseau R s'écrit alors :

$$L(\Delta) = \frac{\ell}{P} L_1(\Delta) + \frac{P-\ell}{P} L_2(\Delta) \quad (I.25)$$

Le calcul de la fonction caractéristique d'un réseau se ramène donc à la détermination de celles de deux réseaux ne comportant qu'une facette . Elle est simple lorsque le profil de ces facettes est une fonction monotone :

Soit R , un réseau de période P , ne comportant qu'une facette par période . L'amplitude diffractée dans l'ordre central s'écrit :

(I.26)

Si la fonction $\Delta = \delta(x)$ est monotone, elle admet une fonction réciproque $x = \delta^{-1}(\Delta)$, elle même monotone. Par changement de variable, $A(\sigma)$ s'exprime alors sous la forme :

$$A(\sigma) = \int_{\delta(0)}^{\delta(P)} \frac{d}{d\Delta} \left(\frac{\delta^{-1}(\Delta)}{P} \right) \exp[-i2\pi\sigma\Delta] d\Delta \quad (I.27)$$

ou encore :

$$A(\sigma) = \int_0^m \left| \frac{d}{d\Delta} \left(\frac{\delta^{-1}(\Delta)}{P} \right) \right| \exp[-i2\pi\sigma\Delta] d\Delta \quad (I.28)$$

où $\frac{\delta^{-1}(\Delta)}{P}$ est une fonction monotone, indépendante de la période P du réseau, définie sur l'intervalle $[0, m]$ et prenant ses valeurs entre zéro et un. La relation (I.28) permet donc le calcul du spectre $A(\sigma)$ comme la transformée de Fourier d'une fonction caractéristique $L(\Delta)$ réelle et définie par :

$$L(\Delta) = \left| \frac{d}{d\Delta} \left(\frac{\delta^{-1}(\Delta)}{P} \right) \right| \quad \text{si } \Delta \text{ appartient à l'intervalle } [0, m] \quad (I.29)$$

$$L(\Delta) = 0 \quad \text{à l'extérieur de cet intervalle}$$

On sait donc calculer la fonction caractéristique d'un réseau de phase de profil connu. Il s'agit d'une fonction réelle dont la transformée de Fourier décrit le spectre de l'ordre central de ce réseau. Cette fonction présente de plus la propriété de caractériser la modulation d'un réseau, indépendamment de son profil.

III - 5 - Possibilité théorique d'une mesure de la modulation d'un réseau de profil inconnu

La fonction $L(\Delta)$, caractéristique d'un réseau quelconque, ne prend de valeurs non nulles que sur l'intervalle $[0, m]$. Une mesure de sa largeur constitue donc une mesure de la modulation du réseau, indépendante de son profil.

$L(\Delta)$ est définie comme la transformée de Fourier inverse de $A(\sigma)$. Son calcul complet nécessite donc à priori une mesure du spectre sur un intervalle illimité de longueurs d'ondes. Ce calcul n'est cependant pas utile et nous montrerons que les notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert définies dans le domaine temporel par M. le Professeur J.C. Viénot et son équipe permettent d'accéder en théorie à la largeur de la fonction $L(\Delta)$ (6,7,8).

La transformée de Fourier qui relie $L(\Delta)$ et $A(\sigma)$ associe deux variables (Δ et σ), proportionnelles l'une à un temps, l'autre à une fréquence temporelle : la différence de marche Δ est proportionnelle au temps t ($\Delta = c.t$) alors que le nombre d'onde σ est proportionnel à la fréquence temporelle ν ($\sigma = \frac{\nu}{c}$). Les fonctions $L(\Delta) = L(c.t)$ et $A(\sigma) = A(\frac{\nu}{c})$ constituent donc respectivement la réponse impulsionnelle et la fonction de transfert temporelle d'un réseau R filtré dans l'ordre central.

Au spectre blanc de la lumière incidente, la fonction de transfert temporelle $A(\frac{\nu}{c})$ fait correspondre le spectre cannelé de l'ordre central du réseau. La réponse impulsionnelle temporelle $L(c.t)$ définit la distribution dans le temps de l'amplitude transmise, dans la direction de l'ordre central, par un réseau éclairé par une impulsion infiniment brève de lumière blanche. La durée Δt de l'impulsion émergente est alors liée à la modulation du réseau par la relation :

$$m = c. \Delta t \tag{I.30}$$

La mesure de cette largeur d'impulsion constituerait donc une mesure de la modulation d'un réseau, indépendamment de son profil. Elle nécessiterait cependant la production et l'observation d'impulsions lumineuses de durée faible devant Δt . Or pour un réseau de modulation égale à un micron (deux longueurs d'ondes), Δt doit être de l'ordre de 10^{-14} secondes. Une telle mesure n'est donc pas envisageable à l'heure actuelle.

La seule grandeur accessible expérimentalement reste donc la distribution d'intensité, sur un intervalle limité de longueurs d'ondes, du spectre de l'ordre central du réseau. Nous pourrions ainsi, à l'aide de leur fonction caractéristique, définir expérimentalement certaines familles de réseaux de phase.

IV - CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE CERTAINES FAMILLES DE RESEAUX SIMPLES

IV - 1 - Famille définie à partir d'un réseau à facette unique

Nous montrerons tout d'abord qu'une fonction caractéristique $L(\Delta)$ ne définit qu'un seul réseau à facette unique. Considérons pour cela deux réseaux R_1 et R_2 de ce type. Ils sont définis par les chemins optiques $\delta_1(x)$ et $\delta_2(x)$ qu'ils introduisent sur l'onde incidente. Si ces deux réseaux ont même fonction caractéristique $L(\Delta)$ ils sont identiques. En effet, l'expression (I.25) implique alors que les deux fonctions $\delta_1^{-1}(\Delta)$ et $\delta_2^{-1}(\Delta)$ sont égales ou opposées à une constante près : R_2 n'est autre que le réseau R_1 dans sa position originale ou tourné de 180° dans son plan.

Les réseaux distincts de R_1 , mais de même fonction caractéristique $L(\Delta)$ comportent donc deux facettes. Si leurs largeurs respectives sont ℓ et $P-\ell$, cette fonction s'écrit alors comme une combinaison linéaire (expression I.25) de celles de deux réseaux à facette unique. Il existe donc une infinité de réseaux ayant même fonction caractéristique que R_1 . On peut cependant en extraire une famille définie simplement. La relation (I.25) :

$$L(\Delta) = \frac{\ell}{P} L_1(\Delta) + \left(1 - \frac{\ell}{P}\right) L_2(\Delta)$$

est indépendante du paramètre $\frac{\ell}{P}$ lorsque les deux fonctions $L_1(\Delta)$ et $L_2(\Delta)$ sont égales. On a alors :

$$L(\Delta) = L_1(\Delta) = L_2(\Delta) \tag{I-31}$$

c'est à dire que chaque facette du réseau R admet pour fonction caractéristique celle du réseau R_1 à facette unique.

Les réseaux qui ne diffèrent que par la largeur de leurs facettes constituent donc, avec celui d'entre eux qui n'en comporte qu'une, une même famille : ils ont tous même spectre dans l'ordre central.

IV - 2 - Calcul du spectre de l'ordre central de réseaux simples

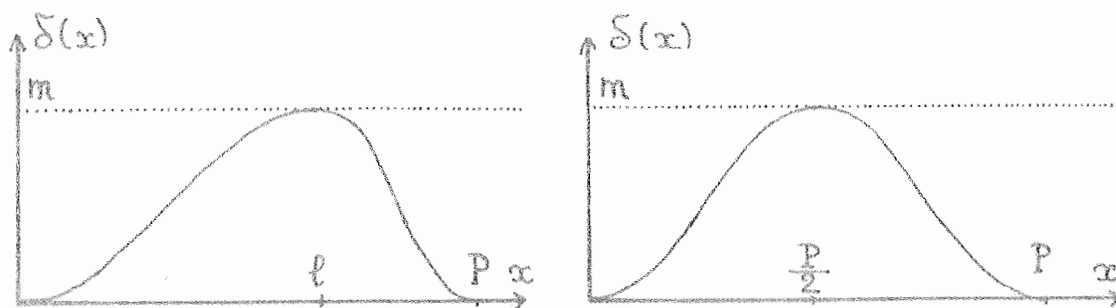
Nous calculerons ici les spectres dans l'ordre central pour trois types de réseaux simples qui recouvrent bon nombre de cas réels ; ce sont

- les "réseaux sinusoidaux" qui décrivent en première approximation les réseaux holographiques
- les "réseaux dents de scie" dont font partie les réseaux gravés tels que les réseaux échelettes.

- les réseaux binaires enfin , qui sont facilement réalisables au laboratoire

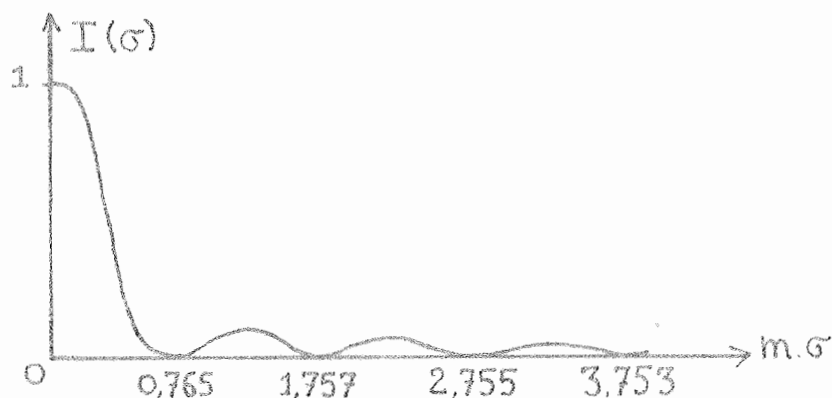
Nous mettrons en évidence une caractéristique commune aux spectres de l'ordre central de ces trois types de réseaux . Elle permettra d'en déterminer la modulation.

a) réseaux sinusoïdaux



a) réseau dissymétrique

b) réseau symétrique



c) spectre dans l'ordre central

Figure 1.6 Spectre dans l'ordre central des réseaux sinusoïdaux

Le terme de "réseau de phase sinusoïdal" désigne habituellement celui dont la fonction $\delta(x)$ (Figure 1.6 b) est décrite par l'expression

$$\delta(x) = \frac{m}{2} \left[1 - \cos.2\pi \frac{x}{P} \right] \quad (I.32)$$

Il s'agit en fait de l'élément symétrique d'une famille de réseaux à deux facettes de largeurs l et $P-l$ et de profil sinusoïdal . Il permet donc le calcul du spectre de l'ordre central de tous les réseaux de cette famille. Leur fonction $\delta(x)$ (Figure I.6 a) est définie par :

$$\left. \begin{aligned} \delta_1(x) &= \frac{m}{2} \left[1 - \cos.2\pi \frac{x}{l} \right] \quad \text{Si } 0 \leq x \leq l \\ \delta_2(x) &= \frac{m}{2} \left[1 - \cos.2\pi \frac{P-x}{P-l} \right] \quad \text{Si } l \leq x \leq P \end{aligned} \right\} \quad (I.33)$$

et le spectre de leur ordre central s'écrit alors :

$$A(\sigma) = \exp[-i\pi m\sigma] \frac{1}{P} \int_0^P \exp[-i\pi m\sigma \cos 2\pi \frac{x}{P}] dx \quad (\text{I.34})$$

Il peut être directement calculé grâce à la relation :

$$J_0(Z) = \frac{1}{P} \int_0^P \exp[iZ \cos 2\pi \frac{x}{P}] dx \quad (\text{I.35})$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro .
On obtient :

$$A(\sigma) = \exp[-i\pi m\sigma] J_0(\pi m\sigma)$$

et pour la distribution d'intensité (Figure I.6 c) dans ce spectre :

$$I(\sigma) = J_0^2(\pi m\sigma) \quad (\text{I.36})$$

b) Réseaux "dents de scie"

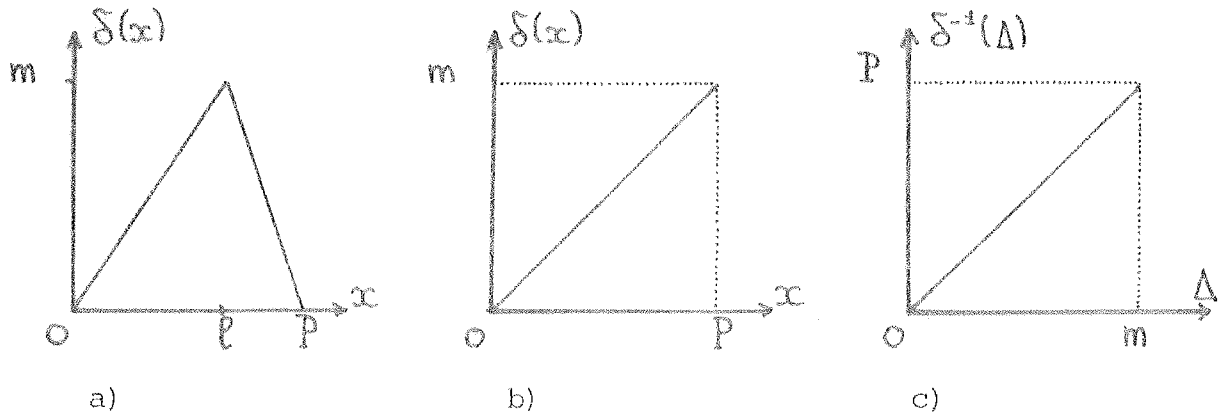
Les réseaux "dents de scie" sont tous ceux dont les facettes ont un profil linéaire. Ils diffèrent les uns des autres par les largeurs relatives de ces facettes (Figure I.7 a) . Le spectre de leur ordre central peut être calculé à partir de celui d'entre eux qui ne comporte qu'une facette par période (Figure I.7 b) .

La fonction $\delta^{-1}(\Delta)$ (Figure I.7 c) est alors une fonction linéaire croissante de zéro à P sur l'intervalle $[0, m]$. La fonction caractéristique $L(\Delta)$ est par conséquent une fonction rectangle , de largeur m , centrée en $\frac{m}{2}$ et de hauteur $\frac{1}{m}$ (Fig. I.7 d) . Sa transformée de Fourier s'écrit alors :

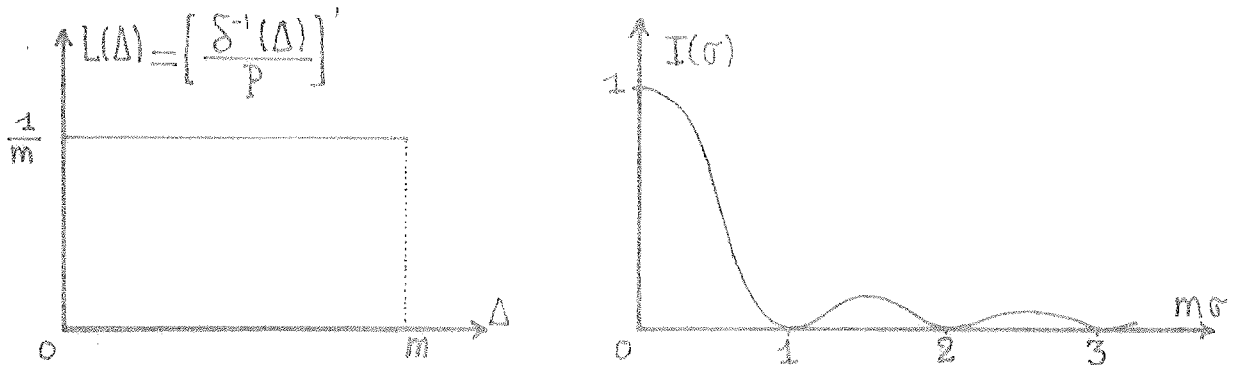
$$A(\sigma) = \exp[-i\pi m\sigma] \frac{\text{Sin.}\pi m\sigma}{\pi m\sigma} \quad (\text{I.37})$$

d'où la distribution d'intensité dans le spectre :

$$I(\sigma) = \left[\frac{\text{Sin.}\pi m\sigma}{\pi m\sigma} \right]^2 \quad (\text{I.38})$$



réseaux "dents de scie" à une ou deux facettes



d) fonction caractéristique

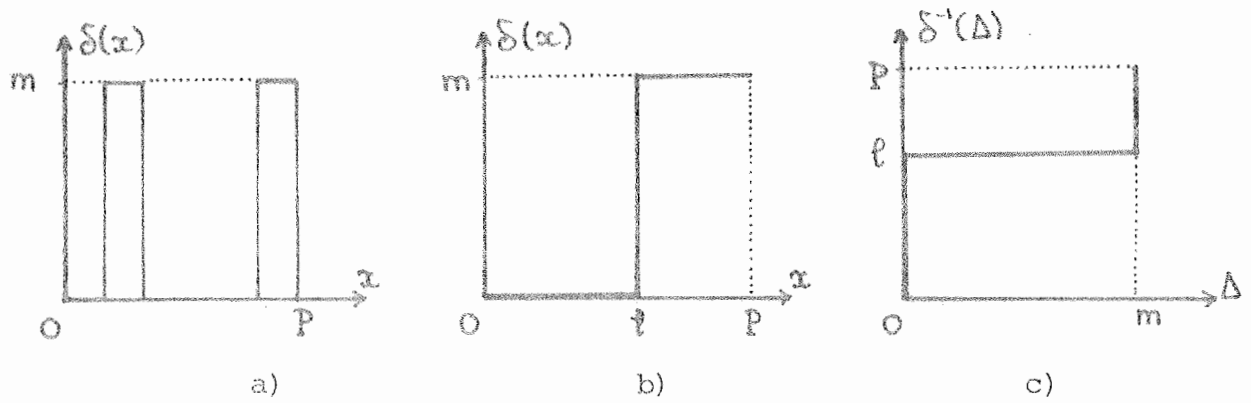
e) spectre de l'ordre central

Figure 1.7 Calcul du spectre central des réseaux "dents de scie".

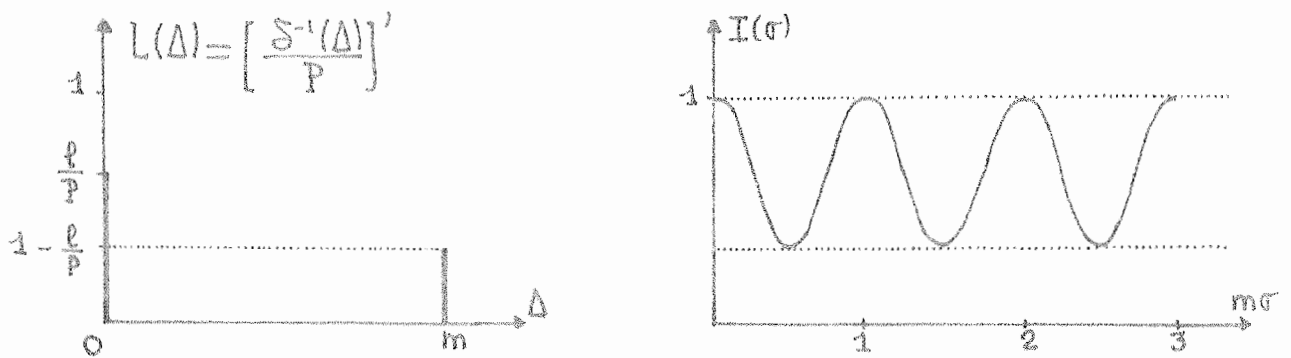
c) Réseaux binaires

Les réseaux binaires sont tous ceux dont la fonction $\delta(x)$ prend alternativement les valeurs zéro et un, et ce une ou plusieurs fois par période P (figure 1.8a). Cette famille de réseaux est décrite par le plus simple de tous, dont la fonction $\delta(x)$ ne change de valeur qu'une fois par période (figure 1.8b). Ils ont en commun la largeur totale P et $P-l$ des intervalles où cette fonction prend respectivement les valeurs zéro et m .

La fonction $\delta^{-1}(\Delta)$, inverse de $\delta(x)$, est une fonction constante par morceaux (figure 1.9c), présentant en $\Delta = 0$ et $\Delta = m$, deux sauts de valeurs respectives l et $P-l$. La fonction caractéristique $L(\Delta)$ est donc constituée de deux distributions de Dirac centrées en $\Delta = 0$ et $\Delta = m$ et d'amplitudes respectives $\frac{l}{P}$ et $\frac{P-l}{P}$ (figure 1.8 d).



réseaux binaires de la même famille



d) fonction caractéristique

e) spectre de l'ordre central

Figure 1.8 Calcul du spectre de l'ordre central d'un réseau binaire

Le spectre $A(\sigma)$ en est la transformée de Fourier, il s'écrit donc :

$$A(\sigma) = \exp[-i\pi m\sigma] \left[\cos \pi m\sigma + i \left(\frac{2l}{P} - 1 \right) \sin \pi m\sigma \right] \tag{1.39}$$

d'où la distribution d'intensité $I(\sigma)$ (Figure I.8.e) :

$$I(\sigma) = 1 - c \cdot \sin^2 \pi m \cdot \sigma$$

avec

$$c = 1 - \left(1 - \frac{2l}{P} \right)^2 \tag{I.40}$$

IV - 3-Périodicité des cannelures du spectre - Mesure de la modulation -
Facteur de Forme

Les spectres des réseaux binaires et "dents de scie" sont définis par les relations (I.38) et (I.40). Ils ont en commun la propriété de présenter des cannelures équidistantes. Les nombres d'ondes σ_c qui déterminent les positions de ces cannelures vérifient les relations :

$$\left. \begin{aligned} m \cdot \sigma_c &= k + \frac{1}{2} && \text{pour le réseau binaire} \\ m \cdot \sigma_c &= k + 1 && \text{pour le réseau "dents de scie"} \end{aligned} \right\} \quad (I.41)$$

k est un nombre entier (zero compris). Ces cannelures sont donc équidistantes et pour les deux réseaux, l'écart $\Delta\sigma$ entre deux consécutives d'entre elles est défini par la relation :

$$m \cdot \Delta\sigma = 1 \quad (I.42)$$

Des relations du même type peuvent être définies pour les réseaux sinusoïdaux, dont les cannelures sont déterminées par les solutions de l'équation :

$$J_0(\pi m \sigma_c) = 0 \quad (I.43)$$

Leurs valeurs $m \cdot \sigma_c(k)$, ainsi que celles des quantités $m \cdot \Delta\sigma(k)$ correspondantes, sont données dans le tableau I.1. Les positions de ces cannelures sont donc données par une relation :

$$m \cdot \sigma_c = k + \frac{3}{4} + \epsilon(k) \quad (I.44)$$

k	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$\pi m \sigma_c$	2,405	5,520	8,653	11,792	14,931	18,071	21,212	24,352	27,493
$m \sigma_c$	0,765	1,757	2,755	3,753	4,753	5,752	6,752	7,752	8,751
$m \cdot \Delta\sigma$	/	0,992	0,997	0,999	0,999	0,999	1,	1,	1,

Tableau I-1 : Positions et écarts des cannelures pour un réseau sinusoïdal

où $E(k)$ est un terme correctif dont la valeur maximum vaut

$E(0) = 0.015$ et qui tend vers zéro lorsque k augmente. L'écart entre deux cannelures consécutives est lui-même défini par :

$$m \cdot \Delta\sigma = 1 - \beta(k) \quad (\text{I.45})$$

et les résultats du tableau I montrent qu'en négligeant le terme $\beta(k)$ on commet sur la modulation une erreur relative inférieure à 1% .

On pourra donc appliquer la relation (I.42) aux trois types de réseaux précédemment définis. Elle permet une mesure de leur modulation à partir des positions de deux cannelures consécutives du spectre de leur ordre central :

$$m = \frac{1}{\Delta\sigma} \quad (\text{I.46})$$

Ces cannelures pourront être déterminées à l'aide d'un dispositif optique semblable à celui de la figure I.4

En appliquant ce principe à un réseau de profil inconnu, on admet implicitement qu'il est du type de l'un des trois réseaux étudiés. On peut alors choisir celui d'entre eux qui le décrit le mieux. Dans les trois cas, les positions des cannelures sont en effet données par la relation :

$$m \cdot \sigma_c = k + c \quad (\text{I.47})$$

où k est un nombre entier qui définit l'ordre de la cannelure ,

et c une constante positive , caractéristique du profil et qui constitue un facteur de forme :

$$c = \frac{1}{2} \quad \text{pour le réseau binaire} \quad (\text{I.48})$$

$$c = \frac{3}{4} \quad \text{pour le réseau sinusoïdal}$$

$$c = 1 \quad \text{pour le réseau "dents de scie"}$$

La mesure des positions de deux cannelures consécutives, permet donc une détermination de la modulation m et du facteur de forme c du réseau.

On peut alors , parmi les profils binaires , sinusoïdaux et "dents de scie", choisir celui qui s'approche le plus d'un réseau quelconque

L'existence de cannelures dans le spectre de l'ordre central d'un réseau de phase , en permet donc une caractérisation. Dans le cas de réseau fortement modulé, ces cannelures pourront apparaître dans la partie visible du spectre. Une image du réseau , filtrée dans l'ordre central , sera alors colorée.

IV-4 - Image filtrée d'un réseau de phase de forte modulation

Formons, en lumière monochromatique de longueur d'onde λ , et à l'aide d'un montage de double diffraction, l'image dans un plan π d'un réseau de phase R . On le supposera limité par une ouverture $\Omega(x,y)$, de dimensions suffisamment grandes devant la période pour que l'on puisse, dans le plan de Fourier F , effectuer un filtrage correct de l'ordre central. Dans le plan π , on observe alors une image de l'ouverture $\Omega(x,y)$, dont l'amplitude, constante, est définie par la relation (1.16).

Si le spectre $A(\sigma)$ de l'ordre central présente des cannelures dans sa partie visible ou à son voisinage immédiat, l'image de l'ouverture $\Omega(x,y)$ formée en lumière blanche, apparaît colorée. Dans le cas particulier du réseau binaire, les teintes observées sont celles de Newton à centre clair. Il est alors aisé d'établir une échelle de couleurs dans laquelle la modulation joue le rôle d'une différence de marche (tableau 1-2).

m (μ)	Teintes de l'image		teintes de l'image
0.040	blanc	0.551	vert jaunâtre
0.097	blanc jaunâtre	0.565	vert plus clair
0.158	blanc brunâtre	0.575	jaune verdâtre
0.218	brun jaune	0.589	jaune d'or
0.234	brun	0.664	orangé
0.259	rouge clair	0.728	orangé brunâtre
0.267	rouge carmin	0.747	rouge carmin clair
0.275	brun rouge sombre	0.826	pourpre
	<u>teintes du premier ordre</u>		<u>teintes du second ordre</u>
0.281	violet sombre	0.843	pourpre violacé
0.306	indigo	0.866	violet
0.332	bleu	0.910	indigo
0.430	bleu gris	0.948	bleu sombre
0.505	vert bleuâtre	0.998	bleu verdâtre
0.536	vert pâle	1.101	vert

Tableau 1-2 : Teinte de l'image filtrée d'un réseau binaire en fonction de sa modulation m

L'intérêt de la formation d'une image filtrée d'un réseau de forte modulation est d'en permettre une caractérisation point par point.

Considérons un réseau de phase dont la modulation soit une fonction $m(x,y)$ des coordonnées d'espace. On pourra le considérer comme un assemblage de réseaux dont la modulation est constante sur des domaines $\Omega_i(x,y)$.

Si $m(x,y)$ varie suffisamment lentement, ces domaines seront assez étendus pour que l'on puisse en former une image convenablement filtrée.

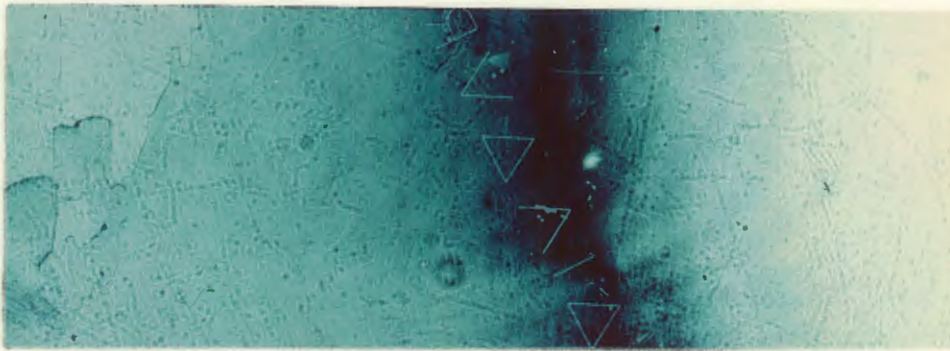
En lumière monochromatique, l'intensité $I(m)$ de cette image décrit les variations de la modulation du réseau. Elle constitue un interférogramme (figure 1.9) dont les franges sombres définissent les lieux de modulation constante et égale à

$$m = (k+c)\lambda$$

où c est le facteur de forme du réseau.

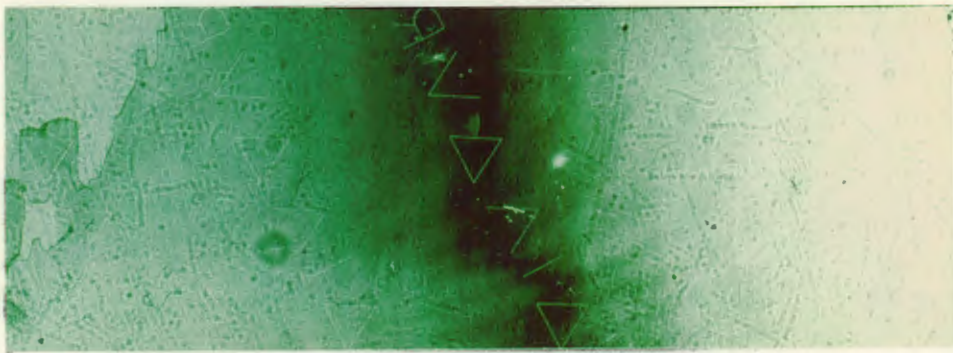
De faibles variations de la modulation ne permettent cependant dans l'image du réseau, que l'observation de faibles différences d'intensité qui peuvent être difficilement détectables (figure 1.10a). Une observation en lumière blanche pourra alors faire apparaître des variations de coloration (figure 1.10b) auxquelles l'oeil présente une meilleure sensibilité.

Une évaluation de la sensibilité de la méthode est possible dans le cas particulier du réseau binaire: un oeil exercé, capable de distinguer deux teintes successives de l'échelle de Newton (tableau 1-2) détectera en moyenne des variations de modulation de l'ordre de 0,05 microns. L'observation en lumière blanche d'une image d'un réseau, filtrée dans l'ordre central, constitue donc une méthode sensible de détection de variations de sa modulation. Nous en présenterons quelques applications



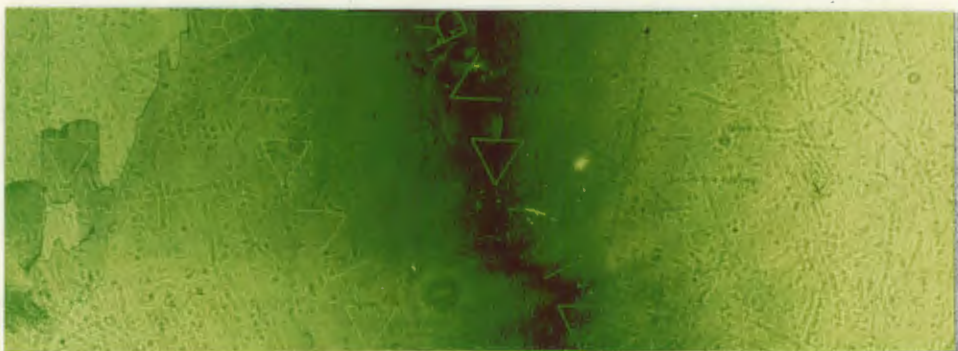
$$\lambda = 0.457 \mu$$

$$m = 0.687 \mu$$



$$\lambda = 0.476 \mu$$

$$m = 0.714 \mu$$



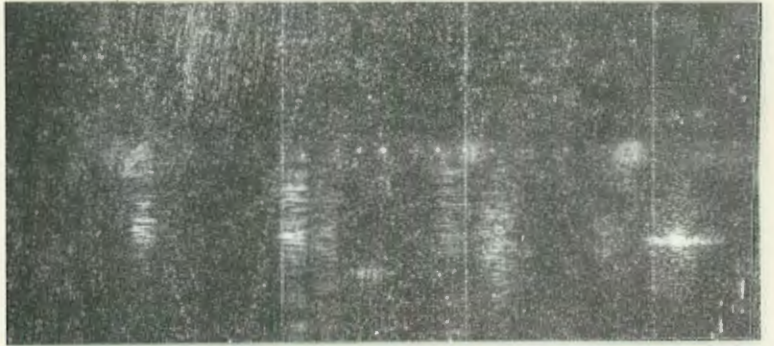
$$\lambda = 0.488 \mu$$

$$m = 0.732 \mu$$

Figure I -9 : Franges d'égale modulation d'un réseau binaire
(100 trait/mm)

Figure 1-10 : Image d'un réseau à modulation lentement variable

a) en lumière monochromatique
($\lambda = 0,476\mu$)



b) en lumière polychromatique

(toutes raies du laser Argon ionisé)



V - APPLICATIONS

V-1- Enregistrement d'images en couleur, sur un matériau transparent

On peut enregistrer, sous forme d'une modulation variable d'un réseau de phase, les variations d'intensité d'un objet O . Ces variations de modulation permettent par filtrage dans l'ordre central du réseau d'observer une image de l'objet ainsi enregistré.

En utilisant la chromaticité de l'amplitude diffractée dans l'ordre central d'un réseau de phase, M.T. GALE et K. KNOP (9,10,11) ont pu enregistrer des images colorées sur des matériaux transparents.

On peut en effet déterminer la modulation qui donne à l'image d'un réseau de phase binaire, après filtrage, l'une des trois teintes soustractives primaires: jaune, magenta ou cyan. En croisant deux de ces réseaux, on multiplie leur transmittance: chaque couple de réseaux croisés fournit alors l'une des couleurs fondamentales (rouge, vert, bleu) alors que le croisement des trois donne le noir.

Les auteurs ont réalisé sur photorésines, les réseaux binaires de modulation convenable et correspondant aux images d'un objet dans les trois teintes primaires. Ces réseaux servent ensuite à mouler une feuille thermoplas-

-tique et l'image colorée se trouve ainsi codée sous forme d'une superposition de trois réseaux de directions et de modulations différentes. Elle est reconstituée par filtrage de l'amplitude diffractée par ce système dans l'ordre central.

Un choix convenable de la fréquence des réseaux permet de projeter cette image à l'aide d'un simple projecteur de diapositives, sans l'aide d'aucun système de filtrage: une lentille de projection d'ouverture numérique $F: 2,8$ ne laissera passer que l'ordre central des réseaux pourvu que leur pas soit inférieur à $1,4\mu$.

Cette expérience illustre particulièrement bien la chromaticité de l'amplitude diffractée dans l'ordre central par un réseau de phase. Nous nous sommes pour notre part, intéressés aux possibilités de contrôle et d'étude des réseaux, offertes par cette caractéristique.

V - 2 - Observation des instabilités hydrodynamiques dans les milieux nématiques.

Nous avons été amenés à collaborer au travail de Monsieur E. GUYON et de son équipe, sur les instabilités hydrodynamiques engendrées dans les cristaux liquides nématiques (12), par certaines perturbations périodiques dans le temps (champs électriques ou efforts de cisaillement périodiques). Pour certaines valeurs de l'amplitude et de la fréquence de ces perturbations, un régime permanent d'écoulement convectif (Figure I-11) s'établit dans le milieu. Par un phénomène de couplage dû à la viscosité du cristal liquide, les molécules qui le constituent s'orientent alors de façon spatialement périodique, de part et d'autre d'une direction moyenne imposée au niveau des parois qui limitent le milieu.

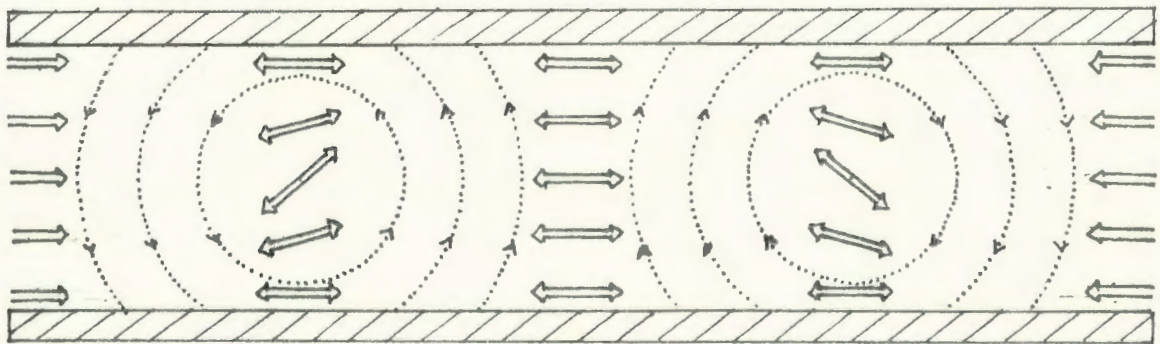
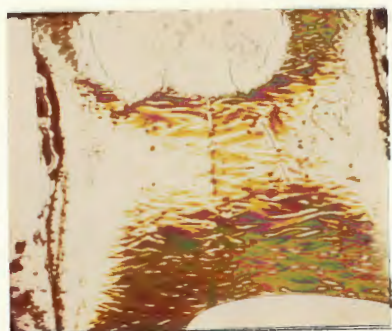


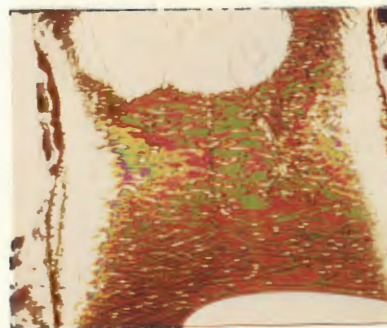
Figure I-11: Instabilité convective dans un cristal liquide nématique. Les courants convectifs (traits pointillés) induisent un basculement périodique de l'axe optique.

Ces molécules sont anisotropes et l'on observe donc un basculement périodique de l'axe optique du milieu. Il se comporte en lumière polarisée comme un réseau de phase présentant une modulation sinusoïdale d'indice effectif (13).

La mesure de la modulation de ce réseau fournit des indications sur l'angle de basculement des molécules du cristal liquide et sur sa dépendance vis à vis des paramètres de la perturbation. L'observation en lumière blanche d'une image de ce réseau, filtrée dans l'ordre central, a permis de suivre l'établissement de l'instabilité et d'observer son uniformité. Les images (Figure I.12a et b) ont été obtenues à partir de cellules de cristaux liquides nématiques, au sein desquelles l'instabilité convective a été engendrée par un champ électrique alternatif. Son établissement est alors lié à l'existence de charges libres dans le milieu. Leur répartition non uniforme (liée à la présence d'impuretés) est la cause de l'extension progressive de la distorsion à l'ensemble de la cellule au fur et à mesure de l'augmentation de la tension. Elle est aussi à l'origine des variations rapides de la modulation du réseau d'un point à un autre, observables sur les images, sous forme d'une coloration variable.



a) aspect du réseau au voisinage de la tension seuil



b) extension de l'instabilité par augmentation de la tension

Figure I.12 : Images en lumière blanche, filtrées dans l'ordre central (instabilité hydrodynamique engendrée par un champ électrique alternatif)

V - 3 - Etude des photorésines négatives

La réalisation pratique, sur photorésines, d'objets de phase nécessite un contrôle de la réponse de ces produits. Avant d'être quantitatif (mesure de l'épaisseur finale en fonction de l'énergie reçue), il doit être

qualitatif : l'existence de paramètres mal contrôlés (uniformité et homogénéité des couches sensibles , traitement en phase liquide), nécessite une vérification de l'uniformité de la réponse sur des champs étendus. Cette contrainte conduit dans la pratique à éviter le recours aux techniques microscopiques et amène à rechercher une méthode permettant une caractérisation de l'objet par l'intermédiaire d'une image complète.

Or, on sait réaliser simplement sur photorésines des objets de phase périodiques et de forte modulation auxquels la méthode de filtrage en lumière blanche est bien adaptée. De plus, le réseau binaire qui fournit les résultats les plus facilement exploitables est aussi le plus simple à réaliser de façon reproductible.

On utilise en effet, pour la mesure de microdéplacements linéaires, des réglottes , formées de fines bandes métalliques périodiquement disposées sur un substrat de verre. Elles existent avec des pas qui peuvent être choisis entre 10 et 100 microns et constituent d'excellents masques binaires . Elles nous ont permis de réaliser sur photorésines, par insolation par contact, des réseaux de phase approximativement binaires et dont la longueur peut atteindre 6 cm pour une largeur de 1 cm. On a ainsi pu tester l'uniformité de la réponse de ces résines sur des surfaces importantes.

En formant en lumière blanche, une image filtrée de tels réseaux (14), nous avons pu observer que leur modulation était particulièrement non uniforme (Figure I.13). Ce phénomène traduit une variation d'une extrémité à l'autre de la plaque , de la réponse de la résine , due à un manque d'homogénéité ou d'uniformité de la couche. Le réseau présente d'autre part des traces dues au processus de traitement en phase liquide.



Figure I.13 - Défauts de modulation d'un réseau dus à une non uniformité de la couche sensible

La réalisation , sur photorésines négatives , d'objets de phase de bonne qualité, et de caractéristiques bien définies , nécessite donc un contrôle préalable de la qualité des couches sensibles d'une part et d'autre part une étude

du traitement par le solvant . Un tri des couches sensibles après leur fabrication , s'il permet d'obtenir une meilleure uniformité de la modulation (Figure I.14) ne supprime pas l'incertitude sur sa valeur, liée à l'action du solvant. On ne sait donc pas prévoir par avance les caractéristiques d'un objet de phase obtenu sur photorésines.



Figure I.14 : Image filtrée d'un réseau binaire obtenu sur une couche uniforme de photorésine négative

J. Frejlich a cependant étudié un nouveau mode d'utilisation de la résine négative K.M.R. qui devrait permettre un meilleur contrôle de sa réponse en évitant le traitement en phase liquide. Il semble de plus diminuer l'influence sur cette réponse, de l'épaisseur initiale de la couche. Cette méthode , dite de "diffusion moléculaire" (2) utilise l'apparition après exposition, d'un gradient de molécules polymérisées. On peut alors, par chauffage, favoriser une diffusion du monomère vers les régions exposées. Une exposition secondaire uniforme assure alors une polymérisation complète et fait apparaître en même temps qu'une faible modulation de surface, une modulation d'indice due à des variations de concentration de matière, au sein de la couche .Chacune des étapes de ce processus semble pouvoir être contrôlée et l'on pourra alors à l'aide de la méthode de filtrage en lumière blanche, établir les caractéristiques complètes de la réponse de ces photorésines.

Elles restent cependant peu utilisées , surtout à cause de la faible étendue spectrale de leur sensibilité, qui se limite au proche ultraviolet. C'est la raison pour laquelle , dans des domaines tels que l'holographie, on a plutôt recours à des techniques de "blanchiment" , qui permettent de transformer en hologramme de phase , un hologramme d'amplitude enregistré sur plaque photographique.

VI - LES EMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES BLANCHIES .

Les plaques photographiques argentiques ont, sur les photorésines, l'avantage d'une plus grande souplesse d'utilisation. Leur meilleure sensibilité (en particulier dans le domaine des grandes longueurs d'ondes) et la bonne résolution de certaines d'entre elles, en font le matériau d'enregistrement le plus utilisé en holographie. L'efficacité des hologrammes d'amplitude qu'elles permettent de réaliser, reste cependant limité à une valeur maximum de 3,7 % . C'est pourquoi, parallèlement à l'étude de nouveaux matériaux de phase , on a cherché à transformer par un traitement chimique approprié , ces hologrammes d'amplitude en hologrammes de phase , dont l'efficacité théorique peut atteindre la valeur de 100 % .

Ces techniques , dites de blanchiment , ont donc pour but de transformer des variations de densité optique déjà enregistrée , en variations d'épaisseur optique obtenues par modulation , soit du relief soit de l'indice de l'émulsion. Cependant, les plaques ainsi traitées conservent inévitablement certains défauts propres aux émulsions photographiques et liés en particulier à leur structure granulaire. Elles posent de plus des problèmes de stabilité dus à une photosensibilité des corps formés lors du blanchiment. Elles constituent cependant par leur simplicité d'utilisation et grâce à la sensibilité des plaques photographiques , une alternative intéressante à l'emploi de produits tels que les photorésines.

VI - 1 - Les méthodes de blanchiment

On distingue habituellement deux types de méthodes de blanchiment des émulsions argentiques (15 , 16) : le blanchiment par inversion par lequel on dissout complètement les particules d'argent opaques, et le blanchiment direct qui les transforme en un sel d'argent transparent et d'indice élevé.

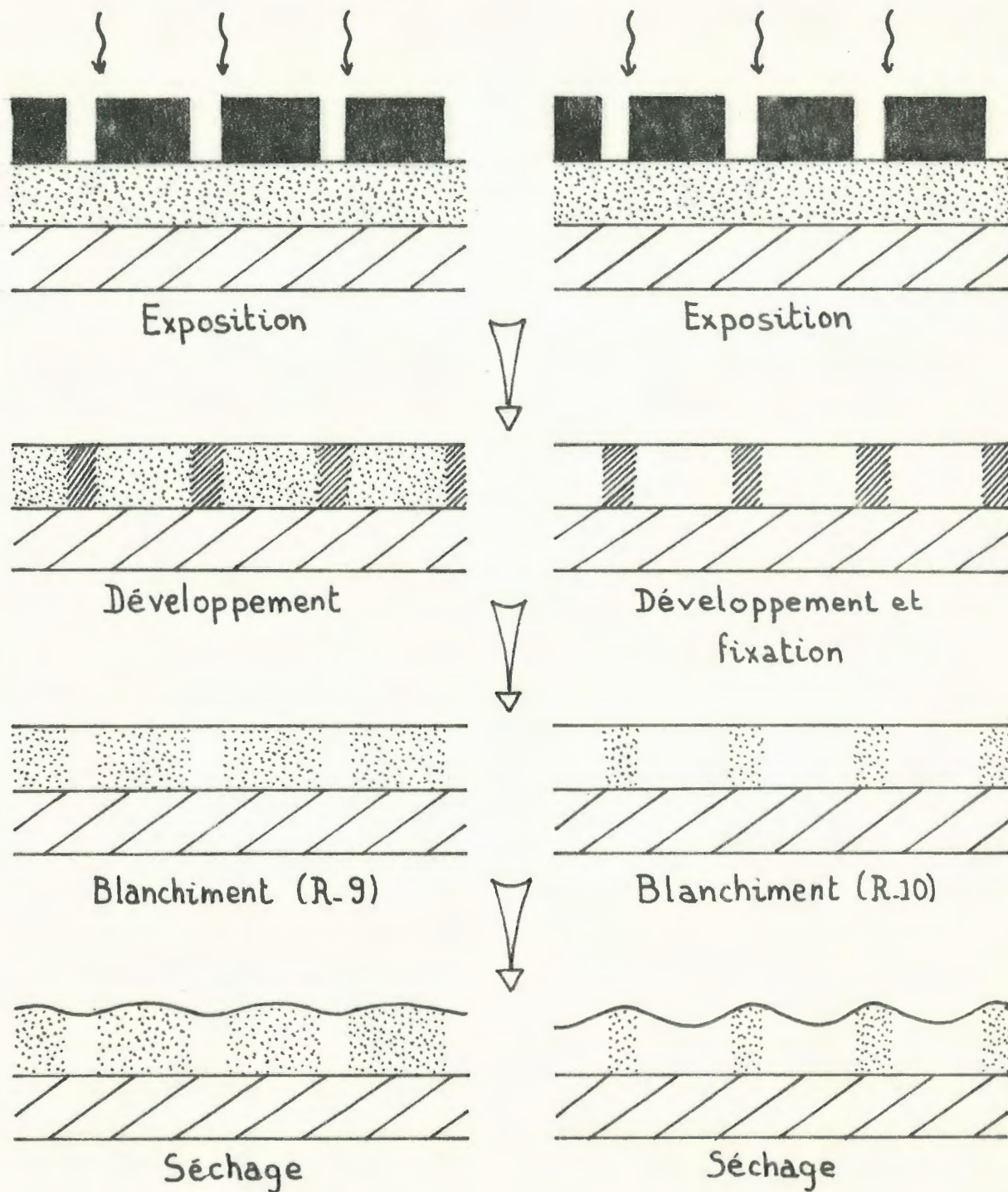
Dans le cas du blanchiment par inversion (Figure I-15 a) , l'émulsion est exposée puis développée. De façon à conserver l'halogénure des parties non exposées, on évite de la fixer. La solution de blanchiment (il pourra s'agir de la solution Kodak R.9 décrite dans le tableau I - 3) transforme alors l'argent métallique en un sel soluble qu'elle entraîne. Sur la plaque ainsi traitée, ne subsiste alors que l'halogénure original aux endroits non exposés ; les autres parties sont constituées de gélatine. Cette concentration de matériau au niveau des parties non exposées se traduit par des variations d'indice. Elle contribue de plus à l'apparition lors du séchage, d'un relief qui est toutefois très atténué par le tannage de l'émulsion au niveau des

parties développées. Le relief reste donc faible dans le cas du blanchiment par inversion et l'on pourra considérer que l'on obtient par cette méthode des objets de phase par modulation d'indice .

Dans le cas du blanchiment direct (Figure I-15 b) , l'émulsion est exposée et développée. Elle est ensuite fixée. Il ne reste alors dans la gélatine que de l'argent métallique opaque au niveau des parties exposées. le rôle de la solution de blanchiment est alors de le transformer en un sel insoluble d'indice élevé . Les différents bains Kodak R.10 (tableau I.3) par exemple, permettent d'obtenir ainsi l'un ou l'autre, du chlorure, du bromure ou de l'iodure d'argent. On obtient alors une forte modulation d'indice dans l'émulsion, à laquelle vient s'ajouter, au moment du séchage , une modulation de surface importante: La concentration de masse et le tannage, qui se produisent tous deux au niveau des parties exposées, cumulent leurs effets.

Les méthodes de blanchiment, et le blanchiment direct en particulier, permettent donc l'obtention d'objets fortement déphasants à partir d'enregistrements photographiques. Différents bains ont été étudiés (17 , 18 , 19) dont certains ont permis d'atteindre des efficacités de diffraction de 49% . Nous avons ainsi pu obtenir des réseaux de phase de modulation supérieure à celle permise par les photorésines. Comparées à ces dernière , les émulsions blanchies présentent cependant certains inconvénients . Le premier d'entre eux est une diffusion plus importante de la lumière : l'émulsion constitue un milieu diélectrique inhomogène formé de particules d'indice très élevé ($n = 2,06$ dans le cas du chlorure d'argent) immergées dans une gélatine d'indice plus faible. Le processus de blanchiment conserve donc la structure granulaire de l'émulsion photographique. Le second , et probablement le plus gênant de ces inconvénients , est une tendance de l'émulsion ainsi traitée à noircir spontanément sous l'action de la lumière. Ce phénomène provoque en particulier une baisse rapide de l'efficacité de diffraction des hologrammes de phase ainsi réalisés.

□ gélatine □ gélatine et halogénure □ gélatine et argent métallique



a) blanchiment par inversion

b) blanchiment direct

Figure I - 15 : blanchiment d'une émulsion photographique

ACIDE SULFURIQUE CONCENTRE	12 ml	}
DICHROMATE DE POTASSIUM	9,5 g.	
EAU DISTILLEE POUR FAIRE	1 LITRE	

SOLUTION DE BLANCHIMENT PAR INVERSION (KODAK R.10)

ACIDE SULFURIQUE CONCENTRE	14 ml	}	<u>SOLUTION A</u>	
DICHROMATE D' AMMONIUM	20 g			
EAU DISTILLEE POUR FAIRE	1 LITRE			
ou	CHLORURE DE SODIUM	45 g	}	<u>SOLUTION B</u>
ou	BROMURE DE POTASSIUM	92 g		
	IODURE DE POTASSIUM	128 g		
	EAU DISTILLEE POUR FAIRE	1 LITRE		

La solution prête à l'emploi est obtenue par mélange d'un volume de chacune des solutions A et B , dans dix volumes d'eau distillée

SOLUTION DE BLANCHIMENT DIRECT (KODAK R.10)

Tableau I - 3 : Exemples de bains de blanchiment:

VI - 2-Stabilité à la lumière des émulsions photographiques blanchies

Nous avons pu observer ce phénomène lors de l'étude de réseaux holographiques réalisés sur plaques Kodak 649 F puis blanchis à l'aide du bain Kodak R.10 NaCl. Eclairés par le faisceau directement issu d'un laser Argon ionisé ($\lambda = 0.488 \mu\text{m.}$), ces réseaux voient, au niveau de l'impact, leur efficacité diminuer en quelques secondes. Cette région présente alors une coloration rouge-brun qui disparaît par immersion dans le bain de blanchiment.

Nous avons par ailleurs observé que ce noircissement est anisotrope s'il est induit par un faisceau de lumière rectilignement polarisée : lorsque le réseau est placé entre polariseur et analyseur croisés, les régions ainsi exposés, ont une intensité non nulle, maximum lorsque les directions de transmission des polariseurs font un angle de 45° avec la direction de polarisation du faisceau de noircissement. Le même phénomène a pu être obtenu sur des plaques blanchies après exposition uniforme, développement et fixation. Il s'agit donc là d'un phénomène reproductible capable de conserver une trace photographique de la polarisation de la lumière.

Une étude bibliographique, dont les principaux résultats font l'objet du prochain chapitre, nous a permis de comprendre le mécanisme du noircissement direct de l'émulsion d'halogénure d'argent que constitue une plaque photographique blanchie. Elle a surtout montré que, dès 1919, le physicien allemand F. Weigert, avait observé et étudié l'anisotropie induite par la lumière polarisée sur de telles émulsions. Ses travaux, ainsi que ceux qui ont suivi, permettent de caractériser les aspects essentiels du phénomène, sinon d'en établir complètement le mécanisme. Cette étude nous a incité à orienter notre travail vers une application de l'effet Weigert dans le domaine du traitement optique de l'information.

SECOND CHAPITRE

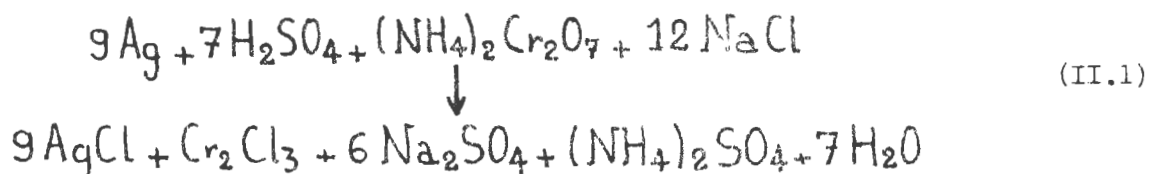
PHOTOSENSIBILITE DES EMULSIONS

D'HALOGENURES D'ARGENT

— ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE —

I - INTRODUCTION

L'étude de la stabilité des émulsions photographiques blanchies selon différents procédés , montre que leur noircissement à la lumière est dû à une photosensibilité du sel substitué à l'argent (20) . Un accroissement de la masse moléculaire de ce sel minimise l'effet qui est au contraire, particulièrement net dans le cas d'un sel léger tel que le chlorure d'argent. Ce noircissement, souvent décrit sous le nom de "print out darkening effect" est dû à la transformation du sel en argent métallique opaque , sous l'action de la lumière. Certaines plaques photographiques blanchies et en premier lieu celles obtenues par les méthodes de blanchiment direct , conduisant à la formation de chlorure d'argent , constituent de véritables émulsions photographiques. C'est en particulier le cas de celles obtenues à l'aide de la solution Kodak R.10 NaCl . Dans ce cas , le bilan chimique de l'opération de blanchiment s'écrit :



réaction où seuls les chlorures métalliques formés sont insolubles. Le fait que le noircissement disparaisse par immersion dans le même bain montre de plus que le chlorure d'argent est bien l'élément photosensible. L'émulsion obtenue par cette méthode de blanchiment pourra donc être considérée comme une émulsion de chlorure d'argent, connue pour être le siège de phénomènes de sensibilité particuliers , tant en lumière naturelle que polarisée.

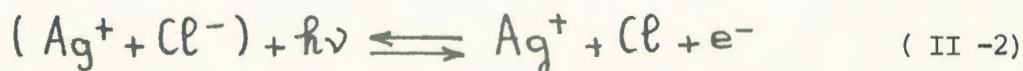
II - LA SENSIBILITE DES HALOGENURES D'ARGENT EN LUMIERE NATURELLE

II -1-Le mécanisme du noircissement

Le noircissement ou "Print out darkening effect" , observé sur certaines émulsions d'halogénures d'argent exposées à la lumière, révèle un phénomène fondamental du processus photographique ; il est dû à une addition d'agrégats d'atomes d'argent , en certains sites particuliers de l'émulsion , par photolyse de l'halogénure sous l'action de la lumière. La structure ainsi produite , dite image latente (21 , 22), est rendue visible par développement dans le cas des plaques photographiques habituelles. Sur certaines émulsions simples d'halogénures d'argent, elle apparait sous forme d'un noircissement directement observable.

Ce noircissement direct a donc fait l'objet de nombreux travaux. La structure complexe des émulsions photographiques usuelles et la présence en leur sein de nombreux additifs chimiques ont conduit à l'étudier sur des émulsions spécialement préparées (21 , 22) ou sur des monocristaux d'halogénure d'argent. Différents mécanismes de formation des agrégats d'atomes d'argent ont été proposés. Celui de Gurney et Mott (23) est aujourd'hui admis , du moins en ce qui concerne ses grandes lignes. Il comporte trois étapes :

Il débute par un processus photochimique ayant pour siège un ion halogène situé à l'intérieur du cristal: en absorbant un quantum $h\nu$ d'énergie lumineuse, il expulse un électron et se transforme réversiblement en un atome libre:



Les électrons émis lors de ce phénomène photolytique primaire, migrent ensuite à l'intérieur du réseau cristallin. Ils circulent dans la bande de conduction des ions argent , jusqu'à être capturés en certains sites privilégiés où ils s'accumulent. Ces sites seraient constitués par des défauts du réseau cristallin , liés à des ions Ag^+ en positions irrégulières. La dernière phase du processus consiste alors en une migration d'ions Ag^+ vers les sites ainsi chargés. Par capture des électrons accumulés , il y forment alors les agrégats d'atomes d'argent responsables du noircissement.

Le phénomène photochimique primaire appelle un certain nombre

de remarques importantes. On notera tout d'abord que l'élément photosensible est constitué par l'ion halogène et non par l'ion métallique. Cela explique en particulier la sensibilité à la lumière, d'halogénures alcalins tels que le chlorure de sodium ou le bromure de potassium. D'autre part, la réaction primaire de photolyse étant réversible, il est nécessaire, pour que le phénomène se poursuive, de fixer les atomes d'halogènes libérés. On évitera ainsi une recombinaison de l'halogénure d'argent. Nous montrerons que la gélatine d'une émulsion remplit cette fonction et que, bien qu'elle n'intervienne pas directement dans le processus de formation des agrégats d'argent photolytique, elle en permet le déroulement. Nous définirons enfin la sensibilité spectrale du phénomène de noircissement : seules seront capables de provoquer une photolyse les radiations absorbées par l'halogénure.

II -2 - Le rôle de la gélatine

La limitation de la réaction de photolyse par recombinaison de l'halogénure a été mise en évidence par des mesures d'efficacité quantique (24). Proche de l'unité au début du processus de noircissement, cette efficacité diminue ensuite rapidement. Cette diminution est liée à une augmentation dans le milieu, de la concentration en atomes libres d'halogène et elle peut être évitée en y incorporant un élément capable de les fixer. Le mécanisme de cette fixation explique que le noircissement soit plus important dans les émulsions que dans les monocristaux d'halogénures d'argent.

Lorsque, dans la réaction de photolyse (II.2) un photoélectron est expulsé, on crée sur un atome d'halogène un emplacement vacant d'électron. Associé aux six ions Ag^+ voisins de la maille cristalline, il constitue un ensemble positivement chargé dit "trou positif adjoint à un atome d'halogène" (21, 22). Un ion halogène voisin peut alors constituer un nouveau de ces trous positifs en cédant un électron au précédent qui se trouve ainsi comblé. Un trou peut ainsi migrer à travers le réseau cristallin jusqu'à ce que l'atome d'halogène auquel il est adjoint participe à une recombinaison de l'halogénure, ou soit fixé. Cette seconde éventualité suppose cependant une migration jusqu'à la surface du cristal qui, seule, peut éventuellement être en contact avec un accepteur d'halogène. Luckey (25, 26) a pu montrer qu'une telle migration sans recombinaison, n'est en fait possible que pour des atomes d'halogènes libérés dans une couche d'épaisseur limitée ($0,3 \mu$) au voisinage de la surface du cristal. Un tel processus avantage les émulsions de micro-cristaux par rapport

aux monocristaux d'halogénures d'argent. Ces micro-cristaux peuvent en effet avoir des dimensions voisines de celle de la couche efficace de migration. Ils sont de plus enrobés de gélatine qui constitue un bon accepteur d'halogène. Les émulsions d'halogénures d'argent sont donc un milieu privilégié pour l'observation du noircissement photolytique.

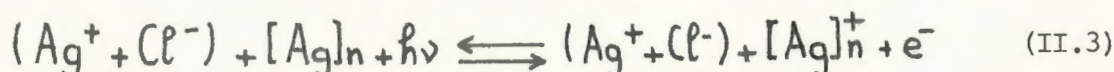
II - 3 - Sensibilité spectrale du noircissement photolytique

La sensibilité spectrale d'un milieu est étroitement liée aux spectres d'absorption des éléments photosensibles qui le constituent : le noircissement photolytique d'une émulsion d'halogénure d'argent ne peut être provoqué que par les radiations lumineuses absorbées par cet halogénure. Dans le cas particulier du chlorure d'argent, cette sensibilité s'étend de 250 à 450 nanomètres (la limite inférieure de cet intervalle est due à l'absorption par la gélatine). Dans le domaine visible, elle est donc limitée aux plus courtes longueurs d'ondes et seule la lumière bleue est capable d'induire un noircissement photolytique.

Edmond Becquerel a cependant pu observer en 1841 qu'une lumière verte ou orangée était capable de renforcer une image de noircissement photolytique (27). Il s'agit là d'une des premières observations d'une sensibilisation vers le rouge (orthochromatisation) d'une émulsion photographique.

On sait que toute sensibilisation nécessite l'adsorption d'un colorant par l'halogénure (28) et que la sensibilité spectrale obtenue est liée à la courbe d'absorption de l'émulsion ainsi colorée (29, 30). On a pu montrer que la nouvelle sensibilité observée par Becquerel sur les émulsions noircies était produite par les agrégats d'argent photolytique formés au sein des cristaux d'halogénure : on a pu l'obtenir en incorporant cet argent par voie chimique ; de plus cette extension de la sensibilité est associée à l'apparition d'une nouvelle bande d'absorption, dite bande F, centrée aux environs de 600 nanomètres, qui est caractéristique de défauts du réseau cristallin par excès d'ions Ag^+ .

On ne connaît pas de façon certaine le mécanisme de cette sensibilisation par l'argent photolytique. Sheppard (31) suggère toutefois que, par absorption d'un quantum d'énergie lumineuse de grande longueur d'onde, une particule d'argent émet un électron :



L'énergie nécessaire à l'émission d'un nouveau photoélectron par un halogénure voisin se trouverait alors abaissée, permettant aux grandes longueurs d'ondes une photolyse selon le processus décrit par Gurney et Mott.

La présence d'agrégats d'argent photolytique, si elle sensibilise l'émulsion aux grandes longueurs d'ondes, provoque aussi l'apparition de phénomènes parasites. On sait en effet que dès qu'il y a sensibilisation d'une émulsion par un colorant, la photolyse aux grandes longueurs d'ondes peut être concurrencée par un phénomène de blanchiment du colorant lui-même. De ce point de vue, les agrégats d'argent ne diffèrent pas des autres colorants et l'émulsion sensibilisée (dite émulsion argent-halogénure d'argent) présente alors une réponse très particulière aux grandes longueurs d'ondes.

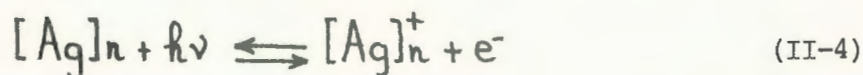
II - 4 - L'adaptation à la couleur

En formant l'image du spectre solaire, sur une émulsion de chlorure d'argent simultanément éclairée en lumière blanche diffuse, Sir John Herschel (32, 33) a remarqué, dans les parties de la plaque exposées aux grandes longueurs d'ondes du spectre, l'apparition au lieu d'un noircissement, de colorations semblables à celles de l'image projetée.

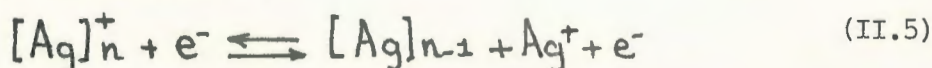
Ce phénomène connu sous le nom d'adaptation à la couleur est dû au blanchiment, par les radiations de grandes longueurs d'ondes, de l'argent photolytique formé par la lumière blanche diffuse. Il a été étudié par Hilsch et Pohl (34) sur des monocristaux d'halogénures d'argent. Leur noircissement

correspond, nous l'avons vu, à la formation d'une bande d'absorption F. Centrée à 550 nm dans le cas du chlorure d'argent, elle s'étend de la limite d'absorption de cet halogénure (450 nm environ) jusqu'à plus de un micron. Cette large bande résulterait de la superposition de bandes plus étroites, chacune d'elles étant due à l'absorption par des particules d'argent de taille déterminée. En éclairant l'émulsion noircie par une radiation lumineuse de longueur d'onde λ située dans la bande F, on provoque une cassure des particules de taille définie qui l'absorbent, c'est à dire un blanchiment de la bande d'absorption qui leur est associée. La bande d'absorption globale se trouve ainsi blanchie sélectivement au voisinage de la longueur d'onde λ . L'échantillon présente alors par transmission une coloration qui rappelle celle de la radiation à laquelle il a été exposé.

Le mécanisme de la cassure des particules d'argent photolytique a été décrit par Gurney et Mott (23). Le niveau d'énergie de la bande d'absorption F correspond à celui de la bande de conduction de l'assemblage des ions Ag^+ du réseau cristallin. En absorbant un quantum d'énergie lumineuse, une particule d'argent photolytique peut donc y éjecter un photoélectron selon un processus identique à celui décrit par Sheppard pour la phase primaire de la photolyse sensibilisée :



La particule d'argent positivement chargée perd alors un atome sous forme d'un ion Ag^+ interstitiel :



Le photoélectron émis doit cependant être capturé de façon à éviter une recombinaison de la particule d'argent : libéré dans la bande de conduction, il migre à travers le cristal jusqu'à un site où il participe, avec un ion Ag^+ interstitiel, à la formation d'une nouvelle particule d'argent photolytique.

Le blanchiment photolytique et le phénomène d'adaptation à la couleur qu'il recouvre, se résument donc à une cassure de particules d'argent photolytique et à la constitution, à partir des atomes qui leur sont arrachés, de nouvelles particules. Le cristal d'halogénure n'intervient alors qu'au niveau du transfert des électrons et la quantité totale d'argent photolytique ne se trouve pas modifiée par le phénomène.

II - 5 - Conclusion

La photosensibilité des halogénures d'argent regroupe donc plusieurs phénomènes. On distinguera d'une part le noircissement photolytique, sensibilisé ou non, qui consiste en une formation à partir des ions Ag^+ de l'halogénure, d'agrégats d'atomes. Cette modification se solde par l'apparition d'une large bande d'absorption aux grandes longueurs d'onde. Sur les émulsions ainsi obtenues (dites émulsions argent-halogénure d'argent) on pourra d'autre part observer un blanchiment photolytique. Il consiste en une cassure en particules plus petites, d'agrégats d'atomes d'argent de taille déterminée par la longueur d'onde de la radiation utilisée et se traduit par une atténuation de l'absorption au voisinage de cette longueur d'onde.

Nous montrerons qu'en lumière polarisée, ces différentes formes de sensibilité se doublent d'une anisotropie induite. La suite de cette étude bibliographique permettra d'analyser ce nouveau phénomène et de montrer qu'il est une forme particulière de ceux obtenus en lumière naturelle. Il ne nous sera cependant pas possible, en l'état actuel des connaissances, d'en donner une explication définitive.

III - LES PHENOMENES DE SENSIBILITE EN LUMIERE POLARISEE

III - 1 - L'Effet Weigert

F. Weigert a observé en 1919 (35) qu'une émulsion de chlorure d'argent préalablement éclairée en lumière blanche était rendue dichroïque par exposition à un faisceau de lumière rectilignement polarisée de grande longueur d'onde : observée en lumière blanche polarisée dans une direction P , elle transmet un faisceau dont l'intensité et la coloration varient avec P . Cette intensité est maximum lorsque la plaque est éclairée par une vibration de même longueur d'onde et de même direction de polarisation que celle qui a induit l'anisotropie. A ce dichroïsme, qualifié de positif, est associée une biréfringence et l'axe optique induit (ligne neutre extraordinaire) est parallèle, dans le plan de l'émulsion, à la direction de polarisation de la vibration lumineuse responsable du phénomène.

L'effet a pu être observé aussi bien sur des émulsions préparées au laboratoire (35 à 39) que sur des plaques photographiques commerciales (40). Il s'agissait cependant dans tous les cas de plaques transparentes à grains très fins, et l'on s'accorde à admettre que l'absence d'anisotropie induite dans les autres types d'émulsions est dû à une dépolariation de la lumière par diffusion. Deux méthodes ont été décrites qui permettent d'induire le phénomène. La première, utilisée par Weigert, consiste à exposer en lumière rectilignement polarisée de grandes longueurs d'ondes une émulsion de chlorure d'argent préalablement éclairée en lumière blanche naturelle. La seconde consiste à éclairer directement l'émulsion par un faisceau rectilignement polarisé de lumière blanche. L'analyse du phénomène montrera que les deux techniques sont semblables dans leur principe.

Ayant remarqué que cette anisotropie induite persistait après développement physique (développement par apport extérieur d'argent), Weigert a surtout vu dans le phénomène une nouvelle voie d'approche pour l'étude de l'image latente photographique et de sa développabilité. C'est pourquoi, on ne trouve dans ses travaux, que peu de résultats relatifs à des observations de l'effet avant développement. Il a cependant été le premier à associer l'anisotropie induite aux centres de l'image latente et à imaginer qu'elle puisse être due à leur modification dans des plans parallèles au vecteur électrique de la lumière qui l'a induite. La structure qu'il propose pour ces centres (41) fait cependant jouer à la gélatine un rôle primordial qui a été infirmé par la suite.

Tcherdyncew (37) a en effet observé l'anisotropie induite sur des lamelles de chlorure d'argent en l'absence de gélatine. L'observation au microscope de ces échantillons exposés en lumière blanche naturelle, montre des particules isolées d'argent sur un fond uniforme. Le dichroïsme a ensuite été observé au cours de son apparition. Pour cela, l'exposition en lumière rouge polarisée a été réalisée sous le microscope, équipé d'un polariseur et d'un analyseur. On remarque alors que le fond ne participe pas au phénomène, mais que par rotation de l'analyseur, seules les particules d'argent changent de couleur.

L'anisotropie induite par les radiations rectilignement polarisées de grandes longueurs d'ondes, trouverait donc son origine dans une modification par ces radiations des particules d'argent photolytique formées en exposant l'émulsion de chlorure d'argent à la lumière blanche naturelle.

III -2- L'analyse du phénomène

Cameron et Taylor (40) puis Kamiya (42) ont pu déterminer , parmi les éléments constitutifs d'une émulsion , ceux qui sont nécessaires à l'apparition de l'effet Weigert et celui, en particulier qui en est le siège.

Ils ont tout d'abord vérifié que l'anisotropie ne peut être induite sur une émulsion de chlorure d'argent que si elle a préalablement été exposée en lumière blanche ou été colorée par des particules d'argent déposées chimiquement. Le rôle de l'exposition en lumière blanche (ou de courte longueur d'onde) est donc de procéder à cette coloration. De même aucun effet n'a pu être obtenu sur une émulsion de particules d'argent dans la gélatine, à moins d'en transformer chimiquement une partie en halogénure. Ces deux expériences montrent donc que la présence simultanée de l'argent et de son halogénure est nécessaire à l'apparition de l'effet. De façon plus précise , les particules d'argent doivent être dispersées dans les mailles des cristaux d'halogénure.

Cameron et Taylor ont d'autre part précisé le rôle de la gélatine. Ils ont montré, en accord avec les conclusions de Tcherdynceff qu'elle n'est pas nécessaire à l'apparition de l'effet, mais que sa présence, à l'état de traces dans certains cristaux d'halogénures d'argent, la favorise;

L'ensemble de ces résultats montre que les mêmes constituants sont nécessaires à l'apparition de l'effet Weigert d'une part , et à celle des phénomènes de sensibilité aux grandes longueurs d'ondes des émulsions argent-chlorure d'argent d'autre part . On comprend alors mieux les particularités du rôle de la gélatine : elle permet une fixation des atomes d'halogène libérés au cours de la préexposition en lumière blanche naturelle, et favorise ainsi la formation des agrégats d'argent photolytique nécessaires à l'effet Weigert.

Cameron et Taylor ont enfin montré que les agrégats constituaient le siège même de l'effet en observant qu'il subsiste si en fixant l'émulsion, on en élimine l'halogénure. L'effet Weigert consiste donc en une modification sous l'action de la lumière de grandes longueurs d'ondes , des particules d'argent d'une émulsion argent-chlorure d'argent ; ses conditions d'apparition en lumière polarisée sont exactement celles du phénomène d'adaptation à la couleur en lumière naturelle.

III - 3 - L'effet Weigert et l'adaptation à la couleur

Sur une émulsion de chlorure d'argent colorée par de l'argent photolytique (émulsion argent-chlorure d'argent) on induit facilement le phénomène d'adaptation à la couleur en l'exposant à une radiation lumineuse de longueur d'onde comprise entre 580 et 650 nanomètres. On l'observe comme une diminution de la densité optique de l'émulsion pour la longueur d'onde de la lumière à laquelle elle a été exposées. S'il est induit en lumière rectilignement polarisée, le phénomène s'accompagne d'un dichroïsme, c'est à dire d'une différence d'absorption pour deux composantes perpendiculaires de la vibration incidente : l'une d'elles, parallèles à la direction de polarisation de la lumière qui a produit l'effet, est moins absorbée que la seconde qui lui est perpendiculaire. Ce phénomène est lui aussi maximum pour une longueur d'onde proche de celle de la lumière qui l'a induit.

Cameron et Taylor ont pensé qu'il pouvait s'agir là d'un phénomène d'adaptation à la couleur observable uniquement dans la direction de polarisation de la lumière d'exposition. Le dichroïsme obtenu en lumière rouge polarisée, différence des absorptions selon deux directions perpendiculaires, serait dans ce cas égal à la différence entre l'absorption de l'émulsion argent-chlorure d'argent et de la même adaptée en lumière rouge naturelle. Ces auteurs, puis Kamiya (42) ont ainsi pu tracer des courbes de dichroïsme en fonction de la longueur d'onde, compatibles avec celles obtenues par analyse des vibrations. Ces courbes montrent de plus qu'une diminution de l'absorption pour le rouge s'accompagne de son augmentation pour le vert. A un dichroïsme positif pour le rouge est alors associé un dichroïsme négatif pour le vert. Ajouté au fait que la quantité totale d'argent reste constante, ce résultat confirme donc l'hypothèse selon laquelle l'effet Weigert est une forme anisotrope des phénomènes résultant de la cassure des particules d'argent photolytique en d'autres, plus petites.

En première approximation, on peut donc expliquer le dichroïsme induit par la lumière rouge polarisée, en disant qu'une vibration polarisée dans la même direction subit l'absorption par une émulsion adaptée à la couleur alors que celle polarisée dans la direction perpendiculaire subit celle de l'émulsion argent-chlorure d'argent non exposée.

Ce modèle ne saurait cependant être retenu que si il permettait d'expliquer aussi la biréfringence observée. On doit en effet écarter l'hypothèse selon laquelle elle serait due aux tensions de la gélatine ; ces contraintes, dues au séchage, engendrent en effet un axe optique perpendiculaire à la surface de

l'émulsion et donc à celui observé dans l'effet Weigert. L'anisotropie est de plus conservée lorsque l'on supprime ces contraintes par immersion de l'émulsion dans l'eau.

Les mesures font apparaître une relation entre les courbes spectrales du dichroïsme et de la biréfringence. En particulier cette biréfringence est maximum pour la longueur d'onde qui annule le dichroïsme. On peut trouver une origine théorique à cette relation dans l'équation de dispersion de Lorentz-Lorenz (Figure II.1.a) qui lie l'absorption et l'indice de réfraction d'un milieu au voisinage d'une bande d'absorption.

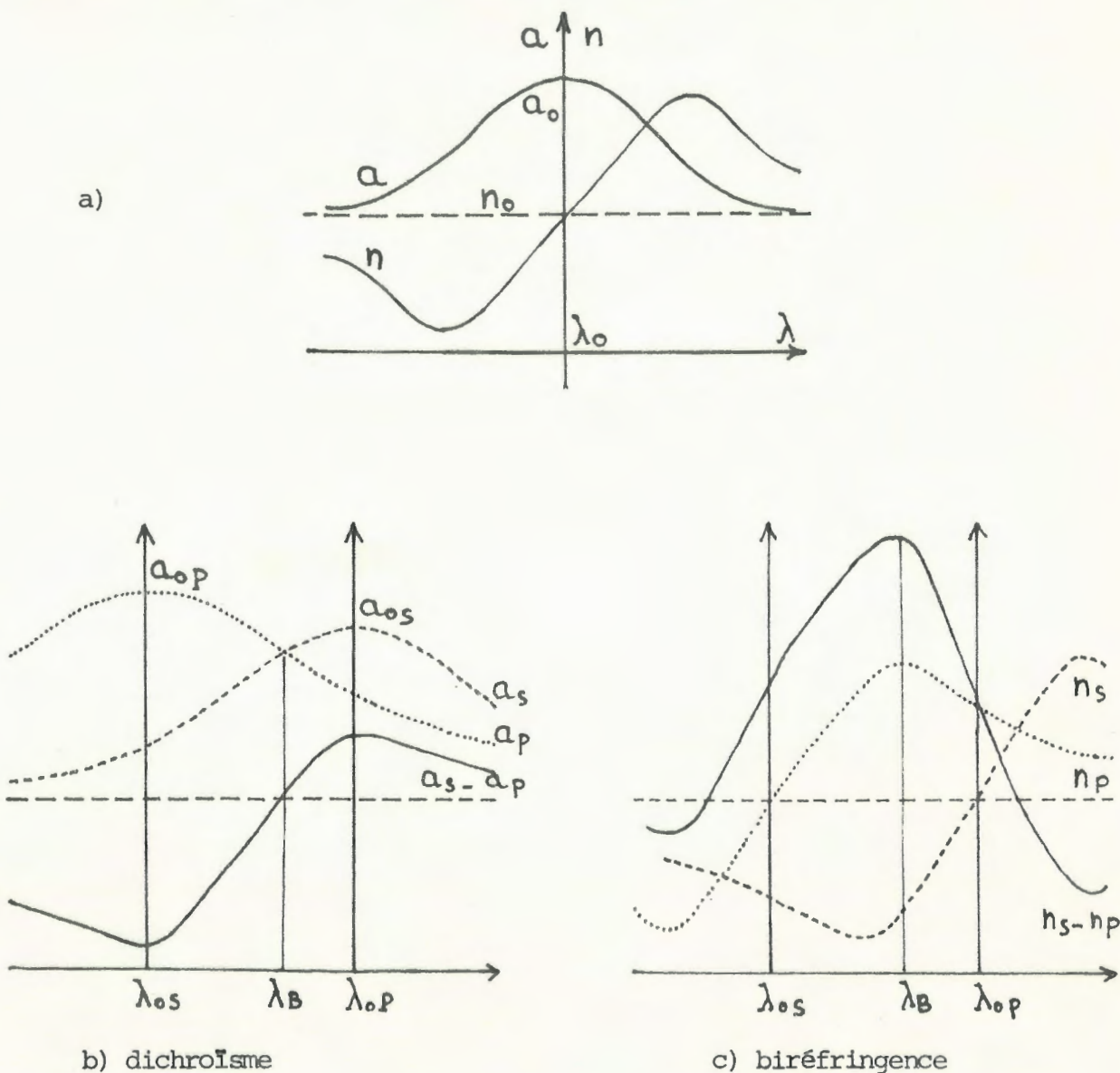


Figure II.1 Equation de Lorentz-Lorenz et relation entre dichroïsme et biréfringence dans l'effet Weigert

Le dichroïsme est la différence d'absorption entre les deux composantes $a_s(\lambda)$ et $a_p(\lambda)$ du coefficient d'absorption dans deux directions respectivement perpendiculaire (sagittale) et parallèle au vecteur électrique de la vibration polarisée responsable du phénomène (figure II.1 b). De $a_s(\lambda)$ et $a_p(\lambda)$, l'équation de dispersion permet de déduire les courbes $n_s(\lambda)$ et $n_p(\lambda)$ des indices dans ces deux directions. Leur différence (figure II.1 c) représente alors une biréfringence maximum pour la longueur d'onde λ_B qui annule le dichroïsme.

On admettra donc avec Cameron et Taylor que le dichroïsme et la biréfringence trouvent une origine commune dans la nature vectorielle du coefficient d'absorption de l'argent photolytique adapté en lumière polarisée. En première approximation ses composantes sont égales, l'une à l'absorption de l'argent non adapté et l'autre à celle de l'argent adapté à la couleur en lumière naturelle.

III - 4 - Le mécanisme de l'effet Weigert

Nous avons indiqué que le phénomène d'adaptation à la couleur était dû à la cassure sous l'action d'une radiation de grande longueur d'onde, de particules qui l'absorbent sélectivement. La théorie de Mie et Gans explique le caractère sélectif de cette absorption et suggère deux modèles possibles pour l'apparition du dichroïsme en lumière polarisée, selon que l'on admette que les particules d'argent photolytique sont sphériques ou ellipsoïdales.

Une particule conductrice assimilable à une sphère de rayon a et soumise à un rayonnement électromagnétique de longueur d'onde λ , se comporte à l'intérieur d'un diélectrique d'indice n comme un oscillateur amorti. Pour une valeur de λ proportionnelle au rayon a et à l'indice n , cet oscillateur entre en résonance et l'on observe un maximum d'absorption. On a ainsi pu montrer (50) que dans le cas des émulsions d'argent-chlorure d'argent, un maximum d'absorption à 550 nm correspondrait à des particules d'argent de diamètre approximativement égal à 300 Å. Cette absorption

sélective est à l'origine de la cassure des particules d'argent de taille définie, en d'autres plus petites. On peut alors avec Kamiya (43, 44) et Cherkashin (45, 46) admettre que, lors d'une exposition en lumière polarisée cette cassure se produirait (sans que l'on puisse dire par quel mécanisme), dans la direction du vecteur électrique de cette vibration. On formerait ainsi des particules ellipsoïdales de grand axe perpendiculaire à cette direction. Les calculs de Mie et Gans, ainsi que d'autres résultats plus récents (48) montrent que l'absorption par de telles particules est anisotrope.

Cette explication suggère que les particules d'argent photolytique peuvent être des ellipsoïdes aléatoirement orientés qui forment un milieu globalement isotrope. La théorie de Gans montre que l'absorption résonnante se produit alors quand le grand axe de la particule est parallèle au vecteur électrique d'une vibration lumineuse de longueur d'onde adaptée à sa taille. Le mécanisme de l'effet Weigert serait alors le suivant (21) : les particules d'argent, formées par exposition d'une émission de chlorure d'argent aux courtes longueurs d'ondes, sont ellipsoïdales. Leurs tailles ainsi que leurs orientations sont variables si bien que l'émulsion argent-chlorure d'argent est globalement isotrope. En l'exposant en lumière rouge polarisée, on ne casse que les particules d'orientation et de taille convenable. L'émulsion se trouve ainsi sélectivement blanchie pour une longueur d'onde et une direction de polarisation données qui sont celles de la lumière utilisée. Ce modèle est similaire à celui décrit par S. Nikitine (47), pour le blanchiment anisotrope de certains colorants et peut être justifié par des arguments théoriques (48, 51). Il est de plus cohérent avec l'opinion selon laquelle l'argent photolytique aurait la forme de calottes formées à la surface des **microcristaux** (49). Le premier modèle, proposé par Kamiya, n'indique par contre pas, comment une particule peut, en se cassant, voir sa taille ne diminuer que dans la direction de polarisation de la lumière. Il permet cependant d'expliquer simplement le phénomène d'inversion du dichroïsme que nous décrirons plus loin.

Des deux modèles proposés , nous retiendrons simplement l'idée que l'effet Weigert est dû au blanchiment sélectif pour la longueur d'onde utilisée, et dans la direction de son vecteur électrique , de la bande d'absorption due aux particules d'argent photolytique . Il est lié à l'apparition d'une direction privilégiée dans l'orientation des particules . Ces considérations suffiront à expliquer l'influence sur l'anisotropie induite , de certains paramètres expérimentaux.

III - 5 - Evolution de l'anisotropie avec la durée de l'exposition

La durée de l'exposition a une double influence sur l'évolution du dichroïsme induit. En augmentant le nombre des particules modifiées par la lumière polarisée , elle tend à le faire croître en valeur absolue (41) sans pour autant déplacer les longueurs d'ondes des points de dichroïsme nul et maximum. Le blanchiment de chaque particule d'argent est cependant un phénomène progressif : selon Gurney et Mott (23) , elles perdent leurs atomes un à un et l'on doit donc assister à un déplacement lent vers les courtes longueurs d'ondes , du point d'absorption maximum. Dans le cas du phénomène d'adaptation à la couleur comme dans celui du dichroïsme, on doit donc assister au cours de l'exposition, à un déplacement des courbes vers les courtes longueurs d'ondes, ainsi qu'à leur élargissement. Ces phénomènes ont effectivement été observés dans les expériences en lumière monochromatique (40, 43) . On s'affranchit par contre du caractère spectralement sélectif du phénomène de blanchiment en éclairant les émulsions en lumière blanche polarisée. Le dichroïsme croit alors avec l'exposition, sans modification de ses variations en fonction de la longueur d'onde : les points de dichroïsme nul et maximum restent stables (39) et la même stabilité est alors observée pour la courbe de biréfringence.

III - 6- Influence de la concentration en argent sur le dichroïsme induit

La théorie de Mie-Gans indique que si l'absorption d'un milieu constitué de particules métalliques dispersées dans un diélectrique varie avec leur dimension et leur orientation , elle augmente aussi avec leur concentration. On doit donc , dans l'effet Weigert , accroître l'anisotropie induite en augmentant la concentration des particules d'argent susceptibles d'être modifiées par la lumière polarisée. C'est ce que l'on fait en prolongeant la préexposition en

lumière blanche (ou de courtes longueurs d'ondes) et Cherkashin (45) a pu le vérifier en observant la même augmentation du dichroïsme par introduction d'argent par voie chimique. L. Richard (36) a cependant pu montrer que si le dichroïsme induit croît avec la préexposition, il atteint une valeur maximum; son existence est probablement due à la limitation de la photolyse par la capacité de capture par la gélatine de l'halogène libéré.

Cette influence de la concentration est illustrée par l'expérience dite d' "inversion du dichroïsme" due à Kamiya (23) puis reprise par différents auteurs (43, 44, 48) :

une émulsion d'argent-chlorure d'argent est éclairée en lumière rouge rectilignement polarisée. Au bout d'un temps t , le dichroïsme atteint une valeur D_1 positive. On fait alors tourner de 90° la direction de polarisation de la lumière incidente; le dichroïsme diminue, s'annule et atteint au bout du même temps t une valeur D_2 négative et inférieure en module à D_1 . Plusieurs rotations de 90° de la polarisation permettent autant d'inversion du dichroïsme et l'on observe alors une décroissance des modules des valeurs mesurées.

Ce phénomène peut être interprété simplement à partir du modèle de Kamiya et Cherkashin. Avant la première exposition en lumière polarisée, la concentration dans l'émulsion, des particules sphériques d'argent photolytique est égale à C_1 et elle détermine la valeur D_1 du dichroïsme obtenu au bout du temps t . Au cours de cette exposition, certaines des particules sont cassées dans la direction du vecteur électrique de la lumière rouge et ne pourront plus l'être que dans la direction perpendiculaire. C'est ce qui se passe au cours de la seconde pose: elles sont rendues à nouveau sphériques alors que seules les particules restées intactes au cours de la première pose peuvent être rendues ellipsoïdales et être donc responsables du dichroïsme. Leur concentration C_2 est cependant inférieure à C_1 . On obtient donc un dichroïsme plus faible et apparemment négatif du fait de la rotation de 90° subie par la polarisation. La chute du dichroïsme obtenu, au fur et à mesure des différentes expositions est due à la diminution de la concentration en particules susceptibles d'être rendues anisotrope.

III - 7- Influence de la longueur d'onde d'exposition

Les mécanismes décrits montrent que l'effet Weigert peut être induit par toutes les longueurs d'ondes supérieures à 450 nm du spectre visible. Le dichroïsme induit est positif, maximum pour la longueur d'onde utilisée. Il est beaucoup plus net en lumière rouge ou orange que pour les radiations de longueur d'ondes plus courtes.

Certains auteurs ont cependant pu observer un dichroïsme induit en lumière polarisée bleue ou violette (37, 38, 42) c'est à dire par des radiations extérieures à la bande d'absorption de l'argent photolytique. Le dichroïsme est alors faible et négatif pour la longueur d'onde qui l'a induit. C'est un phénomène différent de l'effet Weigert puisqu'il ne peut être considéré comme un blanchiment anisotrope. Les courtes longueurs d'ondes correspondant à la sensibilité propre de l'halogénure, on peut penser que le dichroïsme induit est alors dû à la formation par photolyse, de particules ellipsoïdales d'argent présentant une orientation privilégiée (42). On ne dispose cependant d'aucune vérification expérimentale de cette hypothèse.

L'anisotropie induite par la lumière bleue est suffisamment faible pour être longtemps passée inaperçue. On a ainsi proposé une méthode permettant d'induire directement l'effet Weigert sur une émulsion de chlorure d'argent : en l'éclairant en lumière polarisée blanche, on forme à l'aide des radiations de courtes longueurs d'ondes des particules d'argent qui subissent aussitôt le blanchiment anisotrope dû aux radiations de grandes longueurs. On a pu remarquer que le dichroïsme induit était alors supérieur à celui obtenu en blanchissant les particules d'argent après les avoir formées. On attribue ce résultat au fait qu'un certain laps de temps est nécessaire à la stabilisation des agrégats d'argent formés par les radiations de courtes longueurs d'ondes : leur blanchiment est facilité s'ils sont exposés aux grandes longueurs d'ondes alors même qu'ils se forment (40).

III - 8 - Influence de l'état de polarisation sur l'anisotropie induite

Nous avons jusqu'à présent décrit l'anisotropie induite par une vibration rectilignement polarisée (effet Weigert) et nous avons vu qu'en lumière naturelle le phénomène n'apparaît pas et qu'il prend alors la forme, suivant la longueur d'onde utilisée, du noircissement photolytique ou de l'adaptation à la couleur.

Certains auteurs ont recherché un effet de la lumière circulairement polarisée. Zoicher et Coper ont ainsi pu induire un léger pouvoir rotatoire accompagné de dichroïsme circulaire sur des couches d'argent-chlorure d'argent spécialement préparées sans aucun support tel que la gélatine (54). L'étude de cet effet Zoicher a été reprise par A. Cotton (55) et J.P. Mathieu (38). Ils ont montré qu'il est très faible dans le cas des émulsions et que le pouvoir rotatoire reste en fait dans les limites de variation de l'activité optique de la gélatine seule.

I V - CONCLUSION

L'anisotropie observée sur nos émulsions blanchies, constitue un phénomène connu, l'effet Weigert . On admet que ce phénomène est dû à l'existence de particules ellipsoïdales d'argent photolytique dont l'absorption est anisotrope . Deux modèles peuvent être envisagés selon que les particules sont à l'état initial, ellipsoïdales ou non . Le second modèle, décrit ici, permet des interprétations physiques simples mais conduit à attribuer une taille discutable aux agrégats d'argent photolytique. Le premier modèle semble prévaloir dans les travaux les plus récents sur le sujet (48, 51) . Il donne pour les particules des dimensions en accord avec les données expérimentales. Il permet surtout une description théorique complète de l'ensemble des phénomènes observés y compris l'anisotropie induite aux courtes longueurs d'ondes (51) .

Les effets que nous avons décrits sont propres au système argent-chlorure d'argent. Si nous les avons étudiés dans le cas des émulsions , ils ont été observés dans d'autres milieux et certains articles cités (48, 49, 51) se réfèrent en particulier à des observations de l'effet Weigert dans des verres dopés par des cristaux d'halogénures d'argent. Ces verres photochromes, connus pour leur noircissement à la lumière (52) présentent en effet les mêmes phénomènes d'adaptation à la couleur (53) et d'anisotropie induite (48) que les émulsions d'halogénures d'argent . Nous montrerons que celles obtenues par blanchiment de plaques photographiques se comportent de façon identique.

TROISIEME CHAPITRE

ETUDE EXPERIMENTALE DES
PHENOMENES DE PHOTSENSIBILITE
DES EMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES BLANCHIES

I. INTRODUCTION.

Dans ce chapitre, nous décrivons quantitativement les phénomènes induits par la lumière sur les émulsions préparées au laboratoire par blanchiment chimique de plaques photographiques. En raison de la médiocre reproductibilité de leurs caractéristiques, nous ne comparerons ici que les résultats obtenus sur différentes portions d'une même émulsion. Nous avons ainsi pu étudier les variations spectrales des densités optiques induites en lumière naturelle (Noircissement ou blanchiment photolytiques), ainsi que celles du dichroïsme dans le cas du noircissement anisotrope et de l'effet Weigert. Dans le cas des phénomènes obtenus en lumière monochromatique, nous décrivons leur dépendance vis à vis de la longueur d'onde de la radiation qui les a induits. C'est l'influence de l'exposition qui sera étudiée lorsque ces phénomènes auront été obtenus en lumière blanche. Nous montrerons ainsi que nos émulsions se comportent de la même façon que celles décrites dans l'étude bibliographique précédente.

Nous vérifierons ensuite l'existence d'une longueur d'onde λ_J qui annule la biréfringence induite, voisine de celle pour laquelle le dichroïsme est maximum. Nous montrerons qu'elle est indépendante de l'exposition reçue dans le cas des phénomènes induits en lumière blanche, et qu'elle varie peu dans le cas de ceux obtenus en lumière monochromatique. Il s'agit là d'une propriété essentielle de l'effet Weigert, qui est à l'origine des applications que nous décrivons par la suite.

II - METHODES EXPERIMENTALES.

II-1 . Préparation des émulsions.

Nos émulsions sont préparées au laboratoire à partir de plaques photographiques haute résolution KODAK 649 F. Elles sont voilées à la lumière du jour puis développées pendant une minute dans le révélateur KODAK D.11. On obtient ainsi une plaque uniformément noire, riche en argent, qui est fixée pendant dix minutes de façon à en éliminer totalement les halogénures. Après un rinçage prolongé à l'eau courante les plaques sont, à l'abri de la lumière cette fois, traitées pendant une minute dans le bain de blanchiment KODAK R. 10 Na Cl, puis abondamment rincées. On obtient alors une émulsion

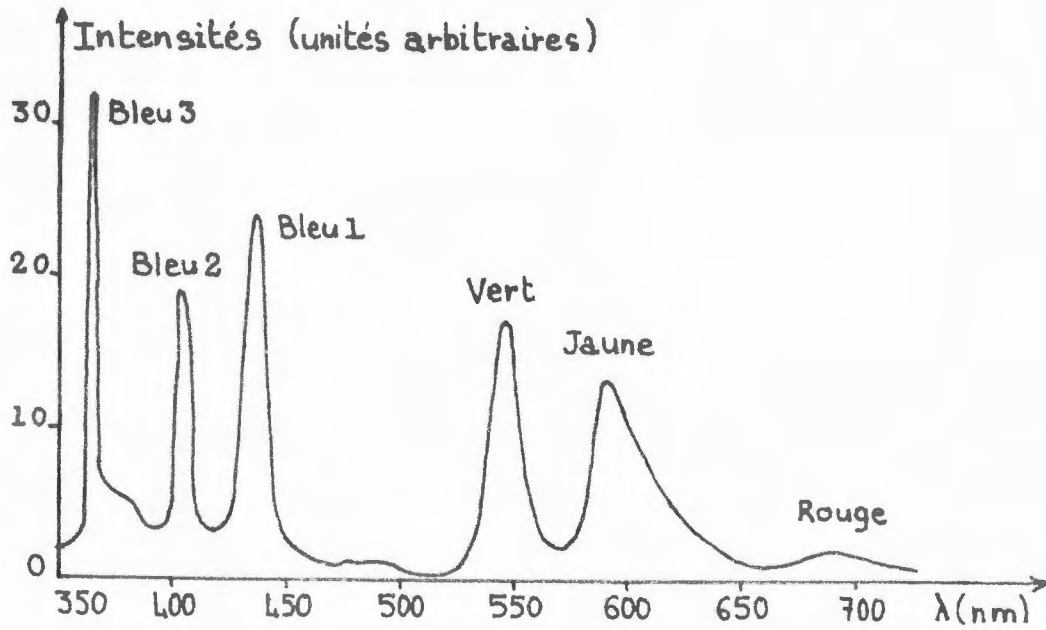
transparente de chlorure d'argent qui est stockée à l'abri de la lumière après séchage.

L'expérience montre que les plaques ainsi obtenues peuvent être sensiblement différentes les unes des autres. Elles sont cependant relativement homogènes et les mesures portant sur des phénomènes que l'on voudra comparer, pourront être effectuées sur différentes portions d'un même échantillon.

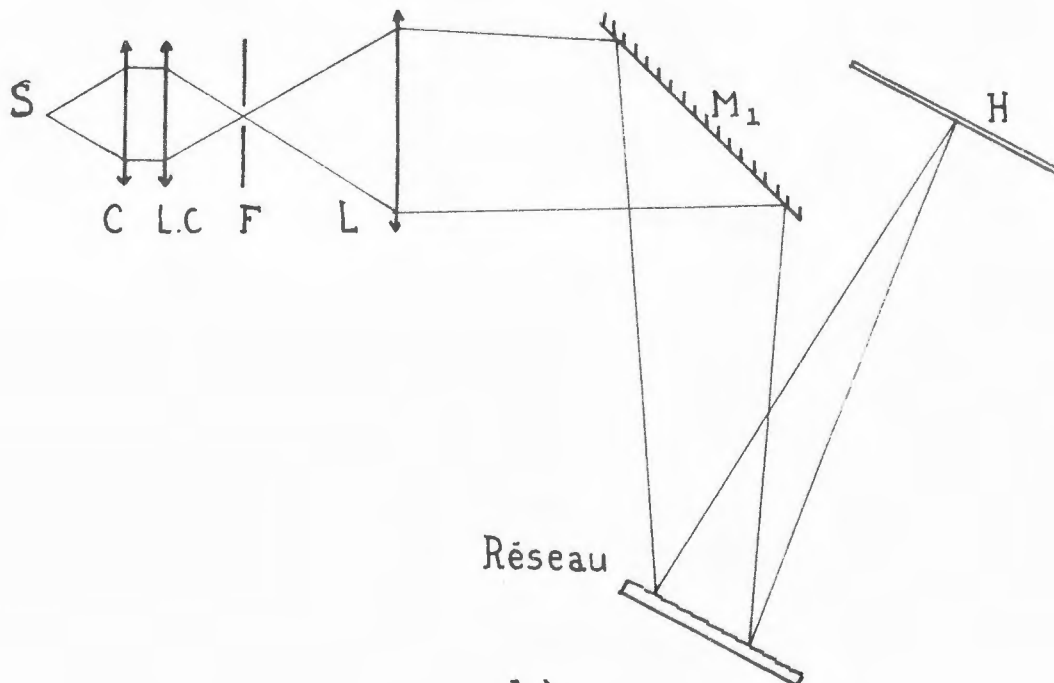
II-2. Exposition à la lumière.

Les émulsions ainsi obtenues sont peu sensibles et doivent donc être exposées à l'aide d'une source intense. Pour toutes nos expériences nous avons utilisé une lampe à vapeur de mercure très haute pression de 500 watts. Son spectre (figure III.I.a) comporte plusieurs raies bleues intenses utilisables pour l'étude du noircissement, une bande rouge et un fort doublet jaune bien adaptés à celle du blanchiment photolytique ainsi qu'une raie verte de longueur d'onde intermédiaire. Nous ne considérerons pas ici les raies du proche ultra-violet, absorbées par les dispositifs optiques. Ce type de source à spectre discontinu s'est avéré particulièrement adapté à l'étude des phénomènes induits en lumière monochromatique. On a pour cela utilisé le montage de la figure III-1-b.

Une fente F de largeur réglable est éclairée à l'aide d'un condenseur C et d'une lentille cylindrique $L.C.$ Par l'intermédiaire d'un réseau échelle de 600 traits/mm fonctionnant dans l'ordre moins un, une lentille L forme dans un plan H , autant d'images de la fente F qu'il y a de raies dans le spectre de la source. La finesse de ces raies et la largeur des intervalles qui les séparent, permettent d'utiliser une fente F assez large. En choisissant correctement la lentille L , on obtient alors dans le plan H des bandes larges (elles peuvent atteindre 1cm) éclairées en lumière monochromatique de forte intensité. Un unique échantillon de 6 x 9 cm, placé dans le plan H , est ainsi éclairé en des positions distinctes par chacune des radiations visibles de la lampe à vapeur de mercure. Les expériences en lumière polarisée ont été réalisées de la même façon en interposant un polariseur P entre le réseau et le plan H et pour l'étude des phénomènes induits en lumière blanche, on a remplacé le réseau R par un miroir M_2 .



a)



b)

Figure III-1-

a) Spectre de la lampe à vapeur de mercure haute pression.

b) Montage utilisé pour l'exposition des émulsions.

II-3. Les mesures.

Toutes les mesures dont nous donnerons ici les résultats ont été faites sur un spectrophotomètre Cary 14. Il nous a permis de tracer, entre 0,400 et 0,750 μ , les variations du coefficient de transmission en intensité T des différents échantillons avant et après exposition. Ces courbes ont été traduites en densité optique et l'on a par différence déterminé les variations de densité induites par noircissement ou blanchiment photolytiques.

Moyennant certaines précautions, nous avons pu sur le même spectrophotomètre, mesurer les variations spectrales $D(\lambda)$ du dichroïsme induit en lumière polarisée. On a pour cela introduit sur les trajets des faisceaux de mesure et de référence, deux polariseurs d'orientations identiques. Dans un premier temps, elles sont choisies de façon à ce que l'échantillon soit éclairé par un faisceau polarisé dans la même direction que celui qui a induit l'anisotropie. Une mesure sans, puis avec cet échantillon, permet alors la détermination de la densité optique $d_{//}(\lambda)$. La même séquence de mesures, après rotation de 90° des deux polariseurs, définit la densité optique $d_{\perp}(\lambda)$ pour une vibration lumineuse de longueur d'onde λ , polarisée perpendiculairement à celle qui a induit l'effet. Par différence avec la densité optique $d_0(\lambda)$, mesurée dans les mêmes conditions, de l'émulsion non exposée, on obtient alors les valeurs $\Delta d_{//}(\lambda)$ et $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ du noircissement dans ces deux directions perpendiculaires:

$$\left. \begin{aligned} \Delta d_{\perp}(\lambda) &= d_{\perp}(\lambda) - d_0(\lambda) \\ \Delta d_{//}(\lambda) &= d_{//}(\lambda) - d_0(\lambda) \end{aligned} \right\}$$

Une valeur négative correspond à un blanchiment. Le dichroïsme est quant à lui défini par la relation:

$$\left. \begin{aligned} D(\lambda) &= d_{\perp}(\lambda) - d_{//}(\lambda) \\ &= \Delta d_{\perp}(\lambda) - \Delta d_{//}(\lambda) \end{aligned} \right\}$$

Elle est conforme à la convention de signe de Weigert, qui qualifie de positif le dichroïsme lorsqu'une vibration parallèle à celle qui a induit l'anisotropie est moins absorbée que si elle lui est perpendiculaire

III - ETUDE DES PHENOMENES INDUITS EN LUMIERE NATURELLE.

III-1. Sensibilité spectrale du noircissement photolytique.

Nous avons tout d'abord étudié le noircissement photolytique induit en lumière monochromatique sur une émulsion de chlorure d'argent. A l'aide du dispositif de la figure III-1-b, on obtient sur le même échantillon, des bandes impressionnées par les différentes raies de la lampe à vapeur de mercure. En prenant soin d'y ménager une région non exposée, on peut mesurer le noircissement, c'est-à-dire l'augmentation de densité

$\Delta d(\lambda)$ sur chacune des portions de l'échantillon. Les résultats obtenus, ainsi que la densité $d_0(\lambda)$ de l'émulsion non exposée, sont représentés sur la figure III-2.

Seules les radiations bleues (figure III-2-b) induisent un noircissement notable. Il est maximum aux environs de 510nm et l'augmentation de densité y est proche de l'unité pour un temps de pose égal à une heure. On observe un faible noircissement pour les grandes longueurs d'ondes (figure III-2-c). Il est probablement dû à une photolyse sensibilisée par la présence d'argent dans la plaque non exposée. On remarque en effet que

$d_0(\lambda)$ (figure III-2-a) montre une légère bande d'absorption centrée elle aussi au voisinage de 500 nm. L'existence de cette faible quantité d'argent est probablement due à un blanchiment chimique incomplet.

Dans le cas d'une émulsion de chlorure d'argent, le noircissement est donc uniquement dû aux radiations de courtes longueurs d'ondes. La figure III-3-a décrit l'augmentation de densité induite par l'ensemble de ces raies. Les courbes ne diffèrent pas notablement de celles obtenues en lumière monochromatique. On a observé à nouveau qu'à un maximum relatif de densité de la plaque non exposée, correspond celui du phénomène de noircissement. On note de plus l'existence d'un maximum secondaire entre 370 et 380 nm. Il a déjà été remarqué dans certains verres photochromes et serait selon Anikin et Al (51) un argument en faveur de l'hypothèse attribuant aux particules d'argent une forme allongée.

III - 2. Le noircissement induit en lumière blanche.

On retrouve des courbes semblables en étudiant le noircissement induit par la lumière non filtrée de la lampe à vapeur de mercure (figure III-4). Le maximum de noircissement est cependant plus accentué.

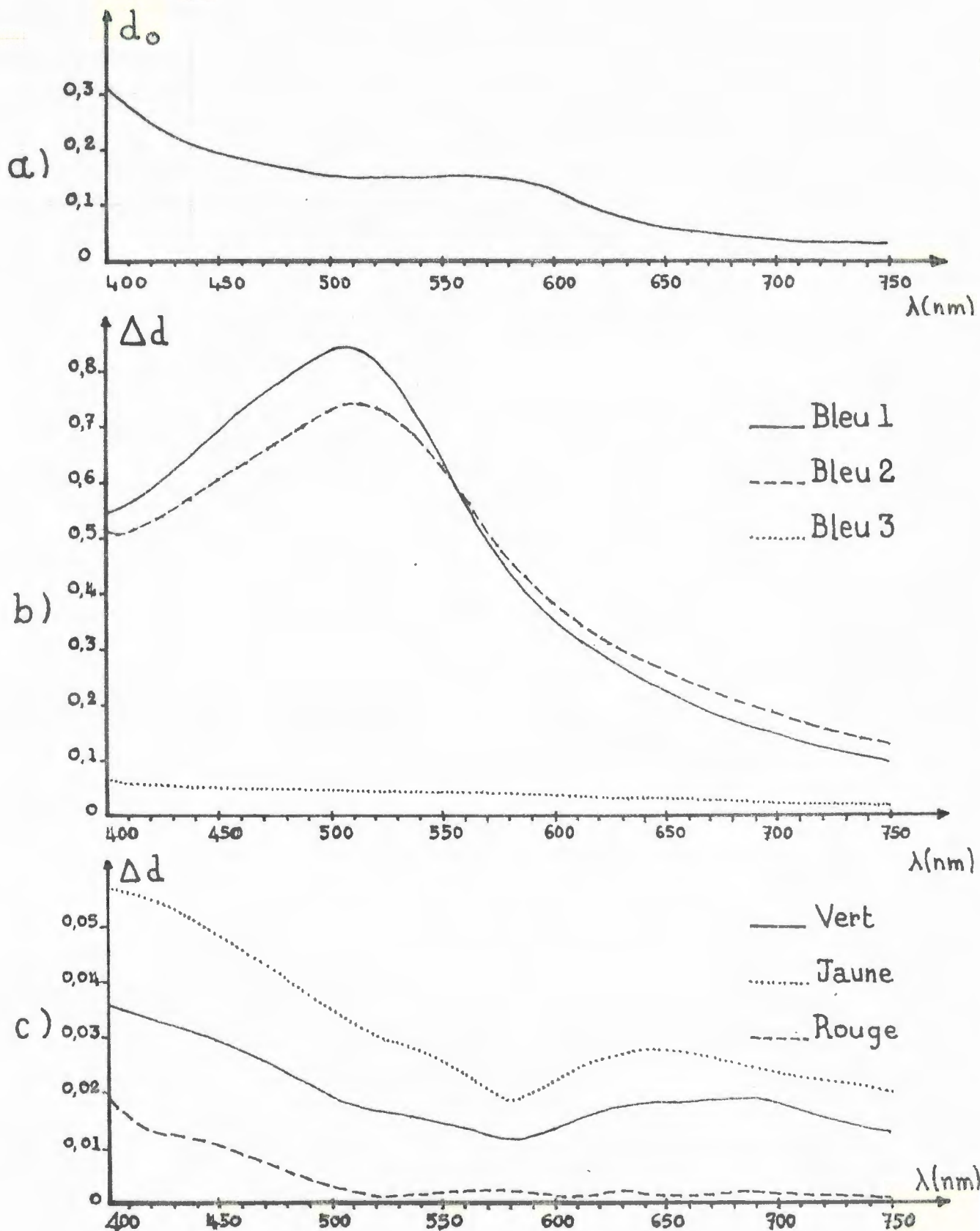


Figure III-2- Sensibilité spectrale du noircissement photolytique.

a) densité de l'émulsion de chlorure d'argent initiale.

b) noircissement par la lumière de courte longueur d'onde.

c) noircissement par la lumière de grande longueur d'onde.

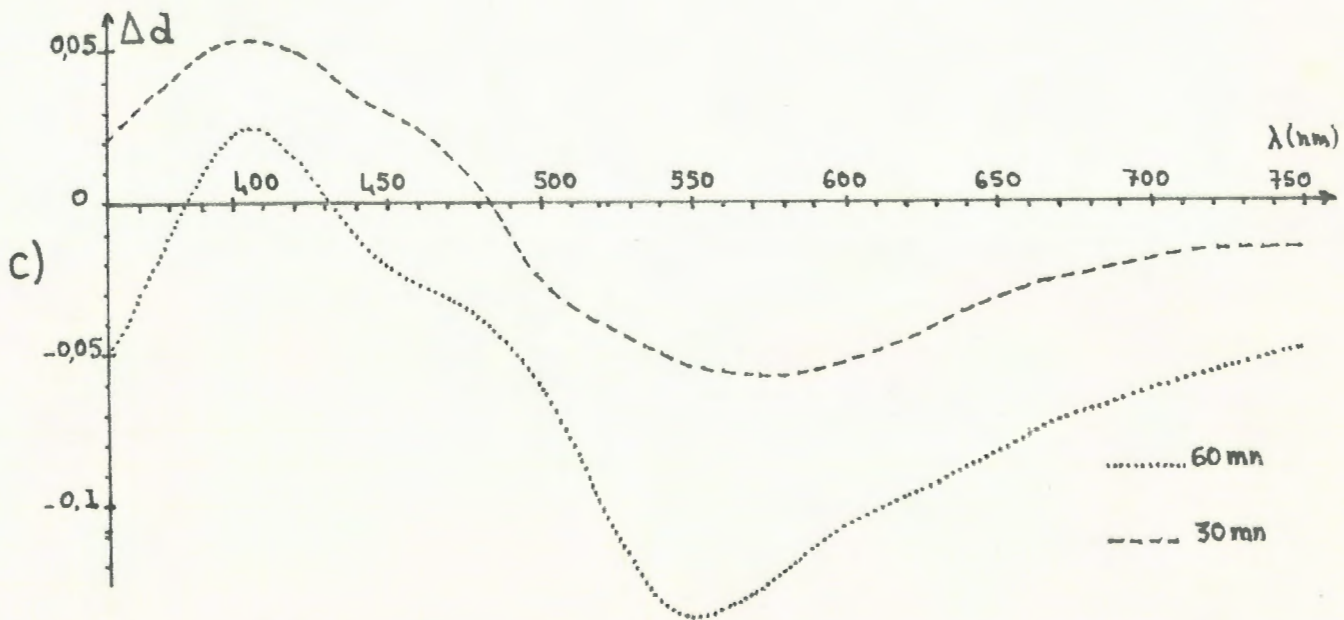
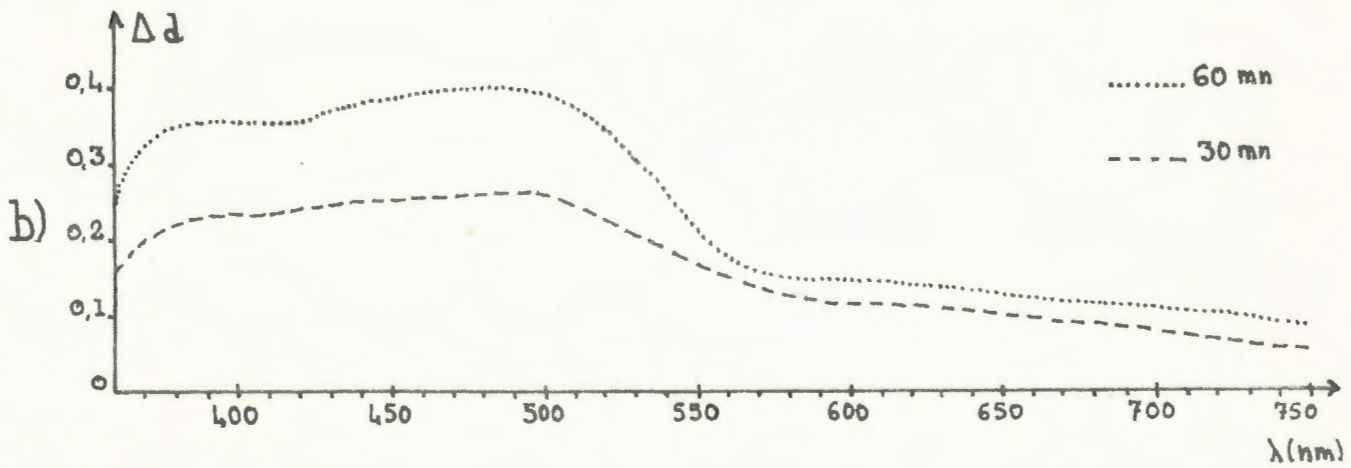
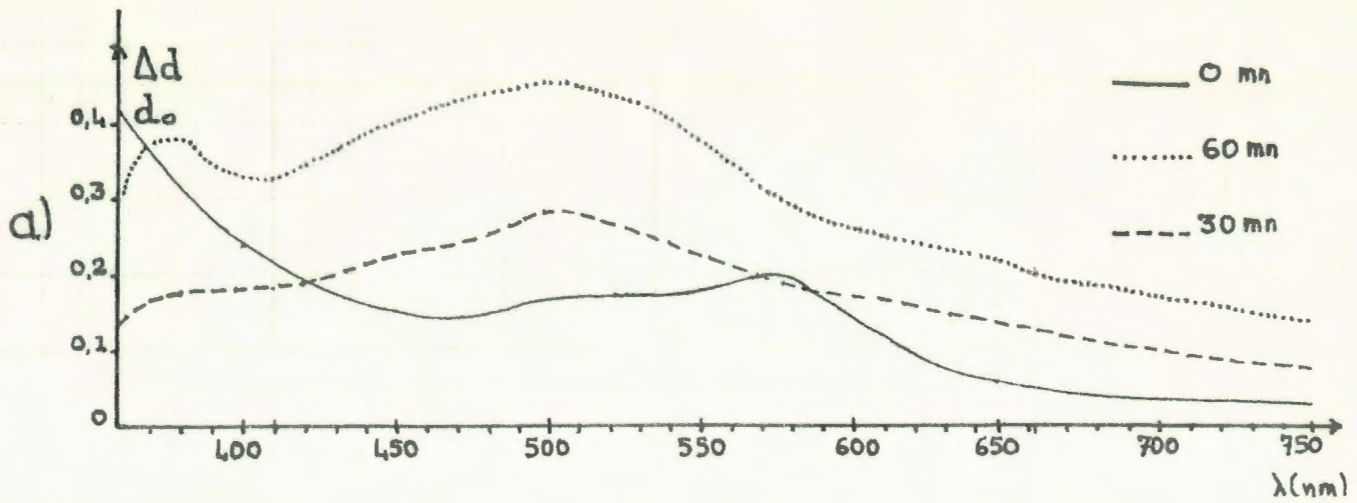


Figure III-3-

- a) Noircissement en lumière bleue
- b) Noircissement en lumière blanche
- c) variation de densité due aux radiations de grandes longueurs d'ondes de la lumière blanche.

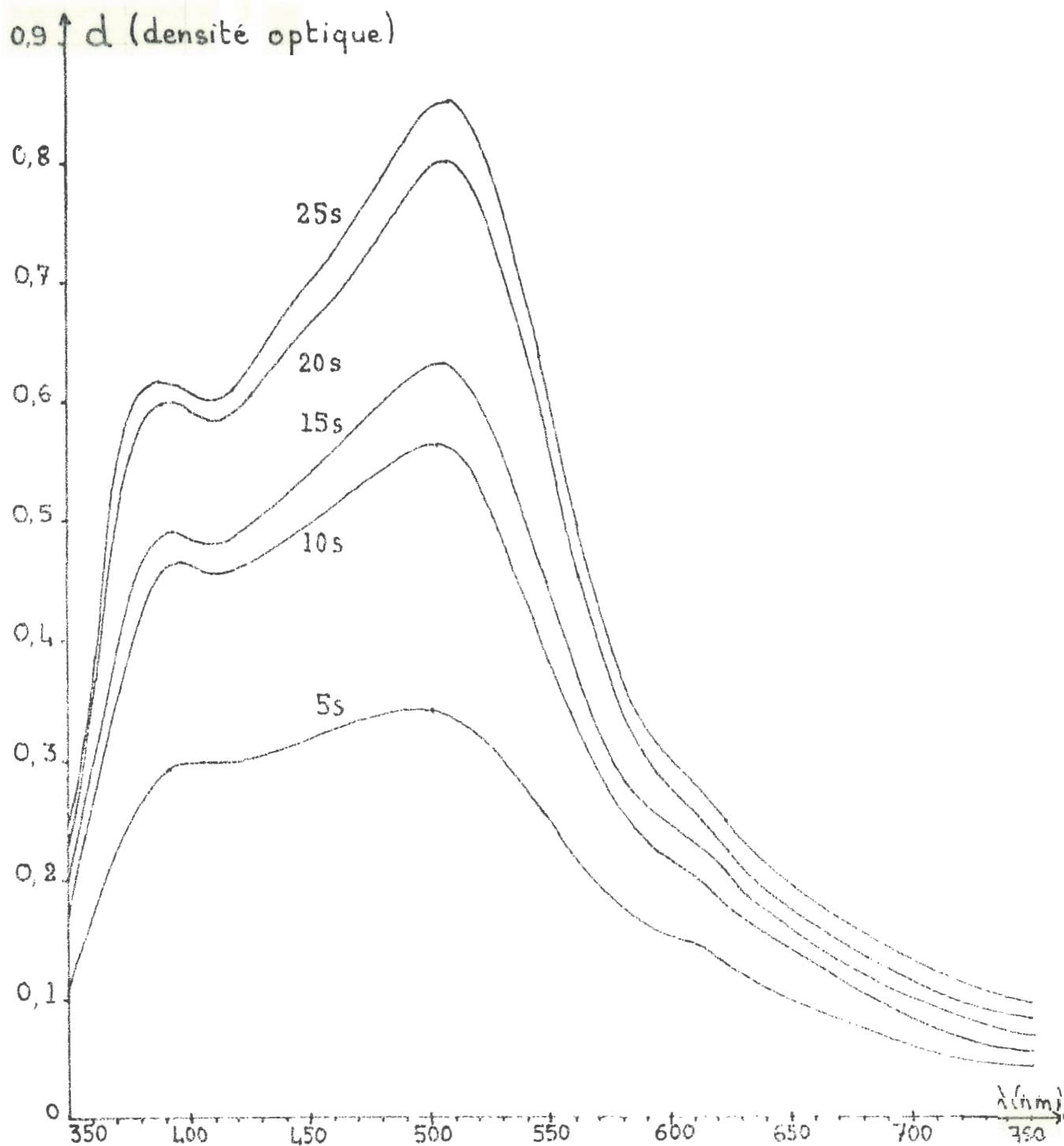


Figure III-4. Noircissement en lumière blanche non filtrée

La comparaison des effets du blanc et du bleu sur un même échantillon (figure III-3) montre que ce phénomène est dû à une atténuation, maximum aux environs de 550 nm, du noircissement obtenu en lumière blanche: La figure III-3.c donne pour deux valeurs de l'exposition les variations de l'écart en densité entre les échantillons éclairés en blanc et en bleu:

$$\Delta d = d_{\text{blanc}}(\lambda) - d_{\text{bleu}}(\lambda)$$

Elle montre que les radiations de grande longueur d'onde tendent à blanchir les particules d'argent photolytique au fur et à mesure de leur formation sous l'action des courtes longueurs d'ondes. Cette atténuation de la densité est d'autant plus nette que l'on augmente la concentration des particules d'argent en prolongeant l'exposition.

Nous avons signalé, au cours de l'étude bibliographique des phénomènes, que les particules mettent un certain temps à se stabiliser (40). Le blanchiment doit donc présenter une efficacité plus faible s'il intervient après leur formation. C'est ce que l'on peut vérifier en comparant l'effet de la lumière blanche à celui de deux expositions successives l'une aux courtes longueurs d'ondes, la seconde aux grandes (figure III-5). La comparaison des deux blanchiments (figure III-5-c) montre qu'il est effectivement plus important lorsqu'il se produit au fur et à mesure de la formation des particules d'argent. Cela est d'autant plus marqué que l'on augmente le temps d'exposition.

III-3. Phénomènes induits sur les émulsions argent-chlorure d'argent.

Nous avons ensuite étudié l'effet des radiations monochromatiques sur une émulsion argent-halogénure d'argent. Ces émulsions sont obtenues par exposition d'une émulsion de chlorure d'argent pendant une dizaine de secondes à la lumière directement issue de la lampe à vapeur de mercure.

Les expériences ont été faites en même temps et sur la même plaque que celles qui nous ont permis l'étude de la sensibilité spectrale du noircissement photolytique (figure III-2). Leurs résultats peuvent donc être comparés longueur d'onde par longueur d'onde. Ils sont représentés sur la figure III.6. On y distingue deux types de phénomènes.

Dans le cas des raies bleues, on assiste à un noircissement complémentaire de l'émulsion (figure III-6-a). Une certaine proportion de l'halogénure ayant été déjà transformée en argent lors de la préexposition, il est plus faible que celui observé sur l'émulsion de chlorure d'argent.

Les radiations de grandes longueurs d'ondes induisent au contraire un net blanchiment de la bande d'absorption créée lors de la préexposition; chacune d'elles provoque une diminution de densité dans un intervalle spectral centré autour de sa propre longueur d'onde (Figure III-6-b): C'est le phénomène d'adaptation à la couleur. Ces courbes montrent que le blanchiment aux grandes longueurs d'ondes s'accompagne dans le reste du spectre d'un noircissement dû aux petites particules d'argent résultant de la cassure des agrégats.

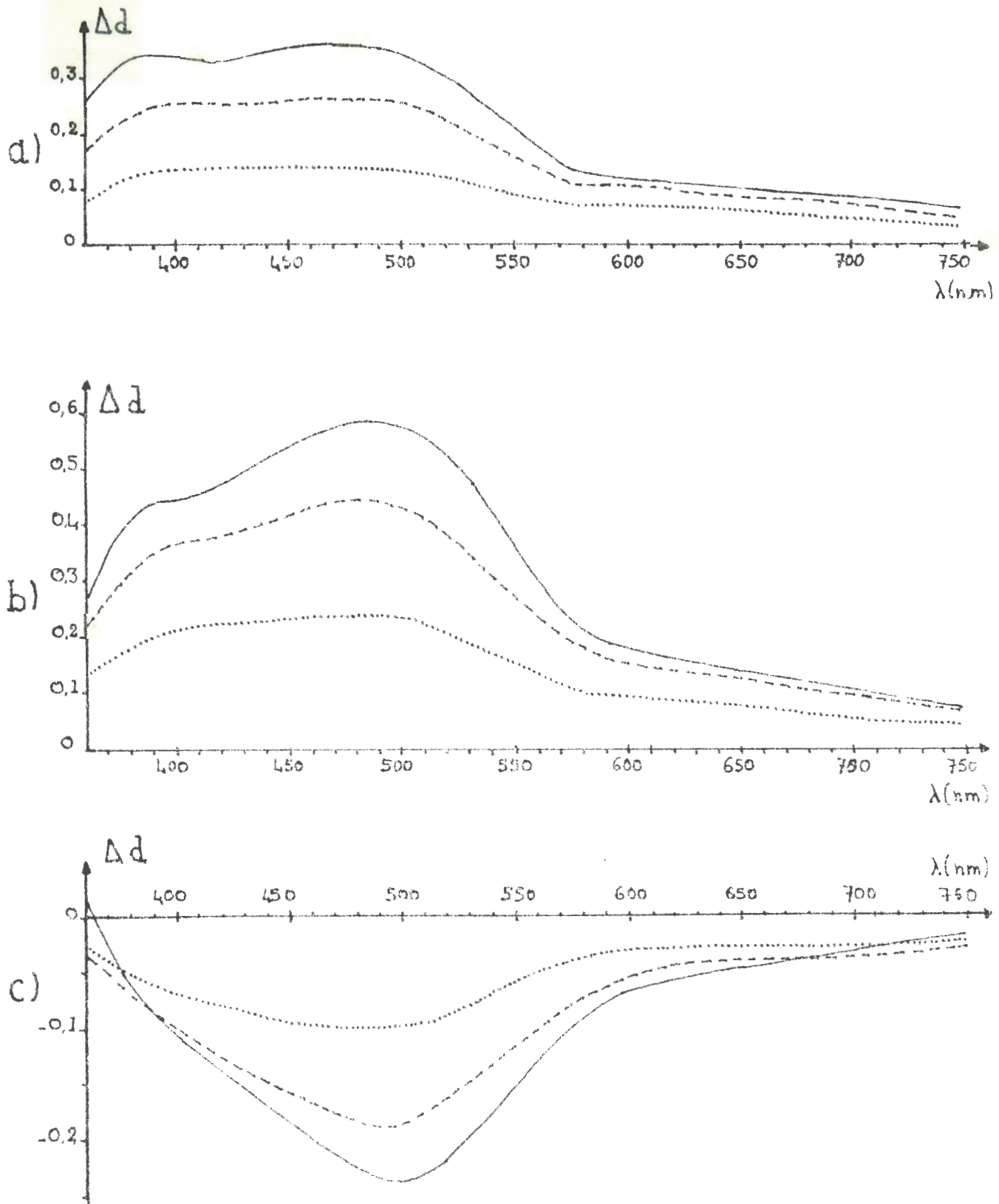


Figure III-5-

- a) Noircissement dû à l'action simultanée des grandes et des courtes longueurs d'ondes.
 - b) Noircissement dû à l'action des courtes, puis des grandes longueurs d'ondes.
 - c) Comparaison de l'effet des grandes longueurs d'ondes dans les deux cas.
- temps de pose:..... 20mn. --- 40 mn. ——— 60 mn

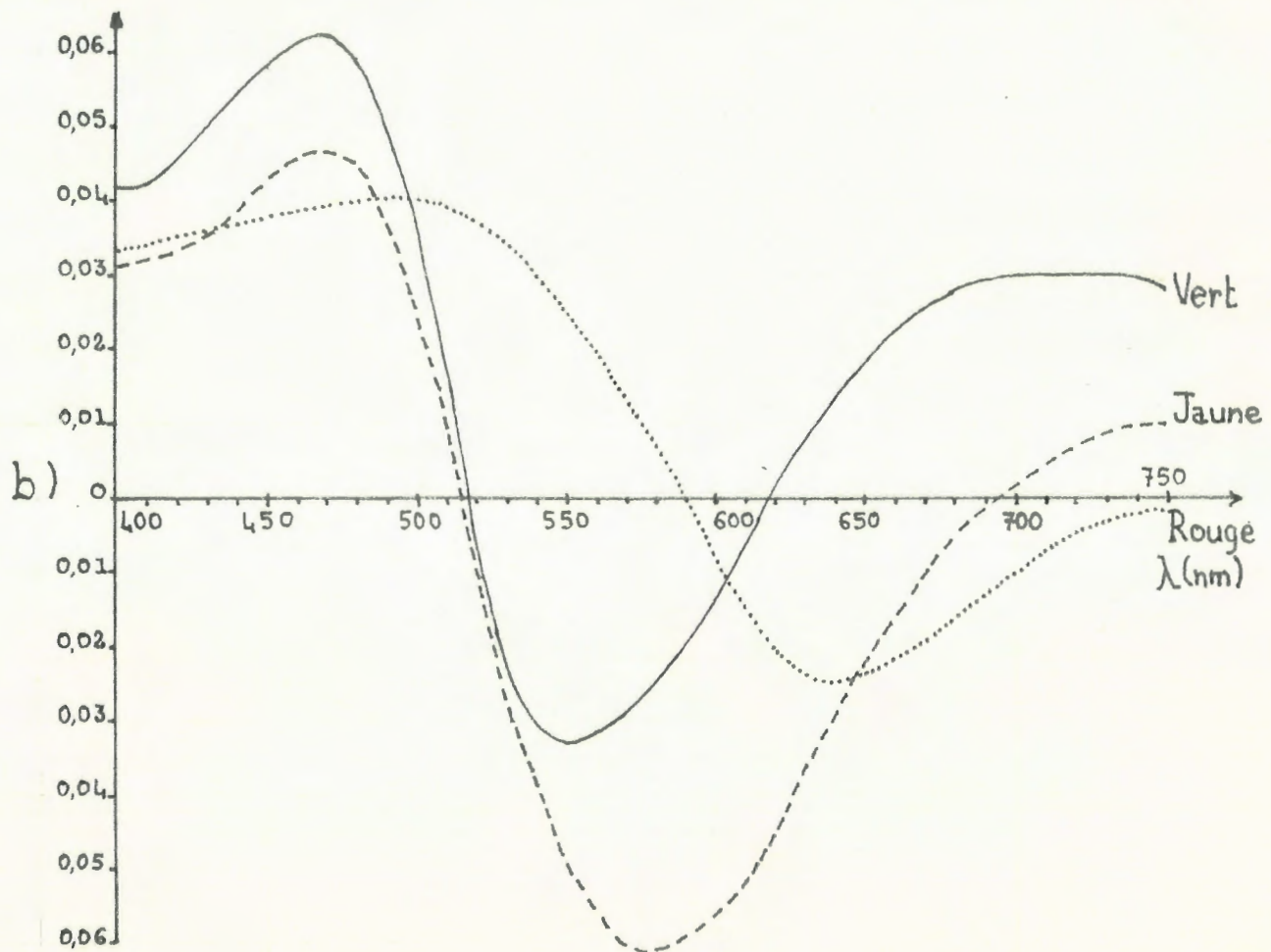
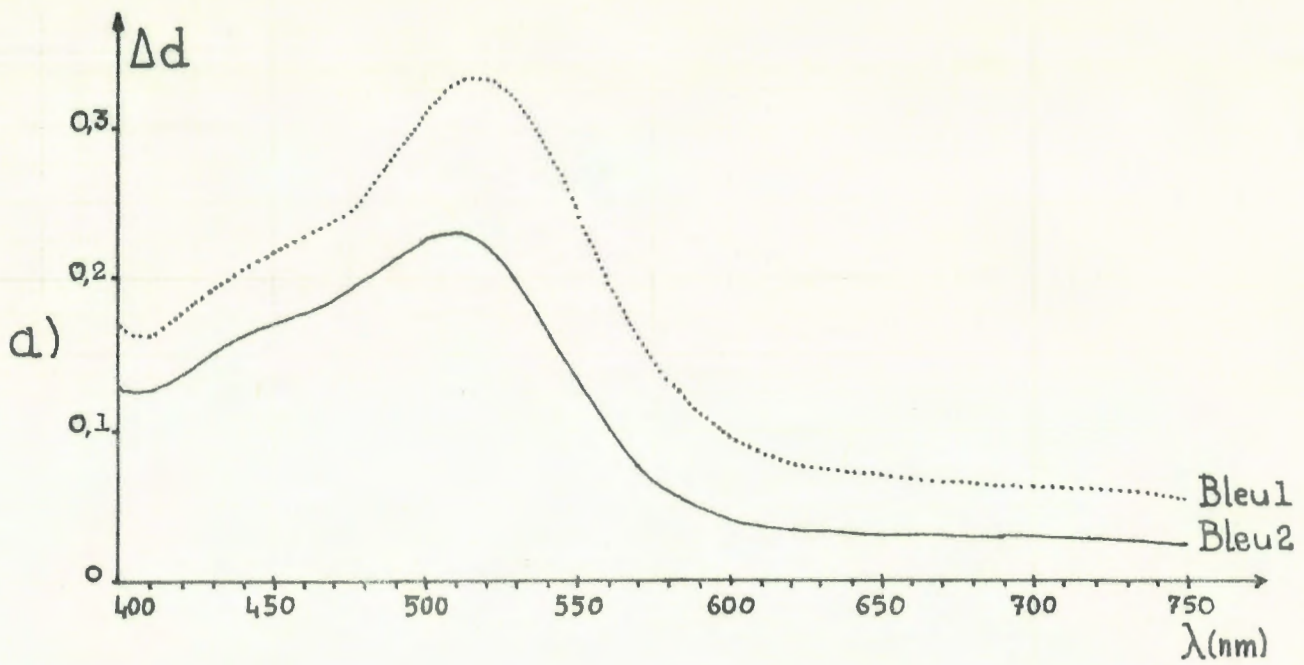


Figure III-6- Variations de densité d'une émulsion d'argent-chlorure d'argent exposée en lumière monochromatique.

IV - PHENOMENES INDUITS EN LUMIERE MONOCHROMATIQUE POLARISEE.

Le dichroïsme induit en lumière monochromatique polarisée a été étudié simultanément sur une émulsion de chlorure d'argent et d'argent-chlorure d'argent. Une plaque a pour cela été préexposée sur une moitié en lumière blanche naturelle avant d'être impressionnée sur la totalité de sa surface par le spectre (polarisée cette fois) de la lampe à vapeurs de mercure.

IV- 1. Dichroïsme induit par les courtes longueurs d'ondes.

On remarque tout d'abord que seules les raies bleues induisent une anisotropie sur l'émulsion de chlorure d'argent. Ce phénomène est celui que nous avons observés sur nos réseaux holographiques blanchis et on peut penser qu'il correspond à un noircissement photolytique anisotrope. Les résultats obtenus (Figure III-7) confirment cette hypothèse: Les courbes $\Delta d_{//}(\lambda)$ et $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ des densités induites en lumière bleue décrivent toutes un noircissement: elles présentent une allure et un maximum semblables à ceux obtenus en lumière naturelle. Les valeurs légèrement supérieures de $\Delta d_{//}(\lambda)$ traduisent la formation de particules d'argent photolytique dont le grand axe est en moyenne orienté dans la direction de polarisation du faisceau d'exposition.

Malgré des densités optiques induites relativement élevées, le dichroïsme reste très faible et ne présente pas d'extremum marqué. Il est surtout caractérisé par sa valeur négative dans la plus grande partie du spectre. La figure III-8 montre que l'on obtient des résultats semblables dans le cas de l'émulsion d'argent-chlorure d'argent, et ce malgré des allures très différentes des courbes de densité $\Delta d_{//}(\lambda)$ et $\Delta d_{\perp}(\lambda)$.

IV-2. Dichroïsme induit par les grandes longueurs d'ondes.

Le dichroïsme induit par les raies verte, jaune et rouge apparait (Figure III-9) comme un phénomène différent. Ainsi qu'il a été dit dans le chapitre précédent, il est cette fois positif pour la longueur d'onde de la radiation qui l'a induit. Malgré des densités induites $\Delta d_{//}(\lambda)$ et $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ plus faibles en valeur absolue que celles obtenues en bleu, on observe à cause de leur aspect particulier un dichroïsme plus important.

Induites en lumière rouge (Figure III-9-a), $\Delta d_{//}(\lambda)$ et $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ décrivent toutes deux un phénomène de blanchiment photolytique. Il est maximum dans un large domaine de longueurs d'ondes pour une vibration polarisée parallèlement à celle qui a induit l'anisotropie; d'où un dichroïsme positif sur la

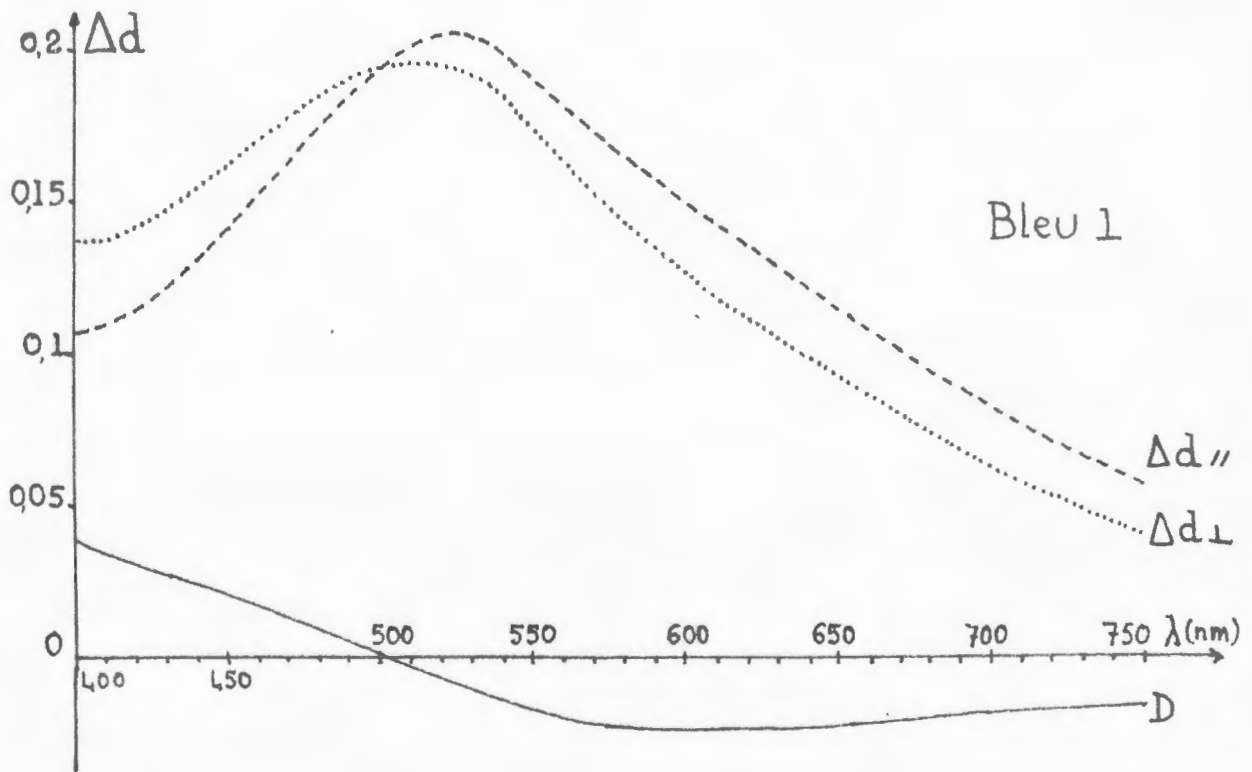
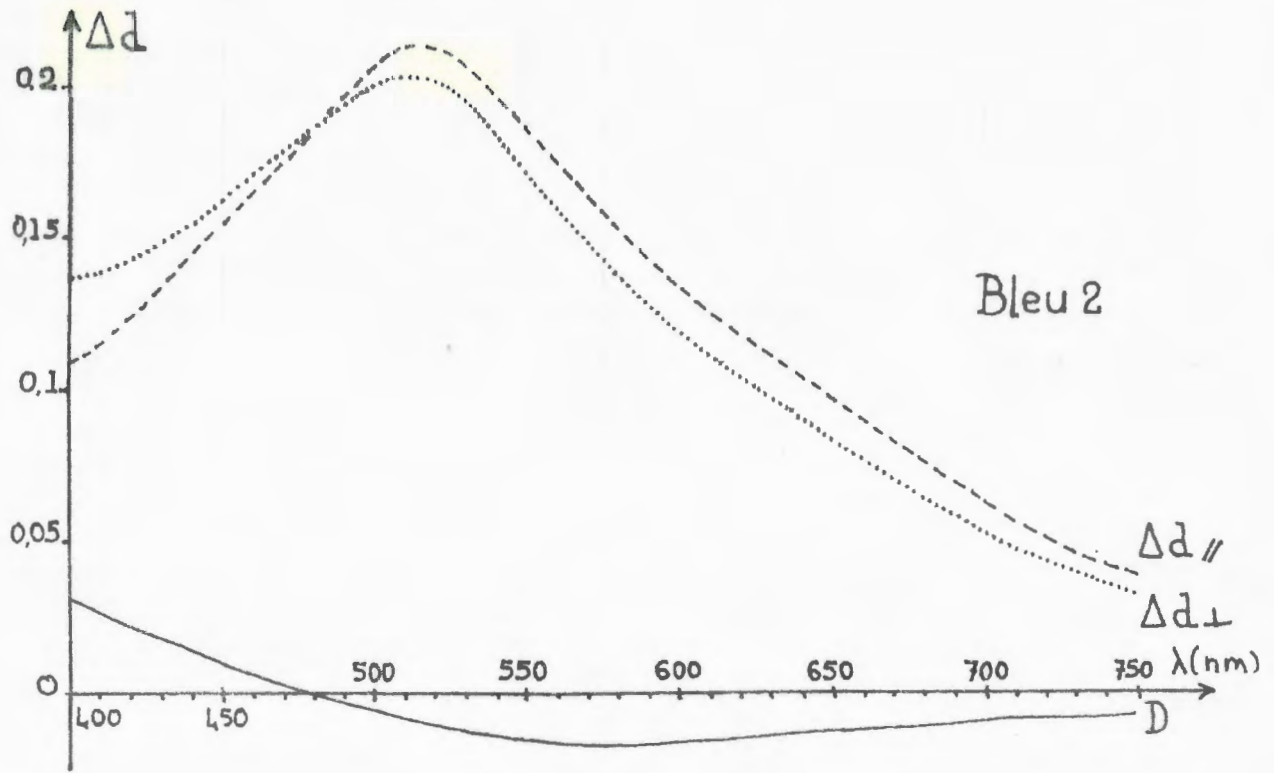


Figure III-7- Dichroïsme induit en bleu sur une émulsion de chlorure d'argent.

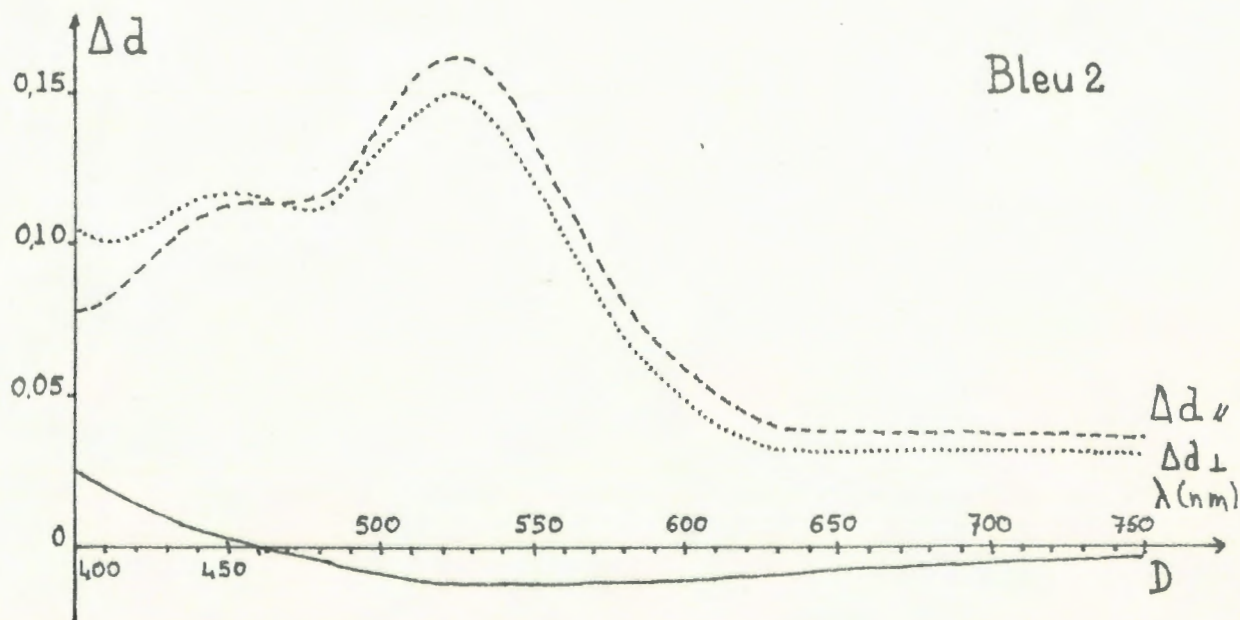
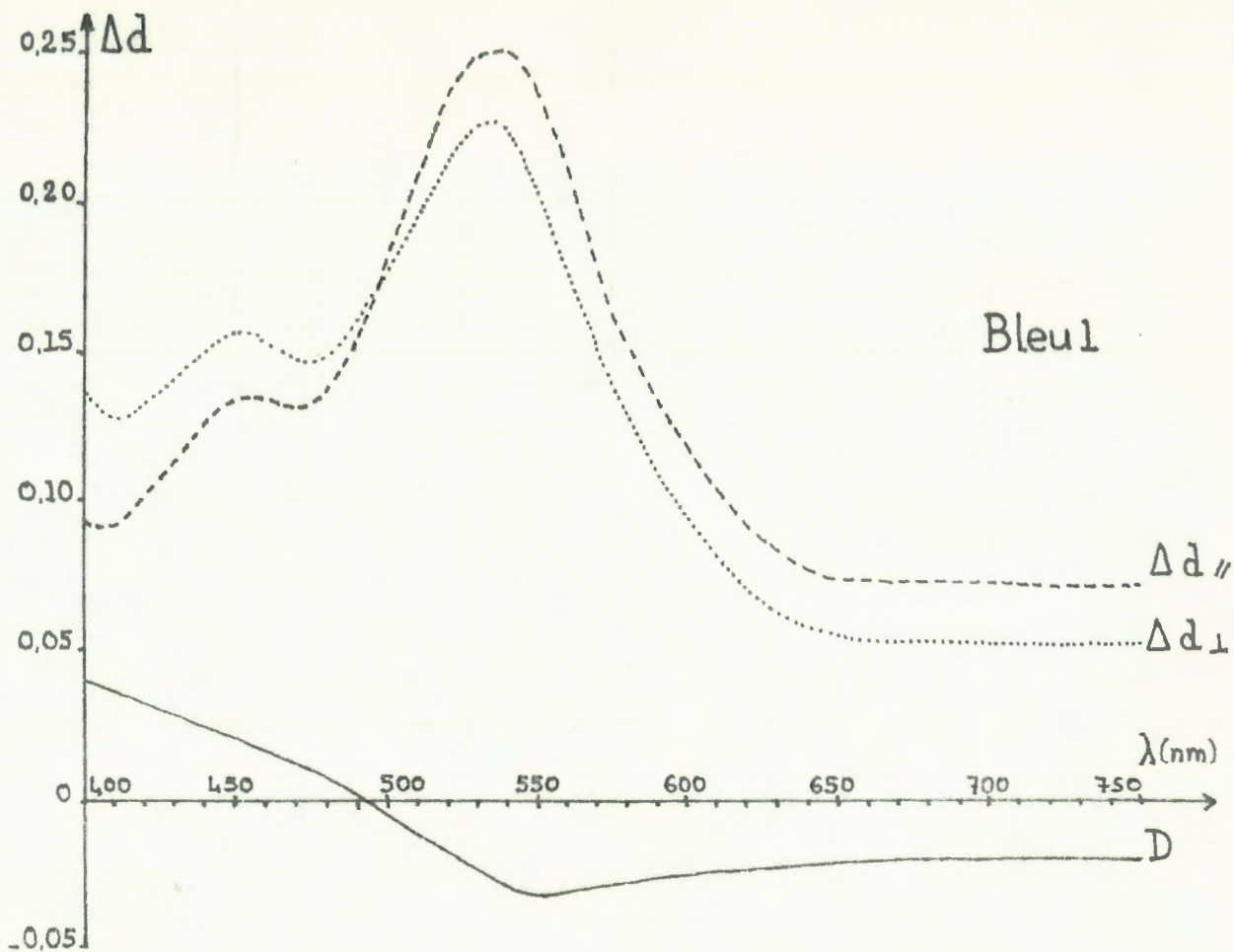


Figure III-8- Dichroïsme induit en bleu sur une émulsion d'argent-chlorure d'argent.

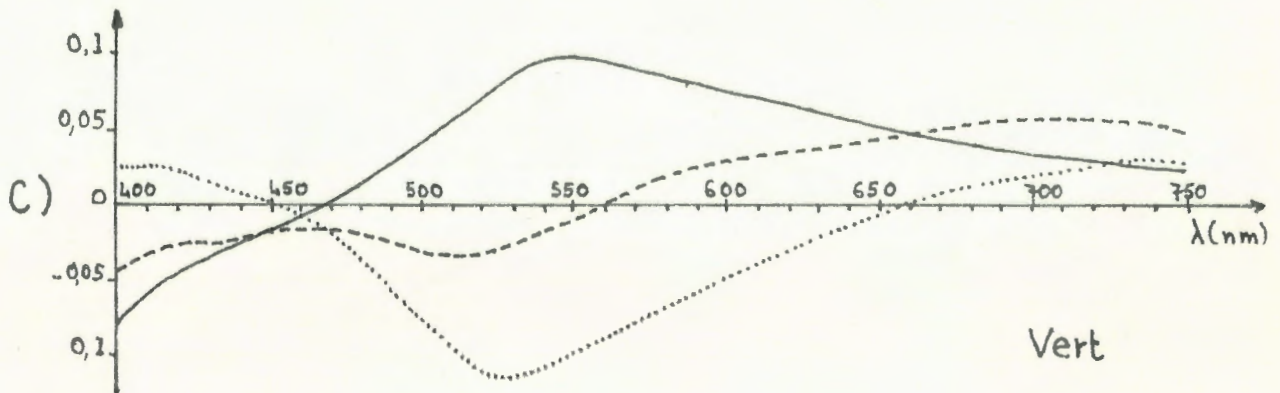
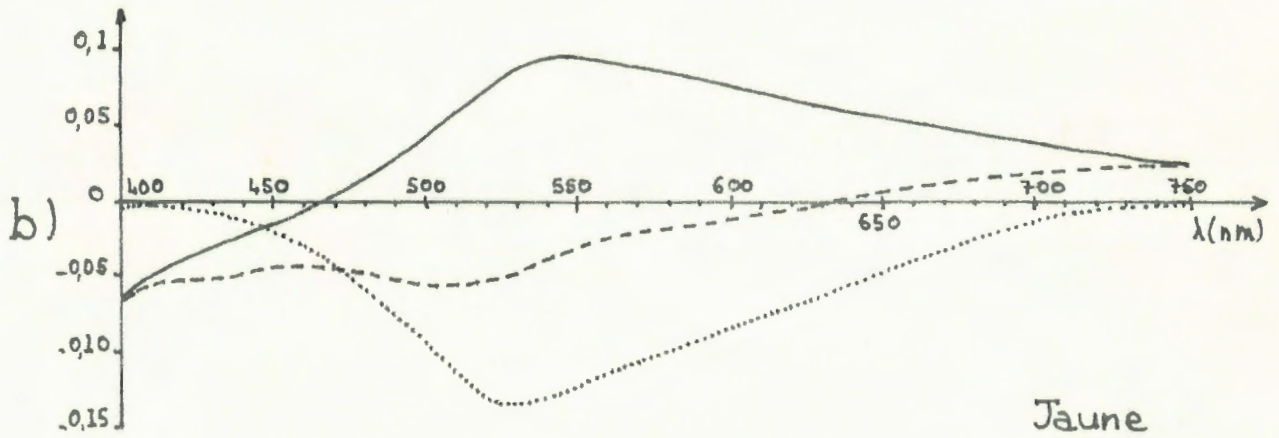
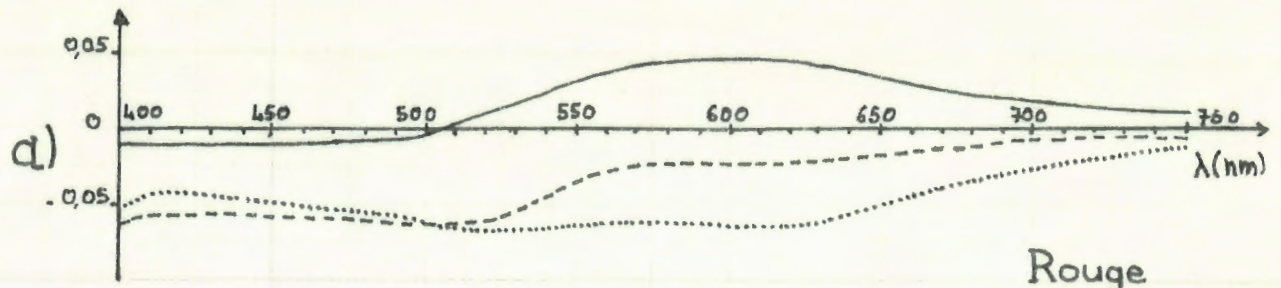


Figure III-9- Dichroïsme induit par les radiations de grandes longueurs d'ondes sur une émulsion d'argent-chlorure d'argent.

— D Δd_{\parallel} --- Δd_{\perp}

majeure partie du spectre. Il s'annule au voisinage de 510 nm et présente un maximum étalé sur près de 40nm et centré vers 590 nm. Cette largeur peut être due à l'étendue de la bande rouge du spectre de la lampe à vapeur de mercure.

Les phénomènes ont un aspect différents s'ils sont induits en lumière jaune (Figure III-9-b). Le blanchiment dans une direction parallèle à celle du faisceau d'exposition est beaucoup plus marqué que dans le cas précédent. Dans la direction perpendiculaire, $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ représente cette fois un noircissement pour les longueurs d'ondes supérieures à 640nm. On observe donc un dichroïsme plus important que celui obtenu en rouge. Il présente un maximum net à 550 nm et s'annule dans le bleu vers 470 nm.

La dissymétrie entre les deux courbes de densité est encore plus accentuée dans le cas de la lumière verte (Figure III-9-c). Si $\Delta d_{\parallel}(\lambda)$ représente toujours un blanchiment photolytique, il est limité aux longueurs d'ondes comprises entre 450 et 660 nm. La courbe $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ représente au contraire un noircissement pour les longueurs d'ondes supérieures à 550 nm. On obtient alors une courbe de dichroïsme $D(\lambda)$ semblable à celle décrite en lumière jaune (l'écart entre les deux raies est de l'ordre de 30 nm) et dont le maximum ($\lambda = 540 \text{ nm}$) est déplacé de 10 nm.

Ces résultats montrent que si les variations de densité les plus fortes apparaissent dans la direction de polarisation de la vibration qui a induit l'anisotropie, celles induites dans la direction perpendiculaire ne peuvent être négligées ainsi que Cameron et Taylor (40) l'ont supposé. Les courbes $\Delta d_{\parallel}(\lambda)$ et $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ sont toutes deux sensibles à une variation de la longueur d'onde d'exposition λ_e ; mais alors qu'une diminution de λ_e provoque surtout une plus grande sélectivité spectrale pour $\Delta d_{\parallel}(\lambda)$, elle décale vers les courtes longueurs d'ondes la courbe $\Delta d_{\perp}(\lambda)$. C'est probablement la raison pour laquelle, si les courbes de dichroïsme rappellent celles de l'adaptation à la couleur, elles sont cependant moins sélectives en longueur d'onde.

V - ANISOTROPIE INDUITE EN LUMIERE BLANCHE POLARISEE.

V-I. Le rôle des grandes longueurs d'ondes.

Nous avons indiqué dans le chapitre précédent, le comportement particulier du dichroïsme induit en lumière blanche et montré qu'il était surtout dû à l'action des grandes longueurs d'ondes. Une émulsion de chlorure d'argent ne se transforme en émulsion argent-chlorure d'argent, que sous l'action des radiations de courtes longueurs d'ondes. Au cours d'une exposition en lumière blanche, elle n'acquiert donc que progressivement

sa sensibilité aux grandes longueurs d'ondes.

Le même phénomène apparaît en lumière blanche polarisée: Les courbes $\Delta d_{//}(\lambda)$ et $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ (Figure III-10-a) sont toutes deux positives et décrivent un phénomène de noircissement. Les variations de $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ ont même allure et sensiblement le même maximum que celles obtenues en lumière bleue. Sur une grande partie du spectre, ce noircissement est même supérieur à celui observé dans la direction parallèle à celle de la polarisation de la lumière blanche:

$$\Delta d_{\perp}(\lambda) > \Delta d_{//}(\lambda)$$

Cette inversion des phénomènes par rapport à ceux observés en lumière bleue conduit à un dichroïsme positif (Figure III-10-b). Elle s'explique par l'action des grandes longueurs d'ondes qui blanchissent efficacement les particules d'argent au fur et à mesure de leur formation sous l'action des autres radiations de la lumière blanche. Ce blanchiment est maximum dans une direction parallèle à la polarisation de la lumière. Il atténue donc la composante $\Delta d_{//}(\lambda)$ du noircissement due aux courtes longueurs d'ondes et peu différente dans ce cas de $\Delta d_{\perp}(\lambda)$. On obtient ainsi un dichroïsme de même signe que celui induit par les radiations de grandes longueurs d'ondes sur une émulsion argent-chlorure d'argent. Une expérience simple illustre cette conjugaison des effets de radiations de longueurs d'ondes différentes.

On peut en modifiant le montage de la figure III-1-b, polariser différemment les grandes et courtes longueurs d'ondes du spectre de la lampe à vapeurs de mercure (Figure III-11). Une lentille L_2 forme cette fois sur la plaque H une image du réseau. Le spectre de la source apparaît alors dans un plan intermédiaire P où l'on peut en polariser séparément les différentes raies.

Sur trois parties d'une même émulsion de chlorure d'argent, on a réalisé trois expositions de même durée, en conservant une même direction de polarisation P_2 aux radiations bleues. Les autres raies ont été occultées pour la première pose et polarisées dans la direction P_1 dans la seconde. Dans la troisième, on leur a au contraire donné une polarisation P_2 perpendiculaire à P_1 .

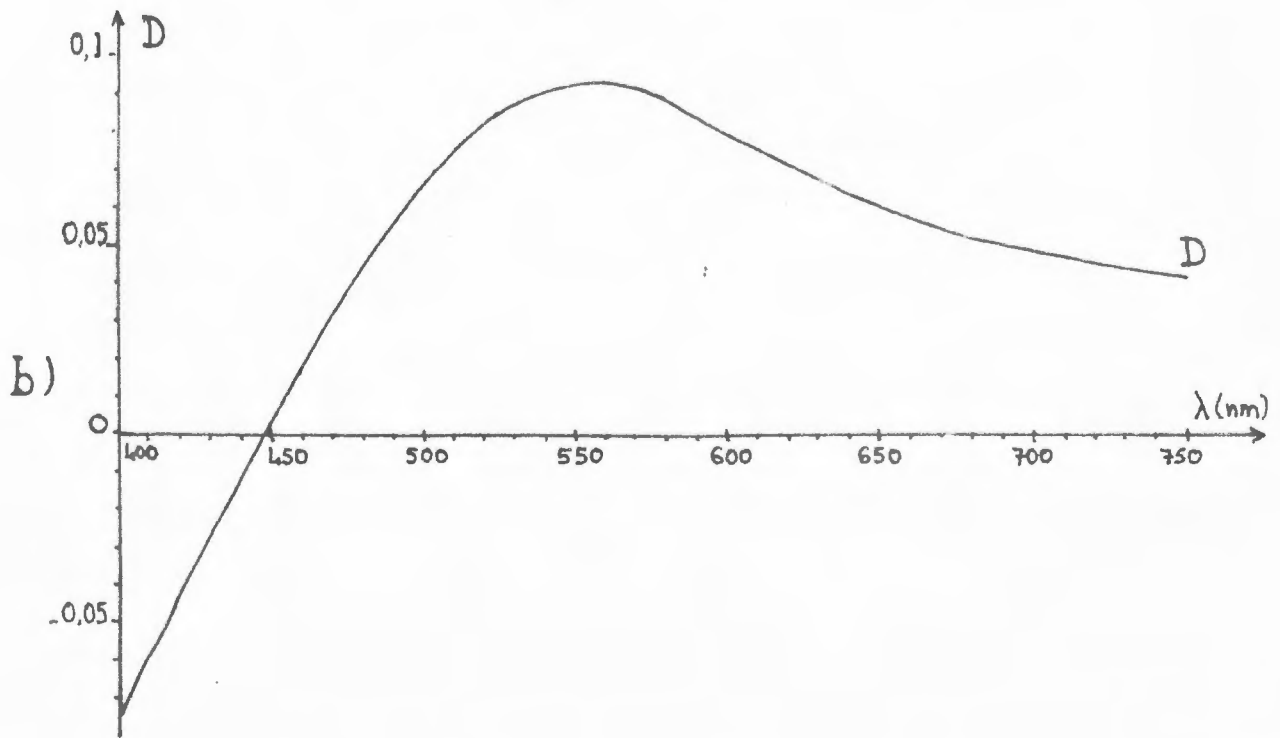
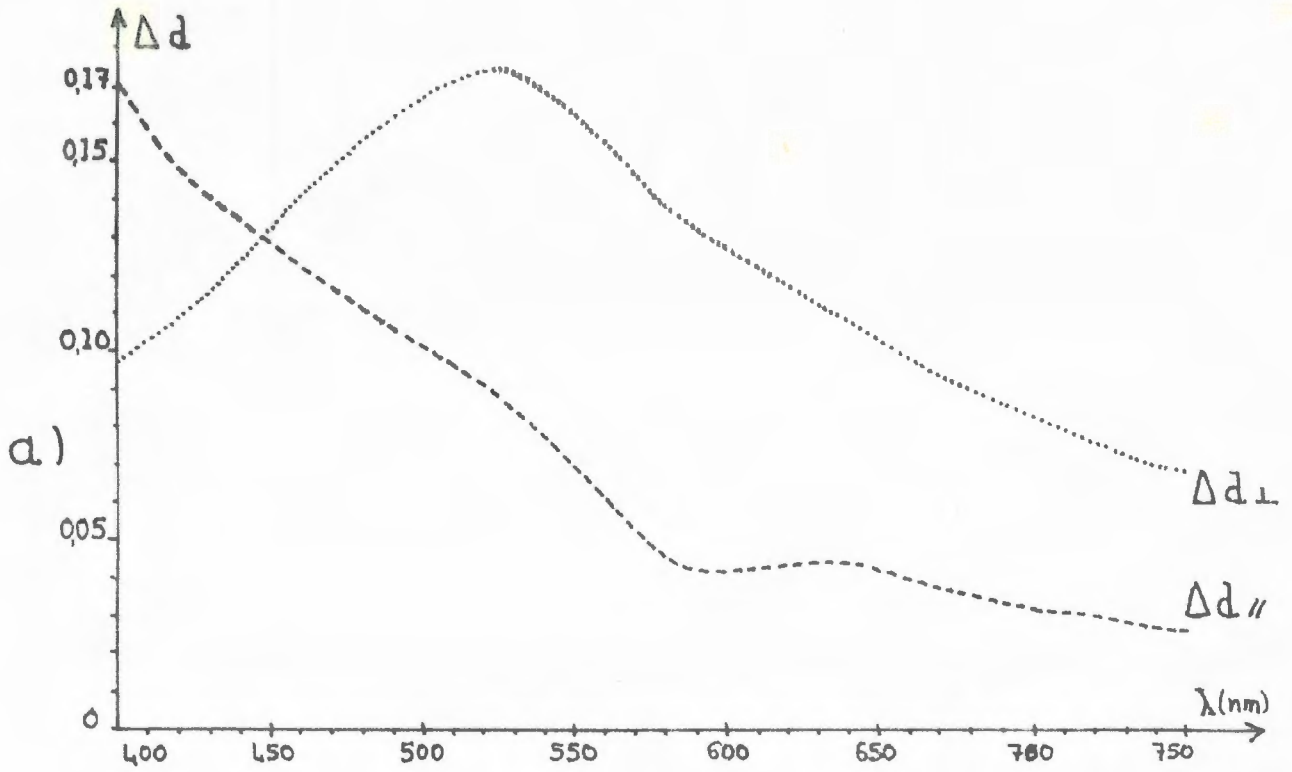


Figure III-10- Dichroïsme induit en lumière blanche.

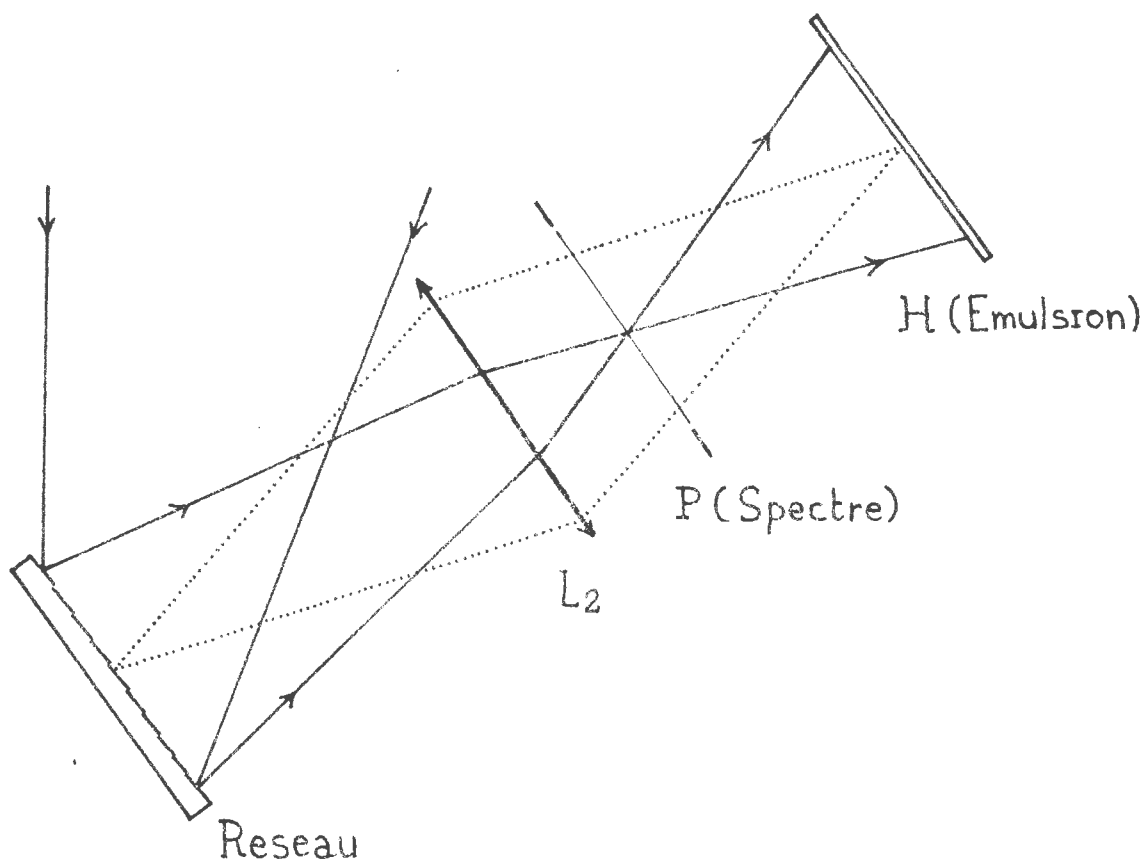


Figure III-11 : Montage d'exposition permettant de faire varier la polarisation des différentes composantes de la lumière blanche.

Nous avons mesuré chaque fois les densités induites dans les directions parallèle ($\Delta d_{//}$) et perpendiculaire (Δd_{\perp}) à la direction de polarisation P_1 des raies bleues. On en a, par différence, déduit l'effet sur les particules d'argent créées par la lumière bleue (B), des radiations (R) constituant le reste du spectre. Cet effet est différent selon qu'elles sont polarisées parallèlement ou perpendiculairement à la direction P_1 . Les courbes $\Delta d_{//}(B_{//}R)$ et $\Delta d_{\perp}(B_{\perp}R)$ décrivent les accroissements de densité selon P_1 et P_2 provoqués par les vibrations lumineuses (R) lorsqu'elles ont même polarisation que les autres (B). On les comparera à celles $\Delta d_{//}(B_{\perp}R)$ et $\Delta d_{\perp}(B_{//}R)$ obtenues orsque les deux ensembles (B) et (R) ont des polarisations perpendiculaires (Figures III-12).

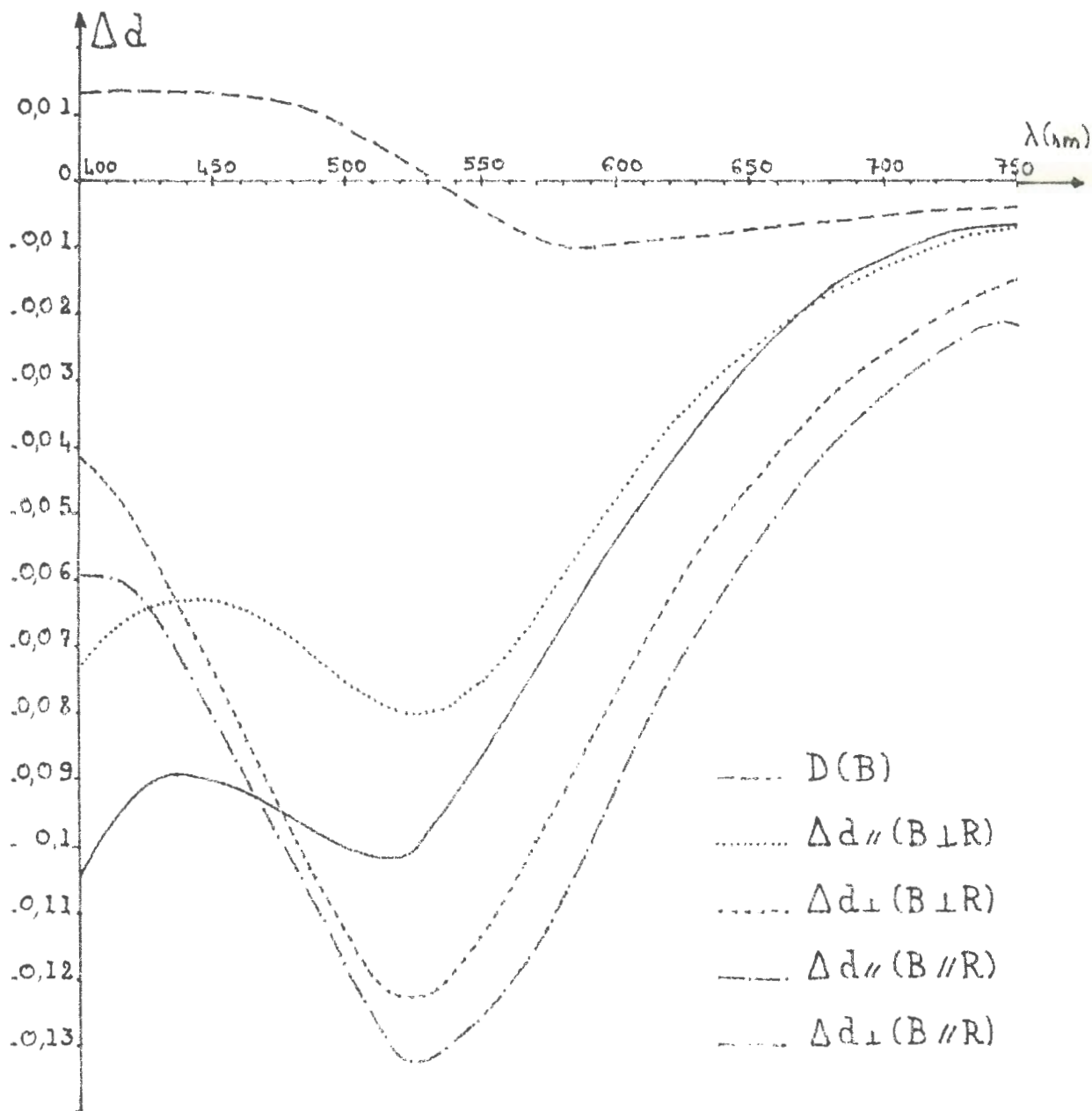


Figure III-12- Variations de densité optique, dues à l'action des grandes longueurs d'ondes sur les particules d'argent photolytique.

Le signe de ces variations montre tout d'abord que les grandes longueurs d'ondes sont toujours à l'origine d'un blanchiment de la densité optique induite par la lumière bleue. Elles vérifient de plus les relations suivantes :

$$|\Delta d_{//}(B_{//}R)| > |\Delta d_{\perp}(B_{//}R)|$$

et

$$|\Delta d_{\perp}(B_{//}R)| > |\Delta d_{//}(B_{\perp}R)|$$

qui indiquent que le blanchiment est toujours maximum dans la direction de polarisation des radiations de grandes longueurs d'ondes. Ce résultat permet une interprétation qualitative du dichroïsme induit en lumière blanche:

La lumière bleue polarisée dans la direction P_1 , conduit en moyenne à la formation de particules d'argent photolytique faiblement allongées selon P_1 . Elles sont plus absorbantes dans cette direction, et le dichroïsme observé:

$$D(B) = d_{\perp}(B) - d_{//}(B)$$

est négatif pour les grandes longueurs d'ondes (Figure III-12)

Lorsque ces particules sont éclairées par des radiations (R) polarisées dans la direction P_2 perpendiculaire à P_1 , leur blanchiment a une efficacité maximum selon P_2 :

$$|\Delta d_{\perp}(B_{\perp}R)| > |\Delta d_{//}(B_{\perp}R)|$$

Leur cassure se produit donc surtout selon leur plus petite dimension et elles voient leur allongement augmenter selon P_1 . On conserve donc le signe du dichroïsme qui croit en valeur absolue:

$$\begin{aligned} D(B_{\perp}R) &= d_{\perp}(B_{\perp}R) - d_{//}(B_{\perp}R) \\ &= d_{\perp}(B) + \Delta d_{\perp}(B_{\perp}R) - d_{//}(B) - \Delta d_{//}(B_{\perp}R) \\ &< D(B) < 0 \end{aligned}$$

Dans le cas de la lumière blanche (courbes (B // R)), les particules formées en bleu sont cette fois éclairées par des vibrations (R) polarisées dans la direction P_1 de leur allongement. Elles tendent donc à le perdre et leur dichroïsme initialement négatif, décroît en valeur absolue:

$$\begin{aligned} D(B//R) &= d_{\perp}(B//R) - d_{//}(B//R) \\ &= d_{\perp}(B) + \Delta d_{\perp}(B//R) - d_{//}(B) - \Delta d_{//}(B//R) \\ &> D(B) \end{aligned}$$

avec $D(B) > 0$
 puisque l'on a cette fois:

$$\Delta d_{//}(B//R) < \Delta d_{\perp}(B//R) < 0$$

Les courbes montrent de plus que le blanchiment des particules est maximum dans la direction de (R) ^{même} si elle est perpendiculaire à leur allongement:

$$|\Delta d_{//}(B//R)| > |\Delta d_{\perp}(B \perp R)|$$

Si dans la lumière blanche, les radiations de grandes longueurs d'ondes ont une intensité suffisante, elles peuvent donc continuer à casser la particule selon la direction P_1 et lui donner ainsi un allongement selon P_2 . On obtient alors un dichroïsme positif aux grandes longueurs d'ondes (Figure III.13).

Cette expérience montre donc que les grandes longueurs d'ondes, très intenses dans le cas de la lampe à vapeurs de mercure, imposent le signe du dichroïsme induit en lumière blanche, en blanchissant les particules d'argent anisotropes au fur et à mesure de leur formation par la lumière bleue. Elle suggère qu'un dichroïsme plus important serait obtenu en faisant agir les radiations de grandes longueurs d'ondes sur des particules initialement isotropes.

V - 2 . Influence d'une préexposition sur le dichroïsme induit en lumière blanche polarisée.

En éclairant par un faisceau naturel de lumière blanche ou bleue, une émulsion de chlorure d'argent, on obtient une nouvelle émulsion dite d'argent-chlorure d'argent dont les particules d'argent sont en moyenne isotropes. Plus on crée de ces particules et moins les radiations bleues d'une exposition ultérieure en lumière blanche polarisée seront susceptibles d'en créer d'anisotropes. Les grandes longueurs d'ondes pourront donc induire

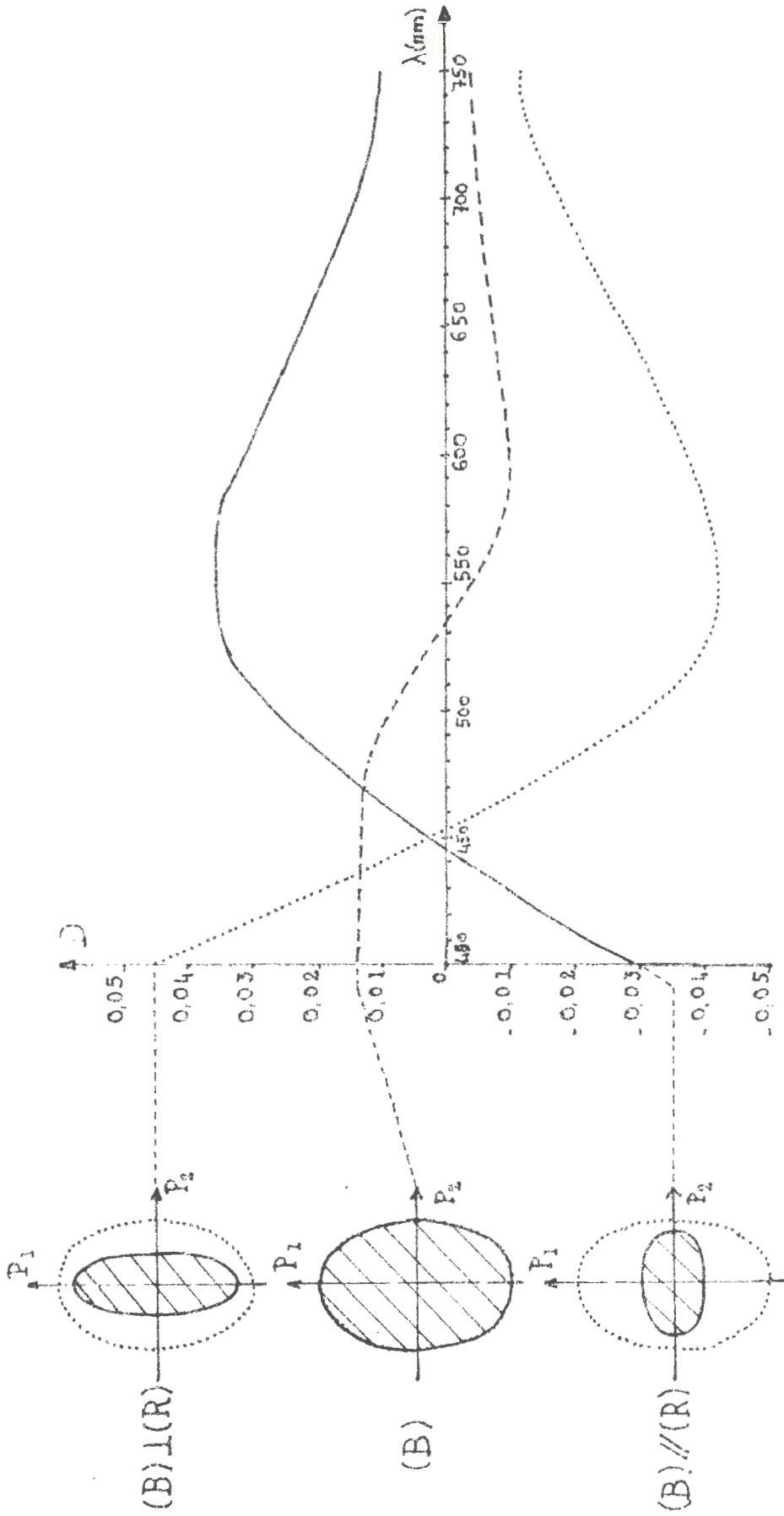


Figure III -13

directement le dichroïsme positif qui les caractérise. On peut donc s'attendre à voir augmenter ce dichroïsme avec la durée de la préexposition en lumière naturelle. Les résultats obtenus (Figure III.14) montrent cependant

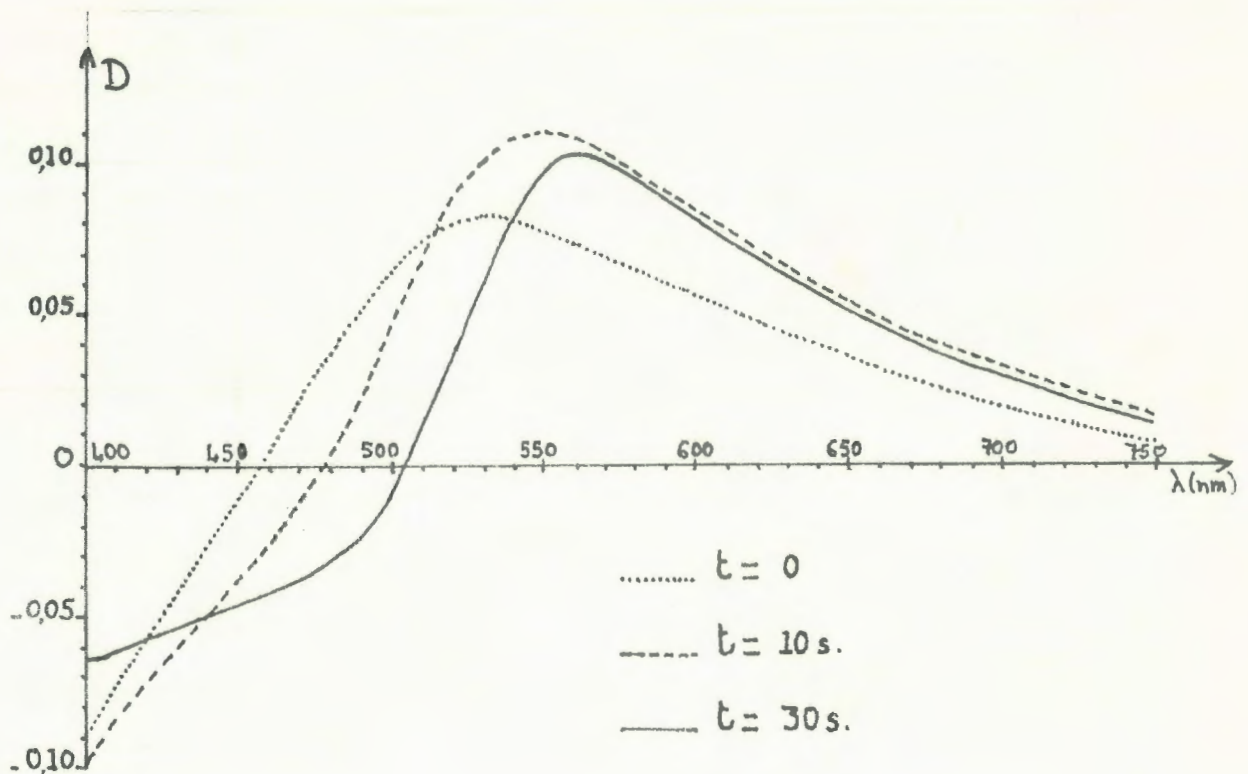


Figure III-14- Influence de la préexposition sur le dichroïsme induit en lumière blanche.

qu'il diminue au delà d'une valeur optimum de cette durée: Si la préexposition est courte, seules les radiations bleues ont un effet sur l'émulsion de chlorure d'argent; mais sa prolongation conduit progressivement à un blanchiment isotrope par les grandes longueurs d'ondes. On commence alors à diminuer dans le milieu, la concentration des particules susceptibles de subir par la suite un blanchiment anisotrope.

V - 3. Evolution du dichroïsme induit avec le temps de pose.

Nous étudierons ici, l'évolution, en fonction du temps d'exposition en lumière blanche polarisée, du dichroïsme induit sur des émulsions

de chlorure d'argent ou d'argent chlorure d'argent. Les secondes ont été obtenues en exposant les premières à la lumière directe de la lampe à vapeur de mercure. Le temps de pose choisi ($t = 10$ secondes) correspond approximativement à la valeur optimum précédemment définie pour la préexposition.

La figure III.15 indique les variations de densités observées dans les directions respectivement parallèle et perpendiculaire à la polarisation de la lumière blanche utilisée pour induire l'anisotropie, dans le cas de l'émulsion d'argent. Les courbes $\Delta d_{//}(\lambda)$ et $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ comparables pour les faibles temps de pose, se différencient ensuite en faisant apparaître pour la première l'effet des grandes longueurs d'ondes: Le dichroïsme (Figure III-17-a) croit alors régulièrement et voit certaines de ses caractéristiques devenir invariantes: Le point de dichroïsme nul est stable aux environs de 450 nm; celui où il est maximum se fixe rapidement à 550 nm.

On observe des phénomènes comparables dans le cas de l'émulsion argent-chlorure d'argent. Toutefois le blanchiment apparaît accentué sur les courbes $\Delta d_{//}(\lambda)$ (Figure III-16) alors que $\Delta d_{\perp}(\lambda)$ décrit un noircissement plus important et déplacé vers les grandes longueurs d'ondes ($\lambda = 550$ nm). On observe alors un dichroïsme plus intense, dû à la concentration plus élevée dans l'émulsion des particules susceptibles d'être cassées. Les plus grandes de ces particules ont cependant eu le temps de se stabiliser et le blanchiment ne touche que les plus petites d'entre elles; Le dichroïsme décroît rapidement vers les grandes longueurs d'ondes (Figure III-17-b).

Outre ces aspects particuliers, une caractéristique essentielle du dichroïsme induit en lumière blanche est donc la stabilité de ses variations spectrales avec l'exposition reçue. Tout se passe comme si cette exposition contribuait à augmenter la concentration dans l'émulsion, des particules anisotropes sans modifier leur dichroïsme propre.

V - 4. Observation du point de biréfringence nulle.

Les relations de dispersion de Lorentz-Lorenz établissent un lien entre les courbes de dichroïsme et de biréfringence. Elles montrent en particulier que la longueur d'onde qui annule le dichroïsme, rend maximum la biréfringence. Les résultats expérimentaux montrent de plus que cette biréfringence est nulle pour une longueur d'onde λ du spectre visible, proche de celle qui rend le dichroïsme maximum (40). C'est cette caractéristique que nous avons cherché à vérifier.

Soit H, une émulsion de chlorure d'argent exposée en lumière blanche polarisée dans une direction P. Son axe optique CE est parallèle à P et sa densité est minimum pour une vibration lumineuse polarisée dans cette direction. Eclairons H par un faisceau collimaté de lumière blanche

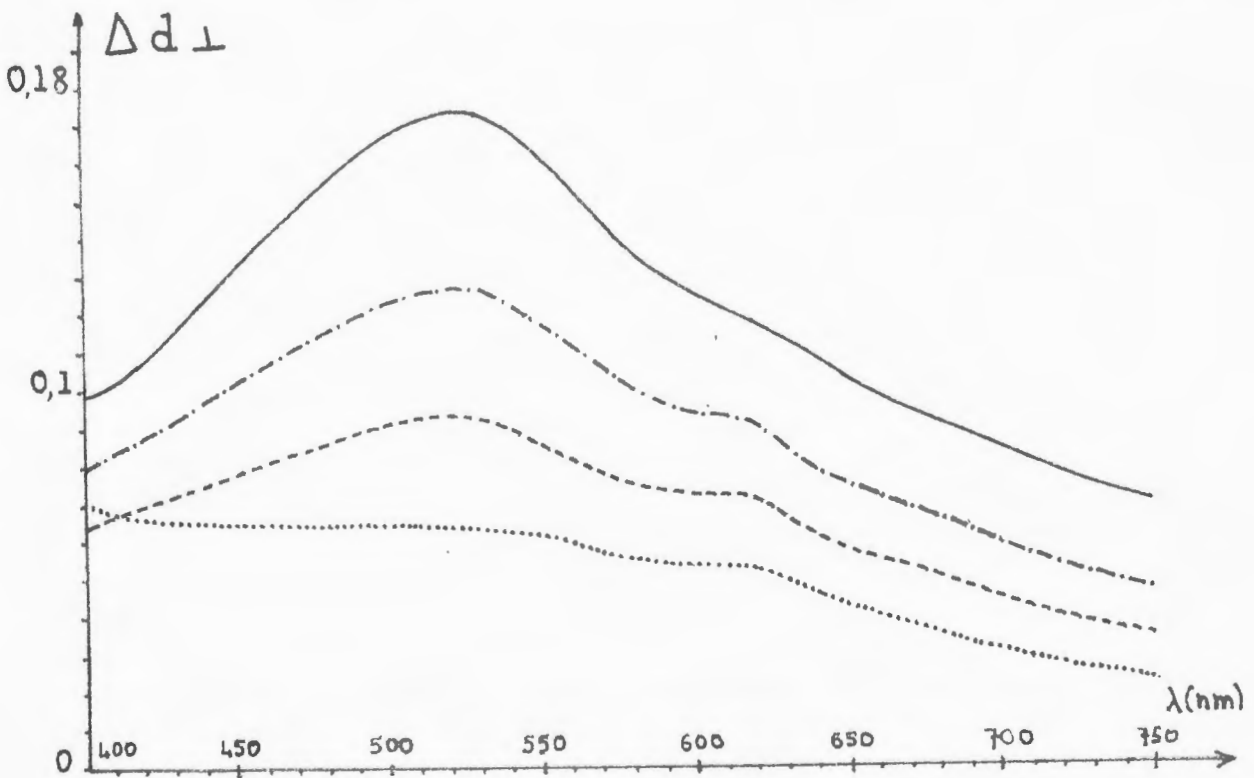
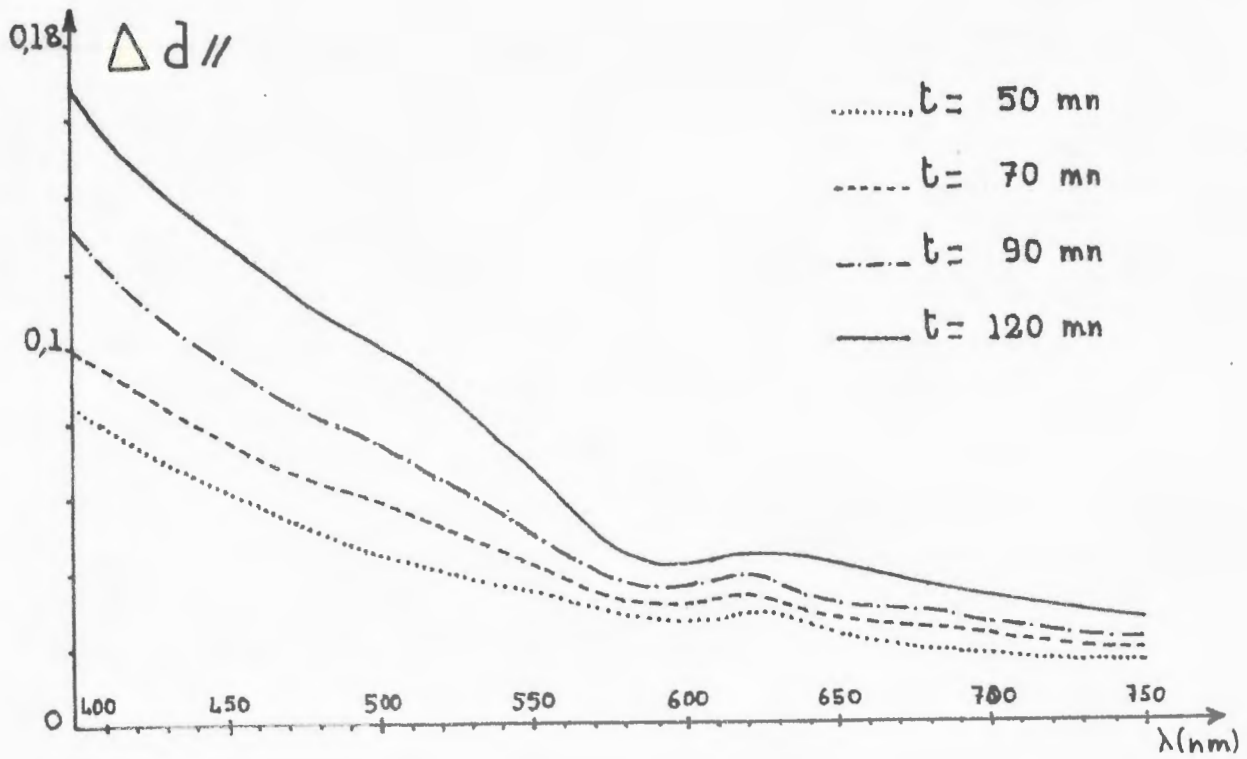


Figure III-15- Variation avec l'exposition, des densités optiques induites par la lumière blanche polarisée sur une émulsion de chlorure d'argent.

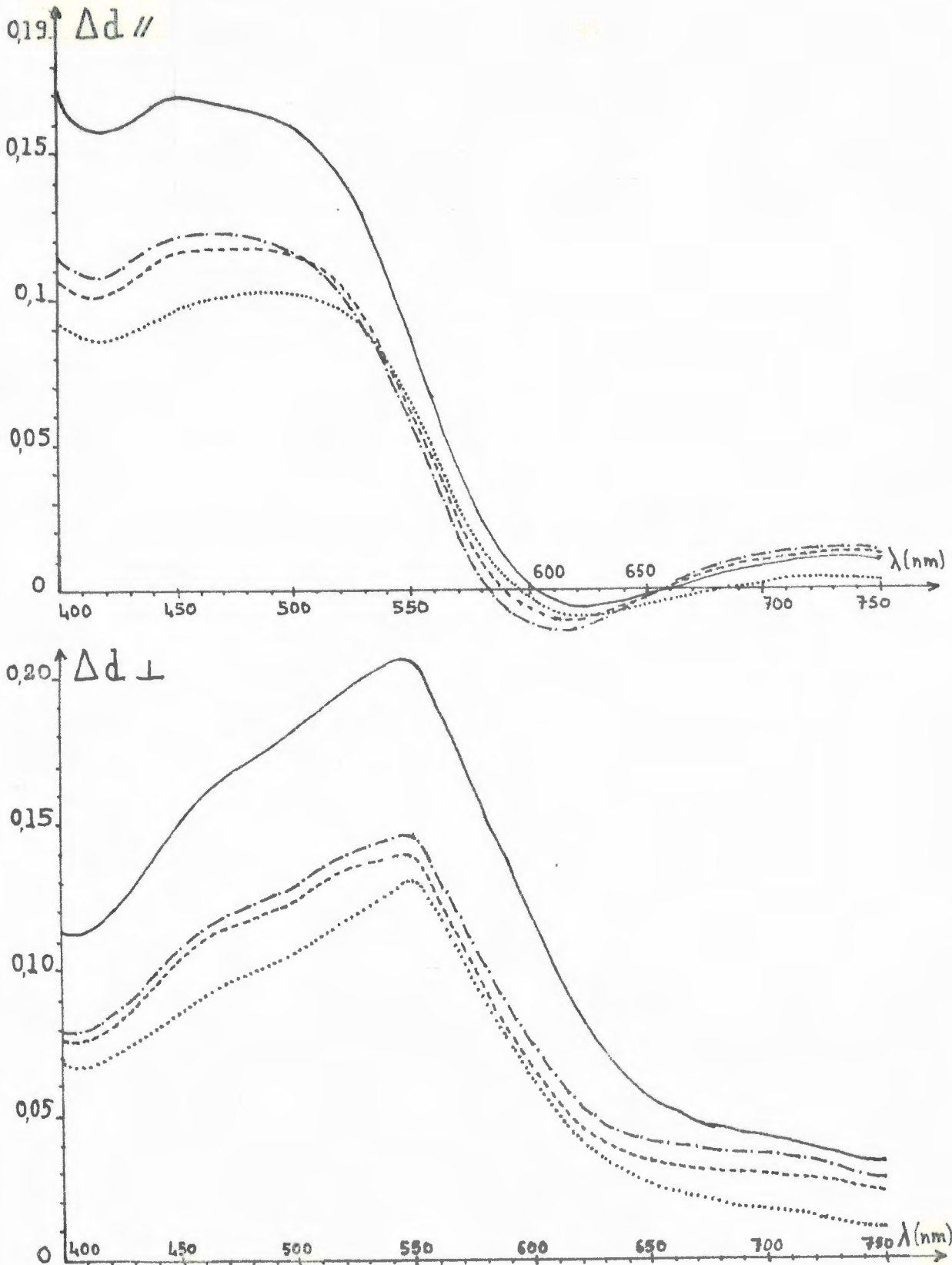


Figure III-16- Variations avec l'exposition, des densités optiques induites par la lumière blanche polarisée sur une émulsion d'argent chlorure d'argent.

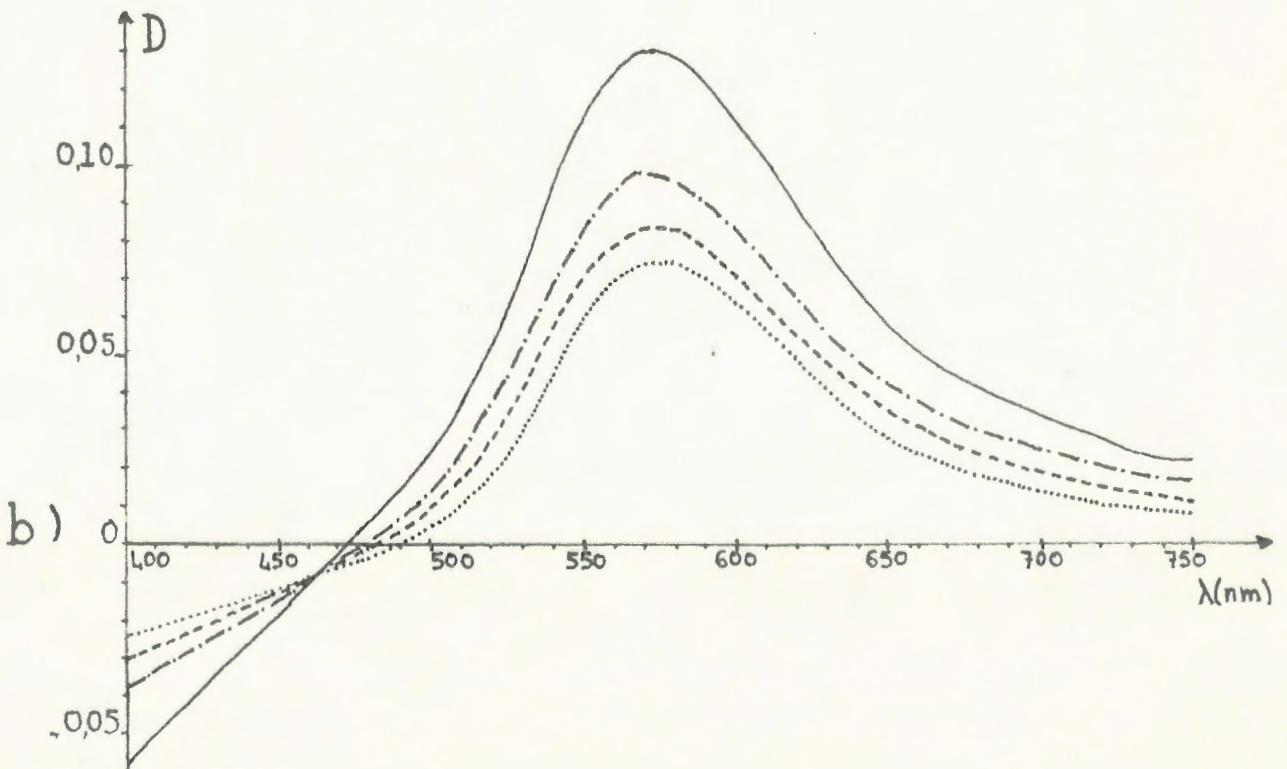
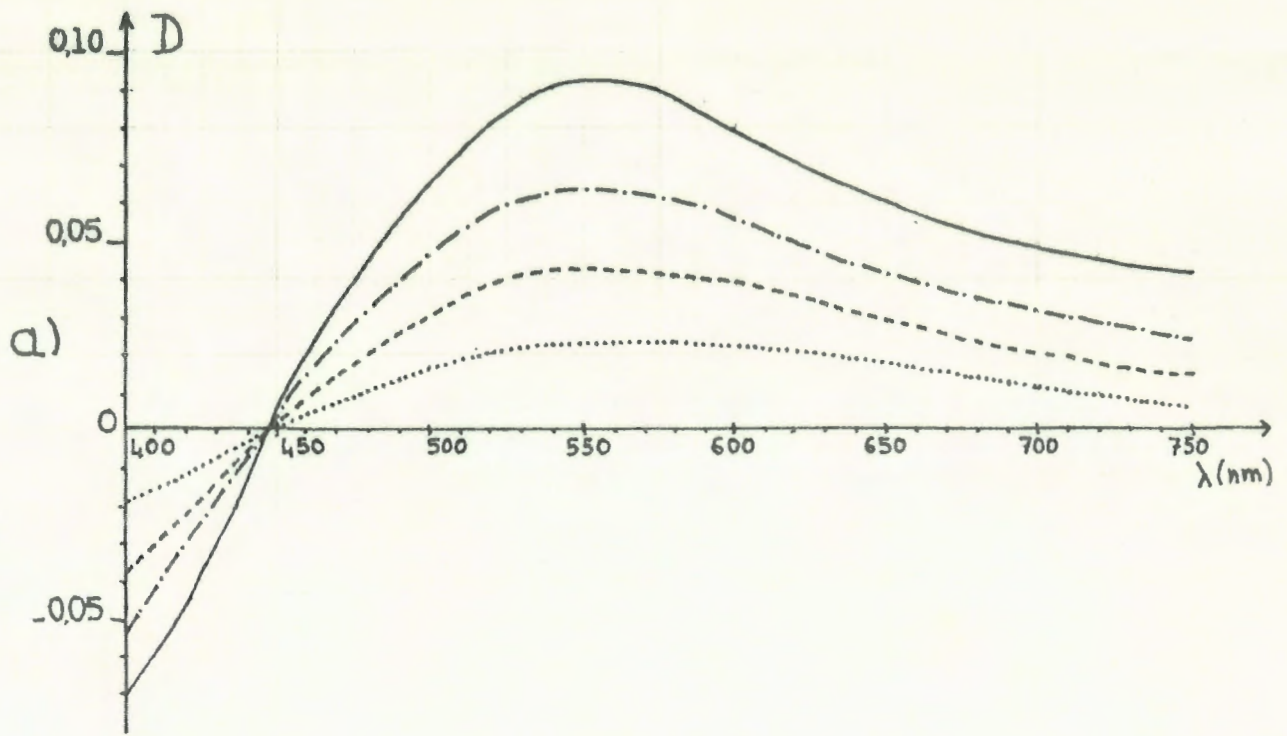


Figure III-17- Evolution avec l'exposition, du dichroïsme induit en lumière blanche.

- a) émulsion de chlorure d'argent
- b) émulsion argent-chlorure d'argent

polarisée dans une direction P_1 , faisant avec CE un angle de 45° (Figure III-18). On l'observe à travers un polariseur P_2 initialement perpendiculaire à P_1 .

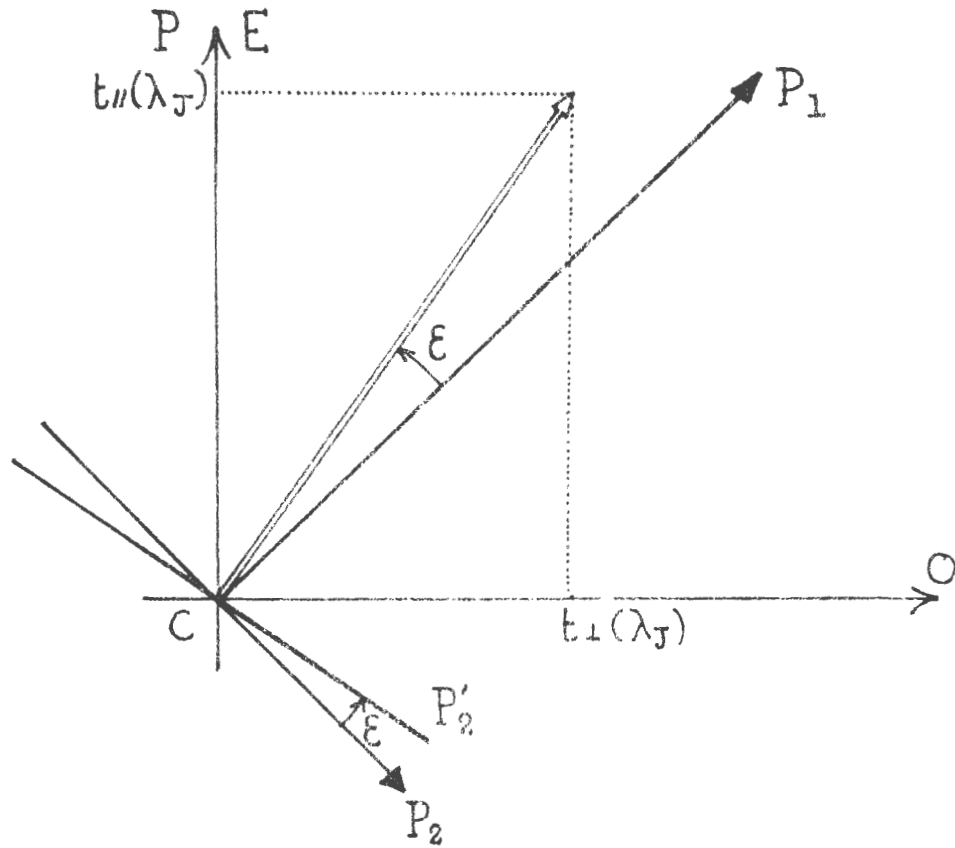


Figure III-18

La lumière ainsi transmise est faible et ne présente pas de coloration remarquable. Son analyse au moyen d'un spectroscope montre un spectre approximativement uniforme. En tournant l'analyseur P_2 d'un petit angle ϵ , on fait apparaître dans le spectre de la lumière transmise, une cannelure noire pour une longueur d'onde λ_J intermédiaire entre le jaune et le vert, c'est-à-dire proche du point de dichroïsme maximum (situé aux environs de 550 nm.) On peut donc affirmer que la radiation de longueur d'onde λ_J est rectiligne à la sortie de la plaque H et qu'elle a tourné d'un angle égal à ϵ par rapport à la vibration incidente.

Pour cette longueur d'onde λ_J , les composantes $t_{\parallel}(\lambda_J)$ et $t_{\perp}(\lambda_J)$ de la vibration émergente sur les lignes neutres CE et CO, présentent entre elles un déphasage nul ou multiple entier de 2π .

On n'observe aucun déplacement de cette cannelure dans le spectre de la lumière transmise, en utilisant une émulsion d'épaisseur différente ou un empilement de plaques d'axes optiques superposés. On peut donc affirmer que la biréfringence est nulle pour la longueur d'onde .

Dans le cas de l'anisotropie, induite en lumière monochromatique de grande longueur d'onde. Cette cannelure subit vers les courtes longueurs d'ondes un très faible décalage lorsque l'on augmente l'exposition. Elle suit en cela le dichroïsme. Elle est au contraire tout à fait stable si l'anisotropie est induite en lumière blanche. On assiste alors simplement à un accroissement de la rotation \mathcal{E} de l'analyseur P_2 qui permet son observation. \mathcal{E} mesure le dichroïsme au point de biréfringence nulle. Il est en effet relié à $D(\lambda_J)$ par la relation:

$$D(\lambda_J) = \log_{10} \left[\frac{t_{//}(\lambda_J)}{t_{\perp}(\lambda_J)} \right]^2$$

$$= 2 \log_{10} \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \mathcal{E} \right) \right]$$

Les valeurs observées de \mathcal{E} , comprises entre 3 et 4 degrés donnent pour le dichroïsme $D(\lambda)$ des valeurs comprises entre 0,09 et 0,12 compatibles avec celles mesurées au spectrophotomètre.

VI - CONCLUSION.

Cette série d'expériences prouve l'identité de l'anisotropie induite par la lumière rectilignement polarisée sur les émulsions photographiques blanchies, avec l'effet Weigert décrit sous ses différentes formes dans le chapitre précédent.

Elle montre que cette anisotropie dépend de la longueur d'onde de la lumière qui l'a induite. Pour une émulsion donnée (chlorure d'argent ou argent-chlorure d'argent), il existe toujours dans le spectre visible une longueur d'onde λ_J qui annule la biréfringence et elle se situe dans la partie jaune de ce spectre. Elle est de plus invariante avec l'exposition reçue, dans le cas de l'anisotropie induite en lumière blanche, et en dépend peu dans celui d'une exposition en lumière monochromatique. Le dichroïsme est alors proche de son maximum et il est une fonction croissante de cette exposition.

Un tel milieu est donc susceptible d'enregistrer, en plus de son intensité, la direction de polarisation de la lumière sous forme d'un axe optique. Nous montrerons comment ces propriétés permettent d'envisager de nouvelles méthodes de traitement optique de l'information.

QUATRIEME CHAPITRE

CALCUL DE L'ANISOTROPIE INDUITE
PAR UNE VIBRATION LUMINEUSE QUELCONQUE

I - INTRODUCTION.

Nous avons dans le second chapitre, indiqué l'existence de deux méthodes permettant d'induire une anisotropie sur une émulsion H de chlorure d'argent. La première, préconisée par Weigert, consiste à éclairer tout d'abord H en lumière naturelle blanche ou de courte longueur d'onde. On la transforme ainsi en une émulsion H' d'argent-chlorure d'argent, dont les particules d'argent peuvent être rendues anisotropes par action de la lumière rectilignement polarisée de grande longueur d'onde. La seconde méthode consiste à éclairer directement l'émulsion H par un faisceau rectilignement polarisé de lumière blanche. Nous avons montré dans le chapitre III que l'anisotropie induite était alors surtout due à l'action des radiations lumineuses de grandes longueurs d'ondes sur les particules d'argent photolytique, au fur et à mesure de leur formation sous l'effet de celles de courtes longueurs d'ondes.

Nous établirons dans ce chapitre, une expression de la transparence en amplitude pour une longueur d'onde λ , des émulsions ainsi exposées. Nous montrerons que dans le cas de la longueur d'onde λ_J , il est possible de décrire ses variations avec l'intensité et l'état de polarisation de la lumière utilisée. Nous nous placerons pour cela dans des conditions de linéarité semblables à celles définies pour les plaques photographiques usuelles.

Nous pourrions alors calculer l'intensité transmise par une émulsion, observée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J et entre polariseurs, après qu'elle ait été exposée à une vibration \vec{V} d'intensité et d'état de polarisation quelconques. Nous montrerons pour cela, comment de \vec{V} on peut extraire une vibration rectilignement polarisée \vec{V}_p d'intensité I_p , responsable de l'anisotropie induite.

II- TRANSPARENCE EN AMPLITUDE D'UNE EMULSION ANISOTROPE.

II-1- Transparence en amplitude d'une émulsion de chlorure d'argent exposée en lumière naturelle.

Le coefficient de transmission en amplitude, d'une couche homogène d'un matériau absorbant et déphasant, est défini pour une longueur d'onde donnée par :

$$\mathcal{T} = \exp[i g h] \tag{IV-1}$$

où

$$g = n + i a$$

représente l'indice complexe du matériau. Nous le définirons,

$$\left. \begin{array}{l} \text{pour la gélatine:} \\ \text{pour le chlorure d'argent:} \\ \text{pour l'argent photolytique:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} g_0 = n_0 + i a_0 \\ g_1 = n_1 + i a_1 \\ g_2 = n_2 + i a_2 \end{array} \tag{IV-2}$$

On peut définir de la même manière, le coefficient de transmission en amplitude d'une couche hétérogène à partir de son indice complexe moyen g' sur un domaine élémentaire \mathcal{D} , grand devant la dimension des particules qui la composent. Ainsi, pour une émulsion de chlorure d'argent dans la gélatine, on pourra écrire:

$$g' = (1-T)g_0 + T.g_1 \tag{IV-3}$$

où le paramètre T , compris entre zéro et un, décrit la proportion de chlorure d'argent dans l'émulsion. Son coefficient \mathcal{T}' de transmission en amplitude est alors donné par :

$$\mathcal{T}' = \exp[i g_0 (1-T)h]. \exp[i g_1 . T . h] \tag{IV-4}$$

Si l'on éclaire cette émulsion par une vibration lumineuse naturelle, d'intensité I constante sur le domaine \mathcal{D} , on transforme en argent photolytique une partie du chlorure d'argent qu'elle contient, et son indice complexe moyen sur \mathcal{D} s'écrit alors:

$$\begin{aligned} g'' &= g_0 (1-T) + g_1 . T [1 - \alpha(I)] + g_2 . T . \alpha(I) \\ &= g' + (g_2 - g_1) . T . \alpha(I) \end{aligned} \tag{IV-5}$$

où $\alpha(I)$, taux de photolyse de l'halogénure est une fonction croissante de l'intensité I . La transparence en amplitude de l'émulsion ainsi exposée s'écrit:

$$\mathcal{T}''(I) = \mathcal{T}' \exp[-(a_2 - a_1) \alpha(I) . T . h]. \exp[i (n_2 - n_1) \alpha(I) . T . h] \tag{IV-6}$$

où \mathcal{T}' représente celle de l'émulsion non exposée de chlorure d'argent. $\alpha(I)$ étant une fonction croissante de l'intensité I et l'argent photolytique étant un matériau plus absorbant que le chlorure d'argent, $(a_2 > a_1)$ le module de cette expression décrit un noircissement de l'émulsion.

II-2- Transparence en amplitude d'une émulsion de chlorure d'argent exposée par une vibration lumineuse de polarisation quelconque.

Dans le cas d'une exposition en lumière polarisée, les particules d'argent formées dans l'émulsion sont anisotropes, et une augmentation de leur concentration se traduit par un accroissement du dichroïsme et de la biréfringence. Les mesures du dichroïsme induit en lumière blanche polarisée montrent qu'une prolongation de l'exposition fait croire la concentration des particules d'argent anisotropes sans modifier leurs caractéristiques propres. On définira donc leurs indices complexes g_{2E} et g_{2O} , pour deux vibrations lumineuses de longueur d'onde donnée, rectilignement polarisées dans des directions CE et CO, respectivement parallèle et perpendiculaire à celle de la lumière qui a provoqué la photolyse:

$$\begin{cases} g_{2E} = n_{2E} + i a_{2E} \\ g_{2O} = n_{2O} + i a_{2O} \end{cases} \quad (IV-7)$$

Le paramètre $\alpha(I)$, qui représente le taux de photolyse de l'halogénure reste le même que précédemment. Pour des vibrations lumineuses polarisées selon CE et CO, la transparence en amplitude de l'émulsion obtenue s'écrit alors:

$$\begin{cases} \tau_E(I) = \tau' \exp[-(a_{2E} - a_1)\alpha(I).T.R] \cdot \exp[i(n_{2E} - n_1)\alpha(I).T.R] \\ \tau_O(I) = \tau' \exp[-(a_{2O} - a_1)\alpha(I).T.R] \cdot \exp[i(n_{2O} - n_1)\alpha(I).T.R] \end{cases} \quad (IV-8)$$

L'argent photolytique étant, pour les deux polarisations, plus absorbant que le chlorure d'argent ($a_{2E} > a_1$ et $a_{2O} > a_1$), ces deux expressions indiquent un noircissement de l'émulsion. Elles mettent d'autre part en évidence la biréfringence et le dichroïsme induits:

$$\begin{cases} \tau_E(I) = \tau_O(I) \cdot k(I) \cdot \exp[i\Phi(I)] \\ k(I) = \exp[(a_{2O} - a_{2E})\alpha(I).T.R] \\ \Phi(I) = (n_{2E} - n_{2O})\alpha(I).T.R \end{cases} \quad (IV-9)$$

Le paramètre $k(I)$, qui caractérise le dichroïsme est supérieur à 1. si les particules d'argent formées sont une absorption minimum pour une vibration de même direction de polarisation que celle qui est responsable de leur formation ($a_{2O} > a_{2E}$). Le dichroïsme de l'émulsion est alors positif ($|\tau_E| > |\tau_O|$) selon la convention de signe adoptée par Weigert.

Il croit avec le taux de photolyse $\alpha(I)$, c'est-à-dire avec la concentration dans le milieu des particules anisotropes. Il en est de même pour la biréfringence Φ .

Ces expressions décrivent la stabilité des points de biréfringence et de dichroïsme nuls, mis en évidence dans le chapitre précédent: S'il existe une longueur d'onde λ_J telle que:

$$n_{2E}(\lambda_J) = n_{2O}(\lambda_J) \quad (IV-10)$$

Quelque soit l'intensité I reçue par la plaque, la biréfringence $\Phi(I)$ reste nulle pour cette longueur d'onde λ_J . De même, s'il existe une longueur d'onde λ_B telle que:

$$a_{2E}(\lambda_B) = a_{2O}(\lambda_B) \quad (IV-11)$$

le dichroïsme est nul pour toute valeur de l'intensité I .

Supposons maintenant que l'émulsion de chlorure d'argent ait été éclairée en lumière partiellement polarisée d'intensité I . Nous montrerons plus loin comment on peut en extraire une intensité I_p de lumière rectilignement polarisée. On écrira alors:

$$I = I_n + I_p \quad (IV-12)$$

et l'on peut définir un taux de polarisation rectiligne ρ :

$$\rho = \frac{I_p}{I} \quad (IV-13)$$

on a donc:

$$I_p = \rho \cdot I \quad \text{et} \quad I_n = I - I_p = (1-\rho) I \quad (IV-14)$$

Le taux de photolyse $\alpha(I)$ de l'halogénure est comme précédemment une fonction de l'intensité totale I . Il contribue cette fois à l'apparition d'un taux $\alpha_n(I)$ de particules isotropes et d'un taux $\alpha_p(I)$ de particules anisotropes:

$$\begin{cases} \alpha_n(I) = (1-\rho)\alpha(I) \\ \alpha_p(I) = \rho\alpha(I) \end{cases} \quad (IV-15)$$

La transparence en amplitude de l'émulsion ainsi exposée s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_E(I) = \mathcal{T}' \cdot \exp \left\{ -[(a_2 - a_1)(1 - \rho) + (a_{2E} - a_1)\rho] \alpha(I) \cdot T \cdot h \right\} \\ \cdot \exp \left\{ i[(n_2 - n_1)(1 - \rho) + (n_{2E} - n_1)\rho] \alpha(I) \cdot T \cdot h \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV-16})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_0(I) = \mathcal{T}' \cdot \exp \left\{ -[(a_2 - a_1)(1 - \rho) + (a_{20} - a_1)\rho] \alpha(I) \cdot T \cdot h \right\} \\ \cdot \exp \left\{ i[(n_2 - n_1)(1 - \rho) + (n_{20} - n_1)\rho] \alpha(I) \cdot T \cdot h \right\} \end{aligned}$$

Ces expressions indiquent d'une part un noircissement isotrope dû à la partie non rectilignement polarisée de l'intensité incidente, et d'autre part une anisotropie induite. Elle dépend cette fois de la fraction $\rho \alpha(I)$ du taux de photolyse $\alpha(I)$ de l'halogénure, qui conduit à la formation de particules anisotropes:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_E(I) = \mathcal{T}_0(I) \cdot K'(I) \cdot \exp[i\Phi'(I)] \quad (\text{IV-17}) \\ \text{avec} \\ K'(I) = \exp[a_{20} - a_{2E}] \rho \alpha(I) \cdot T \cdot h \quad \text{et} \quad \Phi'(I) = (n_{2E} - n_{20}) \rho \alpha(I) \cdot T \cdot h \end{aligned}$$

II-3- Cas de l'anisotropie induite par blanchiment d'une émulsion d'argent - chlorure d'argent.

Nous montrerons que ce modèle permet aussi de décrire les émulsions rendues anisotropes par blanchiment de l'argent photolytique qu'elles contiennent. L'indice complexe d'une émulsion d'argent-chlorure d'argent obtenue par noircissement en lumière naturelle, d'une émulsion de chlorure d'argent s'écrit:

$$g'' = g_0(1 - T) + g_1 \cdot T \cdot (1 - \alpha) + g_2 \cdot T \cdot \alpha$$

Si à l'aide de vibrations lumineuses de grandes longueurs d'ondes, on blanchit une proportion $\chi(I)$ de l'argent contenu dans cette émulsion, son indice complexe s'écrit alors:

$$\begin{aligned} g''' = g_0(1 - T) + g_1 \cdot T \cdot (1 - \alpha) + g_2 T \alpha [1 - \chi(I)] + g_3 T \alpha \chi(I) \\ = g'' + (g_3 - g_2) \cdot \alpha \cdot T \cdot \chi(I) \end{aligned} \quad (\text{IV-18})$$

où $g_3 = n_3 + i a_3$

représente l'indice complexe de l'argent photolytique blanchi. La transparence en amplitude de l'émulsion s'écrit alors:

$$\mathcal{T}'''(I) = \mathcal{T}'' \cdot \exp[-(a_3 - a_2)\alpha'(I) \cdot T \cdot h] \cdot \exp[i(n_3 - n_2)\alpha'(I) \cdot T \cdot h] \quad (\text{IV-19})$$

où $\alpha'(I) = \alpha \cdot \gamma(I)$

représente le taux d'argent photolytique blanchi dans l'émulsion.
 Cette expression ne diffère de celle donnée dans le cas du noircissement (IV-6) que par les valeurs des paramètres qu'elle contient:

- \mathcal{T}'' transparence de l'émulsion non exposée est ici celle d'une émulsion d'argent-chlorure d'argent.
- Les indices d'absorption a_2 et a_1 de l'argent et du chlorure d'argent sont ici remplacés par ceux, a_3 et a_2 , de l'argent blanchi et originel. La différence $a_3 - a_2$ est alors négative et la transmittance \mathcal{T}''' est par l'intermédiaire de $\alpha'(I)$, une fonction croissante de l'intensité reçue.

Dans le cas de l'exposition par une vibration lumineuse d'intensité I , et de taux de polarisation ρ , cette transparence est définie par

$$\mathcal{T}_E = \mathcal{T}'' \cdot \exp\{-[(a_3 - a_2)(1 - \rho) + (a_{3E} - a_2)\rho] \alpha' \cdot T \cdot h\} \cdot \exp\{i[(n_3 - n_2)(1 - \rho) + (n_{3E} - n_2)\rho] \alpha' \cdot T \cdot h\} \quad (\text{IV-20})$$

$$\mathcal{T}_O = \mathcal{T}'' \cdot \exp\{-[(a_3 - a_2)(1 - \rho) + (a_{3O} - a_2)\rho] \alpha' \cdot T \cdot h\} \cdot \exp\{i[(n_3 - n_2)(1 - \rho) + (n_{3O} - n_2)\rho] \alpha' \cdot T \cdot h\}$$

où
$$\begin{cases} g_{3E} = n_{3E} + i a_{3O} \\ g_{3O} = n_{3O} + i a_{3E} \end{cases} \quad (\text{IV-21})$$

représentent les indices complexes de l'argent photolytique blanchi anisotrope.

Ces expressions indiquent d'une part un blanchiment isotrope dû à la partie non rectilignement polarisée de la lumière incidente et d'autre part une anisotropie induite:

$$\mathcal{T}_E(I) = \mathcal{T}_O(I) \cdot K''(I) \cdot \exp[i\Phi''(I)]$$

avec
$$\begin{aligned} \Phi''(I) &= (n_{3E} - n_{3O}) \rho \cdot \alpha'(I) \cdot T \cdot h \\ K''(I) &= \exp[a_{3O} - a_{3E}] \rho \alpha'(I) \cdot T \cdot h \end{aligned} \quad (\text{IV-22})$$

Le dichroïsme positif observé expérimentalement ($|\tau_E| > |\tau_0|$) montre que le coefficient K'' (I) est supérieur à 1 et que les particules blanches anisotropes ont donc une absorption minimum dans la direction de polarisation de la lumière qui a conduit à leur formation ($\alpha_0 > \alpha_E$) Ce dichroïsme est par l'intermédiaire de $\alpha(I)$, une fonction croissante de l'intensité reçue.

III- OBSERVATION D'UNE EMULSION ANISOTROPE.

III -1- Observation en lumière blanche.

Qu'il s'agisse d'une émulsion de chlorure d'argent ou d'argent-chlorure d'argent, la transparence en amplitude d'une émulsion anisotrope (expressions IV-17 et IV-22), est définie par

$$\begin{cases} \tau_E = \tau_0 \cdot k \cdot \exp[i\Phi] \\ \tau_0 \end{cases} \quad \text{(IV-23)}$$

avec

$$\begin{cases} \Phi = (n_E - n_0) \rho \cdot \alpha \cdot T \cdot h \\ k = \exp[(\alpha_0 - \alpha_E) \rho \cdot \alpha \cdot T \cdot h] \end{cases} \quad \text{(IV-24)}$$

et où

$$\begin{cases} g_E = n_E + i\alpha_E \\ g_0 = n_0 + i\alpha_0 \end{cases}$$

représentent les indices complexes des particules anisotropes formées.

Observons en lumière blanche une telle émulsion. Elle est éclairée à travers un polariseur P formant avec sa ligne neutre extraordinaire CE, un angle Ω (Figure IV-1). On l'observe à travers un analyseur A, formant avec P un angle β . A la sortie de cet analyseur, l'amplitude d'une vibration de longueur d'onde λ s'écrit alors:

$$u(\lambda) = \tau_E(\lambda) \cdot \cos \Omega \cdot \cos(\beta - \Omega) - \tau_0(\lambda) \sin \Omega \cdot \sin(\beta - \Omega) \quad \text{(IV-25)}$$

d'où l'intensité observée :

$$\begin{aligned} I(\lambda) &= |\tau_0(\lambda)|^2 |k(\lambda) e^{i\Phi(\lambda)} \cdot \cos \Omega \cdot \cos(\beta - \Omega) - \sin \Omega \cdot \sin(\beta - \Omega)|^2 \\ &= |\tau_0(\lambda)|^2 \left\{ [k(\lambda) \cdot \cos \Omega \cdot \cos(\beta - \Omega) - \sin \Omega \cdot \sin(\beta - \Omega)]^2 \right. \\ &\quad \left. + k(\lambda) \sin 2\Omega \cdot \sin 2(\beta - \Omega) \cdot \sin^2 \frac{\Phi(\lambda)}{2} \right\} \end{aligned} \quad \text{(IV-26)}$$

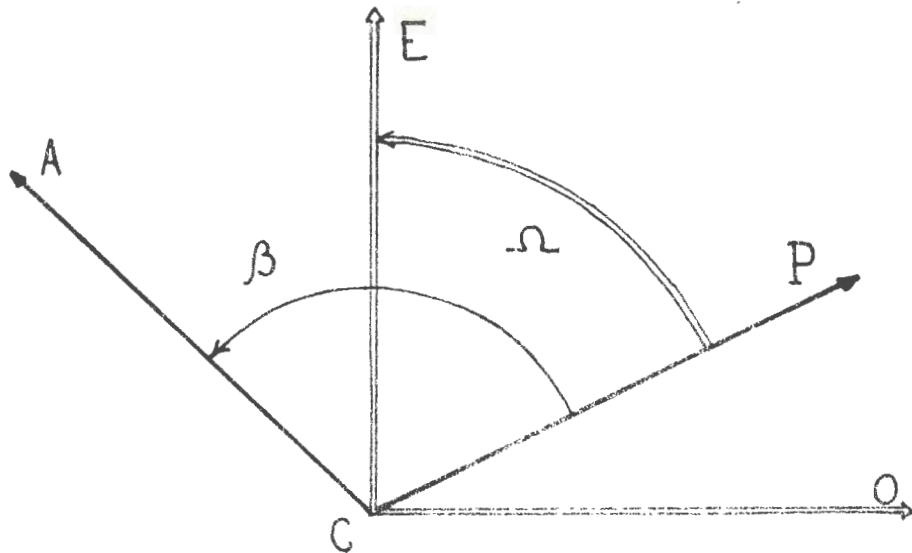


Figure IV.1

Celle observée entre polariseurs croisés ($\beta = \frac{\pi}{2}$) s'écrit en particulier:

$$I_{\frac{\pi}{2}}(\lambda) = \frac{|\mathcal{E}_0(\lambda)|^2}{L} \sin^2 2\Omega \left[(1 - K(\lambda))^2 + 4K(\lambda) \sin^2 \frac{\Phi(\lambda)}{2} \right] \quad (\text{IV-27})$$

A cause du dichroïsme ($K(\lambda) > 1$), les phénomènes d'interférence observés entre polariseurs croisés, en lumière blanche, n'ont pas un contraste maximum: expérimentalement, on observe un champ peu lumineux sans coloration notable.

Un phénomène d'interférences de contraste maximum ne peut être observé qu'en choisissant l'angle β de façon à annuler le premier terme de l'expression IV-26:

$$K(\lambda) \cos \Omega \cos(\beta_0 - \Omega) - \sin \Omega \sin(\beta_0 - \Omega) = 0 \quad (\text{IV-28})$$

l'intensité observée s'écrit alors:

$$I_{\beta_0}(\lambda) = |\mathcal{E}_0(\lambda)|^2 \sin^2 \frac{\Phi(\lambda)}{2} \sin^2 \Omega \sin^2(\beta_0 - \Omega) \quad (\text{IV-29})$$

Or, nous avons montré qu'il existe, dans le spectre visible, une radiation lumineuse de longueur d'onde λ_j , telle que la biréfringence $\Phi(\lambda_j)$ soit toujours nulle. En choisissant l'angle β_0 tel que:

$$K(\lambda_j) \cos \Omega \cos(\beta_0 - \Omega) - \sin \Omega \sin(\beta_0 - \Omega) = 0 \quad (\text{IV-30})$$

on aura donc:

$$\begin{cases} I_{\beta_0}(\lambda_j) = 0 \\ I_{\beta_0}(\lambda) = |\mathcal{E}_0(\lambda)|^2 \sin^2 \frac{\Phi(\lambda)}{2} \sin^2 \Omega \sin^2(\beta_0 - \Omega) \end{cases} \quad (\text{IV-31})$$

La longueur d'onde λ_J étant située dans la partie jaune du spectre, on obtient ainsi une coloration pourpre de contraste maximum. L'angle β_0 définit la position de l'analyseur pour laquelle il est perpendiculaire à la vibration lumineuse rectiligne de longueur d'onde λ_J transmise par l'émulsion anisotrope. L'angle ϵ_J défini par:

$$\beta_0 = \frac{\pi}{2} + \epsilon_J \quad (\text{IV-32})$$

mesure le dichroïsme de l'émulsion pour la longueur d'onde λ_J (Figure IV-2). Il s'exprime simplement en fonction de $k(\lambda_J)$:

$$\text{tg } \epsilon_J = \frac{[k(\lambda_J) - 1] \sin 2\Omega}{[k(\lambda_J) + 1] + [k(\lambda_J) - 1] \cos 2\Omega} \quad (\text{IV-33})$$

soit dans le cas particulier où $\Omega = \frac{\pi}{4}$:

$$\text{tg } \epsilon_J = \frac{k(\lambda_J) - 1}{k(\lambda_J) + 1} \quad (\text{IV-34})$$

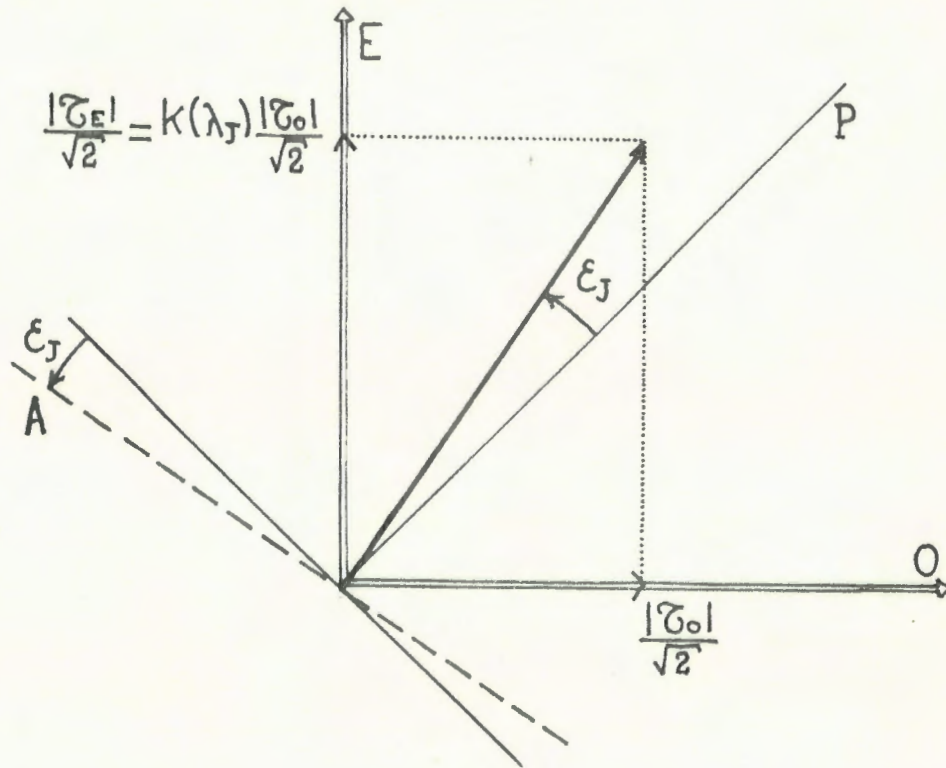


Figure IV.2

Les faibles valeurs (de l'ordre de trois degrés) de ϵ_J , mesurées sur les plaques que nous avons étudiées, montrent que le dichroïsme induit, bien que maximum au voisinage de λ_J , y reste faible. Pour $\epsilon_J = 3^\circ$, on trouve en effet une valeur de $K(\lambda_J)$, égale à 1,11 (on rappelle que le dichroïsme est nul pour $K(\lambda) = 1$).

III-2- Observation en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J

Un cas particulier intéressant est celui où l'émulsion anisotrope est observée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J . Quelque soit l'intensité I à laquelle elle a été exposée, sa biréfringence Φ est nulle et l'intensité transmise par l'analyseur A s'écrit alors d'après IV-26:

$$I(\lambda_J) = |\tau_o(\lambda_J)|^2 [K(\lambda_J) \cos \alpha \cos(\beta - \alpha) - \sin \alpha \sin(\beta - \alpha)]^2 \quad (IV-35)$$

c'est-à-dire en fonction des modules des transparences en amplitude

$\tau_o(\lambda_J)$ et $\tau_e(\lambda_J)$:

$$I(\lambda_J) = [|\tau_e(\lambda_J)| \cos \alpha \cos(\beta - \alpha) - |\tau_o(\lambda_J)| \sin \alpha \sin(\beta - \alpha)]^2 \quad (IV-36)$$

Entre polariseur croisés ($\beta = \frac{\pi}{2}$), elle prend la valeur:

$$I_{\frac{\pi}{2}}(\lambda_J) = [|\tau_e(\lambda_J)| - |\tau_o(\lambda_J)|]^2 \frac{\sin^2 2\alpha}{4} \quad (IV-37)$$

et elle s'annule pour la valeur β_o de β , précédemment définie.

L'angle ϵ_J , dont il faut tourner l'analyseur A à partir de sa position croisée avec le polariseur P (IV-34), constitue une mesure du dichroïsme à la longueur d'onde λ_J :

$$K(\lambda_J) = \frac{1 + \text{tg} \epsilon_J}{1 - \text{tg} \epsilon_J} = \text{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \epsilon_J \right) \quad (IV-38)$$

Il permet de plus une mesure du taux de polarisation e' de la lumière émergeant de la plaque, observée en lumière naturelle.

Eclairons la plaque par une vibration de lumière naturelle de longueur d'onde λ_J et d'intensité égale à 1. Cette vibration peut être considérée comme la superposition de deux vibrations rectilignes incohérentes d'intensité $\frac{1}{2}$ respectivement polarisée selon CE et CO.

$\frac{1}{2}$ L'intensité transmise par la plaque s'écrit alors:

$$J = \frac{1}{2} [|\tau_o|^2 + |\tau_e|^2] \quad (IV-39)$$

$|\tau_E|$ étant supérieur à $|\tau_0|$, on peut en extraire une partie rectiligne-ment polarisée selon CE, d'intensité:

$$J_P = \frac{1}{2} [|\tau_E|^2 - |\tau_0|^2] \quad (IV-40)$$

D'où le taux de polarisation de la lumière émergente:

$$\rho' = \frac{J_P}{J} = \frac{|\tau_E|^2 - |\tau_0|^2}{|\tau_E|^2 + |\tau_0|^2} \quad (IV-41)$$

C'est-à-dire avec $|\tau_E| = k(\lambda_J) |\tau_0|$:

$$\rho' = \frac{k^2(\lambda_J) - 1}{k^2(\lambda_J) + 1} \quad (IV-42)$$

ou encore, en remplaçant le terme $k(\lambda_J)$ par son expression (IV-38):

$$\rho' = \sin 2 \epsilon_J \quad (IV-43)$$

Pour une valeur de ϵ_J , voisine de trois degrés, on obtient ainsi un taux de polarisation de l'ordre de 10 %.

IV - APPROXIMATION LINEAIRE DE LA REPOSE DES EMULSIONS.

On remarquera que les expressions qui décrivent les émulsions anisotropes, observées en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J , ne dépendent que des modules des transparence $\tau_0(\lambda_J)$ et $\tau_E(\lambda_J)$. En l'absence des termes de phase, il devient alors possible de définir la réponse de ces émulsions à une intensité variable, en faisant les mêmes hypothèses de linéarité que sur le module τ de la transparence en amplitude d'une émulsion photographique.

IV-1- Réponse à une intensité variable de lumière naturelle.

La transparence en amplitude d'une émulsion de chlorure d'argent (IV.6) ou d'argent-chlorure d'argent (IV.19) après qu'elle ait été exposée à une vibration de lumière naturelle d'intensité I s'écrit:

$$\tau(I) = \tau(I=0) \exp[-(a_j - a_i) \alpha(I) T h] \cdot \exp[i(n_j - n_i) \alpha(I) T h] \quad (IV-44)$$

où $\tau(I=0)$ désigne la transparence de l'émulsion avant l'exposition.

Pour une émulsion de chlorure d'argent, on aura $(i, j) = (1, 2)$

et $(i, j) = (2, 3)$ pour une émulsion d'argent-chlorure d'argent. Dans les

deux cas, $\alpha(I)$ désigne le taux de transformation des particules photosensibles et il est une fonction croissante de l'intensité I reçue.

Cette transparence comporte un terme de phase intrinsèquement non linéaire. On pourra cependant, de la même façon que pour les émulsions photographiques, définir pour son module, une région de variation linéaire en fonction de l'intensité I . Elle est déterminée par deux valeurs extrêmes I_m et I_M de cette intensité. Pour toute valeur de I intérieure à l'intervalle $[I_m, I_M]$, le module de la transparence \mathcal{T} :

$$\begin{aligned} |\mathcal{T}(I)| &= |\mathcal{T}(I=0)| \cdot \exp\{-(a_j - a_i)\alpha(I_m)T_R\} \cdot \exp\{-(a_j - a_i)[\alpha(I) - \alpha(I_m)]T_R\} \\ &= |\mathcal{T}(I_m)| \cdot \exp\{-(a_j - a_i)[\alpha(I) - \alpha(I_m)]T_R\} \end{aligned} \quad (IV-45)$$

varie linéairement:

$$|\mathcal{T}(I)| = |\mathcal{T}(I_m)| + (I - I_m) \left[\frac{d|\mathcal{T}(I)|}{dI} \right]_{I=I_m}$$

c'est-à-dire en tenant compte de la relation (IV-45):

$$|\mathcal{T}(I)| = |\mathcal{T}(I_m)| \left\{ 1 - (I - I_m)(a_j - a_i) \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m} T_R \right\} \quad (IV-46)$$

où $\left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m}$ est une constante positive.

Si a_i est inférieur à a_j (cas de l'émulsion de chlorure d'argent), l'émulsion est négative. Elle est au contraire positive dans le cas d'une émulsion d'argent-chlorure d'argent ($a_2 > a_3$).

On pourra se placer dans les conditions de linéarité de l'émulsion en la préexposant à l'aide d'une vibration de lumière naturelle d'intensité I_m . Une exposition ultérieure à une intensité I telle que

$$0 < I < I_M - I_m \quad (IV-47)$$

conduit à une variation linéaire du module de la transmittance:

$$|\mathcal{T}(I)| = |\mathcal{T}(I_m)| [1 - \mu_{ij} \cdot I] \quad (IV-48)$$

avec:
$$\mu_{ij} = (a_j - a_i) T_R \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m}$$

IV-2- Réponse à une intensité variable de lumière partiellement polarisée.

Considérons une émulsion de chlorure d'argent ou d'argent-chlorure d'argent préexposée comme précédemment à l'aide d'une vibration lumineuse naturelle d'intensité I_m . Si elle est ensuite exposée à une vibration partiellement polarisée d'intensité I , caractérisée par son

taux de polarisation ρ , sa transparence en amplitude est définie par les équations (IV.16) ou (IV.20) qui donnent :

$$|\mathcal{T}_E(I)| = |\mathcal{T}(I_m)| \exp \left\{ -[(a_j - a_i)(1 - \rho) + (a_{jE} - a_i)\rho] [\alpha(I) - \alpha(I_m)] \text{TR} \right\} \quad (\text{IV-49})$$

$$|\mathcal{T}_O(I)| = |\mathcal{T}(I_m)| \exp \left\{ -[(a_j - a_i)(1 - \rho) + (a_{jO} - a_i)\rho] [\alpha(I) - \alpha(I_m)] \text{TR} \right\}$$

Ces transparences s'expriment en fonction de celle, induite par la même intensité I de lumière naturelle (IV.45) :

$$|\mathcal{T}_E(I)| = |\mathcal{T}(I)| \frac{(a_j - a_i)(1 - \rho) + (a_{jE} - a_i)\rho}{a_j - a_i} \quad (\text{IV-50})$$

$$|\mathcal{T}_O(I)| = |\mathcal{T}(I)| \frac{(a_j - a_i)(1 - \rho) + (a_{jO} - a_i)\rho}{a_j - a_i}$$

Si l'intensité I appartient à l'intervalle $[0, I_m - I_m]$, les termes sous exposant varient linéairement:

$$|\mathcal{T}_E(I)| = |\mathcal{T}(I_m)| \left\{ 1 - I(a_j - a_i) \text{TR} \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m} \right\} \frac{(a_j - a_i)(1 - \rho) + (a_{jE} - a_i)\rho}{a_j - a_i} \quad (\text{IV-51})$$

$$|\mathcal{T}_O(I)| = |\mathcal{T}(I_m)| \left\{ 1 - I(a_j - a_i) \text{TR} \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m} \right\} \frac{(a_j - a_i)(1 - \rho) + (a_{jO} - a_i)\rho}{a_j - a_i}$$

La linéarité de la transparence en lumière naturelle n'implique donc pas celle de $|\mathcal{T}_E|$ et $|\mathcal{T}_O|$ obtenues avec la même intensité de lumière partiellement polarisée. Ces linéarités nécessitent que $|\mathcal{T}|$ varie lentement avec l'intensité c'est-à-dire que

$$I(a_j - a_i) \text{TR} \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m} = \frac{\mathcal{T}(I_m) - \mathcal{T}(I)}{\mathcal{T}(I_m)}$$

soit en module faible devant l'unité. Nous supposons cette hypothèse vérifiée dans le cas de nos émulsions:

En lumière naturelle (comme en lumière polarisée) les densités optiques induites varient très lentement avec l'intensité reçue. En développant au premier ordre les équations (IV.43), on obtient alors:

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{T}_E(I)| &= |\mathcal{T}(I_m)| \left\{ 1 - I \left[(a_j - a_i)(1 - \rho) + (a_{jE} - a_i)\rho \right] \text{Th} \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m} \right\} \\
 |\mathcal{T}_O(I)| &= |\mathcal{T}(I_m)| \left\{ 1 - I \left[(a_j - a_i)(1 - \rho) + (a_{jE} - a_i)\rho \right] \text{Th} \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m} \right\}
 \end{aligned}
 \tag{IV-52}$$

En posant

$$\begin{aligned}
 \mu_{ij} &= (a_j - a_i) \text{Th} \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m} \\
 \mu_{ijE} &= (a_{jE} - a_i) \text{Th} \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m} \\
 \mu_{ijo} &= (a_{jo} - a_i) \text{Th} \left[\frac{d\alpha(I)}{dI} \right]_{I=I_m}
 \end{aligned}
 \tag{IV-53}$$

et en remarquant que

$$\rho \cdot I = I_p \quad \text{et} \quad (1 - \rho)I = I - I_p = I_n$$

Ces transparences s'écrivent

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{T}_E(I)| &= |\mathcal{T}(I_m)| \left[1 - \mu_{ij} \cdot I - \mu_{ijE} \cdot I_p \right] \\
 |\mathcal{T}_O(I)| &= |\mathcal{T}(I_m)| \left[1 - \mu_{ij} \cdot I - \mu_{ijo} \cdot I_p \right]
 \end{aligned}
 \tag{IV-54}$$

IV-3- Observation en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J

Observons entre polariseurs et en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J , une émulsion anisotrope obtenue dans les conditions de linéarité précédemment décrites. L'expression IV-36 montre que l'intensité transmise par l'analyseur ne dépend que des modules des transparences \mathcal{T}_E et \mathcal{T}_O . On peut en donner la valeur en fonction des intensités I_p et I_n des parties rectilignement polarisées ou non de la vibration lumineuse à laquelle l'émulsion a été exposée:

$$J = J_m \left\{ (1 - \mu_{ij} \cdot I_n) \cos \beta - [\mu_{ijE} \cos \alpha \cos(\beta - \alpha) - \mu_{ijo} \sin \alpha \sin(\beta - \alpha)] I_p \right\}^2
 \tag{IV-55}$$

avec $J_m = |\mathcal{T}(I_m)|^2$.

L'intensité restituée entre polariseurs croisés ne dépend alors que de I_p :

$$J_{\frac{\pi}{2}} = J_m \left[\frac{\mu_{ijE} - \mu_{ijo}}{2} \right]^2 \cdot \sin^2 2\Omega \cdot I_p^2 \quad (IV-56)$$

et elle est maximum pour $\Omega = \frac{\pi}{4}$. La valeur β_0 de l'angle entre les polariseurs P et A qui annule l'intensité observée s'écrit :

$$\operatorname{tg} \beta_0 = \frac{1 - \mu_{ij} \cdot I_n - \frac{1}{2} (\mu_{ijE} + \mu_{ijo}) I_p - \frac{1}{2} (\mu_{ijE} - \mu_{ijo}) I_p \cos 2\Omega}{\frac{1}{2} (\mu_{ijE} - \mu_{ijo}) \cdot I_p \cdot \sin 2\Omega} \quad (IV-57)$$

c'est-à-dire en posant $\beta_0 = \frac{\pi}{2} + \epsilon_J$:

$$\operatorname{tg} \epsilon_J = \frac{\frac{1}{2} (\mu_{ijo} - \mu_{ijE}) \cdot I_p \cdot \sin 2\Omega}{1 - \mu_{ij} I_n - \frac{1}{2} (\mu_{ijE} + \mu_{ijo}) I_p + \frac{1}{2} (\mu_{ijo} - \mu_{ijE}) I_p \cos 2\Omega} \quad (IV-58)$$

et pour $\Omega = \frac{\pi}{4}$:

$$\operatorname{tg} \epsilon_J = \frac{\frac{1}{2} [\mu_{ijo} - \mu_{ijE}] \cdot I_p}{1 - \mu_{ij} \cdot I_n - \frac{1}{2} [\mu_{ijE} + \mu_{ijo}] I_p} \quad (IV-59)$$

On remarquera que si le numérateur de l'expression IV-58 est égal à la racine carrée de $J_{\frac{\pi}{2}}$ (au terme constant J_0 près), son dénominateur est égal à celle de l'intensité restituée entre polariseurs parallèles $J_0(\beta=0)$. On a donc :

$$\frac{J_{\frac{\pi}{2}}}{J_0} = \operatorname{tg}^2 \epsilon_J \quad (IV-60)$$

Cette expression montre la faible luminosité des phénomènes observés entre polariseurs croisés; pour ϵ_J voisin de 3 degrés, le rapport $\frac{J_{\frac{\pi}{2}}}{J_0}$ est voisin de 2 %.

V - CARACTERISATION D'UNE VIBRATION QUELCONQUE, DU POINT DE VUE DE L'ANISOTROPIE QU'ELLE INDUIT.

Nous avons, dans les paragraphes précédents, utilisé le fait que seule une vibration lumineuse rectilignement polarisée, est capable d'induire une anisotropie. Dans le cas d'une vibration quelconque d'intensité I , nous avons considéré d'une part les phénomènes anisotropes induits par une intensité extraite I_p de lumière rectilignement polarisée et d'autre part, ceux isotropes, induits par le reste de la vibration, d'intensité $I_n = I - I_p$.

On sait en effet qu'une vibration lumineuse rectilignement polarisée dans une direction P , induit une anisotropie dont l'axe optique CE est porté par P . Une vibration de lumière naturelle n'induit au contraire que des phénomènes isotropes. De la même façon, les expériences d'A. COTTON (55) et J.P. MATHIEU (38) montrent qu'une vibration circulairement polarisée n'induit aucune anisotropie mesurable sur les émulsions considérées. Les particules d'argent acquièrent donc en moyenne la symétrie des vibrations lumineuses auxquelles elles ont été exposées: On n'obtient d'anisotropie induite que si ces vibrations présentent une direction privilégiée; ce n'est le cas ni de la lumière naturelle, ni de celle circulairement polarisée. Par contre dans le cas d'une vibration elliptique, une direction privilégiée apparaît, définie par son grand axe; elle est d'autant plus marquée que l'on se rapproche d'une vibration rectiligne.

Nous montrerons comment, d'une vibration \vec{V} quelconque, on peut extraire une telle vibration elliptique \vec{V}_e . \vec{V}_e sera décrite comme la superposition d'une vibration circulaire \vec{V}_c et d'une vibration rectiligne \vec{V}_p portée par son grand axe. Cet axe et l'intensité I_p de \vec{V}_p définiront l'anisotropie induite.

V - 1 - Matrice de cohérence d'une vibration lumineuse quelconque.

Soit $\vec{E}(t)$ une vibration lumineuse quasimonochromatique de composantes $E_x(t)$ et $E_y(t)$ selon deux directions perpendiculaires Ox et Oy . Elle peut être caractérisée par sa "matrice de cohérence" J (56), définie par :

$$J = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle E_x(t).E_x^*(t) \rangle & \langle E_x(t).E_y^*(t) \rangle \\ \langle E_x^*(t).E_y(t) \rangle & \langle E_x^*(t).E_y^*(t) \rangle \end{bmatrix} \quad (IV-61)$$

ou la notation $\langle \rangle$ désigne la valeur moyenne temporelle. Les coefficients diagonaux de cette matrice sont réels. Ils représentent les intensités des deux vibrations lumineuses composantes $E_x(t)$ et $E_y(t)$. Les termes croisés sont complexes conjugués et caractérisent leur degrés de cohérence γ et leurs déphasage effectif Ψ :

$$J_{xy} = J_{yx}^* = \sqrt{J_{xx} \cdot J_{yy}} \cdot \gamma \cdot \exp i\Psi \quad (\text{IV-62})$$

Nous montrerons que cette matrice définit l'état de polarisation de la vibration $\vec{E}(t)$, et qu'elle permet d'en extraire la partie totalement polarisée.

V - 2 - Vibration totalement polarisée \vec{V}_e extraite d'une vibration quelconque.

Dans le cas le plus général une vibration lumineuse \vec{E} , résulte de la composition de deux vibrations lumineuses perpendiculaires \vec{E}_x et \vec{E}_y partiellement cohérentes. Nous montrerons ici que sa matrice de cohérence J peut s'écrire de façon unique comme la somme de celles J_n et J_e , de deux vibrations lumineuses respectivement naturelles et polarisées:

$$J = J_n + J_e \quad (\text{IV-63})$$

La matrice J_n s'écrit (56)

$$J_n = \frac{1}{2} I_n \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{IV-64})$$

où I_n est l'intensité d'une vibration naturelle \vec{V}_n : elle résulte en effet de la composition de deux vibrations perpendiculaires de même intensité et incohérentes.

La matrice J_e s'écrit alors:

$$J_e = \begin{bmatrix} j_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & j_{yy} \end{bmatrix} \quad (\text{IV-65})$$

Elle représente une vibration lumineuse si ses coefficients diagonaux sont réels et positifs:

$$j_{xx} \geq 0 \quad \text{et} \quad j_{yy} \geq 0 \quad (\text{IV-66})$$

et cette vibration est totalement polarisée si le déterminant de la matrice est nul:

$$j_{xx} \cdot j_{yy} - J_{xy} \cdot J_{yx} = 0 \quad (\text{IV-67})$$

Les relations (IV-64), (IV-66) et (IV-67) impliquent alors de façon unique:

$$I_n = (J_{xx} + J_{yy}) - [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy} \cdot J_{yx}]^{\frac{1}{2}}$$

$$j_{xx} = \frac{1}{2} \left\{ J_{xx} - J_{yy} + [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy} \cdot J_{yx}]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (IV-68)$$

$$j_{yy} = \frac{1}{2} \left\{ J_{yy} - J_{xx} + [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy} \cdot J_{yx}]^{\frac{1}{2}} \right\}$$

La vibration lumineuse \vec{E} d'intensité I donnée par

$$I = J_{xx} + J_{yy} \quad (IV-69)$$

peut donc être considérée de façon unique comme la superposition d'une vibration naturelle \vec{V}_n d'intensité I_n et d'une vibration polarisée \vec{V}_e d'intensité I_e :

$$I_e = [(J_{xx} + J_{yy})^2 + 4J_{xy} \cdot J_{yx}]^{\frac{1}{2}} \quad (IV-70)$$

dont la matrice de cohérence est définie dans le repère (ox,oy) par:

$$J_e = \begin{bmatrix} j_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & j_{yy} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left\{ J_{xx} - J_{yy} + [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy} \cdot J_{yx}]^{\frac{1}{2}} \right\} & J_{xy} \\ J_{yx} & \frac{1}{2} \left\{ J_{yy} - J_{xx} + [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy} \cdot J_{yx}]^{\frac{1}{2}} \right\} \end{bmatrix} \quad (IV-71)$$

La vibration \vec{V}_e est en général elliptique et nous montrerons que sa matrice de cohérence permet d'en définir les caractéristiques.

V - 3 Caractérisation de la vibration elliptique \vec{V}_e

On peut déterminer les axes de la vibration elliptique \vec{V}_e en l'analysant à l'aide d'un polariseur P dont on fait varier l'orientation θ par rapport à l'axe ox . La direction du grand axe de l'ellipse est

définie par la valeur de θ qui rend maximum l'intensité observée $I(\theta)$

Soient $E'_x(t)$ et $E'_y(t)$ les composantes de $\vec{V}_e(t)$ sur les axes ox et oy . La vibration lumineuse émergeant du polariseur P s'écrit alors:

$$E'(t, \theta) = E'_x(t) \cdot \cos \theta + E'_y(t) \cdot \sin \theta \quad (\text{IV-72})$$

et son intensité:

$$I(\theta) = \langle E'(t, \theta) \cdot E'^*(t, \theta) \rangle \quad (\text{IV-73})$$

s'exprime en fonction des coefficients de la matrice de cohérence J_e :

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \{ j_{xx} + j_{yy} + [j_{xx} - j_{yy}] \cos 2\theta + [J_{xy} + J_{yx}] \sin 2\theta \} \quad (\text{IV-74})$$

c'est-à-dire en fonction de ceux de la matrice J de la vibration lumineuse initiale:

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \left\{ [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}]^{\frac{1}{2}} + [J_{xx} - J_{yy}] \cos 2\theta + [J_{xy} + J_{yx}] \sin 2\theta \right\} \quad (\text{IV-75})$$

Elle est extrêmu pour les valeurs de θ qui annulent sa dérivée, et ces valeurs définissent les axes de l'ellipse:

$$[J_{xx} - J_{yy}] \sin 2\theta = [J_{xy} + J_{yx}] \cos 2\theta \quad (\text{IV-76})$$

c'est à dire:

$$\sin 2\theta = a [J_{xy} + J_{yx}] \quad \text{et} \quad \cos 2\theta = a [J_{xx} - J_{yy}] \quad (\text{IV-77})$$

et en utilisant la relation: $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$

$$\sin 2\theta = \frac{\mathcal{E} [J_{xy} + J_{yx}]}{[(J_{xy} + J_{yx})^2 + (J_{xx} - J_{yy})^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{IV-78})$$

$$\cos 2\theta = \frac{\mathcal{E} [J_{xx} - J_{yy}]}{[(J_{xy} + J_{yx})^2 + (J_{xx} - J_{yy})^2]^{\frac{1}{2}}}$$

avec $\mathcal{E} = \pm 1$.

Les valeurs extrêmes de $I(\theta)$ s'écrivent alors:

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \left\{ [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}]^{\frac{1}{2}} + \mathcal{E} [(J_{xy} + J_{yx})^2 + (J_{xx} - J_{yy})^2]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (\text{IV-79})$$

et l'orientation du grand axe correspond à la valeur +1 de \mathcal{E} qui rend maximum $I(\theta)$:

$$\begin{aligned} \sin 2\theta &= \frac{J_{xy} + J_{yx}}{[(J_{xy} + J_{yx})^2 + (J_{xx} - J_{yy})^2]^{\frac{1}{2}}} \\ \cos 2\theta &= \frac{J_{xx} - J_{yy}}{[(J_{xy} + J_{yx})^2 + (J_{xx} - J_{yy})^2]^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (\text{IV-80})$$

Soient \vec{i} et \vec{j} les vecteurs unitaires respectifs du grand et du petit axe de l'ellipse. La vibration \vec{V}_e peut être décomposés en deux vibrations lumineuses cohérentes portées par ces axes. Elles sont en quadrature de phase. Soient A et B leurs amplitudes respectives; la vibration $\vec{V}_e(t)$ s'écrit alors:

$$\vec{V}_e(t) = A \cos \omega t \cdot \vec{i} + B \sin \omega t \cdot \vec{j} \quad (\text{IV-81})$$

et les valeurs maximum et minimum de $I(\theta)$ (définies par $\mathcal{E} = 1$ et $\mathcal{E} = -1$ dans l'équation (IV-71) définissent les intensités A^2 et B^2 .

A un terme de phase près, on a donc :

$$\vec{V}_e(t) = |A| \cos \omega t \cdot \vec{i} + \mathcal{E}' |B| \sin \omega t \cdot \vec{j} \quad (\text{IV-82})$$

où \mathcal{E}' est égal à plus ou moins un, selon que \vec{V}_e est une vibration elliptique droite ou gauche.

V - 4 - Extraction d'une vibration lumineuse rectiligne \vec{V}_p

La vibration $\vec{V}_e(t)$ peut s'exprimer comme la superposition d'une vibration lumineuse circulaire $\vec{V}_c(t)$ et d'une vibration lumineuse rectiligne $\vec{V}_p(t)$ portée par le grand axe de l'ellipse:

$$\begin{aligned} \vec{V}_e(t) &= \vec{V}_p(t) + \vec{V}_c(t) \\ &= [|A| - |B|] \cos \omega t \cdot \vec{e} + |B| [\cos \omega t \cdot \vec{e} + \varepsilon' \sin \omega t \cdot \vec{e}'] \end{aligned} \quad (\text{IV-83})$$

L'intensité I_p de la vibration \vec{V}_p s'écrit alors:

$$\begin{aligned} I_p &= (|A| - |B|)^2 \\ &= [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}]^{\frac{1}{2}} - |J_{xy} - J_{yx}| \end{aligned} \quad (\text{IV-84})$$

et sa direction de polarisation est définie dans le repère (Ox, Oy) par les relations (IV-79)

Cette vibration rectiligne \vec{V}_p est responsable de l'anisotropie induite, alors que le reste de la vibration initiale \vec{V} , d'intensité

$$I_n = I - I_p \quad (\text{IV-85})$$

induit les phénomènes isotropes.

VI - CONCLUSION.

Une vibration quelconque \vec{V} , d'intensité I , est déterminée par sa matrice de cohérence J dans un repère (Ox, Oy) . On sait en extraire une vibration lumineuse \vec{V}_p , rectilignement polarisée dans une direction θ , qui définit dans le repère (Ox, Oy) , l'axe optique induit par \vec{V} dans une émulsion de chlorure d'argent ou d'argent chlorure d'argent:

$$\begin{aligned} \sin 2\theta &= \frac{J_{xy} + J_{yx}}{[(J_{xx} - J_{yy})^2 + (J_{xy} + J_{yx})^2]^{\frac{1}{2}}} \\ \cos 2\theta &= \frac{J_{xx} - J_{yy}}{[(J_{xx} - J_{yy})^2 + (J_{xy} + J_{yx})^2]^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (\text{IV-86})$$

L'anisotropie est alors induite par une intensité I_p :

$$I_p = [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy} \cdot J_{yx}]^{\frac{1}{2}} - |J_{xy} - J_{yx}| \quad (IV-87)$$

alors que l'intensité I_n :

$$\begin{aligned} I_n &= I - I_p \\ &= J_{xx} + J_{yy} - [(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy} \cdot J_{yx}]^{\frac{1}{2}} + |J_{xy} + J_{yx}| \end{aligned} \quad (IV-88)$$

est responsable des phénomènes de noircissement ou de blanchiment isotropes.

Si l'on observe en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J , et entre polariseurs P et A, la plaque ainsi exposée, on restitue une intensité J exprimée en fonction de I_p et I_n par l'équation (IV-55)

$$J_\beta = J_0 \left\{ (1 - \rho_{ij} \cdot I_n) \cos \beta - I_p [\rho_{ije} \cos \Omega \cdot \cos(\beta - \Omega) - \rho_{ijo} \sin \Omega \cdot \sin(\beta - \Omega)] \right\}^2 \quad (IV-89)$$

où β représente l'angle entre l'analyseur A et le polariseur P, et Ω celui que fait P avec l'axe optique induit CE.

Ce résultat montre en particulier, qu'entre polariseurs croisés, seuls sont observés les phénomènes induits par la partie rectilignement polarisée de la vibration \vec{V} : l'intensité J dépend alors uniquement de l'intensité I_p de \vec{V}_p (IV-87), et par l'intermédiaire de Ω , de l'orientation (IV-86) de l'axe optique induit.

On dispose donc, grâce à l'effet Weigert, d'un matériau photosensible permettant l'enregistrement de l'intensité et de la direction de la partie rectilignement polarisée d'une vibration quelconque. Ces propriétés permettent d'envisager de nouvelles méthodes de traitement optique de l'information, qui font l'objet des chapitres suivants.

CINQUIEME CHAPITRE

APPLICATIONS DE L'EFFET WEIGERT
AU TRAITEMENT D'IMAGES EN LUMIERE
INCOHERENTE

I - INTRODUCTION.

Nous avons montré, dans le précédent chapitre, qu'une émulsion H de chlorure d'argent (ou d'argent-chlorure d'argent) pouvait être considérée comme une plaque photographique: éclairée en lumière blanche naturelle, elle présente un noircissement (ou un blanchiment) croissant avec l'intensité enregistrée. On obtient ainsi un enregistrement négatif (ou positif) d'une image. Nous savons de plus que si l'exposition est faite en lumière rectilignement polarisée, les parties impressionnées sont anisotropes: elles sont seules responsables de l'intensité transmise lorsque l'émulsion H est observée entre polariseurs croisés. On restitue alors une image positive de la répartition d'intensité enregistrée. Nous montrerons comment le dichroïsme induit permet de modifier le contraste de cette image lors de son observation(57)

La possibilité d'induire cette anisotropie en lumière partiellement polarisée, autorise l'enregistrement sur une même émulsion, de deux images et l'observation sélective de chacune d'elles ou d'une combinaison linéaire des deux (58.59). En particulier, leur différence pourra ainsi être observée ainsi que la contribution en son sein de chacune des deux images (60.61).

Ces différentes applications sont rendues possibles par la stabilité en fonction de la lamination reçue, de l'anisotropie induite en lumière blanche polarisée: la longueur d'onde qui annule la biréfringence est la même en tous les points de la plaque; en l'éclairant par un faisceau de lumière polarisée de longueur d'onde λ_T , on s'assure ainsi que toutes les vibrations émergentes sont rectilignes. Les coefficients μ_{ijE} et μ_{ijO} qui caractérisent les particules d'argent anisotropes sont de plus constants. Les expressions de la transparence en amplitude données dans le chapitre précédent sont alors valables pour toutes les valeurs de la lamination enregistrée, c'est-à-dire en chaque point de la plaque.

II - ENREGISTREMENT D'UN SIGNAL OPTIQUE PAR EFFET WEIGERT.

II - 1 - Processus d'enregistrement et observation .

Sur une émulsion H de chlorure d'argent (ou d'argent-chlorure d'argent), on forme en lumière blanche polarisée, l'image (Figure V-1) d'une transparente achromatique T (Figure V-2-a). On obtient ainsi, sous forme d'une image latente, un enregistrement photographique faiblement contrasté de la transparence T. Il s'agit d'un négatif si H est une émulsion de chlorure d'argent (Figure V-2-b) c'est au contraire un positif dans le cas d'une émulsion d'argent-chlorure d'argent.

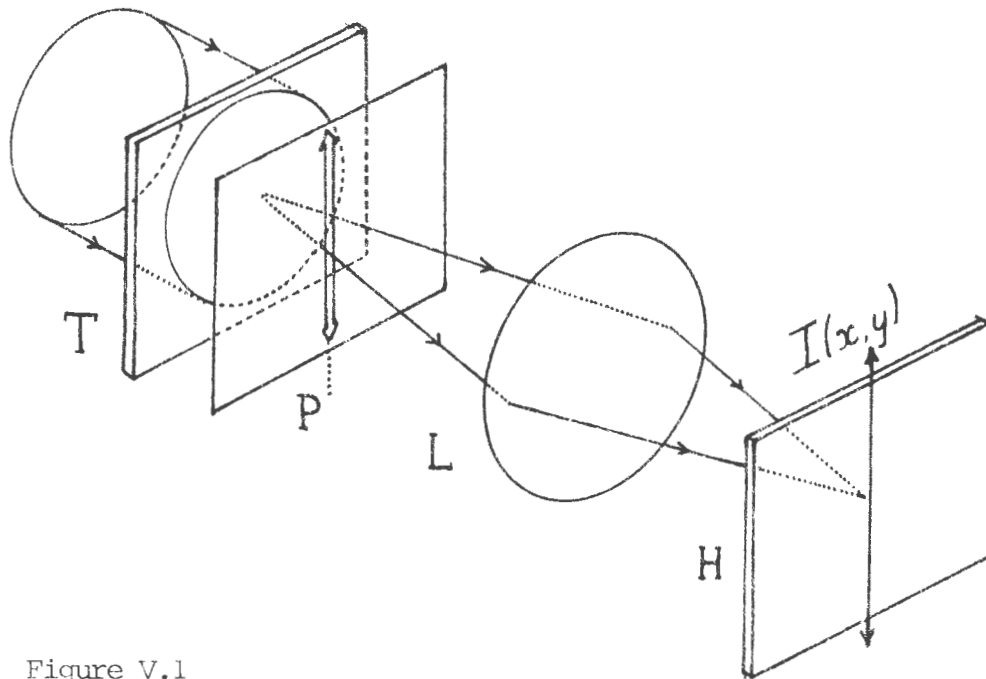


Figure V.1

Eclairons la plaque H à travers un polariseur P, par un faisceau collimaté de lumière monochromatique dont la longueur d'onde λ_j est celle qui annule la biréfringence induite. On notera que cette annulation est possible sur l'ensemble de la plaque dans la mesure où l'anisotropie a été induite en lumière blanche: la longueur d'onde λ_j est alors indépendante de l'intensité $I(x,y)$ enregistrée (Chapitre III).

A travers un analyseur A formant un angle β avec P, on forme une image de H. La distribution d'intensité dans cette image est donnée par l'expression (IV-89) avec

$$I_n = 0 \quad \text{et} \quad I_p = I(x,y) \quad (V-1)$$

elle s'écrit donc:

$$J_\beta(x,y) = J_0 \left\{ \cos\beta - [\mu_{ijE} \cos\Omega \cos(\beta - \Omega) - \mu_{ijO} \sin\Omega \sin(\beta - \Omega)] I(x,y) \right\}^2 \quad (V-2)$$

où Ω représente l'angle entre la direction du polariseur P et celle de l'axe optique CE de l'émulsion H. Pour $\Omega = \frac{\pi}{4}$, on a :

$$J_\beta(x,y) = J_0 \left\{ \left[1 - \frac{1}{2} (\mu_{ijO} + \mu_{ijE}) I(x,y) \right] \cos\beta + \frac{1}{2} (\mu_{ijO} - \mu_{ijE}) I(x,y) \sin\beta \right\}^2 \quad (V-3)$$

et entre polariseurs parallèles ($\beta = 0$), on observe dans le plan image une intensité

$$J_0(x,y) = J_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} (\mu_{ij0} + \mu_{ij\varepsilon}) I(x,y) \right\}^2 \quad (V-4)$$

qui représente une image de faible contraste de la transparence T . Dans le cas d'une émulsion de chlorure d'argent, les coefficients $\mu_{ij\varepsilon}$ et μ_{ij0} , définis par les relations (IV-53) sont positifs et cette image est donc un négatif. C'est au contraire un positif si H est une émulsion d'argent-chlorure d'argent (μ_{ij0} et $\mu_{ij\varepsilon}$ sont alors négatifs).

Entre polariseurs croisés ($\beta = \frac{\pi}{2}$), l'intensité observée dans le plan image de H s'écrit:

$$J_{\frac{\pi}{2}}(x,y) = J_0 \left\{ \frac{1}{2} [\mu_{ij0} - \mu_{ij\varepsilon}] \right\}^2 I^2(x,y) \quad (V-5)$$

Elle représente donc, quelque soit le type d'émulsion choisi, une image positive et de contraste maximum de la transparence T (Figure V-2-C). Elle est cependant peu lumineuse et son observation nécessite une source de lumière suffisamment intense (lampe à halogène 50W par exemple). Cette source doit être filtrée de façon à isoler la radiation de longueur d'onde λ_J . L'expérience montre cependant que ce filtrage n'est pas critique: un filtre jaune peu sélectif type gélatine kodak peut être utilisé. La biréfringence reste donc faible au voisinage de la longueur d'onde λ_J et l'on peut montrer qu'elle l'est même, pour la longueur d'onde λ_B qui la rend maximum.

Cette longueur d'onde, située dans la partie bleue du spectre visible est celle qui annule le dichroïsme (chapitre III). Si, entre polariseurs croisés, on observe H en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_B , on obtient dans le plan image, une distribution d'intensité définie par la relation IV-27, avec

$$\begin{aligned} |\tau_0(\lambda_B)| &= |\tau_\varepsilon(\lambda_B)| = |\tau(I_m)| [1 - \mu_{ij0} I(x,y)] \\ \text{et} \quad K(\lambda_B) &= 1 \end{aligned} \quad (V-6)$$

qui indiquent que le dichroïsme est nul. Cette distribution d'intensité s'écrit alors:

$$J'_{\frac{\pi}{2}}(x,y) = J_0 \left\{ 1 - \mu_{ij0} \cdot I(x,y) \right\}^2 \sin^2 \frac{1}{2} \Phi(x,y) \quad (V-7)$$

où la biréfringence Φ est une fonction croissante indéterminée de l'intensité $I(x,y)$. Dans le cas d'une émulsion de chlorure d'argent ($\mu_{ij0} > 0$) on observe un négatif faiblement contrasté de la transparence T , décrit par le terme $\left\{ 1 - \mu_{ij0} I(x,y) \right\}^2$.



a)

b)



c)



Figure V-2

- a) Objet initial
- b) Image de noircissement direct
- c) Image restituée entre polariseur croisés

Sa luminosité définie par la valeur de $\sin^2 \frac{1}{2} \Phi [I(x,y)]$ reste très faible et montre que la biréfringence Φ est petite, même pour la longueur d'onde λ_B qui la rend maximum.

II-2. Modification du contraste de l'image observée, par rotation de l'analyseur.

L'expression V-3 définit l'intensité $J_\beta(x,y)$ dans le plan image de l'émulsion H observée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_j . Elle rend compte du fait qu'en chaque point M(x,y) de H, la vibration rectiligne transmise, fait avec la direction du polariseur P, un angle ϵ fonction de l'intensité I(x,y) enregistrée en ce point. Cet angle est égal à celui dont il faut tourner l'analyseur A, à partir de sa position croisée avec P, pour annuler l'intensité $J(x,y)$ dans l'image du point M(x,y). En posant $\beta = \frac{\pi}{2} + \epsilon$, l'équation V-3 s'écrit:

$$J_\epsilon(x,y) = J_0 \left\{ \left[1 - \frac{1}{2} (\mu_{ij0} + \mu_{ij\epsilon}) I(x,y) \right] \sin \epsilon - \frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ij\epsilon}) I(x,y) \cos \epsilon \right\}^2 \quad (V-8)$$

et la valeur ϵ_0 de ϵ , qui annule l'intensité observée dans l'image des points $M_0(x,y)$ exposés à une même intensité I_0 est alors définie par

$$\operatorname{tg} \epsilon_0 = \frac{\frac{1}{2} [\mu_{ij0} - \mu_{ij\epsilon}] I_0}{1 - \frac{1}{2} (\mu_{ij0} + \mu_{ij\epsilon}) I_0} \quad (V-9)$$

et elle détermine l'orientation par rapport à P, de la vibration émergent de H aux points $M_0(x,y)$. Les variations de ϵ avec l'intensité enregistrée, permettent de modifier le contraste de l'image restituée, par simple rotation de l'analyseur. Pour une position définie par $\beta_0 = \frac{\pi}{2} + \epsilon_0$, la distribution d'intensité dans le plan image de H, s'écrit en effet:

$$J_{\beta_0}(x,y) = A^2 \cdot J_0 \cdot \frac{1}{4} \cdot [\mu_{ij0} - \mu_{ij\epsilon}]^2 [I(x,y) - I_0]$$

avec

$$A^2 = \frac{1}{\left[1 - \frac{1}{2} (\mu_{ij0} + \mu_{ij\epsilon}) I_0 \right]^2 + \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ij\epsilon}) I_0 \right]^2} \quad (V-10)$$

où A^2 est un coefficient de luminosité. Dans les conditions de linéarité de l'émulsion définies dans le chapitre IV ($\mu_{ij0}.I$ et $\mu_{ijE}.I$, faibles devant l'unité), A^2 varie peu et reste proche de un.

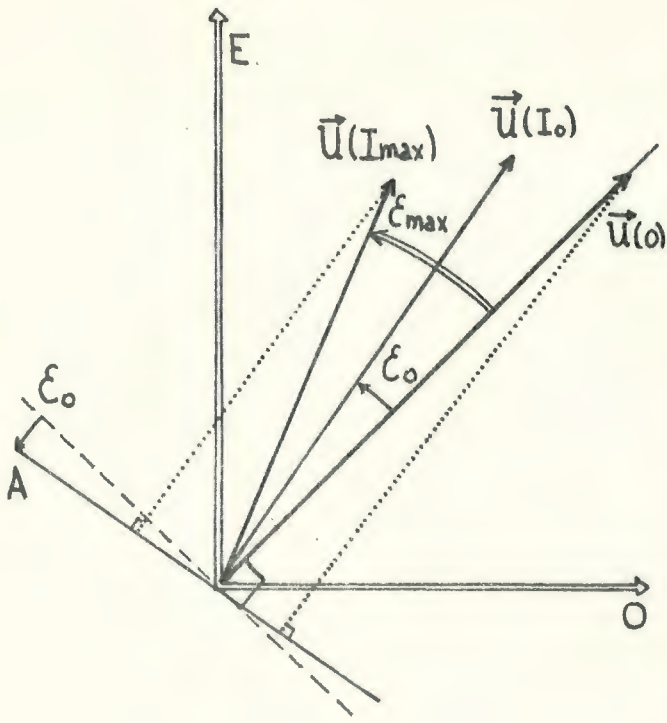
L'expression de $\mathcal{J}\beta_0(x,y)$ montre, que par rotation de l'analyseur A d'un angle ξ_0 à partir de sa position croisée avec P, on enlève à l'intensité $I(x,y)$ enregistrée, une valeur constante I_0 définie par la relation V-9. Si $I(x,y)$ varie de zéro à une valeur I_{max} , on restitue entre polariseurs croisés une image de la transparence avec son contraste initial (Figure V-2-c). En tournant progressivement l'analyseur on fait apparaître en noir des régions de T d'intensité croissante (Figure V-3-a). Il existe une valeur ξ_{max} de cette rotation, pour laquelle on enlève à l'intensité enregistrée $I(x,y)$ sa valeur maximum I_{max} . Cette situation correspond au cas où l'analyseur est perpendiculaire à la vibration $\vec{U}(I_{max})$ émergeant de la plaque H en un point M impressionné par une intensité I_{max} . On observe alors une image négative et de contraste maximum de la transparence T (Figure V-3-b).

L'angle ξ_{max} caractérise le dichroïsme maximum induit dans l'émulsion. Les valeurs observées sont de l'ordre de trois à quatre degrés et le contraste de l'image restituée varie donc très rapidement au voisinage de la position $\xi = 0$.

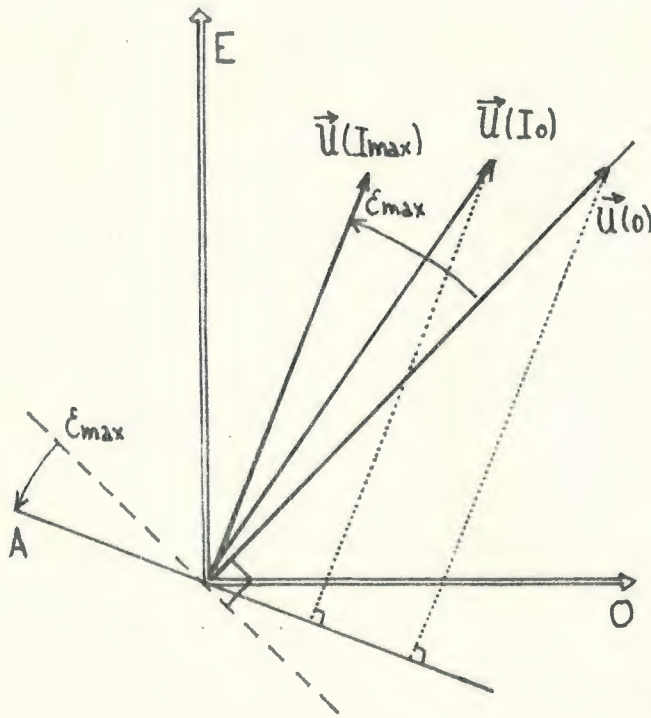
II-3- Modification du contraste de l'image observée, à l'aide d'une seconde plaque anisotrope.

Nous montrerons ici comment on peut enlever un fond continu I_0 de valeur donnée à l'avance, à une distribution d'intensité $I(x,y)$ enregistrée en lumière blanche polarisée sur une émulsion H. Nous utiliserons pour cela, une seconde émulsion H' exposée dans les mêmes conditions à intensité constante I_0 . H et H' sont alors deux émulsions anisotropes dont la biréfringence est nulle lorsqu'elles sont éclairées en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_j . Les angles ξ et ξ' dont elles font tourner une même vibration rectiligne incidente sont alors égaux si H et H' ont été exposées à des intensités égales de lumière polarisée.

Superposons les plaques H et H' en croisant leurs axes optiques CE et CE' (Figure V-4), et éclairons l'ensemble par un faisceau de lumière monochromatique de longueur d'onde λ_j , polarisée dans une direction P. On supposera ici, que le polariseur P forme un angle de 45 degrés avec les axes induits.



a)



b)



Figure V-3 Modification du contraste par rotation de l'analyseur

- a) inversion partielle
- b) inversion totale

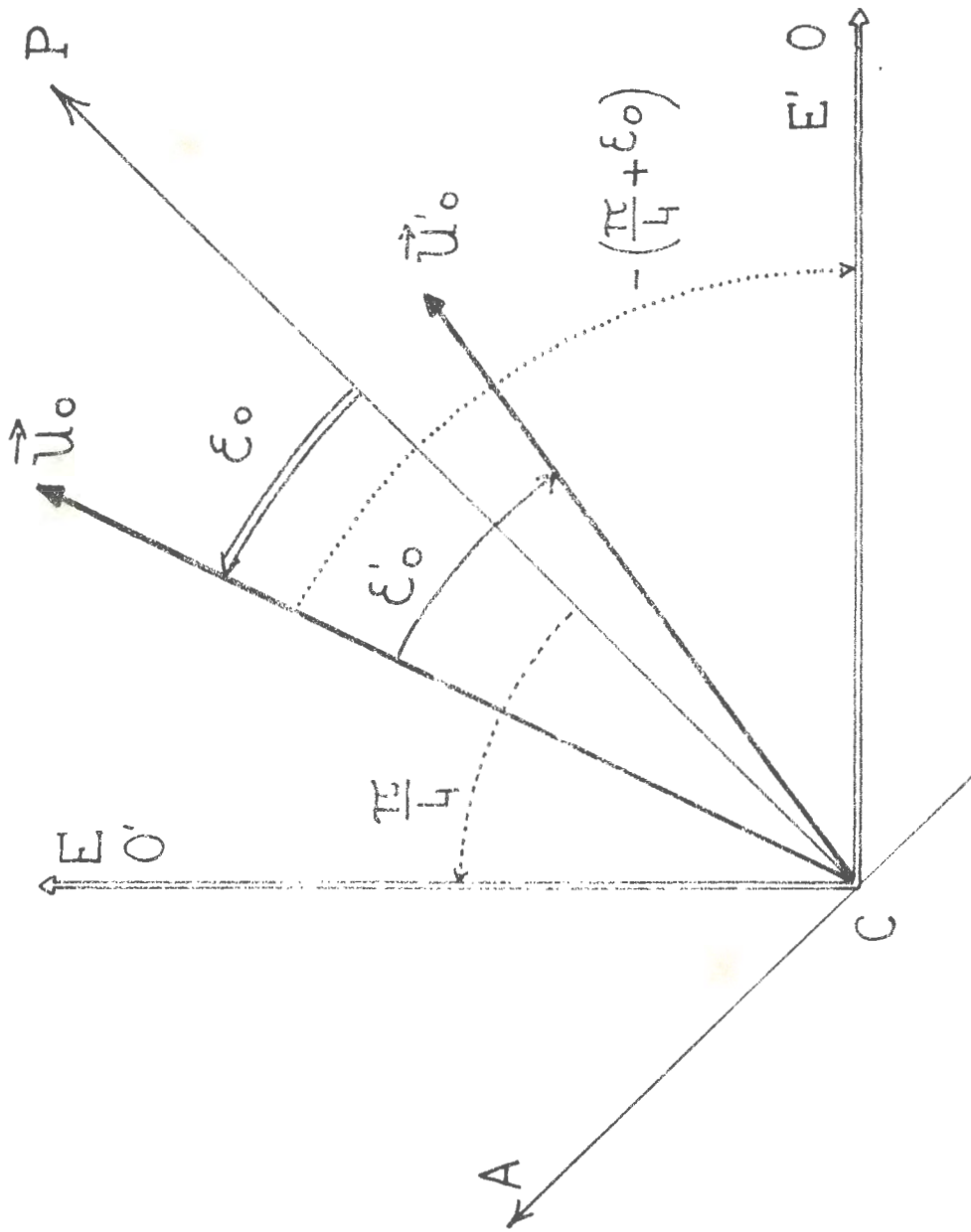


Figure V-4

Calculons tout d'abord, la direction de la vibration rectiligne émergeant de l'ensemble HH', en un point $M_0(x_0, y_0)$ où les deux plaques ont été exposées à une même intensité I_0 de lumière polarisée. La vibration \vec{U}_0 émergeant de H, est tournée d'un angle ξ_0 défini par la relation V-9 :

$$\operatorname{tg} \xi_0 = \frac{\frac{1}{2} [\mu_{ij0} - \mu_{ijE}] I_0}{1 - \frac{1}{2} [\mu_{ij0} + \mu_{ijE}] I_0} \quad (V-11)$$

H' est alors éclairée par une vibration rectiligne faisant avec son axe optique CE', un angle Ω' :

$$\Omega' = - \left(\frac{\pi}{4} + \xi_0 \right) \quad (V-12)$$

et cette vibration tourne donc à la traversée de H', d'un angle ξ'_0 défini par la relation IV-58 :

$$\operatorname{tg} \xi'_0 = \frac{\frac{1}{2} [\mu_{ij0} - \mu_{ijE}] I_0 \sin 2\Omega'}{1 - \frac{1}{2} [\mu_{ij0} + \mu_{ijE}] I_0 + \frac{1}{2} [\mu_{ij0} - \mu_{ijE}] I_0 \cos 2\Omega'} \quad (V-13)$$

c'est à dire en utilisant les relations V-11 et V-12 :

$$\operatorname{tg} \xi'_0 = - \operatorname{tg} \xi_0 \quad (V-14)$$

A la sortie de l'ensemble HH', et en un point où les deux plaques ont été exposées à une même intensité I_0 , la vibration émergente est donc parallèle au polariseur P. Entre polariseurs croisés, l'intensité observée dans l'image de ce point est nulle.

Calculons l'intensité transmise par les autres régions de l'ensemble HH'. L'expression IV-54 définit les composantes sur les axes CE et CO de la vibration lumineuse \vec{U} transmise par H :

$$\vec{U} \begin{cases} U_E = |\mathcal{C}(I_m)| [1 - \mu_{ijE} \cdot I(x, y)] \frac{\sqrt{2}}{2} \\ U_O = |\mathcal{C}(I_m)| [1 - \mu_{ij0} \cdot I(x, y)] \frac{\sqrt{2}}{2} \end{cases} \quad (V-15)$$

Ces composantes sont alors respectivement transmises par les lignes neutres ordinaire et extraordinaire de l'émulsion H' croisée avec H.

L'amplitude de la vibration \vec{u}' émergeant de H' est définie par :

$$\vec{u}' \begin{cases} u'_{E0'} = \frac{\sqrt{2}}{2} |\mathcal{T}(Im)|^2 [1 - \rho_{ijE} I(x,y)]. [1 - \rho_{ij0} I_0] \\ u'_{0E'} = \frac{\sqrt{2}}{2} |\mathcal{T}(Im)|^2 [1 - \rho_{ij0} I(x,y)]. [1 - \rho_{ij0} I_0] \end{cases} \quad (V-16)$$

d'où l'intensité observée à la sortie de l'analyseur A, croisé avec P :

$$J'(x,y) = J_0^2 \left[\frac{1}{2} (\rho_{ij0} - \rho_{ijE}) \right]^2 [I(x,y) - I_0]^2 \quad (V-17)$$

A un terme constant J_0 près (dû au fait que l'on a ici un empilement de deux lames), l'intensité observée dans le plan image de l'ensemble HH', est celle transmise par une plaque unique exposée à une intensité $I(x,y) - I_0$ de lumière rectilignement polarisée. Cette méthode permet donc d'enlever un fond constant déterminé par avance, à une image enregistrée sur H (figure V-5a). En le choisissant égal à la valeur maximum de $I(x,y)$, on peut ainsi inverser le contraste de cette image (figure V-5b). L'expérience permet d'ailleurs, d'observer la différence des intensités de deux images en les enregistrant chacune sur une émulsion avec deux directions de polarisation perpendiculaires (62).

III - ANISOTROPIE INDUITE PAR DEUX VIBRATIONS INCOHERENTES FAISANT ENTRE ELLES UN ANGLE QUELCONQUE

III-1- Vibration rectiligne extraite de la superposition de deux vibrations incohérentes

Soient \vec{V}_a et \vec{V}_b deux vibrations incohérentes d'intensités respectives I_a et I_b . \vec{V}_a est polarisée rectilignement dans une direction P_a et \vec{V}_b l'est dans une direction P_b faisant un angle μ avec P_a (figure V-6). Nous déterminerons les matrices de cohérence J_a et J_b de ces vibrations, ainsi que celle de leur résultante dans un système d'axes (ox, oy) où ox est porte par P_a .

La matrice de cohérence J_a de la vibration \vec{V}_a polarisée selon $ox (P_a)$



Figure V-5 : Modification du contraste à l'aide d'une seconde plaque anisotrope.

- a) image positive restituée
- b) inversion de contraste

s'écrit :

$$J_a = \begin{bmatrix} I_a & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (V-18)$$

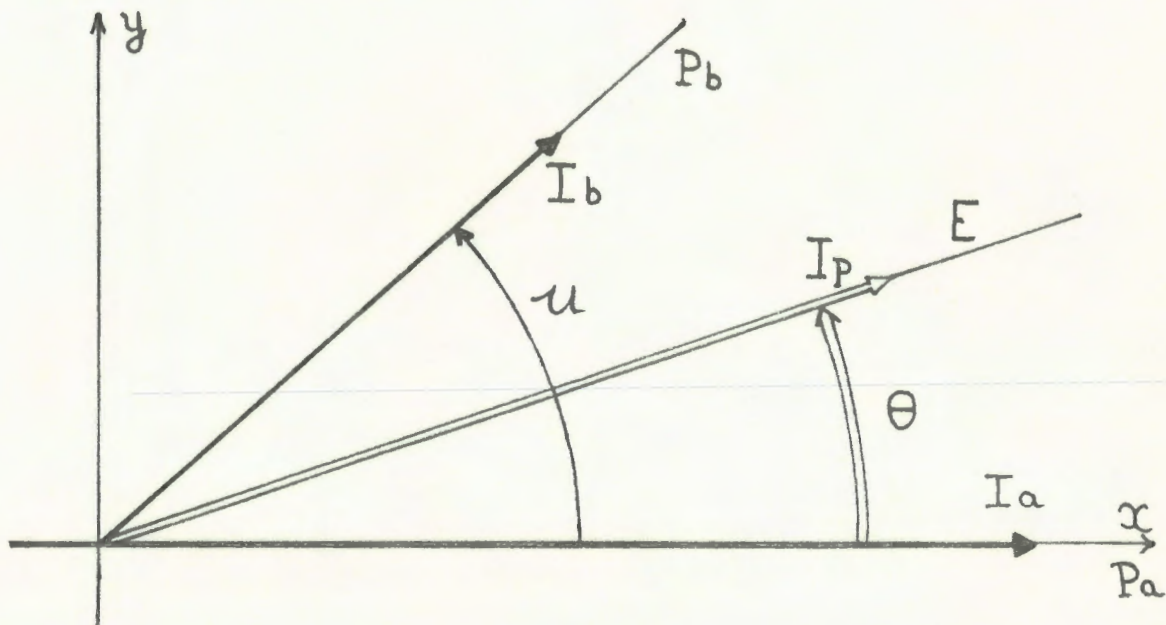


Figure V-6

La vibration lumineuse \vec{V}_b polarisée selon P_b peut-être considérée comme la résultante de deux vibrations cohérentes et en phase portées par les axes ox et oy et d'amplitudes respectives :

$$\begin{cases} b_x = \sqrt{I_b} \cdot \cos u \\ b_y = \sqrt{I_b} \cdot \sin u \end{cases} \quad (V-19)$$

D'après la relation (IV-61), la matrice de cohérence J_b de la vibration lumineuse \vec{V}_b s'écrit alors :

$$J_b = \begin{bmatrix} I_b \cos^2 u & I_b \sin u \cdot \cos u \\ I_b \sin u \cdot \cos u & I_b \sin^2 u \end{bmatrix} \quad (V-20)$$

Les deux vibrations \vec{V}_a et \vec{V}_b étant incohérentes, la vibration lumineuse \vec{V} qui résulte de leur superposition admet comme matrice de cohérence J , la somme des matrices J_a et J_b :

$$J = \begin{bmatrix} I_a + I_b \cos^2 \mu & I_b \sin \mu \cos \mu \\ I_b \sin \mu \cos \mu & I_b \sin^2 \mu \end{bmatrix} \quad (V-21)$$

L'intensité totale de cette vibration vaut :

$$I = J_{xx} + J_{yy} = I_a + I_b \quad (V-22)$$

Les relations IV-86 et IV-87 montrent que l'on peut en extraire une vibration d'intensité I_p , rectilignement polarisée dans une direction faisant un angle θ avec ox :

$$\left. \begin{aligned} I_p &= [I_a^2 + I_b^2 + 2 I_a I_b \cos 2\mu]^{\frac{1}{2}} \\ \sin 2\theta &= \frac{I_b \sin 2\mu}{I_p} \\ \cos 2\theta &= \frac{I_a + I_b \cos 2\mu}{I_p} \end{aligned} \right\} \quad (V-23)$$

III-2 Anisotropie induite par deux vibrations incohérentes.

Si l'on éclaire dans ces conditions, une émulsion de chlorure d'argent (ou d'argent-chlorure d'argent), on induit donc une anisotropie dont l'axe optique est repéré par rapport à l'axe ox par l'angle θ .

Observons cette émulsion H à travers un analyseur A. Elle est éclairée pour cela par un faisceau de lumière monochromatique de longueur d'onde λ_j , polarisée dans une direction P faisant avec ox un angle ν (figure V-7). L'intensité transmise est alors donnée par l'expression IV-89 où l'angle Ω entre l'axe optique CE induit et le polariseur P, vaut :

$$\Omega = \nu + \theta \quad (V-24)$$

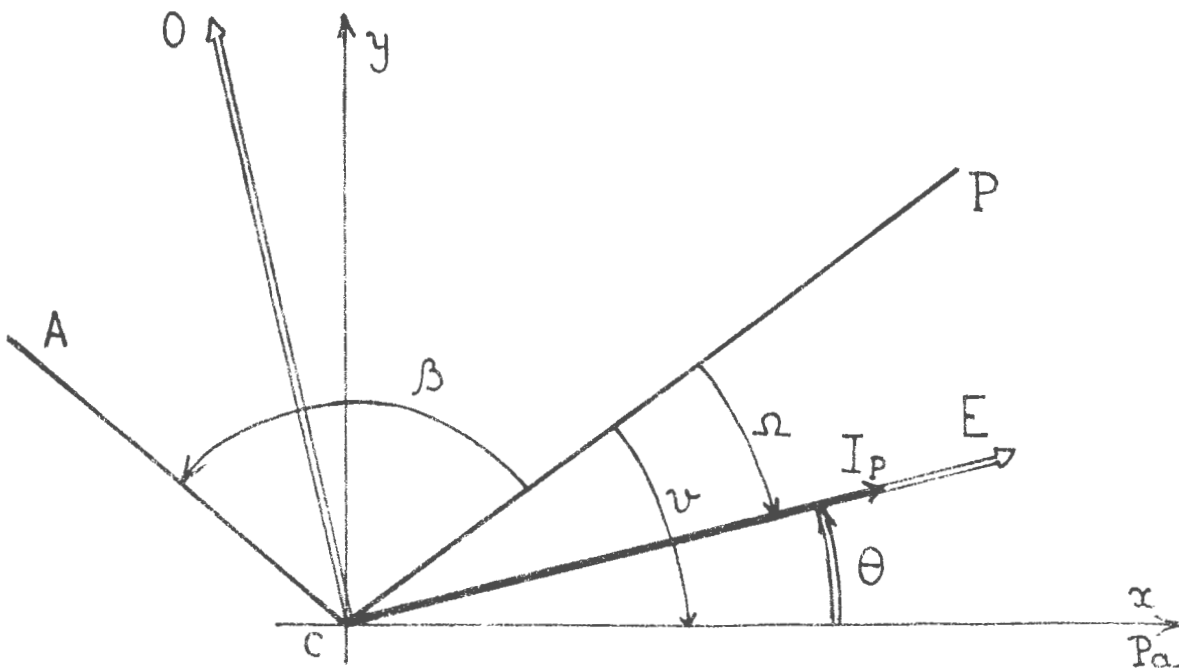


Figure V-7

On a donc :

$$J_{\beta} = J_0 \left\{ [1 - \mu_{ij}(I - I_P)] \cos \beta - \frac{1}{2} [\mu_{ijE} + \mu_{ijO}] I_P \cos \beta + \frac{1}{2} (\mu_{ijO} - \mu_{ijE}) I_P [\cos(\beta - 2\nu) \cos 2\theta + \sin(\beta - 2\nu) \sin 2\theta] \right\}^2 \quad (V-25)$$

Soit en utilisant les relations V-22 et V-23 :

$$J_{\beta} = J_0 \left\{ [1 - \mu_{ij}(I_a + I_b) + (\mu_{ij} - \frac{\mu_{ijE} + \mu_{ijO}}{2})(I_a^2 + I_b^2 + 2I_a I_b \cos 2u)^{\frac{1}{2}}] \cos \beta + \frac{1}{2} [\mu_{ijO} - \mu_{ijE}] [(I_a + I_b \cos 2u) \cos(\beta - 2\nu) + I_b \sin 2u \sin(\beta - 2\nu)] \right\}^2 \quad (V-26)$$

D'où l'expression de l'intensité observée entre polariseurs croisés ($\beta = \frac{\pi}{2}$) :

$$J_{\frac{\pi}{2}} = J_0 \left(\frac{\mu_{ijO} - \mu_{ijE}}{2} \right)^2 \left\{ I_a \sin 2\nu + I_b \sin 2(\nu + u) \right\}^2 \quad (V-27)$$

qui représente donc l'image d'une combinaison linéaire des deux signaux \vec{V}_a et \vec{V}_b . Différents résultats peuvent être obtenus en fonction des valeurs de ν qui définissent les conditions d'observation.

Si la plaque H est éclairée par une vibration lumineuse polarisée dans une direction parallèle ou perpendiculaire à P_a ($\nu = k \frac{\pi}{2}$), on observe une intensité J_b :

$$J_b = J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 I_b^2 \cdot \sin^2 2\mu \quad (V-28)$$

Si la direction P de la vibration lumineuse incidente est parallèle ou perpendiculaire à la direction P_b ($\nu = -\mu + k \frac{\pi}{2}$), on observe :

$$J_a = J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 I_a^2 \cdot \sin^2 2\mu \quad (V-29)$$

Il existe de même une position intermédiaire de H, définie par $\nu = -\frac{\mu}{2} + k \frac{\pi}{2}$, pour laquelle on observe une intensité :

$$J_D = J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 [I_a - I_b]^2 \sin^2 \mu \quad (V-30)$$

c'est à dire la différence des deux signaux \vec{V}_a et \vec{V}_b . Leur somme est obtenue de la même façon pour $\nu = -\frac{\mu}{2} + (2k+1) \frac{\pi}{4}$:

$$J_S = J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 [I_a + I_b]^2 \sin^2 \mu \quad (V-31)$$

Les expressions V-28 à V-31 montrent donc que l'on peut à volonté entre polariseurs croisés, restituer des signaux proportionnels à I_a^2 , I_b^2 , $(I_a + I_b)^2$ ou $(I_a - I_b)^2$. Leur maximum de luminosité est obtenu en choisissant une valeur $\mu = \frac{\pi}{4}$ de l'angle entre les polarisations des signaux \vec{V}_a et \vec{V}_b enregistrés.

Projetons simultanément sur une émulsion H, les images superposées A et B de deux répartitions d'intensité $I_A(x, y)$ et $I_B(x, y)$ en les polarisant dans des directions faisant entre elles un angle de 45° . On induit ainsi un axe optique et un dichroïsme spatialement variables. En lumière monochromatique de longueur d'onde λ_γ la plaque H, placée entre polariseurs croisés transmet une intensité $J'_\nu(x, y)$ qui varie

avec son orientation ν :

$$J'_\nu(x,y) = J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 [I_A(x,y) \sin 2\nu - I_B(x,y) \cos 2\nu]^2 \quad (V-32)$$

En choisissant tout d'abord $\nu = 0$, on reconstitue l'image de A seule, alors que pour $\nu = -\frac{\pi}{4}$ c'est celle de B qui est observée. On observe donc ces deux images comme si chacun des signaux avait induit indépendamment de l'autre, un axe optique parallèle à sa direction de polarisation; pour $\nu = 0$, la vibration incidente est parallèle à l'axe optique induit par $I_A(x,y)$, qui ne participe donc pas aux phénomènes observés entre polariseurs croisés. Cette même vibration incidente forme par contre un angle de 45° avec l'axe optique induit par $I_B(x,y)$; c'est cette image que l'on observe de la même façon que si elle avait été enregistrée seule:

$$J'_0(x,y) = J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 I_B^2(x,y) \quad (V-33)$$

De la même façon, en choisissant $\nu = -\frac{\pi}{4}$, la vibration incidente sur H est parallèle à l'axe optique induit par $I_B(x,y)$ et forme un angle de 45° avec celui induit par $I_A(x,y)$; c'est l'image de A que l'on observe alors:

$$J'_{\frac{\pi}{4}}(x,y) = J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 I_A^2(x,y) \quad (V-34)$$

Si l'on choisit pour ν une valeur égale à $-\frac{\pi}{8}$, la vibration incidente sur H est portée par la bissectrice des axes optiques respectivement induits par $I_A(x,y)$ et $I_B(x,y)$. Tout se passe comme si cette vibration se décomposait en deux parties transmises par l'une ou l'autre des structures anisotropes dues à $I_A(x,y)$ ou $I_B(x,y)$. Les projections de ces vibrations sur l'analyseur A sont alors opposées et l'on observe une image de la différence entre les signaux enregistrés:

$$J'_{\frac{\pi}{8}}(x,y) = \frac{1}{2} J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 [I_A(x,y) - I_B(x,y)]^2 \quad (V-35)$$

Ces projections sur l'analyseur sont au contraire de même sens si l'on choisit une valeur de $\frac{3\pi}{8}$ pour l'angle ν . On observe alors une image de la somme des deux signaux.

$$J'_{\frac{3\pi}{8}}(x,y) = \frac{1}{2} J_0 \left[\frac{1}{2} (\mu_{ij0} - \mu_{ijE}) \right]^2 [I_A(x,y) + I_B(x,y)]^2 \quad (V-36)$$

III-3- Dispositif expérimental.

Considérons le dispositif optique de la figure V.8. On

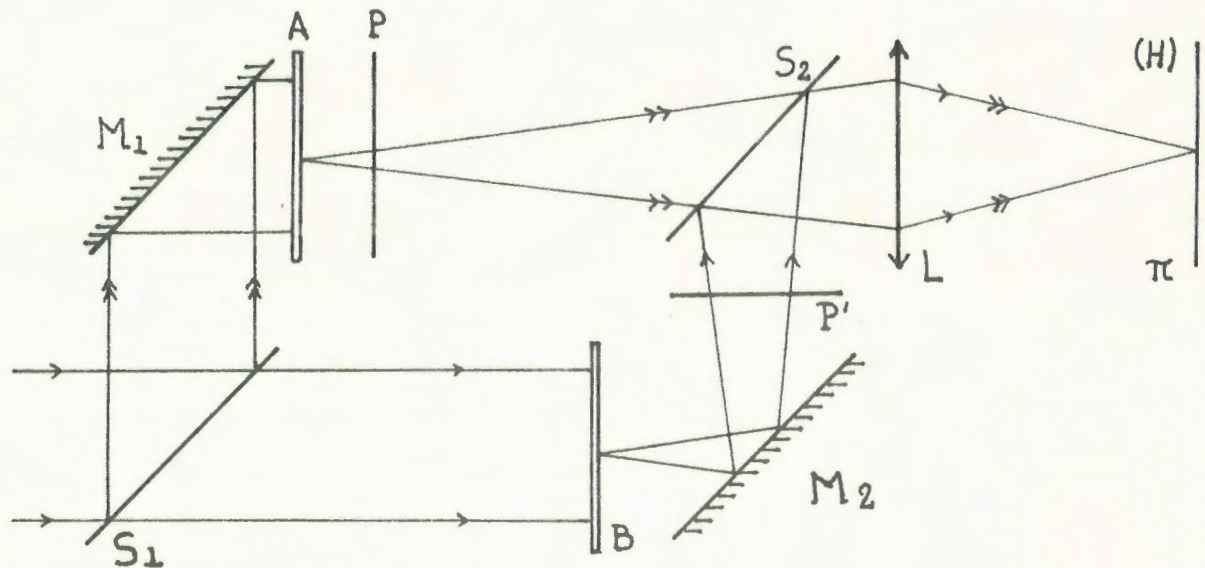


Figure V-8

forme à l'aide d'une lame séparatrice S_1 , deux faisceaux parallèles incohérents et d'égales intensités, en lumière blanche naturelle. Après réflexion sur les miroirs M_1 et M_2 , ces deux faisceaux sont polarisés à 45 degrés l'un de l'autre, au moyen de polariseurs P et P' puis recombinaés par une seconde lame séparatrice S_2 . Chacune des transparences A et B est alors introduite dans l'un des deux faisceaux et une lentille L en forme les images superposées dans un plan π où l'on place l'émulsion photosensible H . Elle est ainsi exposée dans les conditions décrites dans le paragraphe précédent. La figure V.9 montre les résultats obtenus dans le cas d'objets binaires.

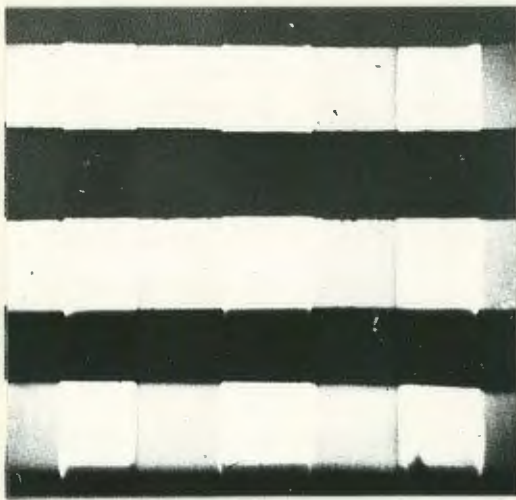


a)

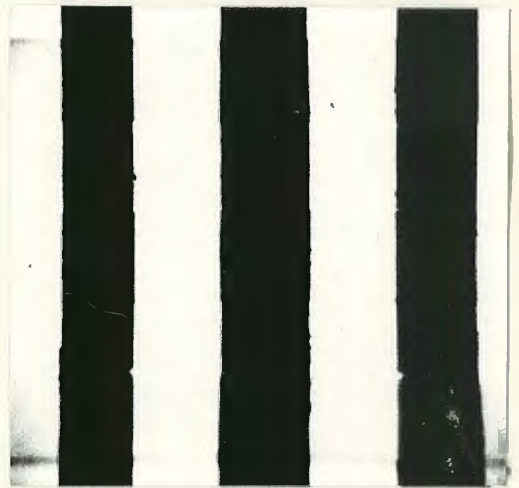


b)

Signaux initiaux

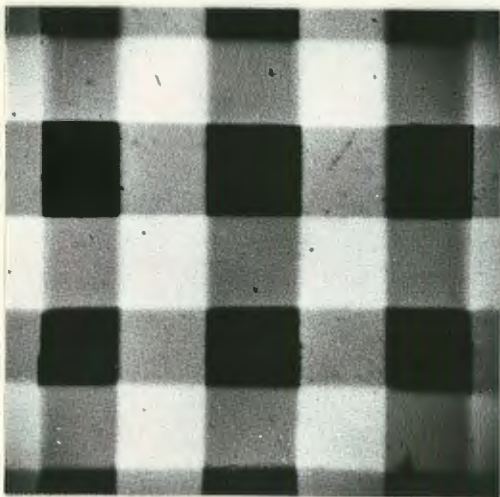


c)



d)

Signaux restitués



Somme des signaux



Différence des signaux

Figure V-9 : Combinaison linéaire de deux signaux optiques

IV - EXTRACTION DE LA DIFFERENCE ENTRE DEUX IMAGES.

IV - 1. Anisotropie induite par deux vibrations perpendiculaires incohérentes.

Les relations V.22 et V.23 montrent que la superposition de deux vibrations rectilignes \vec{V}_A et \vec{V}_B d'intensités respectives I_A et I_B , incohérentes entre elles et perpendiculairement polarisées est une vibration $\vec{V}(t)$ d'intensité totale I

$$I = I_A + I_B \quad (V-37)$$

dont on peut extraire une vibration rectiligne \vec{V}_P d'intensité I_P , inclinée d'un angle θ sur l'axe ox qui porte \vec{V}_A :

$$\begin{cases} I_P = |I_A - I_B| \\ \sin 2\theta = 0 \\ \cos 2\theta = \frac{I_A - I_B}{|I_A - I_B|} \end{cases} \quad (V-38)$$

Ce résultat est illustré par la figure V.10. Deux vibrations lumineuses

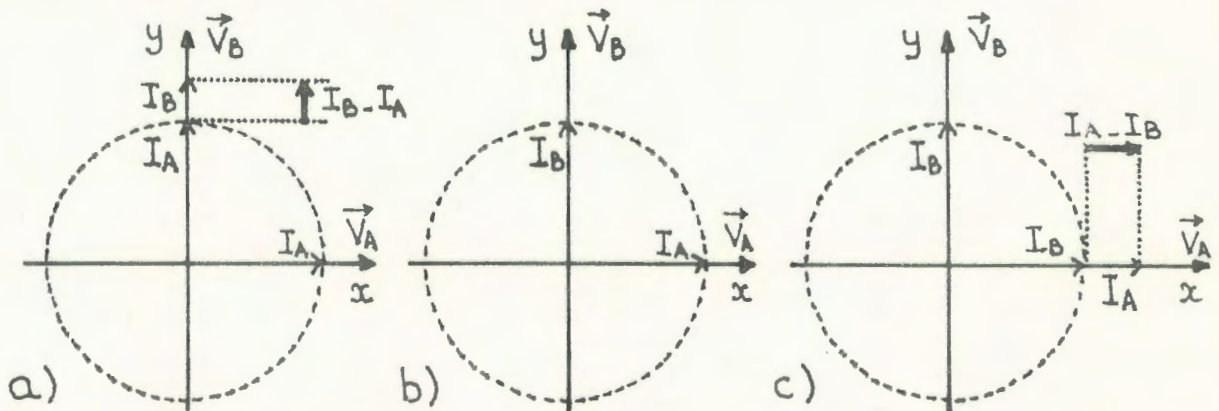


Figure V-10

rectilignes perpendiculaires incohérentes et de même intensité constituent une vibration de lumière naturelle d'intensité double (Figure V-10-b). Si la vibration \vec{V}_B est d'intensité supérieure à celle de \vec{V}_A (Figure V-10-a), on peut extraire de leur superposition une vibration de lumière naturelle d'intensité $2I_A$ et une vibration d'intensité $I_B - I_A$ rectilignement polarisée dans la direction de \vec{V}_B ($\theta = \frac{\pi}{2}$). Si au contraire, l'intensité de la vibra-

tion \vec{V}_A est supérieure à celle de \vec{V}_B (figure V-10), la vibration rectiligne extraite, d'intensité $I_A - I_B$ a la polarisation de \vec{V}_A et l'angle θ est nul. Les relations V-38 montrent donc que si l'on expose une émulsion H, simultanément par deux vibrations \vec{V}_A et \vec{V}_B perpendiculaires on y induit une anisotropie qui caractérise la différence de leurs intensités et telle que l'axe optique soit parallèle à la direction de polarisation de la plus intense des deux.

IV-2- Processus d'enregistrement de la différence entre deux images.

Reprenons le dispositif optique décrit dans le paragraphe III (Figure V-8). Les polariseurs P et P' sont orientés cette fois, de façon à ce que les deux faisceaux soient perpendiculairement polarisés. Les deux transparences A et B sont alors placés dans le montage de façon à amener en coïncidence les parties identiques de leurs images dans le plan π .

L'intensité totale en un point M(x,y) de ce plan est la somme des intensités transmises par les points M_A de A et M_B de B dont M(x,y) est l'image, puisque les deux signaux optiques sont incohérents:

$$I(x,y) = I_A(x,y) + I_B(x,y) \quad (V-39)$$

La vibration lumineuse incidente en M(x,y) est partiellement polarisée et l'on peut en extraire une vibration \vec{V}_p rectilignement polarisée d'intensité

$$I_p(x,y) = | I_A(x,y) - I_B(x,y) | \quad (V-40)$$

parallèle à la direction de \vec{V}_A si $I_A > I_B$ et à celle de \vec{V}_B si $I_B < I_A$:

$$\sin 2\theta(x,y) = 0 \quad \text{et} \quad \cos 2\theta(x,y) = \frac{I_A(x,y) - I_B(x,y)}{|I_A(x,y) - I_B(x,y)|} \quad (V-41)$$

Si l'on place dans le plan π , une émulsion H de chlorure d'argent ou d'argent-chlorure d'argent, elle est impressionnée de façon isotrope par une vibration de lumière naturelle d'intensité $I(x,y) - I_p(x,y)$ égale à la plus petite des deux quantités $2I_A(x,y)$ et $2I_B(x,y)$. La vibration rectilignement polarisée d'intensité $|I_A(x,y) - I_B(x,y)|$ induit de plus une anisotropie variable point par point et dont l'axe optique à la direction de la plus intense des deux vibrations \vec{V}_A et \vec{V}_B (V.38).

IV-3- Reconstitution de la différence.

Après la pose, H est éclairée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J , polarisée dans une direction P faisant un angle ν avec la direction de polarisation ox de la vibration \vec{V}_A , c'est-à-dire un angle $\Omega = \nu + \theta$ avec l'axe optique induit (Figure V.7). Elle est observée à travers un analyseur A formant avec P un angle β .

L'intensité $\mathcal{J}_\beta(x, y)$ transmise par cet analyseur est obtenue en posant $\mu = \frac{\pi}{2}$ dans l'équation V-26 :

$$\mathcal{J}_\beta(x, y) = \mathcal{J}_0 \left\{ \left[1 - \rho_{ij} (I_A(x, y) + I_B(x, y)) + \left(\rho_{ij} - \frac{\rho_{ij0} + \rho_{ijE}}{2} \right) |I_A(x, y) - I_B(x, y)| \right] \cos \beta + \frac{1}{2} [\rho_{ij0} - \rho_{ijE}] \cos(\beta - 2\nu) [I_A(x, y) - I_B(x, y)] \right\}^2 \quad (V-42)$$

entre polariseurs croisés, on observe alors :

$$\mathcal{J}_{\frac{\pi}{2}}(x, y) = \mathcal{J}_0 \left[\frac{\rho_{ij0} - \rho_{ijE}}{2} \right]^2 [I_A(x, y) - I_B(x, y)]^2 \sin 2\nu \quad (V-43)$$

expression qui est maximum pour $\nu = -\frac{\pi}{4}$ et qui décrit la distribution d'intensité dans une image de la différence des deux signaux A et B. Cette expression ne distingue cependant pas entre eux, les points de la plaque H où les axes optiques induits ont des directions perpendiculaires, selon le signe de la quantité algébrique $I_A(x, y) - I_B(x, y)$. L'expression V-42 rend compte de cette disposition des axes optiques. Elle permet le calcul de l'angle $\xi(x, y)$ que fait en un point $M(x, y)$, la vibration émergeant de la plaque avec la direction du polariseur P. Ainsi que nous l'avons déjà vu, cet angle est celui dont il faut tourner l'analyseur A, à partir de sa position croisée avec P pour annuler l'intensité transmise au point $M(x, y)$. Si l'on choisit $\nu = -\frac{\pi}{4}$, P fait avec l'axe optique induit, un angle Ω égal à plus ou moins $\frac{\pi}{4}$ (figure V-11) selon que θ est égal à $\frac{\pi}{2}$ ($I_B > I_A$) ou à zéro ($I_A > I_B$).

L'angle $\xi(x, y)$ (IV-58) est alors défini par :

$$\operatorname{tg} \xi(x, y) = \frac{-\frac{1}{2} [\rho_{ij0} - \rho_{ijE}] [I_A(x, y) - I_B(x, y)]}{1 - \rho_{ij} (I_A(x, y) + I_B(x, y)) + \left(\rho_{ij} - \frac{\rho_{ij0} + \rho_{ijE}}{2} \right) |I_A(x, y) - I_B(x, y)|} \quad (V-44)$$

et il caractérise bien la valeur algébrique de la différence $I_A(x, y) - I_B(x, y)$. En tous les points M_1 , tels que $I_A(x, y)$ soit supérieur à $I_B(x, y)$, $\xi(x, y)$ est un angle négatif (figure V-11-a) ; il est au contraire positif en tous ceux M_2 tels que $I_A(x, y)$ est inférieur à $I_B(x, y)$ (figure V-11-b). Les vibrations émergeant de l'émulsion anisotrope H

en un point $M(x,y)$ sont donc orientées d'un côté ou de l'autre de la direction du polariseur P selon le signe de la différence $I_A(x,y) - I_B(x,y)$ en ce point. Cette information, inaccessible entre polariseurs croisés, le devient si l'on modifie l'orientation de l'analyseur.

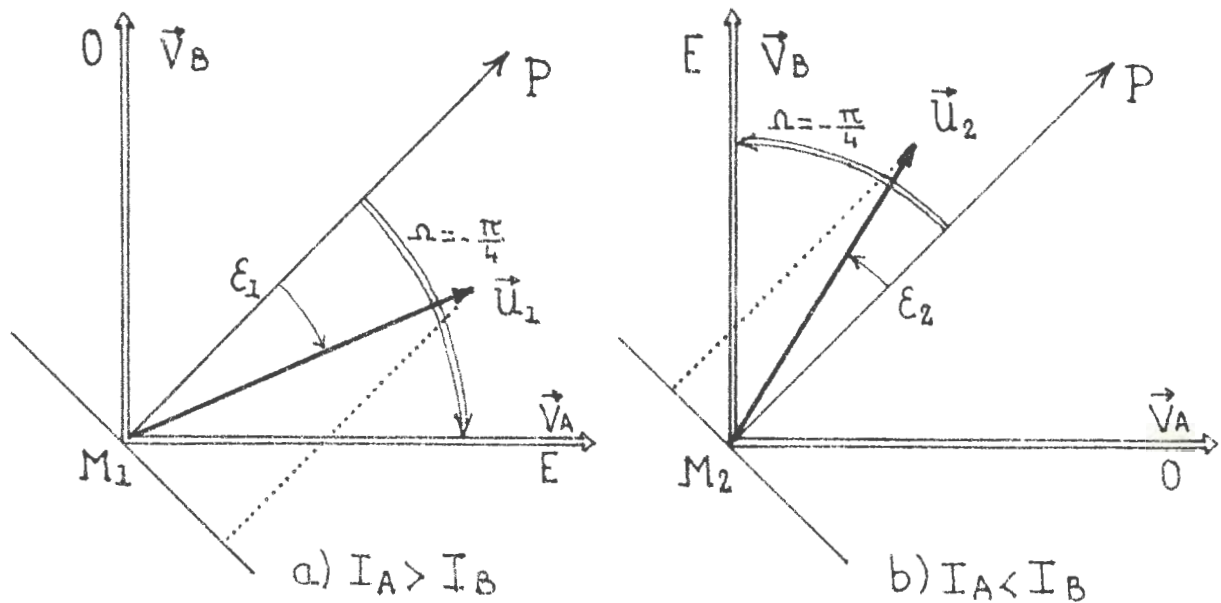


Figure V-11

Orientons l'analyseur A de façon à le rendre perpendiculaire à la vibration \vec{U}_{1M} correspondant à la valeur maximum de la différence positive ($I_A > I_B$). On le tourne pour cela d'un angle $\epsilon_{1 \text{ Max}}$ négatif, à partir de sa position croisée avec P . On effectue ainsi une inversion de contraste sur l'image des régions de la plaque caractérisées par $I_A > I_B$: tout se passe comme si l'on avait soustrait à l'intensité $I_A(x,y) - I_B(x,y)$, une intensité constante I_0 égale à sa valeur maximum. Cette intensité I_0 apparaît dans l'image des régions isotropes de la plaque ($I_A(x,y) = I_B(x,y)$). Les régions où la différence enregistrée est négative (l'angle ϵ_2 entre la vibration émergente \vec{U}_2 et le polariseur P , y est positif) voient l'intensité de leur image augmentée de la valeur I_0 .

Ainsi que nous l'avons montré (chapitre V, paragraphe II-1), la biréfringence induite est faible pour toutes les longueurs d'ondes de la lumière visible ; cette reconstitution peut alors être effectuée en lumière blanche. Pour une même rotation de l'analyseur que celle

précédemment décrite, les régions où I_A est supérieur à I_B prennent une coloration bleue lavée de blanc (les radiations lumineuses rectilignes de longueur d'onde λ_J sont d'autant plus coupées par l'analyseur, que leur angle ϵ avec le polariseur P est proche de sa valeur maximum). Les parties où la différence est nulle apparaissent en blanc alors que celles où elle est négative (I_A inférieur à I_B) prennent une coloration jaune très lavée de blanc.

IV-4- Résultats expérimentaux.

Nous illustrerons ces résultats par la différence entre deux objets binaires A et B de même intensité (figures V-13a et b). En un point de l'émulsion H où la différence enregistrée est non nulle, la vibration émergente \vec{U} peut alors prendre deux positions symétriques \vec{U}_1 et \vec{U}_2 en fonction du signe de cette différence (figure V-12). Lorsque l'analyseur A est perpendiculaire au polariseur P, on observe la différence des deux images (figure V-13-c). En le tournant de façon à le rendre perpendiculaire à \vec{U}_1 (figure V-12-a), on éteint l'image des différences positives ($I_A > I_B$). On fait ainsi apparaître sur un fond uniforme dû à la vibration \vec{U}_0 transmise par les parties isotropes de l'émulsion, une image des différences négatives (figure V-13-d).

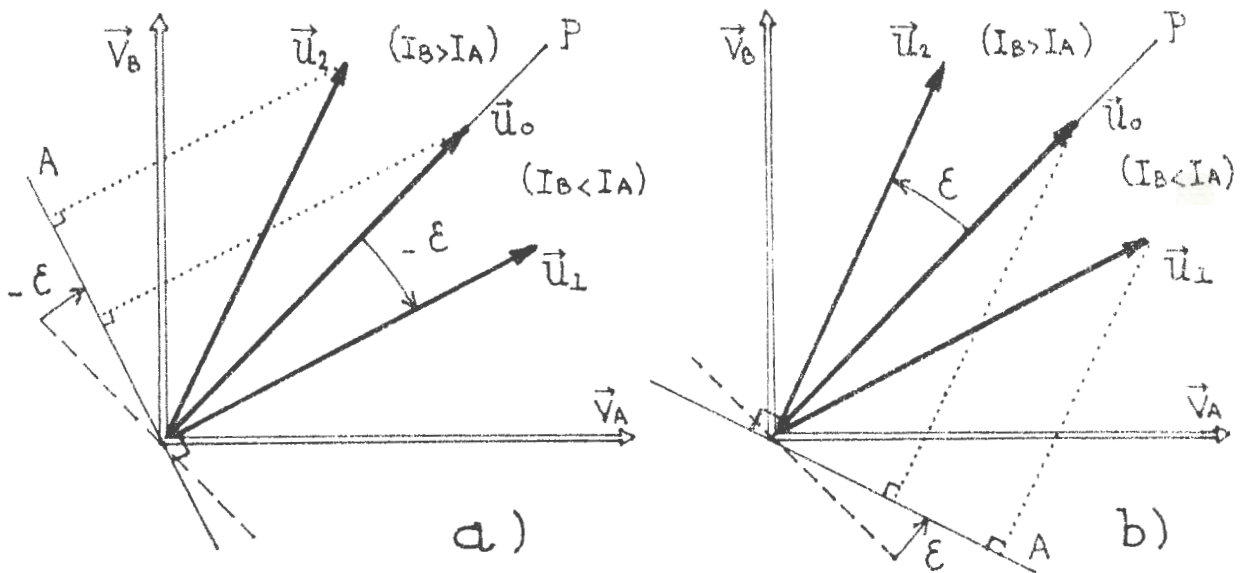
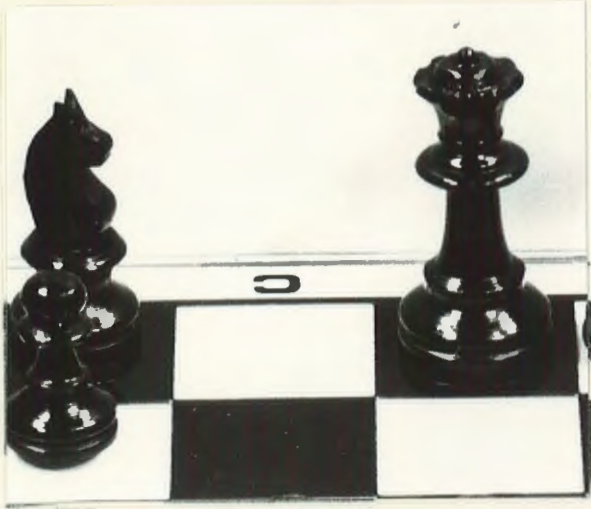
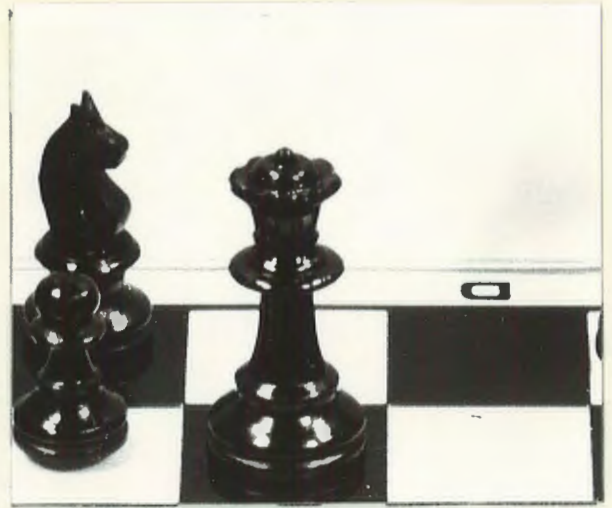


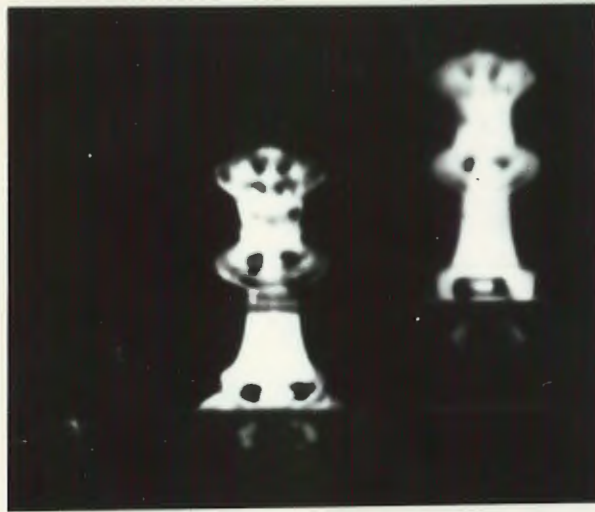
Figure V-12



a) Image A



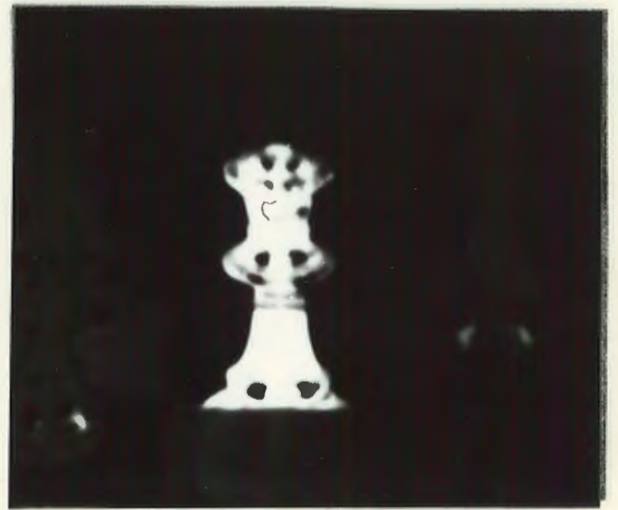
b) Image B



c) Différences



d) différences négatives



e) différences positives

Figure V-13 : Extraction de la différence entre deux images

Une image des différences positives (figure V-13-c) est au contraire obtenue si A est orienté perpendiculairement aux vibrations lumineuses \vec{u}_2 (figure V-12-b). Il existe donc deux positions symétriques de l'analyseur qui permettent de mettre en évidence les parties de signes contraires de la différence enregistrée.

La formation simultanée, sur une émulsion H de chlorure d'argent (ou d'argent-chlorure d'argent) de deux images incohérentes perpendiculairement polarisées, permet donc d'induire une anisotropie qui caractérise leur différence. L'observation de la plaque entre polariseurs croisés en fournit une image sur laquelle on peut distinguer les régions de signe opposé par rotation de l'analyseur.

IV-5- Dérivation d'une distribution d'intensité.

Une application immédiate des résultats précédents est l'extraction de la dérivée, dans une direction quelconque, d'une distribution d'intensité $I(x,y)$.

Formons en lumière naturelle l'image dans un plan π , d'une transparence A (figure V-15-a) ; on y observe une distribution d'intensité $I(x,y)$. Interposons sur le trajet du faisceau une lame biréfringente S, taillée à 45 degrés de son axe optique (figure V-14).

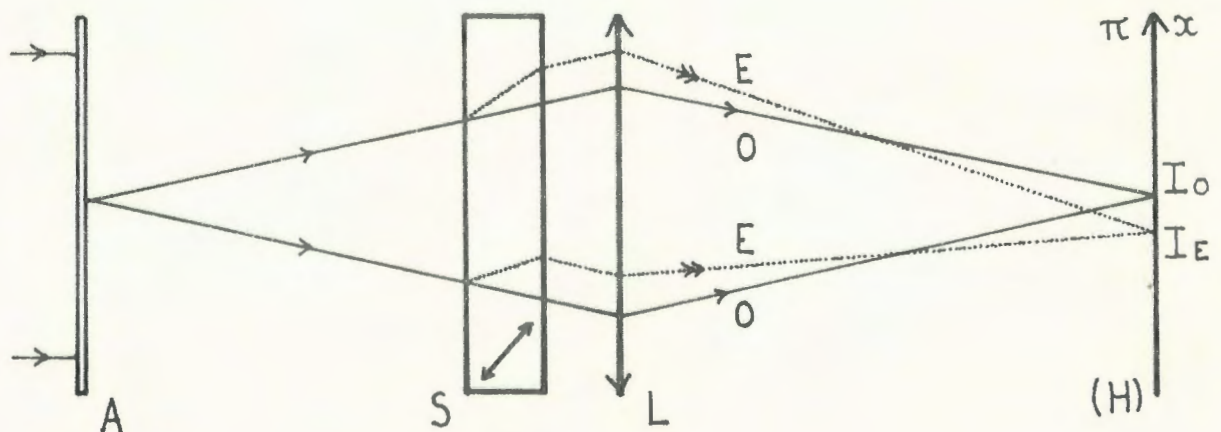


Figure V-14

On observe alors dans le plan π , la superposition de deux répartitions d'intensités $I_E(x,y)$ et $I_O(x,y)$ dues au dédoublement par la lame S. Elle sont incohérentes, perpendiculairement polarisées et décalées d'une petite quantité h dans une direction définie par l'orientation de l'axe optique de S. Soit ox cette direction. Dans le cas de la figure V-14, on a alors :

$$I_E(x-h, y) = I_O(x, y) = \frac{1}{2} I(x, y) \quad (V-45)$$

Si l'on dispose une émulsion H dans le plan π , elle est ainsi éclairée en lumière blanche par deux vibrations perpendiculaires et incohérentes. En un point $M(x,y)$ elle reçoit une intensité totale

$$\begin{aligned} I'(x, y) &= I_O(x, y) + I_E(x, y) \\ &= \frac{1}{2} [I(x, y) + I(x+h, y)] \end{aligned} \quad (V-46)$$

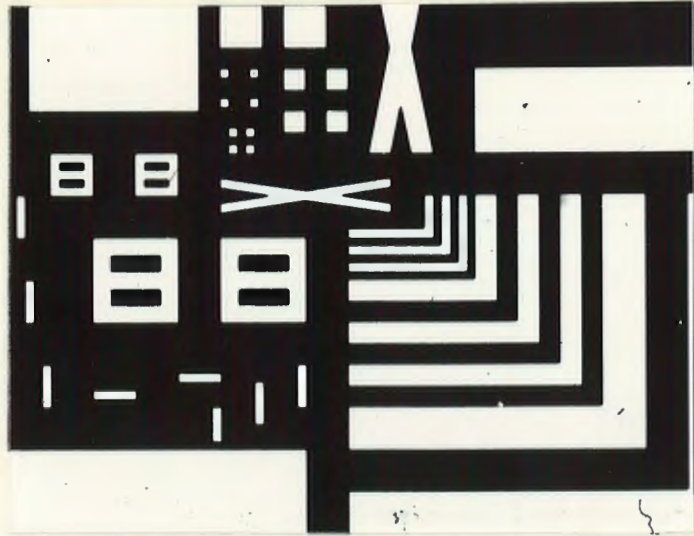
dont on peut extraire une vibration lumineuse rectilignement polarisée \vec{V}_p d'intensité I_p :

$$\begin{aligned} I_p(x, y) &= |I_O(x, y) - I_E(x, y)| \\ &= \frac{1}{2} |I(x+h, y) - I(x, y)| \end{aligned} \quad (V-47)$$

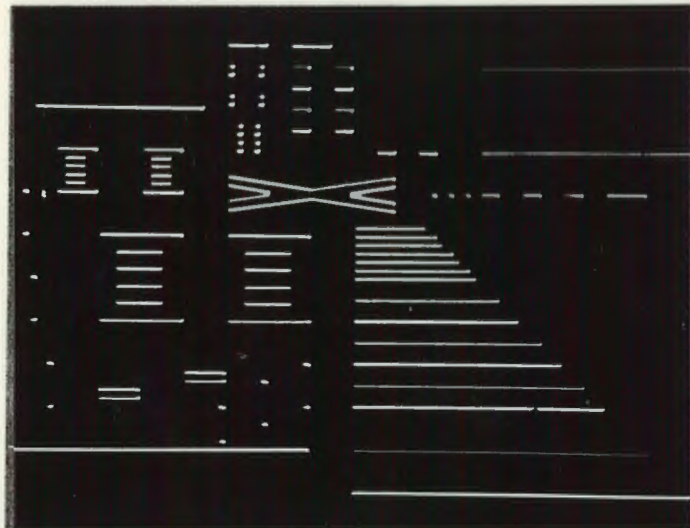
Selon le signe de la différence $I_O(x, y) - I_E(x, y)$, \vec{V}_p est polarisée soit dans la direction de la vibration ordinaire soit dans celui de la vibration extraordinaire. On enregistre ainsi, la différence entre deux images latéralement décalées de la transparence A ; Le décalage h étant faible, $I_p(x, y)$ représente alors la dérivée selon ox de la distribution d'intensité $I(x, y)$:

$$I_p(x, y) = \frac{h}{2} \left| \frac{dI(x, y)}{dx} \right| \quad (V-48)$$

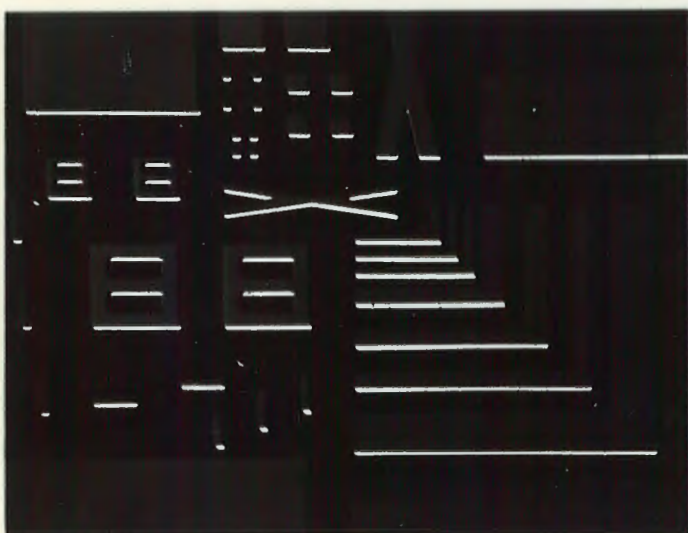
Entre polariseurs croisés et en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_j , on observe donc une image de cette dérivée (figure V-15-b) et les parties de cette image correspondant à des dérivées de signes contraires pourront être visualisées par rotation de l'analyseur (figure V-15-c et d).



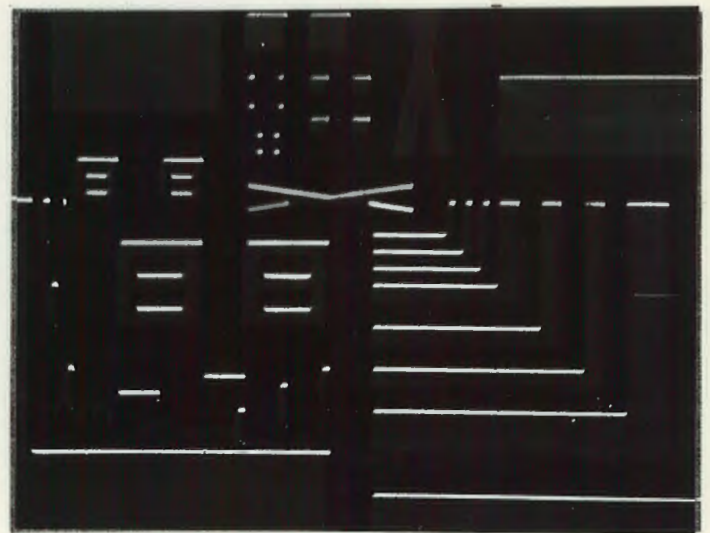
a) transparence A



b) dérivée selon α



c) dérivée négative



d) dérivée positive

Figure V-15 : Dérivation dans une direction, d'une distribution d'intensité

Cette méthode a par ailleurs été appliquée à l'élimination du flou d'une image (63), dû soit à une translation de l'objet pendant l'exposition, soit à un défaut de mise au point. Dans le premier cas, la lame biréfringente S est remplacée par un prisme de Wollaston qui permet d'obtenir un décalage latéral h supérieur au déplacement de l'objet ; Dans le second cas, le décalage longitudinal nécessaire a été obtenu en utilisant une lentille biréfringente.

SIXIEME CHAPITRE

APPLICATIONS DE L'EFFET WEIGERT

A L'INTERFEROMETRIE

EN LUMIERE PARTIELLEMENT COHERENTE

I - INTRODUCTION.

Nous avons, dans le chapitre précédent, décrit certaines applications de l'effet Weigert au traitement des images en lumière incohérente. En éclairant les émulsions en lumière blanche, on s'est alors assuré de la stabilité des courbes de dichroïsme et de biréfringence en fonction de l'exposition reçue. Il s'agit là d'un phénomène essentiel qui permet, pour une émulsion donnée, de définir une longueur d'onde constante λ_J qui annule la biréfringence induite. Les vibrations transmises par l'émulsion anisotrope sont alors rectilignes et l'on peut calculer simplement l'intensité transmise entre polariseur et analyseur.

Nous décrirons dans ce chapitre, des applications de l'effet Weigert induit en éclairage cohérent ou partiellement cohérent. L'anisotropie sera alors obtenue en éclairant une émulsion d'argent-chlorure d'argent par des vibrations polarisées de lumière quasi-monochromatique de grande longueur d'onde. On n'est plus alors dans un cas où l'anisotropie est stable avec l'exposition: Une augmentation du temps de pose translate légèrement la courbe de dichroïsme vers les courtes longueurs d'ondes et celle qui annule la biréfringence n'est donc pas rigoureusement constante. On constate cependant qu'elle se déplace très peu autour d'une valeur λ_J et l'on peut admettre que la biréfringence reste négligeable dans cet intervalle étroit de longueur d'onde. Eclairée en lumière polarisée de longueur d'onde λ_J , l'émulsion ne transmet que des vibrations rectilignes et les méthodes de calcul des chapitres précédents restent valable.

L'enregistrement sous forme d'une anisotropie induite, de deux vibrations cohérentes perpendiculairement polarisées, a été utilisée en holographie par Kakichashvili (64,65,66): Nous montrerons que l'effet Weigert (59,67,68) permet alors d'obtenir en lumière partiellement cohérente, des interférogrammes de contraste maximum dont nous décrirons les caractéristiques.

II - ANISOTROPIE INDUITE PAR DEUX VIBRATIONS RECTILIGNES PERPENDICULAIRES ET PARTIELLEMENT COHERENTES.

De la superposition de deux vibrations rectilignes \vec{V}_x et \vec{V}_y perpendiculaires et partiellement cohérentes, résulte une vibration lumineuse \vec{V} partiellement polarisée. Elle est entièrement définie par la donnée des amplitudes a et b et du degrés de cohérence complexe $\gamma \exp[i\psi]$ des vibrations \vec{V}_x et \vec{V}_y . Sa matrice de cohérence, définie dans le chapitre IV s'écrit:

$$J = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a^2 & \gamma ab e^{i\varphi} \\ \gamma ab e^{-i\varphi} & b^2 \end{bmatrix} \quad (\text{VI-1})$$

De la vibration \vec{V} , d'intensité I

$$I = a^2 + b^2 \quad (\text{VI-2})$$

on sait alors extraire une vibration lumineuse rectiligne \vec{V}_p , d'intensité I_p et polarisée dans une direction faisant un angle θ avec celle, ox de la vibration \vec{V}_x (équations IV-86 et 87). En remplaçant dans ces expressions les coefficients de la matrice de cohérence J par leurs valeurs définies par l'égalité (VI-1), on obtient :

$$I_p = [(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2]^{\frac{1}{2}} - 2\gamma ab |\sin \varphi|$$

$$\sin 2\theta = \frac{2\gamma ab \cos \varphi}{[(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2 \cos^2 \varphi]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{VI-3})$$

$$\cos 2\theta = \frac{a^2 - b^2}{[(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2 \cos^2 \varphi]^{\frac{1}{2}}}$$

L'anisotropie induite par la vibration \vec{V} sur une émulsion d'argent-chlorure d'argent H dépend donc de tous les paramètres de cette vibration. Nous supposerons ici que les amplitudes a et b , ainsi que le module γ du degré de cohérence des deux vibrations \vec{V}_x et \vec{V}_y ne varient pas, et nous étudierons en fonction de leur déphasage effectif $\varphi(M)$ en un point M , l'anisotropie qu'elles induisent sur l'émulsion H .

Une fois exposée, H est constituée d'une juxtaposition de domaines anisotropes élémentaires centrés aux points M et dont l'axe optique ME fait avec la direction MX de \vec{V}_x , un angle $\theta(M)$ défini en fonction de $\varphi(M)$ par les relations (VI-3). Sans nuire à la généralité du problème, on supposera ici que la vibration \vec{V}_x est plus intense que \vec{V}_y . La relation (VI-3-c) montre que l'on a dans ce cas $\cos 2\theta(M) > 0$. L'angle $\theta(M)$ prend alors ses valeurs dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}]$ et ses variations sont définies par:

$$\operatorname{tg} 2\theta(M) = \operatorname{tg} 2\theta_0 \cdot \cos \Psi(M)$$

avec

$$\operatorname{tg} 2\theta_0 = \frac{2\gamma ab}{a^2 - b^2} \quad (\text{VI-4})$$

où θ_0 désigne la valeur positive maximum de l'angle $\theta(M)$. La relation (VI-4) montre que les variations de $\theta(M)$ ont, en fonction du déphasage Ψ une périodicité égale à 2π et qu'à l'intérieur de l'intervalle $[0, 2\pi]$ elles sont symétriques par rapport à $\Psi = \pi$:

$$\theta_M(\Psi) = \theta_M(2\pi - \Psi) = \theta_M(\Psi + 2k\pi) \quad (\text{VI-5})$$

Ces variations sur l'intervalle $[0, \pi]$ sont représentées sur la figure VI-1-a pour différentes valeurs de l'angle θ_0 maximum.

Le dichroïsme induit par la vibration \vec{V} , varie en fonction de $\Psi(M)$ comme l'intensité I_p (équation VI-3-a). Ces variations ont une période égale à π et sont symétriques par rapport à $\frac{\pi}{2}$ sur l'intervalle $(0, \pi)$:

$$I_p(\Psi) = I_p(\pi - \Psi) = I_p(\Psi + k\pi) \quad (\text{VI-6})$$

$I_p(\Psi)$ varie entre deux valeurs extrêmes :

$$I_{p_0} = [(\alpha^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 \alpha^2 b^2]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{VI-7})$$

$$I_{p_{\min}} = I_{p_0} [1 - \sin 2\theta_0]$$

selon la relation :

$$I_p(\Psi) = I_{p_0} [1 - \sin 2\theta_0 |\sin \Psi|] \quad (\text{VI-8})$$

Les variations du rapport $\frac{I_p(\Psi)}{I_{p_0}}$ sont représentées sur la Figure VI-1-b pour différentes valeurs du paramètre θ_0 . On peut représenter sous forme vectorielle l'ensemble des paramètres $(\theta_M, I_p(\Psi))$ qui caractérisent l'anisotropie induite en un point M (Figure VI-2). A partir du point M_i (caractérisé par le déphasage Ψ entre les vibrations \vec{V}_x et \vec{V}_y qui y ont induit l'anisotropie), on trace un vecteur $\vec{M_iE}$ de même orientation que l'axe optique induit et de longueur proportionnelle à $I_p(M_i)$. L'anisotropie est identique pour les couples de points $[(M_2, M_8) \text{ et } (M_4, M_6)]$ correspondant à des valeurs de Ψ symétriques par rapport à π . Les couples (M_1, M_5) , (M_2, M_6) , (M_4, M_8) correspondant à des déphasages symétriques par rapport à $\frac{\pi}{2}$ ont même dichroïsme mais des axes symétriques par rapport à la direction $M_i x$. La périodicité en Ψ du phénomène d'anisotropie est donc égal à 2π .

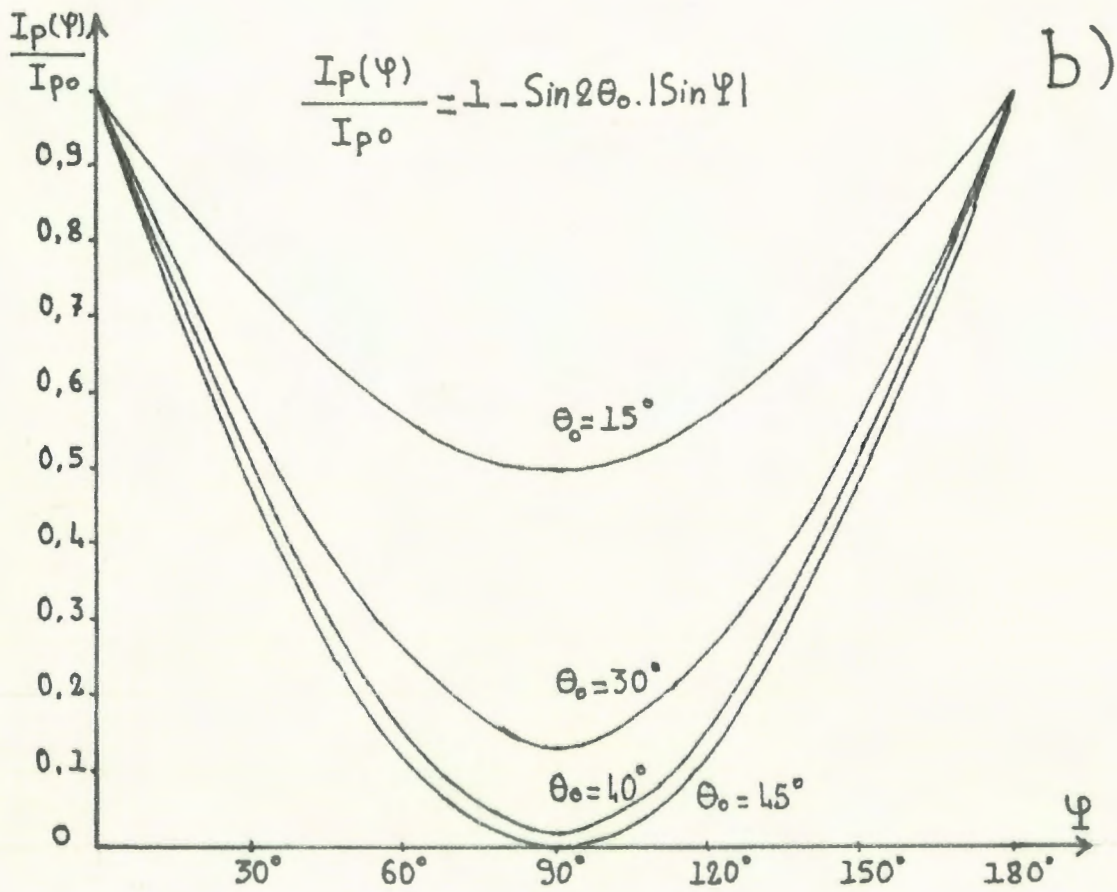
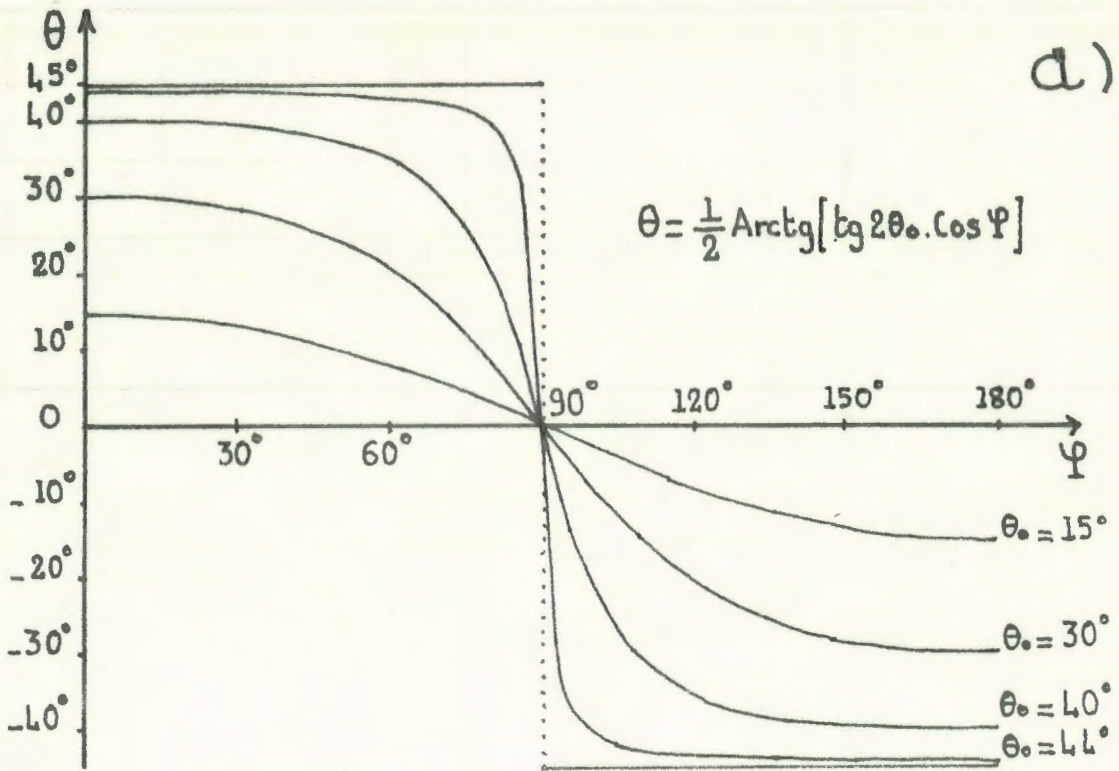


Figure VI-1

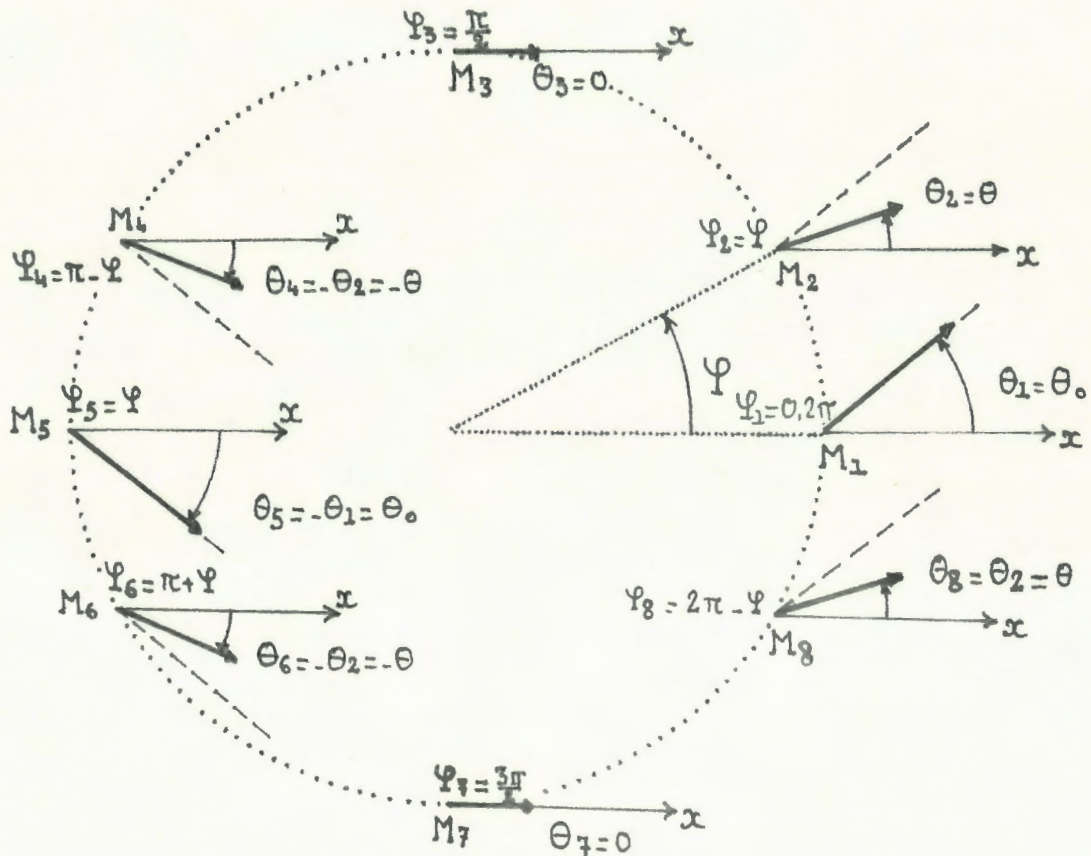


Figure VI-2

III - APPLICATION A L'INTERFEROMETRIE.

L'induction sur une émulsion d'argent-chlorure d'argent H d'une anisotropie variable avec le déphasage Ψ existant entre deux vibrations perpendiculaires incidentes en un même point de H, permet d'obtenir un interférogramme, en observant la plaque entre polariseurs. Nous le caractériserons tout d'abord dans le cas où les deux vibrations \vec{V}_x et \vec{V}_y sont partiellement cohérentes et d'amplitudes différentes.

III - 1 - Cas général.

Dans le cas le plus général, les vibrations \vec{V}_x et \vec{V}_y ont un degré de cohérence γ différent de un et des amplitudes différentes. Elles induisent donc sur l'émulsion H, un dichroïsme et un axe optique définis par les expressions VI-4 et VI-8.

L'intensité transmise entre polariseurs par un point M de l'émulsion anisotrope éclairée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_j s'écrit:

$$J(M) = J_0 \left\{ \left[1 - \rho_{ij} I + \left(\rho_{ij} - \frac{\rho_{tj0} + \rho_{tjE}}{2} \right) I_p \right] \cos \beta + \frac{1}{2} \left[\rho_{tj0} - \rho_{tjE} \right] I_p \cos(\beta - 2\Omega(M)) \right\}^2 \quad (\text{VI-9})$$

où $\Omega(M)$ désigne l'angle entre l'axe optique induit ME et le polariseur P (Figure VI-3). Il s'exprime en fonction de $\theta(M)$ et de l'angle

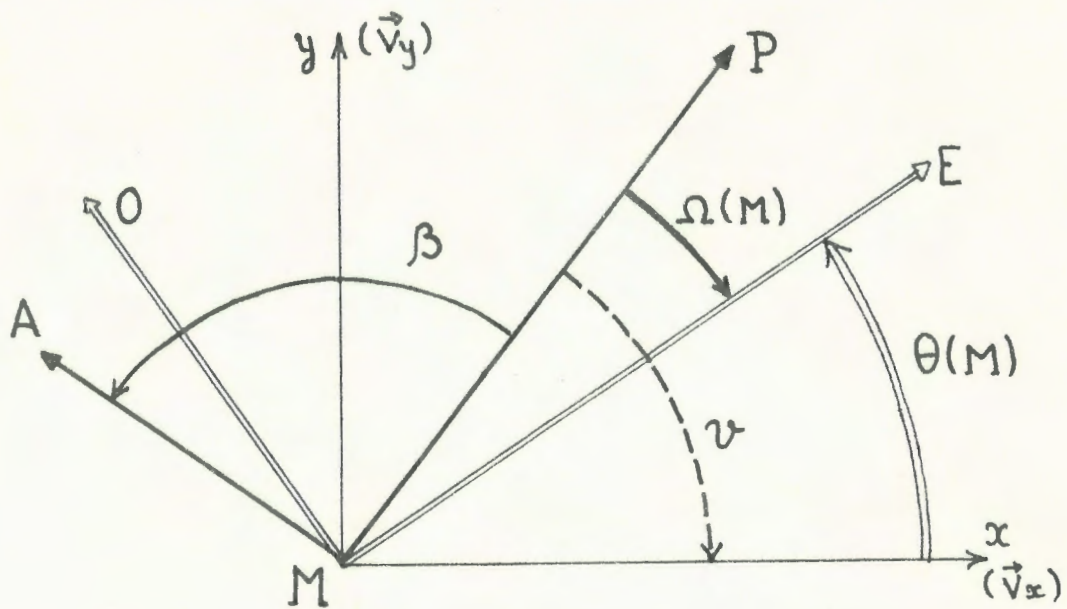


Figure VI-3

ν entre le polariseur P et la direction Mx de la vibration \vec{v}_x :

$$\Omega(M) = \nu + \theta(M)$$

d'où

$$J(M) = J_0 \left\{ \left[1 - \rho_{ij} \cdot I + \left(\rho_{ij} - \frac{\rho_{tj0} + \rho_{tjE}}{2} \right) I_p \right] \cos \beta + \frac{1}{2} \left[\rho_{tj0} - \rho_{tjE} \right] I_p \left[\cos 2(\nu + \theta(M)) \cos \beta + \sin 2(\nu + \theta(M)) \sin \beta \right] \right\}^2 \quad (\text{VI-10})$$

et dans le cas où les polariseurs sont croisés ($\beta = \frac{\pi}{2}$):

$$J_{\frac{\pi}{2}}(M) = J_0 \left[\frac{\mu_{tj0} - \mu_{tjE}}{2} \right]^2 \cdot I_p^2 \cdot \sin^2 2(\nu + \theta(M)) \quad (\text{VI-11})$$

Soit en fonction de $\Psi(M)$:

$$J_{\frac{\pi}{2}}(M) = J_0 \left[\frac{\mu_{tj0} - \mu_{tjE}}{2} \right]^2 \left\{ \left[(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 2\gamma ab |\sin \Psi(M)| \right\}^2$$

$$\times \frac{[(a^2 - b^2) \sin 2\nu + 2\gamma ab \cos \Psi(M) \cos 2\nu]}{(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2 \cos \Psi(M)} \quad (\text{VI-12})$$

$J_{\frac{\pi}{2}}(M)$ décrit donc un interférogramme dont la période en Ψ est égale à 2π , mais qui dépend des conditions d'observation fixées par la donnée de l'angle ν . $J_{\frac{\pi}{2}}(M)$ est le produit de deux termes; le premier, qui décrit l'intensité I_p ne présente en général pas de minimum nul. Une dépendance en ν apparaît dans le second terme égal à $\sin^2 2(\nu + \theta(M))$; elle est entièrement décrite si l'on fait varier ν entre $-\frac{\pi}{4}$ et $\frac{\pi}{4}$. On remarque que cette expression ne peut s'annuler que pour des valeurs de ν intérieures à l'intervalle $[-\theta_0, \theta_0]$, qui peuvent être obtenues en orientant convenablement la plaque H par rapport aux polariseurs.

Il existe alors toujours au moins une valeur de $\Psi(M)$ sur l'intervalle $[0, 2\pi]$ telle que $\theta(M)$ soit égal à $-\nu$. On observe donc un interférogramme de contraste maximum dont les franges noires décrivent le lieu des points où l'axe optique induit est parallèle à la direction du polariseur P. Le déphasage correspondant est défini par :

et

$$\left. \begin{aligned} \Psi(M) &= \pm \Psi_0 + 2k\pi \\ \Psi_0 &= \text{Arccos} \left[-\frac{\text{tg } 2\nu}{\text{tg } 2\theta_0} \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI-13})$$

On remarque qu'il existe sur une période, deux franges noires correspondant l'une à $\Psi(M) = \Psi_0$ et l'autre $\Psi(M') = 2\pi - \Psi_0$. En faisant varier ν par rotation de la plaque H, on déplace ces franges en même temps que l'on fait varier leur écartement. Les franges claires apparaissent par contre toujours aux points M_i tels que

$$\Psi(M_i) = k\pi \quad (\text{VI-14})$$

et leur intensité s'écrit:

$$J_c = J_0 \left[\frac{\mu_{ij0} - \mu_{ijE}}{2} \right]^2 \sin^2 2(\nu + (-1)^k \theta_0) \quad (\text{VI-15})$$

Elle dépend donc de l'angle ν .

Sur la figure VI-4, on a tracé pour différentes valeurs de ν comprises dans l'intervalle $[-\theta_0, \theta_0]$, les variations de l'intensité observée en fonction de $\Psi(M)$. Outre le contraste toujours maximum des interférogrammes, ces courbes montrent le déplacement des franges noires en fonction de ν et l'apparition d'un doublement de fréquence lorsque $\nu = 0$. D'après l'expression VI-12, la distribution d'intensité

$J_{\frac{\pi}{2}}(M)$ s'écrit en effet, dans ce cas, comme le produit de deux termes de période π :

$$J_{\frac{\pi}{2}}(M) = J_0 \left[\frac{\mu_{ij0} - \mu_{ijE}}{2} \right]^2 \cdot 4\gamma^2 a^2 b^2 \cdot \cos^2 \Psi(M) \times \frac{\{ [(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2]^{\frac{1}{2}} - 2\gamma ab |\sin \Psi(M)| \}^2}{(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2 \cos^2 \Psi(M)} \quad (\text{VI-16})$$

Ce doublement de fréquence s'interprète physiquement par le fait que pour $\nu = 0$, la répartition des axes optiques induits est symétrique par rapport à la direction du polariseur P. En deux points de l'émulsion qui caractérisent les déphasages $\Psi(M)$ et $\Psi(M) + \pi$, les vibrations transmises ont cette symétrie et donc, des projections de même module sur l'analyseur A.

On détruit les effets de cette symétrie en écartant l'analyseur A, de sa position croisée avec P. En posant $\nu = 0$ et $\beta = \frac{\pi}{2} + \epsilon$ dans l'expression VI-10 de l'intensité observée, on obtient :

$$J_\epsilon(M) = J_0 \left\{ \left[1 - \mu_{ij} \cdot I_+ \left(\mu_{ij} - \frac{\mu_{ij0} + \mu_{ijE}}{2} + \frac{\mu_{ij0} - \mu_{ijE}}{2} \cos 2\theta_M \right) I_p \right] \sin \epsilon - \frac{\mu_{ij0} - \mu_{ijE}}{2} I_p \sin 2\theta_M \cdot \cos \epsilon \right\}^2 \quad (\text{VI-17})$$

Pour des valeurs suffisamment faibles de la rotation ϵ de l'analyseur, on conserve à l'interférogramme son contraste maximum. Une intensité nulle apparaît en effet pour des valeurs $\Psi(M_0)$ du déphasage telles que $I_p(M_0)$ et $\theta(M_0)$ vérifient la relation:

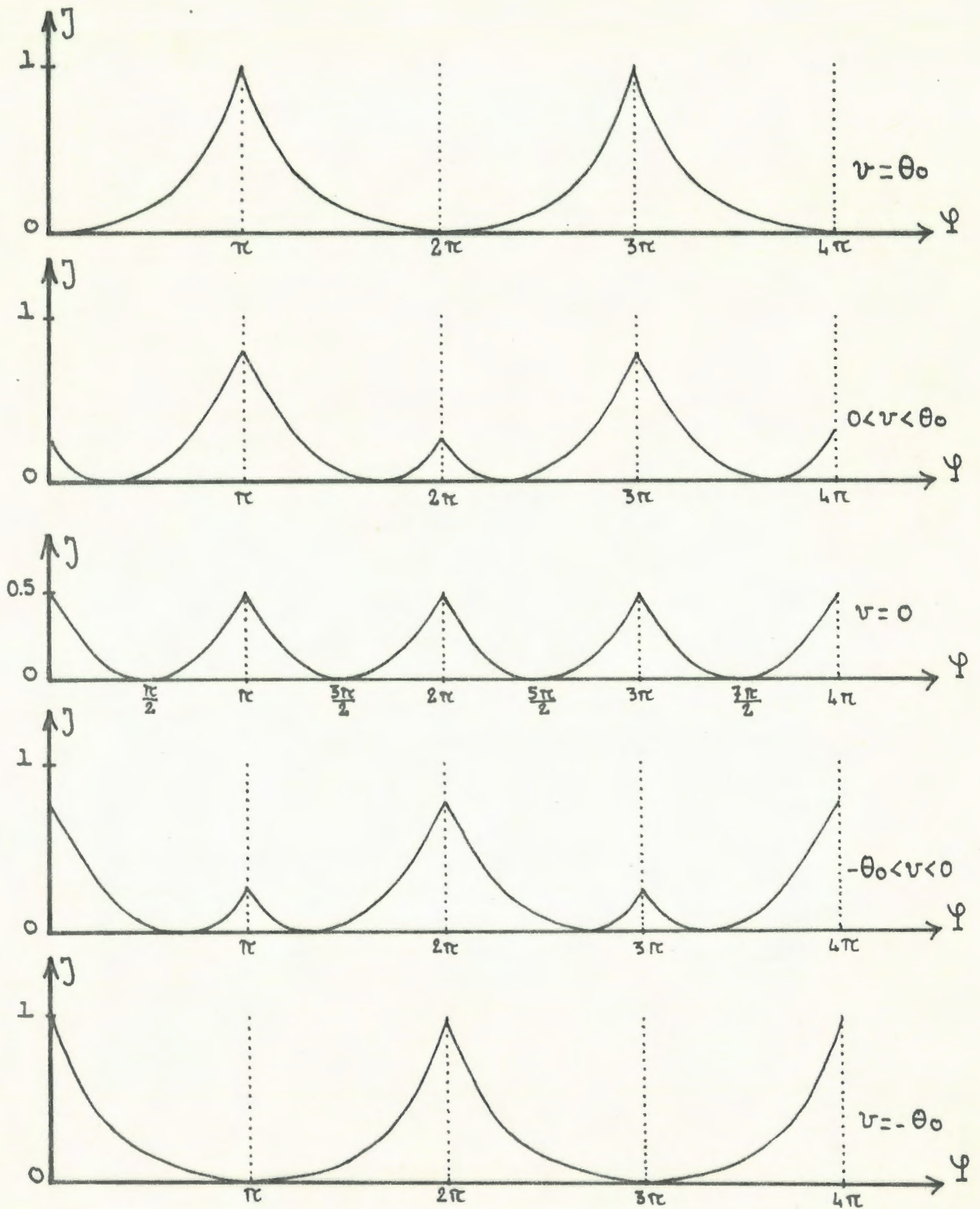


Figure VI-4

$$tg \epsilon_{M_0} = \frac{\frac{1}{2} [\mu_{ij0} - \mu_{ijE}]. I_p(M_0) \sin 2\theta(M_0)}{[1 - \mu_{ij} \cdot I + (\mu_{ij} - \frac{\mu_{ij0} + \mu_{ijE}}{2} + \frac{\mu_{ij0} - \mu_{ijE}}{2} \cos 2\theta(M_0)) I_p(M_0)]} \quad (VI-18)$$

Les propriétés de $\theta_M(\Psi)$ et de $I_p(\Psi)$ (expressions VI-4 et VI-8) montrent que les valeurs de $\theta(M)$ et $I_p(M)$ et par conséquent celle de ϵ_M , sont les mêmes pour tous les points M tels que :

$$\left. \begin{aligned} \Psi(M) &= \Psi(M_0) + 2k\pi \\ \Psi(M) &= 2k\pi - \Psi(M_0) \end{aligned} \right\} \quad (VI-19)$$

et

La distribution de $I_\epsilon(M)$ a donc en Ψ , une période égale à 2π , et ses variations sont symétriques par rapport à $\Psi(M) = \pi$. Si l'on observe une frange noire pour les valeurs $\Psi(M_0)$ de $\Psi(M)$, on en observera dans la même période une seconde pour $\Psi(M) = 2\pi - \Psi(M_0)$.

La distance entre ces deux franges varie avec ϵ . Si l'on choisit cet angle de façon à annuler l'intensité transmise en un point M de H caractérisé par $\Psi(M) = 0$ (ou $\Psi(M) = \pi$), on obtient un interférogamme de période 2π ne comportant sur une période qu'une unique frange noire caractérisant les valeurs de $\Psi(M)$ égales à $2k\pi$ (ou $(2k+1)\pi$). Cette valeur de ϵ est la plus grande de celles qui permettent de conserver aux interférogammes leur contraste maximum.

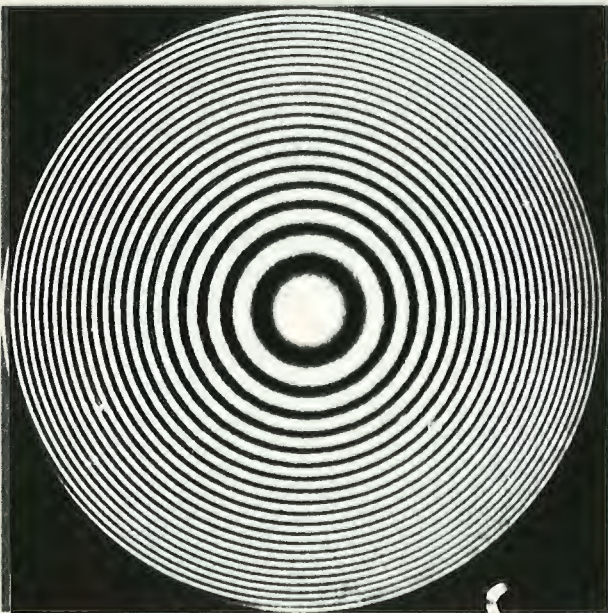
Ces résultats sont illustrés par la figure VI-5. Les deux vibrations perpendiculaires sont issues d'un interféromètre à polarisation; ce sont les vibrations ordinaire et extraordinaire transmises par l'élément biréfringent qui le constitue. De façon à rendre leurs amplitudes inégales, cet élément a ici été éclairé par une vibration polarisée dans une direction P , faisant avec ses lignes neutres un angle différent de 45° . Un degré de cohérence γ inférieur à 1 a de plus été obtenu en utilisant une source étendue.

L'observation de ces vibrations \vec{V}_x et \vec{V}_y à travers un analyseur A croisé avec P montre alors un interférogamme de faible contraste (Figure VI-5-a). En supprimant l'analyseur A , on a enregistré les deux vibrations sur une émulsion d'argent-chlorure d'argent H . Eclairée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J , elle a tout d'abord été observée entre deux polariseurs croisés orientés parallèlement à \vec{V}_x et \vec{V}_y . On a ainsi obtenu l'interférogamme de fréquence double et de

a)



b) c)



d) e)

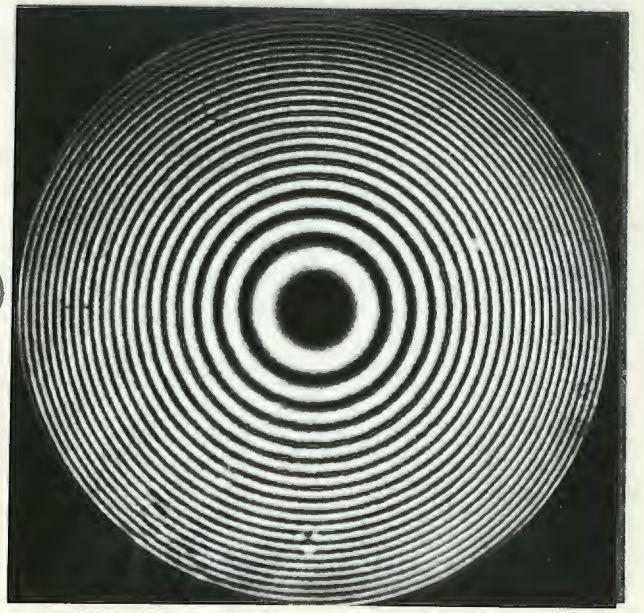


Figure VI-5

contraste maximum de la figure VI-5-b. Par rotation de l'analyseur dans l'un ou l'autre sens, on observe des interferogrammes de fréquence simple, à centre noir ou blanc (Figure VI-5, d et e).

L'intérêt essentiel de ce type d'interférogrammes est d'avoir un contraste maximum quelque soit le degrés de cohérence γ des vibrations enregistrées. Nous montrerons sur un cas particulier, que γ n'intervient que pour définir la luminosité des phénomènes observés.

III - 2 - Interférogrammes obtenus à l'aide de deux vibrations perpendiculaires de même amplitude.

Si les vibrations perpendiculaires et partiellement cohérentes \vec{V}_x et \vec{V}_y ont même amplitude a , les expressions (VI-3) qui définissent la direction θ et l'intensité I_p , de la vibration capable d'induire une anisotropie, prennent une forme simple:

$$\left. \begin{aligned} I_p &= 2\gamma a^2 (1 - |\sin\psi|) \\ \cos 2\theta &= 0 \\ \sin 2\theta &= \frac{\cos\psi}{|\cos\psi|} \end{aligned} \right\} \quad \text{(VI-20)}$$

L'axe optique induit ne prend alors que deux orientations perpendiculaires et symétriques par rapport à la direction \vec{V}_x :

$$\theta = \frac{\pi}{4} \quad \text{Si} \quad \frac{\pi}{2} < \psi < \frac{3\pi}{2}$$

$$\theta = -\frac{\pi}{4} \quad \text{Si} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 < \psi < \frac{\pi}{2} \\ \text{ou} \\ \frac{3\pi}{2} < \psi < 2\pi \end{array} \right. \quad \text{(VI-21)}$$

La valeur minimum de I_p est nulle: En un point M de l'émulsion ou les vibrations incidentes \vec{V}_x et \vec{V}_y sont en quadrature, on induit un dichroïsme nul.

Eclairée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J , l'émulsion H est alors observée entre polariseurs croisés. En posant $b = a$ dans la relation VI-12, on obtient pour l'intensité transmise :

$$J_{\frac{\pi}{2}}(M) = J_0 \left[\frac{\mu_{tj0} - \mu_{tjE}}{2} \right]^2 \cdot 2\gamma\alpha^2 \cdot (1 - |\sin\psi(M)|)^2 \cdot \cos^2 2\nu \quad (\text{VI-22})$$

Cette expression décrit un interférogramme de contraste maximum et de période égale à π pour toute valeur de l'angle ν : les franges noires ne correspondent plus à une orientation particulière de la plaque, mais à une annulation du dichroïsme.

On remarque que le degrés de cohérence γ apparaît comme un coefficient de luminosité et non de contraste, comme c'est le cas pour les phénomènes d'interférence entre deux vibrations parallèlement polarisées. L'origine de cette propriété réside dans le fait que le manque de cohérence entre deux vibrations perpendiculaires égales se traduit par l'apparition d'une vibration de lumière naturelle. Elle n'induit pas d'anisotropie et son seul effet sur les phénomènes observés entre polariseurs croisés, est d'en réduire la luminosité en diminuant l'intensité I_p (VI-20) de la vibration lumineuse responsable de l'anisotropie induite.

IV - INTERFEROGRAMMES OBTENUS A PARTIR DE VIBRATIONS LUMINEUSES CIRCULAIREMENT POLARISEES.

Nous avons montré comment l'effet Weigert permet d'obtenir à partir de deux vibrations lumineuses rectilignes et perpendiculaires, des interférogrammes de contraste maximum quelque soit leur degrés de cohérence γ . On utilise pour cela, les variations simultanées, en fonction du déphasage ψ , de l'axe optique induit, et celles du dichroïsme. Ces dernières nous ont conduit en particulier, à émettre une hypothèse de linéarité sur la réponse de l'émulsion. Nous avons de plus admis que quelque soit la valeur du dichroïsme induit, la longueur d'onde λ_j , qui annule la biréfringence reste constante. Il est possible de s'affranchir totalement de ces conditions en induisant une anisotropie dont seul l'axe optique varie avec le déphasage ψ : Le dichroïsme induit étant constant, le problème de la réponse de l'émulsion ne se pose pas; la biréfringence elle-même est constante et la longueur d'onde λ_j qui l'annule ne varie donc pas, d'un point à l'autre de la plaque.

Nous montrerons qu'un enregistrement de ce type est obtenu, si l'on transforme en vibrations lumineuses circulaires, les deux vibrations rectilignes \vec{V}_x et \vec{V}_y , précédemment utilisées.

IV - 1 - Anisotropie induite par deux vibrations circulairement polarisées de sens opposés.

Soient \vec{V}_x et \vec{V}_y , les deux vibrations lumineuses rectilignes perpendiculaires et partiellement cohérentes considérées dans les paragraphes précédents. Elles sont définies par la donnée de leurs vecteurs électriques instantannés:

$$\left. \begin{aligned} E_x(t) &= a(t) \cdot \exp[i(\Phi_x(t) - \omega t)] \\ E_y(t) &= b(t) \cdot \exp[i(\Phi_y(t) - \omega t)] \end{aligned} \right\} \quad \text{(VI-23)}$$

Nous avons montré dans le chapitre IV, que leurs intensités et leur degrés de cohérence complexe étaient définis par les relations:

$$\left. \begin{aligned} \langle E_x(t) \cdot E_x^*(t) \rangle &= a^2 \\ \langle E_y(t) \cdot E_y^*(t) \rangle &= b^2 \\ \langle E_x(t) \cdot E_y^*(t) \rangle &= \gamma ab e^{-i\varphi} \\ \langle E_y(t) \cdot E_x^*(t) \rangle &= \gamma ab e^{i\varphi} \end{aligned} \right\} \quad \text{(VI-24)}$$

Transformons \vec{V}_x et \vec{V}_y en deux vibrations circulaires de sens opposés \vec{V}'_x et \vec{V}'_y , à l'aide d'une lame quart d'onde S ayant ses lignes neutres S_e et S_o à 45 degrés de leurs directions O_x et O_y .

\vec{V}'_x et \vec{V}'_y sont définies par les composantes de leurs vecteurs électriques instantannés dans le repère (x', y') défini par S_e et S_o (Figure VI-6):

$$\vec{V}'_x \left\{ \begin{aligned} &\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot E_x(t) \exp[i\frac{\pi}{2}] \\ &-\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot E_x(t) \end{aligned} \right. \quad \text{(VI-25)}$$

$$\vec{V}'_y \left\{ \begin{aligned} &\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot E_y(t) \cdot \exp[i\frac{\pi}{2}] \\ &\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot E_y(t) \end{aligned} \right. \quad \text{(VI-26)}$$

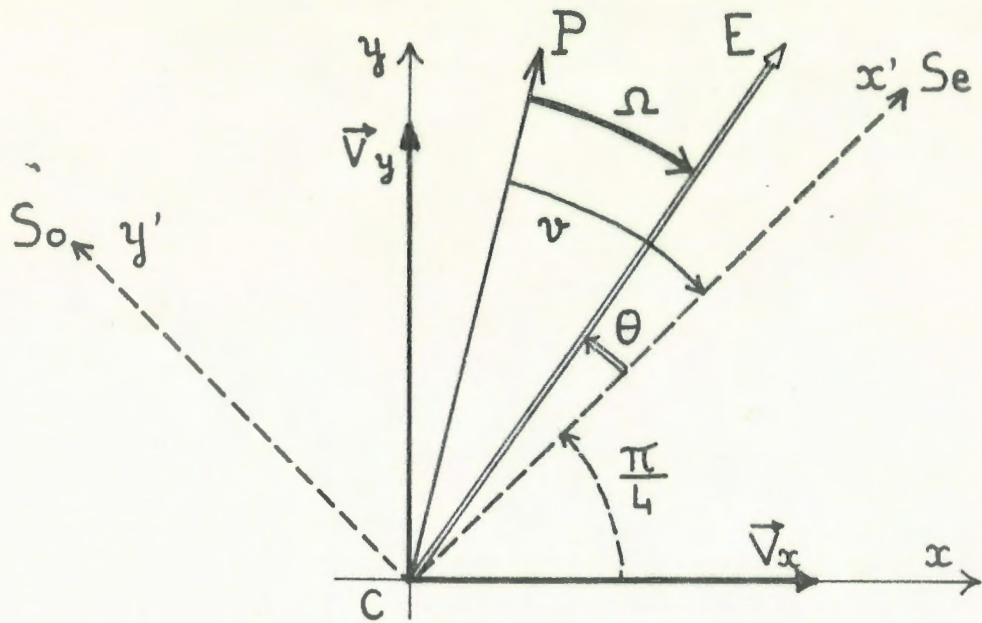


Figure VI-6

La vibration résultante $\vec{V}'(t)$ est alors définie dans ce repère par :

$$\vec{V}'(t) \begin{cases} E'_{x'}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} (E_x(t) + E_y(t)) \cdot \exp[i\frac{\pi}{2}] \\ E'_{y'}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} (E_y(t) - E_x(t)) \end{cases} \quad (\text{VI-27})$$

Les coefficients de sa matrice de cohérence dans ce même repère, sont données par : $J_{h\ell} = \langle E'_h(t) \cdot E'_\ell^*(t) \rangle$,

et en tenant compte des relations VI-24, ils s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} J_{x'x'} &= \frac{1}{2} (a^2 + b^2) + \gamma ab \cos \Psi \\ J_{y'y'} &= \frac{1}{2} (a^2 + b^2) - \gamma ab \cos \Psi \\ J_{x'y'} &= \gamma ab \sin \Psi - \frac{i}{2} (a^2 - b^2) \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI-28})$$

De la vibration $\vec{V}'(t)$, on sait alors extraire une vibration rectiligne \vec{V}_p dont l'intensité I_p et l'orientation θ par rapport à l'axe S_e de la lame quart d'onde S , sont donnés par les expressions IV-86 et IV-87; soit en tenant compte de VI-28:

$$\left. \begin{aligned} I_p &= [(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2]^{\frac{1}{2}} - |a^2 - b^2| \\ \sin 2\theta &= \sin \Psi \\ \cos 2\theta &= \cos \Psi \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI-29})$$

\vec{V}_p est donc une vibration rectiligne d'intensité constante, dont la direction de polarisation forme, avec l'axe S_e de la lame quart d'onde S , un angle θ défini par:

$$\theta = \frac{\Psi}{2} \quad (\text{VI-30})$$

Sur une émulsion d'argent-chlorure d'argent, la vibration \vec{V}' induira donc une anisotropie constante dont l'orientation de l'axe optique caractérise simplement le déphasage Ψ existant entre les vibrations initiales \vec{V}_x et \vec{V}_y .

IV - 2 - Caractérisation des interférogrammes obtenus.

L'émulsion anisotrope obtenue, est éclairée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_j et observée entre polariseurs croisés. L'intensité transmise en un point M est définie par la relation VI-11:

$$J_{\frac{\pi}{2}}(M) = J_0 \left[\frac{\mu_{ij0} - \mu_{ijE}}{2} \right]^2 \cdot I_p^2 \cdot \sin^2 2(\nu + \theta(M)) \quad (\text{VI-31})$$

où I_p est cette fois une intensité constante définie par la relation VI-29 et où ν et $\theta(M)$ sont les angles respectifs de P et CE avec l'axe optique S_e de la lame quart d'onde utilisée lors de l'enregistrement. L'expression VI-31 s'exprime alors en fonction du déphasage Ψ :

$$J_{\frac{\pi}{2}}(M) = J_0 \left[\frac{\mu_{ij0} - \mu_{ijE}}{2} \right]^2 \cdot I_p^2 \cdot \sin^2 (2\nu + \Psi) \quad (\text{VI-32})$$

Elle décrit un interférogramme de contraste maximum, quelque soient les amplitudes relatives et le degrés de cohérence des vibrations \vec{V}_x et \vec{V}_y étudiées.

Pour toute valeur de ν , la période de l'interférogramme est constante et égale à π . Une rotation de la plaque M entre les polariseurs déplace simplement les franges qui le constituent: pour une valeur ν_0 de l'angle ν , les franges noires représentent les lignes d'égal déphasage $\Psi_0 = 2\nu_0$. La répartition d'intensité (Figure VI-7) s'écrit alors:

$$J_{\frac{\pi}{2}}(\Psi) = J_0 \left[\frac{\mu_{ij0} - \mu_{ij\varepsilon}}{2} \right]^2 \cdot I_p^2 \sin^2(\Psi_0 - \Psi) \quad (\text{VI-33})$$

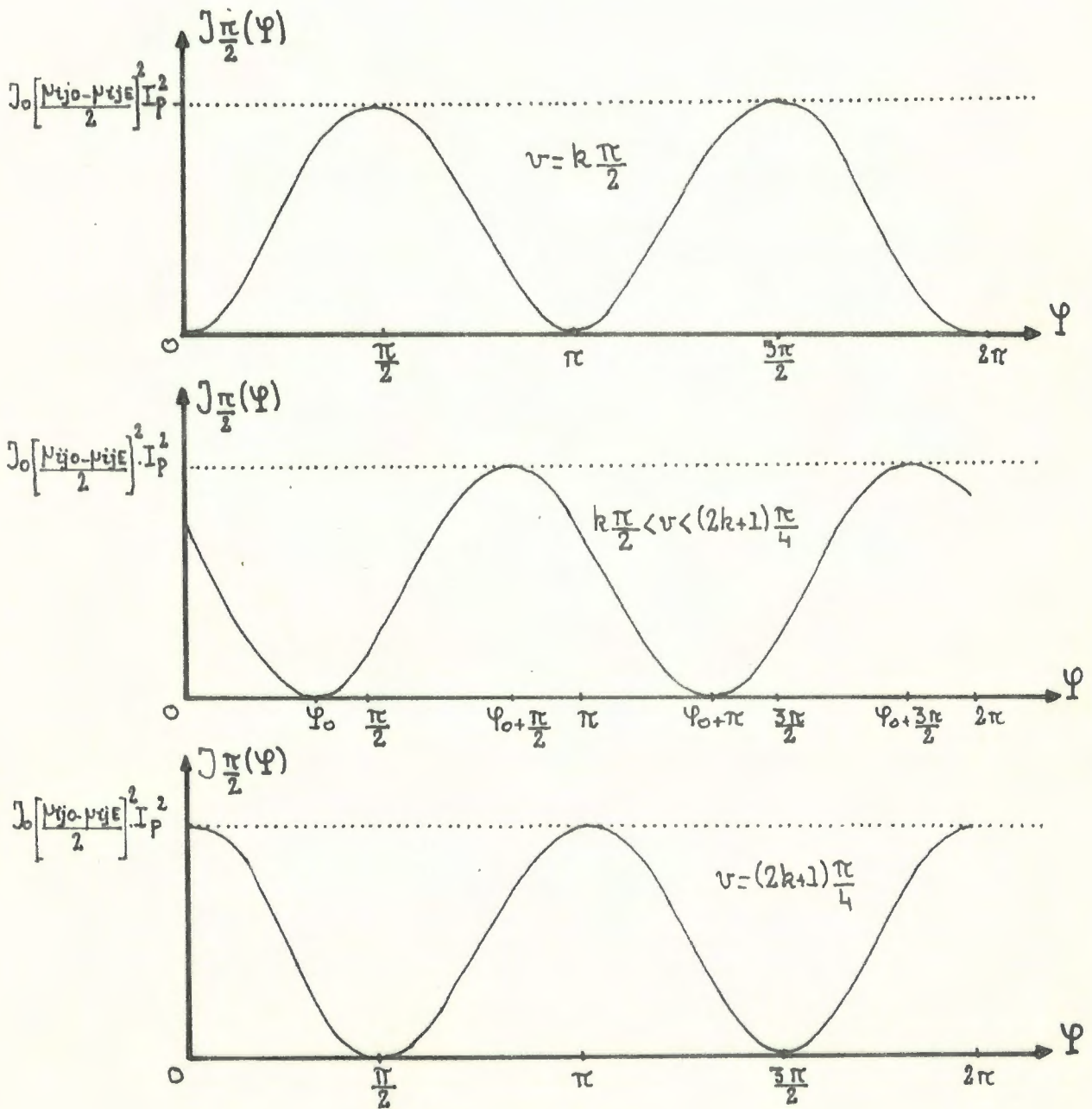


Figure VI-7

Pour $\nu = k \frac{\pi}{2}$, le polariseur P est parallèle à l'une des lignes neutres de la lame quart d'onde S. Il forme un angle de 45 degrés avec les vibrations étudiées \vec{V}_x et \vec{V}_y . Les franges noires de l'interférogramme caractérisent les lignes d'égal déphasage $\Psi_0 = k\pi$:

$$J_{\frac{\pi}{2}}(\Psi) = J_0 \left[\frac{\mu_{ij0} - \mu_{ij\varepsilon}}{2} \right]^2 \cdot I_p^2 \cdot \sin^2 \Psi \quad (\text{VI-34})$$

Pour $\nu = (2k+1) \frac{\pi}{4}$, P est au contraire parallèle à l'une des vibrations \vec{V}_x et \vec{V}_y et les franges noires caractérisent les lignes d'égal déphasage $\Psi_0 = (2k+1) \frac{\pi}{2}$:

$$J_{\frac{\pi}{2}}(\Psi) = J_0 \left[\frac{\mu_{ij0} - \mu_{ij\varepsilon}}{2} \right]^2 \cdot I_p^2 \cdot \cos^2 \Psi \quad (\text{VI-35})$$

On peut comparer ces interférogrammes à ceux obtenus en analysant par un polariseur P, la vibration $\vec{V}'(t)$ laquelle on expose l'émulsion H. Les expressions VI-28 définissent les coefficients de sa matrice de cohérence. L'intensité transmise lorsque P fait un angle ν avec l'axe ox' (ligne neutre extraordinaire S_e de la lame quart d'onde S) s'écrit alors à partir de l'expression IV-74:

$$J(\Psi) = \frac{1}{2}(a^2 + b^2 - 2\gamma ab) + 2\gamma ab \sin^2\left(\nu - \frac{\Psi}{2}\right) \quad (\text{VI-36})$$

La comparaison de cette distribution d'intensité avec celle définie par la relation VI-32 montre qu'en enregistrant le phénomène par effet Weigert, on en a doublé la fréquence et rendu maximum le contraste sans en modifier autrement les variations.

CONCLUSION

L'effet Weigert, induit par la lumière rectilignement polarisée dans les émulsions de chlorure d'argent ou d'argent-chlorure d'argent, permet donc d'envisager de nouvelles méthodes optiques de traitement de l'information.

Nous avons montré comment il permet l'enregistrement d'une image et la modification de son contraste lors de l'observation. Il offre de plus la possibilité d'extraire, en lumière totalement incohérente, la différence entre deux images et pour la première fois, de distinguer ses parties de signes opposés. L'intérêt des méthodes proposées réside, outre leur simplicité, dans le fait qu'elles utilisent un éclairage incohérent. Contrairement à celles de l'optique cohérente, elles ne nécessitent aucun filtrage des fréquences spatiales. Le seul bruit qui apparaisse ici, est dû à la qualité des polariseurs utilisés. Nous avons en effet montré qu'une faible rotation de l'analyseur suffit en général à inverser le contraste d'une image. On devra donc veiller à ce que les défauts d'orientation des éléments polarisants soient faibles devant cet angle, et ce, sur toute la surface de l'image à traiter.

En éclairage cohérent, l'effet Weigert permet d'obtenir des interférogrammes à partir de vibrations perpendiculairement polarisées. Leur contraste reste maximum quelque soit le degré de cohérence de ces vibrations et leurs amplitudes relatives. Nous avons de plus montré qu'il est possible, au cours de l'observation, de modifier ces interférogrammes et de tracer à volonté, sous forme de franges noires, les lignes d'égal déphasage $\Psi_0 + 2k\pi$. La valeur de Ψ_0 est alors, selon la méthode utilisée, définie soit par l'orientation de la plaque entre polariseurs croisés, soit par la valeur de la rotation que l'on fait subir à l'analyseur, à partir de sa position croisée avec le polariseur.

Les émulsions de chlorure d'argent ou d'argent-chlorure d'argent utilisées, sont apparentées aux matériaux photodichroïsme. Elles en diffèrent surtout en ce que leur axe optique peut être induit dans une direction quelconque. L'information peut alors être enregistrée sous forme d'une variation d'anisotropie (valeurs du dichroïsme et de la biréfringence) mais aussi d'une orientation variable de l'axe optique induit. C'est là un point essentiel et il est à l'origine de certaines des applications

décrites: Combinaisons linéaires d'images en lumière incohérente, obtention d'interférogramme de contraste maximum à partir de vibrations partiellement cohérentes d'amplitudes différentes. Ces émulsions offrent donc une possibilité supplémentaire par rapport aux matériaux photodichroïques usuels. Elles ont en commun avec eux, l'avantage de ne nécessiter aucun traitement après exposition à la lumière et pourraient donc conduire à des applications en temps réel si l'on pouvait en améliorer la sensibilité.

Leur manque de sensibilité est dû pour une part à leur mode de préparation: La méthode utilisée ici pour obtenir des émulsions de chlorure d'argent à grains fins (Blanchiment chimique d'une émulsion photographique exposée puis développée et fixée), conduit à une faible concentration en éléments photosensibles. De plus, les valeurs de cette concentration sont peu reproductibles, et sans que l'on sache en donner la raison précise, certaines séries d'émulsions se sont montrées beaucoup plus sensibles: Il a été possible d'y induire une anisotropie (mesurée par l'angle ϵ), jusqu'à cinq fois supérieure à celle décrite ici. Il paraît donc possible de mieux contrôler et d'améliorer le mode de préparation de ces émulsions. On peut par ailleurs envisager l'utilisation de matériaux contenant les mêmes éléments photosensibles dans un support différent: Des phénomènes d'anisotropie induite, semblables à ceux décrits ici, ont été observés dans les verres photochromes. On sait contrôler leur composition et en particulier leur concentration en éléments photosensibles.

Les applications que nous avons décrites ici, découlent toutes de l'anisotropie induite en lumière monochromatique ou blanche, rectilignement polarisée; même dans ce dernier cas, toutes les vibrations lumineuses monochromatiques ont la même polarisation. Or nous savons que chacune d'elles, prise séparément, induit une anisotropie différente qui dépend de sa longueur d'onde (chapitre III) et que ce phénomène est lié à l'adaptation à la couleur obtenue en lumière naturelle. Des interférogrammes ont été enregistrés en lumière blanche selon la méthode exposée au chapitre VI. Deux vibrations lumineuses de longueurs d'ondes différentes ont alors un état de polarisation différent. L'observation de la plaque en lumière blanche et entre polariseurs convenablement orientés, montre un interférogramme présentant de vives couleurs. C'est ce phénomène que nous nous proposons d'étudier. La connaissance de la contribution de chacune des longueurs d'ondes à l'anisotropie induite, nous paraît en effet susceptible d'aboutir à des méthodes de traitement de l'information où le signal pourrait être codé à la fois par la couleur et par la polarisation.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - L.H. TORRES, Thèse de docteur ingénieur, Paris VI, 1974.
- 2 - J. FREJLICH, Thèse de docteur ingénieur, Paris VI, 1977.
- 3 - C.I. ABITBOL, Thèse de troisième cycle, Paris VI, 1974.
- 4 - C.I. ABITBOL, J. Optics (Paris), 9, 4, (1978), p. 255.
- 5 - J.J. CLAIR, C.I. ABITBOL, Recent advances in phase profile generation, Progress in Optics, Vol. XVI (Ed. E. Wolf) North Holland, Amsterdam, 1978.
- 6 - C. FROEHLY, A. LACOURT, J.C. VIENOT, Nouv. Rev. Optique, 4, 4, (1973) p. 183.
- 7 - A. LACOURT, J.C. VIENOT, J.P. GOEDGEBUER, Jap. Journal of Appl. Phys., 14, (1975), p. 357.
- 8 - J.P. GOEDGEBUER, A. LACOURT, J.C. VIENOT, Opt. Comm. 16, 1, (1976) p. 99.
- 9 - M.T. GALE, Opt. Comm., 18, 3, (1976), p. 292.
- 10 - K. KNOP, Opt. Comm., 18, 3, (1976), p. 298.
- 11 - M.T. GALE, K. KNOP, Appl. Optics, 15, 9, (1976), p. 2189.
- 12 - DE GENNES, " The physics of liquid crystals", Clarendon Press Oxford (1974).
- 13 - E. GUYON, J. JANOSSY, P. PIERANSKI, J.M.C JONATHAN, J. Optics (Paris), 8,6, (1977) p. 357.
- 14 - J.M.C. JONATHAN, Opt. Comm., 20, 2, (1977), p. 253.
- 15 - R.L. LAMBERTZ, C.N. KURTZ, Appl. Optics, 10, 6, (1971), p. 1342.

- 16 - J.H. ALTMAN, *Appl. Optics*, 5, 10, (1966), p. 1689.
- 17 - M. CHANG, N. GEORGE, *Appl. Optics*, 9, 3, (1970), p. 713.
- 18 - J. UPATNIEKS, C. LEONARD, *Appl. Optics*, 8, 1, (1969) p. 85
- 19 - J.N. LATTA, *Appl. Optics*, 7, 12, (1968), p. 2409.
- 20 - D.H. MAC MAHON, W.T. MALONEY, *Appl. Optics*, 9, 6, (1970) p. 1363.
- 21 - J.M. HAMILTON, F. URBACH in C.E.K. MEES and T.M. JAMES
"The theory of photographic process", 3ème édition, the Mac millan
Company, (New-York), 1966 p. 87.
- 22 - P. GLAFKIDES "Chimie et Physique photographiques", 3ème édition,
Publications photo-cinéma Paul Montel (Paris) 1967.
- 23 - R.W. GURNEY and N.F. MOTT, *Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A*,
164, 151, (1938).
- 24 - U. TREICHEL, *Veröffentl. Wiss. Photolab. Agfa. Wolfen.*
9, 51, (1961).
- 25 - G.W. LUCKEY, *J. Phys. Chem.*, 57, 791, (1953).
- 26 - G.W. LUCKEY, *J. Chem. Phys.*, 23, 882, (1955).
- 27 - E. BECQUEREL, "La lumière, ses causes, ses effets", Vol. 2
F. Didot, frères, fils et Cie, Paris (1868).
- 28 - H.W. VOGEL. *Ber.*, 6, 1302, (1873).
- 29 - J.M. EDER. *Phot. Corr.* 22, 349, (1885).
- 30 - J.M. EDER. *Phot. Corr.* 23, 146, (1886).
- 31 - W. WEST, B.H. CARROL, in C.E.K. MEES and T.M. JAMES,
"The theory of photographic process". op. cit. p. 262.

- 32 - J.F.W. HERSCHEL, Phil. trans. Roy. soc. (London), 131, 1 (1840).
- 33 - P.J. HILLSON and E.A. SUTHERN in C.E.K. MEES and T.H. JAMES,
Loc. cit p. 149.
- 34 - R. HILSCH, RW. POHL, Z. Physik., 64, 606 (1930)
- 35 - F. WEIGERT, Verk. dtsh. Phys. Ges., 21, 479, (1919).
- 36 - L. RICHARD, Revue d'Optique, n° 12, déc., 1928.
- 37 - S. TCHERDYNCEV, "IXème Congrès Int. Photo. sc. et appl."
(Paris) p. 122 (1935) et Sc. ind. Phot. (2), 6, (1935), p. 286.
- 38 - J.P. MATHIEU, Revue d'Optique, 9, (1930) p. 353.
- 39 - A. NARATH, K. WASSEROTH, sc. et ind. Phot. 23, A, (1951) p. 38.
- 40 - A.E. CAMERON, A.M. TAYLOR, JOS. 24, (1934), 316.
- 41 - F. WEIGERT, Sc. et ind. phot. (2), 6, n°3 (1934) p. 38.
- 42 - I. KAMIYA, Bull. Chem. Soc. Jap., 30, 1, (1957), p.6.
- 43 - I. KAMIYA, Bull. Chem. Soc. Jap., 30, 3, (1957), p.294.
- 44 - I. KAMIYA, Bull. Chem. Soc. Jap., 30, 3, (1957), p.298.
- 45 - V.P. CHERKASHIN, Soviet phys. Solid state, 13, 1, (1971), p. 264.
- 46 - V.P. CHERKASHIN, Soviet phys. Solid state, 14, 4, (1972), p. 1083.
- 47 - S. NIKITINE, Ann. Phys. 15, (1941), 284.
- 48 - R.J. ARAUJO, S.D. STOOKEY, Appl. Opt. 7, (1968), 777.
- 49 - N.F. BORRELLI, J.B. CHODAK, G.B. HARES, j. Appl. Phys.
50, 9, (1979) p. 5978.

- 50 - M. SAVOSTJANOWA, "IX ème Congrès. Int. Photo. sc. et appl."
(Paris), 1935 et Sc. ind. Phot. (2) 6, (1935) p. 285.
- 51 - A.A. ANIKIN, V.K. MALINOVSKY, V.G. ZHDANOV, J. Optics (Paris)
- 52 - G.K. MEGLA, Appl. Opt. 5, 6, (1966) p. 945
- 53 - S.D. STOOKEY, G.H. BEALL, J.E. PIERSON, J. Appl. Phys.
49, 10, (1978) p. 5114.
- 54 - ZOCHER et COPER, Zeitschrift fürPhysikakische chemie,
132, (1928), p. 313.
- 55 - A. COTTON, C.R.A.S. 189, 18, (1929), p. 657.
- 56 - M. BORN, E. WOLF, " Principles of optics". (Pergamon, New-York 1965)
p. 544.
- 57 - J.M.C. JONATHAN, M. MAY, Opt. Comm., 28, (1978), 30.
- 58 - J.M.C. JONATHAN, R. KINANY, Opt. Comm., 27, (1978), 61.
- 59 - J.M.C. JONATHAN, M. MAY, Optical Engineering, 19, 16, (1980), 828.
- 60 - J.M.C. JONATHAN, M. MAY, Opt. Comm., 28, (1979), 295.
- 61 - S. DEBRUS, J.M.C. JONATHAN, J. Optics, (Paris).10,3 (1979) p.129.
- 62 - S. DEBRUS, R. KINANY, J. Optics (Paris).10,3, (1979) p.119.
- 63 - M.P. HENRIOT, M. MAY, Appl. Opt. (à paraitre).
- 64 - Sh. D. KAKICHASHVILI, Opt. Spectrosc. USSR, 33, 171, (1972).
- 65 - Sh. D. KAKICHASHVILI, T.N. KVINIKHIDZE, Sov. J. quantum electron.
5.778 (1975).
- 66 - Sh. D. KAKICHASHVILI, Opt. Spectos. USSR, 42, 218, (1977).

67 - J.M.C. JONATHAN, M. MAY, Opt. Comm., 29, 1, (1979) p.7.

68 - J.M.C. JONATHAN, M. MAY, Appl. Opt., 19, 4, (1980), 624.