MISE AU POINT

LES MODULATEURS ÉLECTRO-OPTIQUES

Par JEAN BILLARD,

Laboratoire de Physique Théorique, Collège de France.

Résumé. — Un modulateur permet d'agir sur les caractéristiques d'un faisceau lumineux qui se propage. Seuls sont étudiés ici ceux qui mettent en jeu les effets directs d'un champ électrique sur les propriétés optiques : transparence, pouvoir réflecteur, activité optique, biréfringence rectiligne, homogénéité optique... Ces modulateurs peuvent fonctionner à des fréquences très élevées. Ils peuvent agir sur l'état de polarisation, sur l'intensité, sur la fréquence, sur la phase, sur la position ou sur l'orientation du faisceau.

Les diverses modulations connues des radioélectriciens sont aussi obtenues lorsque la porteuse est une radiation lumineuse.

Diverses applications des modulateurs électro-optiques sont signalées. Quelques facteurs à considérer pour le choix d'un type de modulateur sont dégagés.

Abstract. — A modulator can be used to modify the characteristics of a travelling optical beam. The present paper is only concerned with those involving the direct effects of an electric field on optical properties : transparency, reflectivity, rotatory power, linear birefringence, optical homogeneity... These modulators can work at very high frequencies. They can alter state of polarization, intensity, frequency, phase, position or direction of the beam. All types of modulation well known to radioengineers are also obtained, the carrier being an optical radiation.

Some applications of electro-optical modulators are quoted.

Indications are given on some general ideas that may help in the choice of the type of modulator.

1. Introduction. — L'action des champs électriques ou magnétiques sur l'émission de la lumière, ou sur la lumière en cours de propagation est activement recherchée au XIX^e siècle. La découverte, par Faraday en 1846 [1, 2], de la rotation du plan de polarisation de la lumière lors de la traversée d'un corps soumis à un champ magnétique longitudinal, contribue à l'élaboration de la théorie électromagnétique de la lumière [3, 4]. En retour cette théorie suscite les expériences de Kerr [5, 6] qui découvre la biréfringence électrique des liquides. Puis Pockels [7 à 9] montre que la biréfringence accidentelle des cristaux piézoélectriques soumis à un champ électrique ne se réduit pas à la biréfringence entraînée par les déformations mécaniques.

D'autres effets d'un champ électrique sur les propriétés optiques de certains matériaux sont découverts ensuite. Ces phénomènes permettent la modulation des faisceaux lumineux. Cette modulation rend leur analyse plus facile en l'absence d'un observateur humain et permet de les utiliser comme véhicule d'information. Ces applications suscitent de très nombreuses études. L'évolution est maintenant rapide et il serait difficile de donner une bibliographie complète. Les effets électro-optiques sont

des cas particuliers d'interaction de la lumière avec de la matière à caractéristiques non linéaires. L'apparition récente de sources lumineuses très brillantes (lasers) est à l'origine de l'abondance des mémoires récents relatifs à l'optique non linéaire.

Par modulateur, il faut entendre un dispositif capable de modifier l'une au moins des caractéristiques d'un faisceau lumineux lors de sa propagation. La modulation de l'émission lumineuse (effet Stark par exemple) est un problème différent, non abordé ici. Les modulateurs qui ne mettent pas en œuvre un effet électro-optique proprement dit (par exemple la piézoélectricité et la photoélasticité [10]) ne sont pas examinés ici.

Des dispositifs électro-optiques permettent de moduler les diverses caractéristiques d'une onde lumineuse plane : longueur d'onde, état de polarisation et intensité. Des montages très divers permettent de réaliser l'un ou l'autre type de modulation en mettant à profit le même effet électro-optique. C'est pourquoi une classification des effets précède la description de quelques modulateurs.

2. Les effets électro-optiques. — 2.1. TRANSPARENCE. — Le déplacement du bord d'une bande

d'absorption par application d'un champ électrique est prévu en 1937 [11] et soupçonné expérimentalement dans un oxyde de cuivre en 1954 [12]. En 1958, Keldysh [13] et Franz [14] calculent ce phénomène pour le cas des cristaux semiconducteurs. Si le bord de la bande d'absorption possède un profil exponentiel ; c'est-à-dire si la densité optique est telle que :

$$\mu = \mu_0 \exp l(\omega - \omega_0)$$

en l'absence de champ ; ils prévoient un déplacement de ce bord de la bande d'absorption quand un champ $\mathbf{E}$ est appliqué au milieu :

$$\mu = \mu_0 \exp l \left(\omega - \omega_0 + \frac{l^2 e^2 \mathbf{E}^2}{12 \hbar m^*} \right) ;$$

e désigne la charge de l'électron et m^* la masse effective d'une paire électron-trou. Ce déplacement doit être de l'ordre de quelques centaines d'Angström pour un champ de 10^5 V/cm. Après obtention de résultats expérimentaux la théorie est développée [15, 16].

En effet les expérimentateurs parviennent, par divers artifices, à obtenir des champs très intenses et décèlent l'effet dans des monocristaux de sulfure de cadmium (CdS) (*fig. 1*) [17 à 22], de silicium (Si)

FIG. 1. — Influence d'un champ électrique sur la transmission et le dichroïsme d'une lame monocristalline de sulfure de cadmium parallèle à l'axe, de 0,1 mm d'épaisseur. D'après Williams [20], *The Physical Review*.

[23 à 26], d'arséniure de gallium (GaAs) [27, 22, 28 à 30], d'iodures de plomb (PbI_2) et mercurique (HgI_2) [31], de tellure de cadmium (CdTe) [22], de sélénure de gallium (GaSe) [32] d'hexaméthylène-tétramine ($\text{C}_6\text{H}_{12}\text{N}_4$) [33] et de rutile (TiO_2) [34]. Cet effet est réversible [20] et la constante de temps est faible [23]. Si la tension appliquée est sinusoïdale l'intensité lumineuse est modulée à la fréquence double [21]. La fréquence de 10 kc/s est obtenue [31]

sans qu'aucun effort particulier n'ait été entrepris dans ce sens. L'effet est intense dans les jonctions p-n du germanium [35]. Les films polycristallins [36] et amorphes [37] présentent un effet analogue.

Cet effet est prévu pour les colorants organiques dipolaires [38]. Un déplacement de 10 Å de la bande d'absorption principale, située vers 5 000 Å, du rouge de méthyle dissout dans du polystyrène, est observée sous l'influence d'un champ de 1 MV/cm [39] et, de même, une bande, située vers 6 500 Å, du bleu de phénol placé dans les mêmes conditions se déplace de 17 Å [40]. Le champ électrique modifie le dichroïsme d'une solution aqueuse de désoxyribonucléate de sodium [41]. La modification, par application d'un champ électrique, de la transparence de verres colorés, est observée [42, 43]. Ce phénomène est réversible et peu sensible à l'orientation mutuelle du champ électrique et du faisceau.

Les relations de Kramers-Kronig [244] permettent de déduire, de la variation de l'absorption avec le champ, une dépendance de l'indice de réfraction à l'égard de ce même champ. Le facteur de réflexion dépend de ces deux grandeurs ; il doit donc être fonction du champ électrique appliqué. Des modifications du changement de phase à la réflexion [44] et du facteur de réflexion d'une jonction p-n [45, 46] sont d'abord observées. Le phénomène prévu [47] est ensuite observé sur le phosphore d'indium (InP) [48, 49], le tellure mercurique (HgTe) [48], les antimoniures d'indium (InSb) [48, 49] et de gallium (GaSb) [48, 49], le sélénure mercurique (HgSe) [48], le germanium (Ge) [48, 50], le silicium (Si) (*fig. 2*) [51, 52], les arséniures de gallium (GaAs) [49, 53, 54], et d'indium (InAs) [49], le phosphore de gallium (GaP) [49], l'antimoniure d'aluminium (AlSb) [55] et les alliages d'arséniure et de phosphore de gallium [56, 57]. Ce sont les variations de l'indice avec le champ qui contribuent le plus à la modification du facteur de réflexion [58]. Ce phénomène est, lui aussi, très sélectif [50]. Son étude est, expérimentalement, plus facile que celle de l'absorption, elle permet d'atteindre la structure fine des transitions et de déceler l'influence de l'orientation du champ par rapport au milieu cristallin [51].

Les intensités des champs à mettre en œuvre sont considérables et jusqu'ici les amplitudes des variations de paramètres optiques obtenues par ces moyens sont très faibles et n'intéressent que des régions très étroites du spectre.

Le dichroïsme de suspensions de fines particules solides dans un liquide dépend du champ électrique appliqué à la préparation [59] ; l'investigation porte sur de nombreux mélanges [60 à 66]. Le phénomène est indépendant du sens du champ [61] ; il s'explique par l'orientation des particules électriquement anisotropes qui transmettent ou réfléchissent la lumière d'une manière anisotrope [67, 61, 62, 66].

FIG. 2. — Variation relative du pouvoir réflecteur du silicium par application d'un champ normal à la surface de l'ordre de 10^5 V/cm. D'après Seraphin et Bottka [54], *Physical Review letters*.

Ce phénomène est peu intense et très sélectif.

Un champ électrique est capable de modifier l'absorption apparente d'un système par un processus différent. Un mélange de deux liquides, placé dans une situation voisine des conditions critiques de miscibilité peut voir ses caractéristiques (opalescence critique, diffusivité et, corrélativement, l'absorption apparente) facilement modifiées. Elles peuvent l'être par un champ électrique. Ainsi un champ de 45 kV/cm modifie de 5 % le coefficient d'absorption apparente d'un mélange de 2-2-4-triméthylpentane et de nitrobenzène en proportions critiques et à 29,26 °C [68].

Enfin un champ électrique suffisant (de l'ordre de 10^{10} MV/cm) serait capable d'engendrer un dichroïsme du vide [69].

2.2. POUVOIR ROTATOIRE. — Certains corps (solides, liquides ou gazeux) sont capables de faire tourner le plan de polarisation de la lumière polarisée, ils possèdent l'activité optique ou pouvoir rotatoire. Par application d'un champ électrique à

un liquide actif, aucune modification nette de son pouvoir rotatoire n'est d'abord obtenue [70]. L'effet d'un champ transversal est décrit [63, 64] ; puis on s'aperçoit que les milieux étudiés sont des suspensions [65] ; le phénomène est celui mentionné au paragraphe 2,1 [71].

Lévy [72, 73] donne une théorie de la variation du pouvoir rotatoire en fonction du champ électrique appliqué ; il calcule les ordres de grandeur et observe le phénomène avec une lame de sel de seignette ($C_4H_4O_6NaK$, $4H_2O$) perpendiculaire à un axe et soumise à un champ longitudinal. La variation est grande par rapport au pouvoir rotatoire naturel, proportionnelle au champ s'il est faible et présente une saturation.

Le signe du pouvoir rotatoire d'une lame de sélénite acide de lithium, $LiH_3(SeO_3)_2$, perpendiculaire à l'un des axes optiques, dépend du sens du champ électrique longitudinal appliqué. L'hystérésis est très importante [74] (fig. 3). Cet effet est analysé et la liste des classes de symétrie compatibles est donnée [75 à 77].

FIG. 3. — Variation du pouvoir rotatoire d'une lame de sélénite acide de lithium perpendiculaire à l'un des axes optiques, en fonction du champ électrique longitudinal à 23 °C et pour les radiations de 589 nm de longueur d'onde. D'après Futama et Pepinsky [74], *Journal of the Physical Society of Japan*.

2.3. PHÉNOMÈNE ÉLECTRO-OPTIQUE DE KERR. — Kerr [5, 6] observe le premier une biréfringence de liquides et de solides transparents et optiquement isotropes provoquée par un champ électrique transversal. Les gaz présentent le même phénomène [78]. C'est une biréfringence rectiligne analogue à celle d'une lame cristalline uniaxe parallèle à l'axe, indépendante du sens du champ et les lignes neutres sont parallèle et perpendiculaire au champ. Les résultats de Kerr sont d'abord niés [79 à 81] puis vérifiés [82 à 86]. Kerr observe de nombreux liquides [87, 88] et effectue des recherches quantitatives [89]. La biréfringence est proportionnelle au carré du champ :

$n_e - n_0 = B\lambda E^2$, où B est la « constante de Kerr » indépendante de l'épaisseur et du champ [90 à 93]. Le temps d'établissement de la biréfringence est trouvé inférieur à 25 μ s [94, 95] puis, par une méthode plus fine, inférieur à 10^{-8} s [96 à 99]. Des mesures [100, 101] fournissent des temps différents pour divers liquides ; ils sont compris entre $0,6 \times 10^{-8}$ s et $1,7 \times 10^{-8}$ s. La dispersion de la constante de Kerr, $B(\lambda)$, est étudiée [102]. Kerr [103, 104] et Quincke [105] cherchent à déterminer expérimentalement les retards absolus $n_e - n$ et $n_0 - n$. En 1896 est effectuée la première mesure absolue d'une constante de Kerr : celle du sulfure de carbone (S_2C) [106]. Pockels [107] et Voigt [108 à 110] proposent des théories du phénomène. Larmor [111] et Havelock [112 à 114] font une hypothèse d'orientation moléculaire qui conduit à la relation $(n_e - n)/(n_0 - n) = -2$ et à une relation entre les dispersions de la biréfringence et de l'indice au repos n . Ces relations sont vérifiées expérimentalement [115 à 122]. Langevin [123] et Born [124, 125] développent la théorie de l'orientation moléculaire contrariée par l'agitation thermique. Les résultats sont en accord avec l'expérience [126]. De la théorie de Voigt [110, 127 à 130] découle la relation $(n_e - n)/(n_0 - n) = +3$ et elle ne rend pas compte de l'influence de la température. Pockels [131] attire l'attention des expérimentateurs [132, 133] sur l'électrostriction qui accompagne le phénomène de Kerr. Chaumont [134, 135] vérifie avec soin l'exactitude de la loi de Kerr et mesure avec précision la constante de Kerr du sulfure de carbone. Des mesures photo-électriques précises sont maintenant possibles, il est alors préférable de moduler le phénomène en appliquant un champ fonction sinusoïdale du temps [136, 137].

La tension nécessaire pour obtenir un effet suffisant est considérable ; dans ces conditions les

liquides ne conservent pas une homogénéité optique satisfaisante. C'est pourquoi les recherches portent maintenant surtout sur les cristaux : phase cubique du titanate de baryum ($BaTiO_3$) [138 à 141], de tantalate de potassium ($KTaO_3$) [142, 143], de niobio-tantalate de potassium ($KTa_{0,65}Nb_{0,35}O_3$) [143 à 146] et de titanate de strontium ($SrTiO_3$) [143]. La modulation est rendue linéaire par superposition d'une forte tension continue au signal de modulation. L'ellipsoïde des indices est déterminé pour chaque classe de symétrie et pour des directions remarquables du champ [147].

En 1928 l'effet Kerr permet de moduler un faisceau à la fréquence de 1 Gc/s [245]. Aux fréquences très élevées (3 Gc/s), le sulfure de carbone est un excellent diélectrique, meilleur que le polytétra-fluoréthylène (téflon) et un modulateur de ce type est construit [148]. La vitesse de phase du signal de modulation est synchronisée avec la vitesse de groupe du faisceau lumineux. Le champ électrique de l'onde lumineuse engendrée par un laser est capable de produire l'effet Kerr [149] (fig. 4) comme l'avait prévu Buckingham [252]. Ici l'on quitte le domaine des modulateurs électro-optiques proprement dits pour arriver à celui de l'action de la lumière sur la lumière :

- production d'harmoniques (voir par exemple les mises au point [253 à 255]) ;
- mélange de trois ondes : apparition d'une onde de fréquence $\nu_1 + \nu_2$ en présence d'ondes de fréquences ν_1 et ν_2 [256, 257] ;
- photochromisme [258, 259] ;
- diffusion de la lumière par la lumière [260] ;
- biréfringence du vide induite par la lumière (constante de Kerr 10^{20} fois plus faible que celle de l'eau) [261].

L'effet Kerr du gaz carbonique sous pression est mis à profit pour construire un kilovoltmètre [150]. Des solutions diluées isotropes de substances à

FIG. 4. — Montage utilisé pour mesurer l'effet Buckingham d'après Mayer et Gires [149], *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences*.

M est le miroir de sortie d'un laser, les D désignant des diaphragmes, l est une lame de verre, C une cuve où est placé le liquide étudié, les filtres F arrêtent le rayonnement du laser et laissent passer la lumière bleue issue de la lampe S , P et A sont des polariseurs rectilignes, L_1 et L_2 deux lentilles, PM un photo-multiplicateur.

molécules très allongées (qui possèdent une phase mésomorphe quand elles sont pures) présentent un effet Kerr notable [151] et la saturation peut y être observée [152].

Le champ électrique oriente les particules solides en suspension dans un fluide (§ 2.4). En plus du dichroïsme, cette orientation confère une biréfringence à la préparation [59]. La constante de temps est très supérieure à celle de l'orientation moléculaire [60]. La saturation est facilement observable ici [153]. L'influence de l'indice du milieu d'immersion sur la biréfringence obtenue est étudiée [61, 154]. Les propriétés de nombreuses suspensions sont connues [155, 62 à 65, 71]. Le phénomène est décelé dans une fumée en suspension dans l'air [156], dans une suspension de cristaux ferroélectriques (niobiate de sodium : NaNbO_3) dans un verre [157]. Dans ce dernier cas ce seraient les domaines qui seraient orientés [157].

FIG. 5. — Schéma représentant l'arrangement des molécules dans une phase smectique. D'après Ferguson, *Scientific American*, 1964, 211, n° 2, 78.

FIG. 6. — Schéma représentant l'arrangement des molécules dans une phase nématique. D'après Ferguson, *Scientific American*, 1964, 211, n° 2, 78.

2.4. PHASES MÉSOMORPHES. — Certains corps à molécules allongées présentent, dans des domaines de température parfaitement déterminés, des

FIG. 7. — Schéma représentant l'arrangement des molécules dans une phase cholestérique. D'après Ferguson, *Scientific American*, 1964, 211, n° 2, 80.

phases intermédiaires entre la phase cristalline et la phase liquide. Il existe trois types de ces phases : smectique, nématique et cholestérique. Dans la phase smectique les directions d'allongement des molécules sont toutes parallèles entre elles et les molécules s'ordonnent en feuillets qui peuvent glisser facilement les uns sur les autres (fig. 5). Dans la phase nématique le seul ordre qui subsiste est le parallélisme des directions d'allongement des molécules (fig. 6). La phase cholestérique est un cas particulier de phase nématique, elle peut exister si le milieu ne possède pas de centre de symétrie. Les molécules situées dans des plans parallèles ont leurs directions d'allongement ordonnées en une structure hélicoïdale enroulée autour d'un

axe de torsion perpendiculaire aux plans (fig. 7).

2.4.1. *Nématiques*. — L'orientation des molécules des phases fluides par le champ électrique est générale. Elle existe aussi dans le cas des phases nématiques [158 à 160]. Un champ continu fait apparaître des « fils », sensiblement parallèles au champ, dans la préparation [161] (fig. 8). G. Friedel [161] pense que les axes optiques se disposent

FIG. 8. — Photomicrographie de « fils » créés par un champ électrique horizontal de 200 V/cm et de fréquence 50 c/s dans une préparation nématique de pp' azoxyanisole impur vue entre polariseur et analyseur croisés. D'après Naggiar [168], *Annales de Physique*.

dans un plan perpendiculaire au champ et que les fils sont des axes d'enroulement. Les premiers résultats obtenus apparaissent confus : l'orientation peut être totale si le champ est suffisant [162], les axes optiques peuvent être parallèles ou perpendiculaires au champ selon la substance [163] ou selon la fréquence du champ [164 à 166]. Le rôle d'un phénomène secondaire dû aux impuretés [165] est ensuite dégagé : des courants d'ions existent quand la tension est appliquée ; les fils et la segmentation de la préparation en cellules hexagonales dans le cas d'une faible distance entre électrodes sont des conséquences du phénomène hydrodynamique [167, 168]. Ces conclusions sont confirmées : un champ continu oriente parfaitement une préparation de très grande pureté [169, 170]. La considération de l'énergie potentielle électrostatique $(\epsilon_{//} - \epsilon_{\perp}) E^2$ suffit pour l'expliquer [171]. Les domaines qui prennent naissance dans les lames impures peuvent être, eux aussi, mis à profit pour constituer des modulateurs. Ils apparaissent en quelques millisecondes quand le champ longitudinal

dépasse une valeur critique [172]. Le temps τ de leur formation est tel que $\tau = l/CE$ si l est l'épaisseur de la préparation, C une constante de l'ordre de $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V.s}$ pour le pp'-azoxyanisole [173, 174]. Leur présence diminue notablement la transmission. C'est ainsi qu'une tension de 100 V diminue de 35 % la transmission d'une lame de 0,5 mm d'épaisseur [175].

2.4.2. *Cholestériques*. — Un champ électrique transversal modifie le pouvoir rotatoire apparent d'une préparation cholestérique et y induit une biréfringence rectiligne [163]. L'application d'un champ longitudinal change l'intensité et la longueur d'onde de la lumière diffusée sélectivement par une préparation cholestérique [176].

2.4.3. *Smectiques*. — Certaines préparations smectiques observées au microscope polarisant, entre polariseur et analyseur croisés, présentent une texture particulière dite à coniques focales (fig. 9). La seule observation effectuée à ce jour rapporte un allongement des coniques focales d'une préparation smectique par application d'un champ électrique [163] (fig. 9).

FIG. 9. — Photomicrographie d'une préparation smectique de p-axozybenzoate d'éthyle entre polariseur et analyseur croisés. D'après Zocher et Birstein [163], *Zeitschrift für physikalische Chemie*. Sur la figure du haut on voit les coniques focales en l'absence de champ et sur la figure du bas en présence d'un champ électrique d'orientation $\uparrow$.

2.5. EFFET POCKELS. — Un champ électrique déforme un cristal piézoélectrique. La déformation entraîne une biréfringence. Le quartz α est d'abord observé [5, 177 à 180]. En plus de cet effet,

Pockels [9] décèle un effet direct du champ sur les propriétés optiques du chlorate de sodium (NaClO_3), du quartz α , de la tourmaline et du sel de seignette. Le rôle de la symétrie du milieu cristallin est étudié [181, 110, 127]. Soit

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} + 2 \left(\frac{yz}{n_4^2} + \frac{zx}{n_5^2} + \frac{xy}{n_6^2} \right) - 1 = 0$$

l'équation de l'ellipsoïde des indices. Dans les cristaux dépourvus de centre de symétrie, les coefficients $1/n_i^2$ peuvent varier proportionnellement avec le champ appliqué :

$$\frac{1}{n_i^2} = \frac{1}{n_i^2} + \sum_j r_{ij} E_j ; \quad i = 1, 2, 3, 4, 5, 6 ; \quad j = 1, 2, 3.$$

Les coefficients r_{ij} ne sont pas tous nuls pour 20 groupes de symétrie compatibles avec la piézoélectricité.

La période de découverte du phénomène est suivie par une phase d'étude de quelques espèces : sel de seignette [182 à 184], étude détaillée du quartz [185 à 189], blende (ZnS) [189], orthophosphates et arsénates monopotassiques, monopotassique deutéré, monoammoniques, monosodiques (MH_2XO_4 ou MD_2XO_4) [190, 191], orthophosphate monorubidique (RbH_2PO_4) [192]. Ces derniers sels de symétrie $D_{2d}(\bar{4} 2 m)$ possèdent des constantes électro-optiques beaucoup plus grandes que celles des cristaux étudiés jusqu'alors. Une lame perpendiculaire à l'axe soumise à un champ électrique longitudinal présente une biréfringence proportionnelle à la tension appliquée. En 1948 des modulateurs utilisent ces propriétés [193, 194]. Les caractéristiques de ces modulateurs sont examinées en détail [195 à 198], leur inconvénient principal est la faiblesse de l'ouverture utilisable. Pour y obvier il est suggéré d'utiliser des cristaux de symétrie cubique [199]. L'étude de la blende est reprise [200 à 203]. Les effets présentés par le chlorure cuivreux (CuCl) [199], le sélénure de zinc (ZnSe) [204, 205], l'hexaméthylènetétramine ou urotropine $[(\text{CH}_2)_6\text{N}_4]$ [206 à 212] de symétrie $T_d(\bar{4} 3 m)$ et par l'arséniure de gallium (GaAs) [213, 214, 33] de symétrie $T(2 3)$ sont mesurés.

L'étude détaillée du phénomène est poursuivie : l'ellipsoïde des indices est déterminé pour chaque classe de symétrie et pour des directions remarquables du champ [215]. Si la fréquence est très élevée les déformations mécaniques du cristal ne peuvent pas suivre la variation rapide du champ, la biréfringence due à l'ensemble des effets piézoélectrique et photoélastique est négligeable devant celle causée par l'effet électro-optique direct dû surtout au déplacement des ions [216]. En 1957 un faisceau est modulé à 3,15 Gc/s par l'effet Pockels développé dans un cristal de phosphate monoammonique [246], puis à 9,25 Gc/s en 1961 [247]. Pour obtenir, sur une grande distance, le synchronisme du signal de modulation avec l'onde à moduler, on peut faire propager

la lumière obliquement par rapport au vecteur d'onde qui pilote la microonde [248]. Les réflexions internes dans une lame à faces planes et parallèles permettent d'avoir une grande longueur d'interaction [249]. La bande passante peut atteindre 1 Gc/s [250]. Les modulateurs à effet Pockels semblent pouvoir fonctionner au moins jusqu'à 36 Gc/s [251]. La mécanique quantique permet de rendre compte des interactions entre ondes lumineuses et champ électrique de modulation dans les milieux à caractéristiques non linéaires [217]. Un montage, d'une incroyable complexité, est suggéré pour mesurer les coefficients électro-optiques d'un cristal quelconque [218, 219]. Les influences des orientations de l'onde et du champ sur l'effet Pockels des cristaux cubiques sont analysées [220].

Un modulateur en sel de seignette pour rayonnement infrarouge est construit [221]. Un cristal-cubique soumis à deux champs transversaux perpendiculaires entre eux permet d'effectuer une double modulation [222]. Un modulateur à chlorure cuivreux de grande ouverture peut fonctionner à la fréquence de 10 Mc/s [223].

Les constantes r_{ij} de nombreux cristaux sont mesurées : pentaérythritol $[\text{C}(\text{CH}_2\text{OH})_4]$ de symétrie $C_2(2)$ [224] ; sulfates doubles de même structure que la langbeinite : $(\text{NH}_4)_2\text{Cd}_2(\text{SO}_4)_3$, $(\text{NH}_4)_2\text{Mn}_2(\text{SO}_4)_3$ de symétrie $T(2 3)$ mais possédant un pouvoir rotatoire négligeable [225] ; sulfure de cadmium (CdS) de symétrie $C_{6v}(6 mm')$ [226, 227] ; bromure cuivreux (CuBr) de symétrie $T_d(\bar{4} 3 m)$ [228] ; dithionates de potassium ($\text{K}_2\text{S}_2\text{O}_6$) et de strontium ($\text{SrS}_2\text{O}_6, 4\text{H}_2\text{O}$), tartrate de césium, hydrate de glucose et de bromure de sodium $[(\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6)_2, \text{NaBr}, \text{H}_2\text{O}]$ de symétrie $D_3(3 2)$ [211] ; sulfate de potassium et de lithium (LiKSO_4) de symétrie $C_6(6)$ [211] ; nonahydrate de thioantimoniate de sodium ($\text{Na}_3\text{SbS}_4, 9\text{H}_2\text{O}$) de symétrie $T(2 3)$ [144] ; chlorhydrate et bromhydrate de tri (β aminoéthyl) amine $[\text{N}(\text{CH}_2 - \text{CH}_2 - \text{NH}_3^+ \text{Cl}^-)_3]$ de symétrie $T(2 3)$ [229] ; pyroniobate de calcium ($\text{Ca}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$) de symétrie $C_2(2)$ [230] ; sulfate de triglycine [231] ; phase quadratique du titanate de baryum (BaTiO_3) de symétrie $C_{4v}(4 m m')$ [232 à 234] ; germanate de bismuth $[\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3]$ [235] et sodalite $[\text{Na}_8(\text{AlSiO}_4)_6(\text{OH}, \text{Cl})_2]$ [236] de symétrie $T_d(\bar{4} 3 m)$ et faciles à préparer ; acétate d'uranyle et de sodium $[\text{NaUO}_2(\text{CH}_2 - \text{CHO}_2)_3]$ de symétrie $T(2 3)$ [237]. Cette dernière espèce cristalline possède un coefficient électro-optique faible et une activité optique notable. L'effet électro-optique du chlorure d'ammonium (NH_4Cl) est prévu par le calcul [238]. Les jonctions p-n de phosphure de gallium (GaP) [239, 240] et d'arséniure de gallium (GaAs) [241] peuvent présenter un effet Pockels intense avec une faible tension.

Dans les modulateurs les inconvénients du pouvoir rotatoire peuvent être limités par l'emploi de quatre électrodes disposées convenablement [144]. L'in-

fluence des pertes diélectriques du cristal sur les qualités optiques du modulateur est discutée [242, 243]. Ces modulateurs sont actuellement les modulateurs électro-optiques les plus utilisés bien que leur ouverture ne soit jamais grande, qu'ils ne soient pas achromatiques et que leur homogénéité optique soit rarement bonne.

3. Quelques types de modulateurs. — Les effets Kerr et Pockels permettent de constituer des lames à biréfringence rectiligne de retard variable. Un type de biréfringence peut être transformé en un autre [10]. Si l'effet est quadratique la superposition d'une tension constante très supérieure à l'amplitude de la tension fonction du temps rend la modulation proportionnelle à la tension variable. Un milieu électro-optique possédant un axe de révolution et soumis à un champ électrique tournant perpendiculaire à l'axe est équivalent à une lame biréfringente tournante [262]. Une lame de biréfringence variable éclairée en lumière complètement ou partiellement polarisée suivie d'une lame dichroïque constitue en général un dispositif à coefficient de transmission variable. Un interféromètre de Perot-Fabry formé d'une lame cristalline à faces planes et parallèles possédant l'effet Pockels voit sa transmission varier, pour une longueur d'onde donnée, avec la tension appliquée [263, 264]. Un modulateur de 200 Mc/s de bande passante à 10 Gc/s est ainsi constitué [265, 266]. L'effet Kerr développé par une onde électrique progressive dans du nitrobenzène permet un déplacement de 0,37 Å de la longueur d'onde d'une raie ($\lambda = 6\,943$ Å) par effet Doppler [267]. La différence des temps de transit des deux vibrations privilégiées d'une lame d'un cristal biréfringent assez épaisse est mise à profit pour convertir une modulation d'état de polarisation en modulation d'amplitude sans perte d'intensité [268] (fig. 10).

FIG. 10. — Conversion de la modulation d'état de polarisation en modulation d'amplitude par traversée d'une lame biréfringente épaisse. D'après Buhrer [268], *Proceedings of the I. E. E. E.*

3.1. MODULATION FONCTION SINUSOÏDALE DU TEMPS. — Divers types de ces modulateurs faciles à constituer sont mentionnés [10]. Cette modulation rappelle la modulation, à une fréquence musicale, d'une onde radioélectrique et la décomposition de la porteuse avec apparition de bandes latérales doit se retrouver ici [269]. Bien que les longueurs d'onde soient ici très inférieures aux dimensions des objets, les divers types de modulation connus des radioélectriciens peuvent être imposés à un faisceau lumineux. La modulation de phase est obtenue en éclairant le modulateur à vibrations privilégiées fixes et de retard variable (à la fréquence ν_2) avec l'une de ses vibrations privilégiées de fréquence ν_1 . La porteuse de fréquence ν_1 subsiste et apparaissent les bandes latérales de fréquence $\nu_1 + k\nu_2$ avec k entier quelconque. La porteuse peut être supprimée : le modulateur est placé entre polariseurs de façon à réaliser l'extinction en l'absence de modulation [269]. La modulation en amplitude peut être obtenue avec les modulateurs du paragraphe 2.1 ou encore avec un modulateur à effet Pockels placé entre polariseurs croisés à 45° des lignes neutres électriques. La modulation à bande latérale unique s'obtient, par exemple, au moyen d'une lame demi-onde tournante [269]. Celle-ci peut être réalisée par le procédé indiqué au paragraphe précédent [262]. Ce dispositif joue le rôle d'un amplificateur paramétrique pour les ondes lumineuses ; il permet de commander le déplacement des raies et l'augmentation d'énergie des photons incidents [269].

Un modulateur à effet Kerr fonctionnant à 1 Gc/s permet de déceler une modification du profil d'une raie spectrale [245]. Des raies artificielles de très grande finesse issues d'un interféromètre de Fabry-Perot sphérique modulées en phase par effet Kerr à 10 Mc/s sont décomposées. Les bandes latérales sont détectées au moyen d'un deuxième interféromètre identique [269]. Deux modulateurs à bande latérale unique et à suppression de la porteuse sont décrits. L'un met en œuvre l'effet Pockels dans deux lames de phosphate monopotassique perpendiculaires à l'axe et à lignes neutres électriques à 45° les unes des autres excitées par des champs en quadrature ; ces deux lames sont placées entre polariseurs croisés [270]. L'autre utilise l'effet Pockels dans un cristal de symétrie cubique [271, 222, 272]. Un faisceau modulé en fréquence peut être converti en un faisceau modulé en amplitude par traversée d'une lame à biréfringence rectiligne placée entre deux polariseurs [273].

3.2. MODULATION SPATIALE. — Le traversée d'un système dispersif (prisme, réseau...) transforme la modulation en fréquence d'un faisceau en une modulation spatiale de la lumière [274]. La tension appliquée à un prisme taillé dans un milieu dont l'indice dépend du champ électrique peut commander la déviation d'un faisceau par ce prisme [275, 145]. La

fréquence de modulation peut atteindre 300 Mc/s [146]. Un champ de 5 kV/cm appliqué à un prisme de titanate de baryum peut modifier de $3'$ la déviation de la lumière visible [141]. Les modifications de l'état de polarisation permettent, avec l'emploi d'un prisme biréfringent, des variations *discontinues* de déviation beaucoup plus importantes [276, 277]. Le prisme lui-même peut être taillé dans un cristal possédant l'effet Pockels [278]. L'emploi de lames à faces planes et parallèles permet d'obtenir une translation discontinue du faisceau. Par exemple, entre une lame épaisse de calcite et un polariseur rectiligne est disposée une lame de phosphate monopotassique perpendiculaire à l'axe. Ou bien aucune tension n'est appliquée et le rayon extraordinaire traverse la lame. Ou bien un champ électrique longitudinal est appliqué au modulateur pour le transformer en lame demi-onde à lignes neutres à 45° du plan de polarisation de la lumière incidente ; dans ces conditions c'est le rayon ordinaire qui se propage dans la lame de calcite [279, 280]. Si ce dispositif est suivi d'un second modulateur identique au premier puis d'une lame de calcite d'épaisseur double de la première le faisceau émergent peut occuper quatre positions ; et, avec k dispositifs, 2^k positions (fig. 11). Les déplacements peuvent être

FIG. 11. — Principe d'un montage qui transforme les modifications d'état de polarisation d'un faisceau en translations discontinues du faisceau. D'après Kulche, Harris, Kosanke et Max [279], *I. B. M. Journal of research and development*. Les lames A sont des modulateurs à effet Pockels de retard nul en l'absence de tension appliquée et demi-onde quand ils sont sous tension. Les lames B sont taillées dans un milieu biréfringent.

effectués dans deux directions perpendiculaires. Un dispositif de 2×2 cm² d'ouverture peut posséder 1 000 positions qu'une puissance de 5 W permet de balayer à la cadence de 2×10^6 positions par seconde. Le polariseur rectiligne peut être remplacé par une lame biréfringente épaisse qui, éclairée en lumière naturelle, fournit deux faisceaux parallèles polarisés à angle droit [281]. Les dispositifs à dévia-

tion discontinue sont préférables aux dispositifs à translation [276]. Ces montages sont travaillés depuis peu, l'exploration de leurs possibilités n'est pas terminée et leurs limites d'emploi sont mal connues.

4. Applications. — Les modulateurs électro-optiques permettent tout d'abord la modulation périodique de l'intensité d'un faisceau lumineux. Le courant débité par un récepteur photoélectrique est alors alternatif ; il est plus facile à amplifier qu'un courant continu [282 à 284]. Les modulateurs à transmission variable (cellule de Kerr ou de Pockels placée entre polariseurs rectilignes) sont utilisés pour l'enregistrement photographique du son en cinématographie [194, 285] et pour la photographie ou la cinématographie ultra-rapides [286 à 289].

L'application des modulateurs électro-optiques aux analyseurs de lumière polarisée est passée en revue [10]. Si les lames biréfringentes d'un filtre de Lyot [290] possèdent l'effet Pockels il est possible de centrer électriquement sur une longueur d'onde prédéterminée la bande passante du filtre [291]. Un monochromateur comportant des lames demi-ondes tournantes constituées de cellules à effet Kerr soumises à un champ électrique tournant est décrit [292]. La modulation en amplitude d'un faisceau par effet Pockels permet une mesure précise du temps de propagation. C'est une méthode de mesure de la vitesse de la lumière [293] et de mesure précise des distances [294] par la méthode de Bergstrand [295]. En modulant à 9,4 Gc/s, une distance de 50 m peut être mesurée à $50 \mu\text{m}$ près [296]. L'effet Pockels permet de mesurer optiquement l'amplitude d'un champ électrique de haute fréquence (3,15 Gc/s) [246, 297]. Un modulateur d'état de polarisation à effet Pockels figure dans un appareil impersonnel de mesure du dichroïsme circulaire [298]. Le même modulateur placé derrière un prisme de Wollaston constitue un appareil de pointé des sources ponctuelles d'excellente résolution angulaire ($0,046''$ pour une étoile de dixième grandeur) [299]. Placé, avec une lame de Savart, entre polariseurs croisés, il permet la mesure automatique de la rotation de la lame de Savart à mieux d'une minute près [300]. Une cellule de Kerr remplie de nitrobenzène ($\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$) placée entre polariseurs rectilignes parallèles constitue un filtre de $70 \text{ \AA}$ de largeur de bande passante à $6\,000 \text{ \AA}$; sa position peut être commandée électriquement [301]. L'introduction d'un modulateur dans un interféromètre photoélectrique à deux faisceaux augmente sa sensibilité [302]. Un faisceau lumineux modulé en amplitude peut servir à la transmission d'un signal de télévision [303, 304].

Un émetteur récepteur hétérodyne optique dont la source est un laser est décrit [305]. Le laser sert aussi d'oscillateur local pour le récepteur après déplacement de sa fréquence (§ 3.1) par un modulateur constitué de deux lames de phosphate monopotassique perpendiculaires à l'axe, croisées et exci-

tées longitudinalement par des champs de même fréquence en quadrature.

Le déplacement électro-optique de faisceaux lumineux peut être mis à profit dans les calculatrices numériques rapides [280, 306, 307]. Le couplage entre les divers éléments peut être rigoureusement unilatéral et permet un isolement électrique complet [308]. Des modulateurs d'intensité lumineuse peuvent être fondés sur ce principe [146].

5. Conclusion. — Les modulateurs électro-optiques trouvent donc des applications dans des domaines très divers. Outre l'étude des phénomènes électro-optiques ces modulateurs servent dans des montages de laboratoire et à des applications industrielles très variées.

Les modulateurs électro-optiques peuvent être beaucoup plus rapides que les modulateurs mécaniques et ils font moins vibrer les montages. Ils consomment, en général, à vitesse de modulation égale, moins d'énergie que les modulateurs magnétiques. La diversité des solutions envisagées prouve l'absence d'une méthode capable de supplanter les autres dans une gamme étendue d'applications. Chaque cas nécessite un examen particulier. Les facteurs qui déterminent le plus souvent le choix d'un procédé sont :

- les qualités optiques de la substance mise en œuvre,
- l'achromaticité dans un domaine spectral déterminé,
- le champ et l'ouverture réalisables,
- la fréquence de modulation,

- la bande passante,
- l'amplitude du champ et de la tension électriques nécessaires,
- la consommation.

Si certains phénomènes (comme les propriétés électro-optiques des suspensions colloïdales) ne sont pas actuellement l'objet d'études nombreuses, le nombre annuel de publications dans ce domaine est en accroissement rapide. Ceci est très net pour l'effet Pockels : en 1964 et 1965 autant d'espèces cristallines nouvelles sont étudiées que pendant la période allant de la découverte de l'effet à 1963. Ce fait prouve l'actualité du sujet. L'évolution rapide dans ce secteur suscite d'autres travaux. Par exemple des préparations originales de monocristaux sont menées dans le but d'étudier leur effet Pockels. En retour l'évolution d'autres techniques peut bouleverser la hiérarchie des avantages et inconvénients des divers procédés de modulation. Ainsi le développement des semiconducteurs donne un vif intérêt aux modulateurs exigeant des tensions de commande faibles tels les dispositifs à substances mésomorphes. Le nombre des études en cours permet d'espérer des progrès prochains.

Des substances possédant des propriétés plus intéressantes sont à découvrir. Les possibilités de mise en œuvre de certains phénomènes connus sont à explorer. La découverte de phénomènes inconnus peut donner naissance à des modulateurs fondés sur de nouveaux principes.

Manuscrit reçu le 13 mai 1966

BIBLIOGRAPHIE

- [1] FARADAY (M.), *Phil. Trans.*, 1846, **I**, 1-62 ; *Experimental researches in electricity*, Taylor, London, 1855, **3**, 1-82.
- [2] FARADAY (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1846, **22**, 113-115.
- [3] MAXWELL (J. C.), *Trans. Roy. Soc.*, 1864, **155** ; *Scientific Papers*, University Press, Cambridge, 1890, **1**, 526-597.
- [5] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1875, **IV 50**, 337-348.
- [6] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1875, **IV 50**, 446-458.
- [7] POCKELS (F.), *Ann. der Physik Chem.*, 1889, **37**, 269-305.
- [8] POCKELS (F.), *Neues Jahrb. Min., Beil. Bd.*, 1891, **7**, 201-231.
- [9] POCKELS (F.), *Abh. Göttingen Ges. der Wiss., Math. Phys. Kl.*, 1894, **39**, 1-206.
- [10] BILLARD (J.), Pub. sci. techn., Ministère Air, Paris, à paraître.
- [11] VOL'KENShteIN (F. F.), *Trudy Fiz. Inst. Akad. Nauk SSSR*, 1937, **1**, 123.
- [12] GROSS (J. F.), SACHATSCHENJA (B. P.) et REIMOW (N. M.), *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1954, **97**, 57.
- [13] KELDYSH (L. V.), *Zh. eksper. teor. Fiz.*, 1958, **34**, 1138-1141 ; *Soviet Physics J. E. T. P.*, 1958, **7**, 788-790.
- [14] FRANZ (W.), *Z. Naturforsch.*, 1958, **13a**, 484-489.
- [15] CALLAWAY (J.), *Phys. Rev.*, 1964, **134 A**, 998-1000.
- [16] FRITSCHÉ (L.), *Phys. stat. solidi*, 1965, **11**, 381-400.
- [17] BOER (K. W.), HÄNSCH (H. I.) et KÜMMEL (U.), *Naturwiss.*, 1958, **45**, 460.
- [18] BÖER (K. W.), HÄNSCH (H. I.) et KÜMMEL (U.), *Z. Physik*, 1959, **155**, 170-183.
- [19] BÖER (K. W.), *Z. Physik*, 1959, **155**, 184-194.
- [20] WILLIAMS (R.), *Phys. Rev.*, 1960, **117**, 1487-1490.
- [21] GUTSCHE (E.) et LANGE (H.), *Phys. stat. solidi*, 1964, **4K**, 21-24.
- [22] KIREEV (P. S.), ORLOVA (N. N.), SAURIN (V. N.) et STREL'TSOV (L. N.), *Fiz. Tverdogo Tela*, 1965, **7**, 1271-1272 ; *Soviet Physics Solid State*, 1965, **7**, 1029-1030.
- [23] VAVILOV (V. S.) et BRITSYN (K. I.), *Fiz. Tverdogo Tela*, 1960, **2**, 1937-1939 ; *Soviet Physics Solid state*, 1961, **2**, 1746-1747.
- [24] FROVA (A.) et HANDLER (P.), *Phys. Rev. Letters*, 1965, **14**, 178-180.
- [25] WENDLAND (P. H.) et CHESTER (M.), *Phys. Rev.*, 1965, **140 A**, 1384-1390.
- [26] YACOBY (Y.), *Phys. Rev.*, 1966, **142**, 445-450.
- [27] MOSS (T. S.), *J. Appl. Phys.*, 1961, **32**, 2136-2139.
- [28] LAMBERT (L. M.), *Phys. Rev.*, 1965, **138 A**, 1569-1572.
- [29] LAMBERT (L. M.) *J. Phys. Chem. Solids*, 1965, **26**, 1409-1418.

- [30] PAIGE (E. G. S.) et REES (H. D.), *Phys. Rev. Letters*, 1966, **16**, 444-446.
- [31] WILLIAMS (R.), *Phys. Rev.*, 1962, **126**, 442-446.
- [32] BREBNER (J. L.) et MOOSER (E.), *Helv. Phys. Acta*, 1965, **38**, 656-657.
- [33] HEILMEIER (G. H.), *Appl. Opt.*, 1964, **3**, 1281-1287.
- [34] YACOBY (Y.) et ARNTZ (F. O.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1966, **XI 11**, 271.
- [35] FROVA (A.) et HANDLER (P.), *C. R. 7^e Congrès inter. Physique des Semiconducteurs*, Dunod, Paris, 1964, **1**, 157, 164.
- [36] BRITSYN (K. I.), VOLKOV (B. A.), MATVEEV (V. V.) et SMIRNOV (A. A.), *Fiz. Tverdogo Tela*, 1965, **7**, 2536-2538 ; *Soviet Physics Solid State*, 1966, **7**, 2044-2045.
- [37] DREWS (R. E.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1966, **XI 11**, 271.
- [38] PLATT (J. R.), *J. Chem. Phys.*, 1961, **34**, 862-863.
- [39] KUMAMOTO (J.), POWERS (J. C.) et HELLER (W. R.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1962, **II 7**, 184.
- [40] POWERS (J. C.), HELLER (W. R.) et KUMAMOTO (J.), *Amer. Chem., Soc. Abstr. Pap.*, 1963, n° **145**, 24 T.
- [41] IKEDA (K.), WATANABE (H.), SHIRAI (M.) et YOSHIOKA (K.), *Sc. Pap. Coll. of general Educ.*, 1965, **15**, 139-144.
- [42] BRET (G.) et GIRES (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1964, **258**, 3469-3471.
- [43] GIRES (F.) et PAILLETTE (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1965, **261**, 4690-4692.
- [44] DE FOREST PALMER (A.), *Phys. Rev.*, 1924, **II 23**, 772.
- [45] FILINSKI (I.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1193.
- [46] SOSNOWSKI (L.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1193-1194.
- [47] CALLAWAY (J.), *Phys. Rev.*, 1963, **130**, 549-553.
- [48] SHAKLEE (K. L.), POLLAK (F. H.) et CARDONA (M.), *Phys. Rev. Letters*, 1965, **15**, 883-885.
- [49] SHAKLEE (K. L.), CARDONA (M.) et POLLAK (F. H.), *Phys. Rev. Letters*, 1966, **16**, 48-50.
- [50] SERAPHIN (B. O.), HESS (R. B.) et BOTTKA (N.), *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, 2242-2250.
- [51] SERAPHIN (B. O.) et BOTTKA (N.), *Phys. Rev. Letters*, 1965, **15**, 104-107.
- [52] SERAPHIN (B. O.), *Phys. Rev.*, 1965, **140 A**, 1716-1725.
- [53] SERAPHIN (B. O.), *Proc. Phys. Soc.*, 1966, **87**, 239-243.
- [54] SERAPHIN (B. O.), *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, 721-728.
- [55] CARDONA (M.), POLLOK (F. H.) et SHAKLEE (K. L.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1966, **XI 11**, 204-205.
- [56] REHN (V.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1966, **XI 11**, 205.
- [57] THOMPSON (A. G.), CARDONA (M.), SHAKLEE (K. L.) et WOOLLEY (J. C.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1966, **XI 11**, 205.
- [58] SERAPHIN (B. O.) et BOTTKA (N.), *Phys. Rev.*, 1965, **139 A**, 560-565.
- [59] MESLIN (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1903, **136**, 930-932.
- [60] CHAUDIER (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1903, **137**, 248-250.
- [61] CHAUDIER (J.), *Ann. de Chimie et de Physique*, 1908, **VIII 15**, 67-140.
- [62] PROCOPIU (S.), *Ann. Physique*, 1924, **X 1**, 213-292.
- [63] KUNZ (J.) et McLEAN (A.), *Nature*, London, 1935, **136**, 795-796.
- [64] KUNZ (J.) et BABCOCK (S. H.), *Phil. Mag.*, 1936, **VII 22**, 616-624.
- [65] KUNZ (J.) et LA BAW (R. G.), *Nature*, London, 1937, **140**, 194.
- [66] O'KONSKI (C. T.) et BERGMANN (K.), *J. Chem. Phys.*, 1962, **37**, 1573-1574.
- [67] COTTON (A.) et MOUTON (H.), *Ann. de Chimie et de Physique*, 1907, **VIII 11**, 289-339 ; *Oeuvres scientifiques d' Aimé Cotton*, C. N. R. S., Paris, 1956, 125-180.
- [68] DEBYE (P.) et KLEBOTH (K.), *J. Chem. Phys.*, 1965, **42**, 3155-3162.
- [69] KLEIN (J. J.) et NIGAM (B. P.), *Phys. Rev.*, 1964, **136 B**, 1540-1542.
- [70] DE MALLEMANN (R.), *Ann. Physique*, 1924, **X 2**, 5-239.
- [71] LUDLAM (E. B.), PRYDE (A. W.) et GORDON RULE (H.), *Nature*, London, 1937, **140**, 194.
- [72] LEVY (Ma), *Ann. Physique*, 1950, **5**, 153-256.
- [73] LEVY (Ma), *Ann. Physique*, 1950, **5**, 310-378.
- [74] FUTAMA (H.) et PEPINSKY (R.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1962, **17**, 725.
- [75] AIZU (K.), *Phys. Rev.*, 1964, **133 A**, 1584-1588.
- [76] SHUVALOV (L. A.) et IVANOV (N. R.), *Kristallografiya*, 1964, **9**, 363-372 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1964, **9**, 290-297.
- [77] ZHELUEV (I. S.), *Kristallografiya*, 1964, **9**, 501-505 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1964, **9**, 418-420.
- [78] LEISER (R.), *Phys. Z.*, 1911, **12**, 955-956.
- [79] GORDON (J. E. H.), *Phil. Mag.*, 1876, **V 2**, 203-208.
- [80] MACKENZIE (J. J.), *Ann. der Physik Chem.*, 1877, **2**, 356-359.
- [81] GRUMMACH (L.), *Ann. der Physik Chem.*, 1881, **14**, 85-116.
- [82] GUTHRIE et LODGE, *Nature*, London, 1876, **14**, 264.
- [83] GORDON (J. E. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1879, **28**, 346-347.
- [84] RÖNTGEN (W. C.), *Ann. der Physik Chem.*, 1880, **10**, 77-92.
- [85] BRONGERSMA (H.), *Ann. der Physik Chem.*, 1882, **16**, 222-233.
- [86] BRONGERSMA (H.), *Phil. Mag.*, 1883, **V 14**, 127-135.
- [87] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1879, **V 8**, 85-102.
- [88] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1879, **V 8**, 229-245.
- [89] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1880, **V 9**, 157-174.
- [90] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1882, **V 13**, 153-169.
- [91] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1882, **V 13**, 248-262.
- [92] QUINCKE (G.), *Ann. der Physik Chem.*, 1883, **19**, 705-782.
- [93] QUINCKE (G.), *Ann. der Physik Chem.*, 1887, **32**, 538-541.
- [94] BLONDIOT (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1888, **106**, 349-352.
- [95] BLONDIOT (R.), *J. Physique*, 1888, **II 7**, 91-96.
- [96] ABRAHAM (H.) et LEMOINE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1899, **129**, 206-208.
- [97] ABRAHAM (H.) et LEMOINE (J.), *Ann. de Chimie et de Physique*, 1899, **VII 20**, 264-287.
- [98] ABRAHAM (H.) et LEMOINE (J.), *J. Physique*, 1900, **III 9**, 262-269.
- [99] JAMES (J.), *Ann. Physik*, 1904, **IV 15**, 954-987.
- [100] GUTTON (C.), *J. Physique*, 1913, **V 3**, 206-217.
- [101] GUTTON (C.), *J. Physique*, 1913, **V 3**, 445-449.
- [102] KERR (J.), *Report of the British Assoc. for Adv. of Sc.*, 1892, 157-158.
- [103] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1894, **V 37**, 380-394.
- [104] KERR (J.), *Phil. Mag.*, 1894, **V 38**, 144-146.

- [105] QUINCKE (G.), *Phil. Mag.*, 1894, **V** 37, 508.
- [106] LEMOINE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1896, **122**, 835-837.
- [107] POCKELS (F.), *Göttingen Nachr., Math. Phys. Kl.*, 1896, 102.
- [108] VOIGT (W.), *Ann. der Physik Chem.*, 1899, **69**, 297-318.
- [109] VOIGT (W.), *Ann. Physik*, 1901, **IV** 4, 197-208.
- [110] VOIGT (W.), *Magneto und Elektrooptik*, Teubner, Leipzig, 1908, 381-396.
- [111] LARMOR (J.), *Phil. Trans.*, 1898, **190 A**, 205-300.
- [112] HAVELOCK (T. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1905, **77 A**, 170-182.
- [113] HAVELOCK (T. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1907, **80 A**, 28-44.
- [114] HAVELOCK (T. H.), *Phys. Rev.*, 1909, **28**, 136-166.
- [115] AECKERLEIN (G.), *Phys. Z.*, 1906, **7**, 594-601.
- [116] VOIGT (W.), *Phys. Z.*, 1906, **7**, 811-812.
- [117] AECKERLEIN (G.), *Phys. Z.*, 1907, **8**, 117-118.
- [118] CABANNES (J.), *Ann. de la Fac. de Marseille*, 1909, **18**, fasc. 11.
- [119] BLACKWELL (H. L.), *Proc. Amer. Acad.*, 1906, **41**, 645-667.
- [120] HAGENOW (C.), *Phys. Rev.*, 1908, **27**, 196-208.
- [121] COTTON (A.) et MOUTON (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1908, **147**, 193-195.
- [122] MACCOMB (H. E.), *Phys. Rev.*, 1909, **29**, 525-540.
- [123] LANGEVIN (P.), *Le Radium*, 1910, **7**, 249-260 ; *Œuvres* C. N. R. S., Paris, 1950, 369-391.
- [124] BORN (M.), *Sitzungsber. der Königl. preuss. Akad. der Wiss.*, 1916, 614-650.
- [125] BORN (M.), *Ann. Physik*, 1918, **IV** 55, 177-240.
- [126] OKABAYASHI (H.), *Bull. Chem. Soc. Japan*, 1961, **34**, 1010-1015.
- [127] VOIGT (W.), *Göttingen Nachr.*, 1912, 577-593.
- [128] VOIGT (W.), *Göttingen Nachr.*, 1912, 832-843.
- [129] VOIGT (W.), *Göttingen Nachr.*, 1912, 861-874.
- [130] VOIGT (W.), *Göttingen Nachr.*, 1913, 215-220.
- [131] POCKELS (F.), *Le Radium*, 1912, **9**, 148-150.
- [132] PAUTHENIER (M.), *Ann. Physique*, 1920, **IX** 14, 239-306.
- [133] MINARD (J.), *J. des rech. du C. N. R. S.*, 1962, **60**, 253-280.
- [134] CHAUMONT (L.), *Ann. Physique*, 1915, **IX** 4, 61-206.
- [135] CHAUMONT (L.), *Ann. Physique*, 1916, **IX** 5, 17-78.
- [136] BADOZ (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17 A**, 143-149.
- [137] RABINOVITCH (J.) et ROUZEYRE (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 441-442.
- [138] MERZ (W. J.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1221-1225.
- [139] KOELSCH (A. C.), *I. R. E. Nat. Convention Record*, 1957, **III**, 169-177.
- [140] MEYERHOFFER (D.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 413-423.
- [141] HAAS (W.), JOHANNES (R.) et CHOLET (P.), *Appl. Opt.*, 1964, **3**, 988-989.
- [142] GEUSIC (J. E.), KURTZ (S. K.) et NELSON (T. J.), *Appl. Phys. Letters*, 1963, **2**, 185-187.
- [143] GEUSIC (J. E.), KURTZ (S. K.), VAN UITER (L. G.) et WEMPLE (S. H.), *Appl. Phys. Letters*, 1964, **4**, 141-143.
- [144] BUHRER (C. F.), HO (L.) et ZUCKER (J.), *Appl. Opt.*, 1964, **3**, 517-521.
- [145] CHEN (F. S.), GEUSIC (J. E.), KURTZ (S. K.), SKINNER (J. G.) et WEMPLE (S. H.), *Proc. I. E. E. E.*, 1964, **52**, 1258-1259.
- [146] CHEN (F. S.), GEUSIC (J. E.), KURTZ (S. K.), SKINNER (J. G.) et WEMPLE (S. H.), *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, 388-398.
- [147] PERFILOVA (V. E.), SONIN (A. S.) et LAMOVA (L. G.), *Kristallografiya*, 1965, **10**, 701-707 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1966, **10**, 588-591.
- [148] GADDY (O. L.), HOLSHOUSER (D. F.) et STANFIELD (R. E.), *C. R. 3^e conf. inter. électronique quantique*, Dunod, Paris, 1964, **2**, 1679-1686.
- [149] MAYER (G.) et GIRE (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1964, **258**, 2039-2042.
- [150] CRAMARIUC (R.), *Rev. roumaine de Phys.*, 1965, **10**, 41-66.
- [151] TSVETKOV (V. N.) et MARININ (V.), *Zh. eksper. teor. Fiz.*, 1948, **18**, 641-650 ; *Chem. Abstr.*, 1949, **43**, 3675-3676.
- [152] YAMAOKA (K.), *Dissert. Abstr.*, 1965, **25**, 3868.
- [153] CHAUDIER (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1906, **142**, 201-203.
- [154] CHAUDIER (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1909, **149**, 202-204.
- [155] BERGHOLM (C.) et BJÖRNSTAHL (Y.), *Phys. Z.*, 1920, **21**, 137-141.
- [156] BLOCH (E.), *C. R. Acad. Sc.*, 1908, **146**, 970-971.
- [157] BORELLI (N. F.), HERCZOG (A.) et MAURER (R. D.), *Appl. Phys. Letters*, 1965, **7**, 117-118.
- [158] SVEDBERG (T.), *Ark. för Mat., Astr. och Fys.*, 1913, **9**, n° 9, 1-15.
- [159] SVEDBERG (T.), *Ark. för Mat., Astr. och Fys.*, 1913, **9**, n° 21, 1-11.
- [160] SVEDBERG (T.), *Ann. Physik*, 1914, **IV** 44, 1121-1250.
- [161] FRIEDEL (G.), *Ann. Physique*, 1922, **IX** 18, 273-474.
- [162] JEZEWSKI (M.), *Z. Physik*, 1928, **51**, 159.
- [163] ZOCHER (H.) et BIRSTEIN (V.), *Z. für Phys. Chem.*, 1929, **142 A**, 186-194.
- [164] KAST (W.), *Z. Physik*, 1931, **71**, 39-52.
- [165] KAST (W.), *Z. Physik*, 1932, **76**, 19-23.
- [166] HERRMANN (K.), KRUMMACHER (A. H.) et MAY (K.), *Z. Physik*, 1932, **73**, 419-436.
- [167] NAGGIAR (V.), *C. R. Acad. Sc.*, 1935, **200**, 903-905.
- [168] NAGGIAR (V.), *Ann. Physique*, 1943, **18**, 5-55.
- [169] CARR (E. F.), *J. Chem. Phys.*, 1963, **39**, 1979-1983.
- [170] CARR (E. F.), *J. Chem. Phys.*, 1965, **42**, 738-742.
- [171] CARR (E. F.), *J. Chem. Phys.*, 1965, **43**, 3905-3910.
- [172] WILLIAMS (R.), *Nature*, London, 1963, **199**, 273-274.
- [173] HEILMEIER (G. H.), *J. Chem. Phys.*, 1966, **44**, 644-647.
- [174] HEILMEIER (G. H.), *Molecular Crystal J.*, 1966, **1**, à paraître.
- [175] ELLIOTT (G.) et GIBSON (J. G.), *Nature*, London 1965, **205**, 995-996.
- [176] MULLER (J. H.), *Z. Naturforsch.*, 1965, **20 A**, 849-851.
- [177] RÖNTGEN (W. C.), *Ann. der Physik Chem.*, 1883, **18**, 213-228.
- [178] RÖNTGEN (W. C.), *Ann. der Physik Chem.*, 1883, **18**, 534-551.
- [179] RÖNTGEN (W. C.), *Ann. der Physik Chem.*, 1883, **19**, 319-322.
- [180] KUNDT (A.), *Ann. der Physik Chem.*, 1883, **18**, 228-233.
- [181] POCKELS (F.), *Lehrbuch der Kristalloptik*, Teubner, Leipzig, 1906, 492-495.
- [182] VALASEK (J.), *Phys. Rev.*, 1922, **II** 20, 639-664.

- [183] MUELLER (H.), *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 175-191.
- [184] MUELLER (H.), *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 805-811.
- [185] NY TSI ZE, *C. R. Acad. Sc.*, 1927, **185**, 195-197.
- [186] NY TSI ZE, *J. Physique Rad.*, 1928, **VI 9**, 13-37.
- [187] DE MALLEMANN (R.), *Bull. Soc. fr. de Phys.*, 1928, **260**, 57-58.
- [188] GÜNTHER (N.), *Ann. Physik*, 1932, **V 13**, 783-801.
- [189] SCHRAMM (Ch.), *Ann. Physik*, 1936, **25**, 309-336.
- [190] ZWICKER (B.) et SCHERRER (P.), *Helv. Phys. Acta*, 1943, **16**, 214-216.
- [191] ZWICKER (B.) et SCHERRER (P.), *Helv. Phys. Acta*, 1944, **17**, 346-373.
- [192] BECK (M.) et GRÄNICHNER (H.), *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 522-524.
- [193] JAFFE (H.), *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 95.
- [194] GOTSCHALL (G. D.), *J. Soc. Motion Picture Eng.*, 1948, **51**, 13-20.
- [195] BILLINGS (B. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 797-801.
- [196] BILLINGS (B. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 802-808.
- [197] CARPENTER (R. O'B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1950, **40**, 225-229.
- [198] BILLINGS (B. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 12-20.
- [199] WEST (C. D.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 335.
- [200] KARA (R.), MATHIEU (J. P.) et POULET (H.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 60-61.
- [201] POULET (H.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 237-238.
- [202] NAMBA (S.), *J. Appl. Phys. Japan*, 1959, **28**, 432-437.
- [203] NAMBA (S.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1961, **51**, 76-79.
- [204] McQUAID (R. W.), *Proc. I. R. E.*, 1962, **50**, 2484-2485.
- [205] McQUAID (R. W.), *Proc. I. R. E.*, 1963, **51**, 470.
- [206] BELGAEV (L. M.), BLOKH (O. G.), GIL'VARG (A. B.), DOBRZHANSKII (G. F.), NETESOV (G. B.), SHAMBUIROV (V. A.) et SHUVALOV (L. A.), *Kristallografiya*, 1963, **8**, 482-483 ; *Soviet Physics Cryst.* 1963, **8**, 383-384.
- [207] McQUAID (R. W.), *Appl. Opt.*, 1963, **2**, 320-321.
- [208] McQUAID (R. W.) et WATKINS (M. C.), *Opt. Soc. Amer. Annual Meet.*, 1963, 12.
- [209] McQUAID (R. W.) et WATKINS (M. C.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1963, **53**, 1339.
- [210] YAMANAKA (T.) et YAMANAKA (C.), *Oyo Buturi*, 1964, **33**, 423-426.
- [211] SLIKER (T. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1964, **54**, 1348-1351.
- [212] BUHRER (C. F.) et Ho (L.), *Appl. Opt.*, 1964, **3**, 1500-1501.
- [213] Ho (L.) et BUHRER (C. F.), *Appl. Opt.*, 1963, **2**, 647-648.
- [214] TURNER (E. H.) et KAMINOW (I. P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1963, **53**, 523.
- [215] VLOKH (O. G.) et ZHELUDDEV (I. S.), *Krystallografiya*, 1960, **5**, 390-402 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1960, **5**, 368-380.
- [216] KLEINMAN (D. A.), *Phys. Rev.*, 1962, **126**, 1977-1979.
- [217] ARMSTRONG (J. A.), BLOEMBERGEN (N.), DUCUING (J.) et PERSHAN (P. S.), *Phys. Rev.*, 1962, **127**, 1918-1939.
- [218] SHAMBUIROV (V. A.), *Kristallografiya*, 1963, **7**, 593-599 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1963, **7**, 476-479.
- [219] SHAMBUIROV (V. A.), *Kristallografiya*, 1963, **7**, 730-734 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1963, **7**, 592-595.
- [220] SHAMBUIROV (V. A.), *Kristallografiya*, 1964, **9**, 672-680 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1965, **9**, 566-571.
- [221] BERNARD (M. P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, 1235-1236.
- [222] BUHRER (C. F.), BLOOM (L. R.) et BAIRD (D. H.), *Appl. Opt.*, 1963, **2**, 839-846.
- [223] STERZER (F.), BLATTNER (D.) et MINITER (S.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1964, **54**, 62-68.
- [224] BLOKH (O. G.), ZHELUDDEV (I. S.) et SHAMBUIROV (V. A.), *Kristallografiya*, 1963, **8**, 51-56 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1963, **8**, 37-40.
- [225] BUHRER (C. F.) et Ho (L.), *Appl. Opt.*, 1964, **3**, 314.
- [226] GAINON (D. J. A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1964, **54**, 270-271.
- [227] MAINES (J. D.), *Appl. Phys. Letters*, 1966, **8**, 67-69.
- [228] BELGAEV (L. M.), DOBRZHANSKII (G. F.), PISAREVSKII (Yu. V.), CHERBYSHV (K. S.) et SHALDIN (Yu. V.), *Fiz. Tverdogo Tela*, 1964, **6**, 3727-3728 ; *Soviet Physics Solid State*, 1965, **6**, 2988.
- [229] BUHRER (C. F.), *Appl. Opt.*, 1965, **4**, 545-550.
- [230] HOLMES (C. H.), SPENCER (E. G.), BOLLMAN (A. A.) et LENZO (P. V.), *Appl. Opt.*, 1965, **4**, 551-553.
- [231] SONIN (A. S.), PERFILOVA (V. E.) et VASILEVSKAJA (A. S.), *Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz.*, 1965, **29**, 969-972.
- [232] JOHNSTON (A. R.) et WEINGART (J. M.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1965, **55**, 828-834.
- [233] KAMINOW (I. P.), *Appl. Phys. Letters*, 1965, **7**, 123-125.
- [234] JOHNSON (C. J.), *Appl. Phys. Letters*, 1965, **7**, 221-223.
- [235] NITSCHKE (R.), *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, 2358-2360.
- [236] SHALDIN (Yu. V.), MEL'NIKOV (O. K.), NABATOV (V. V.) et PISAREVSKII (Yu. V.), *Kristallografiya*, 1965, **10**, 574-576 ; *Soviet Physics Cryst.*, 1966, **10**, 484-485.
- [237] WARNER (J.), ROBERTSON (D. S.) et PARFIT (H. T.), *Phys. Letters*, 1965, **19**, 479-480.
- [238] VASSELL (M.) et CONWELL (E. M.), *Phys. Rev.*, 1965, **140A**, 2110-2116.
- [239] ASHKIN (A.) et GERSHENZON (M.), *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**, 2116-2119.
- [240] NELSON (D. F.) et REINHART (K. F.), *Appl. Phys. Letters*, 1964, **5**, 148-150.
- [241] WALTERS (W. L.), *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, 916.
- [242] KAMINOW (I. P.), *Appl. Opt.*, 1964, **3**, 511-515.
- [243] LOSCOE (C.) et METTE (H.), *Appl. Opt.*, 1966, **5**, 93-96.
- [244] VAN KAMPEN (N. G.) et LURÇAT (F.), *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 179-191.
- [245] RUPP (E.), *Z. Physik*, 1928, **47**, 72.
- [246] FUJISAWA (Y.), *Electrotechn. J. Japan*, 1957, **3**, 23-26.
- [247] KAMINOW (I. P.), *Phys. Rev. Letters*, 1961, **6**, 528-530.
- [248] PERSHAN (P. S.) et BLOEMBERGEN (N.), *Advances in quantum electronics*, Columbia University Press, New York, 1961, 187-199.
- [249] RIGROD (W. W.) et KAMINOW (I. P.), *Proc. I. E. E. E.*, 1963, **51**, 137-140.

- [250] PETERS (C. J.), *Proc. I. E. E. E.*, 1963, **51**, 147-153.
- [251] JONES (O. C.), *J. Sci. Instrum.*, 1964, **41**, 653-661.
- [252] BUCKINGHAM (A. D.), *Proc. Phys. Soc.*, 1956, **69 B**, 344-349.
- [253] SAVAGE (A.) et MILLER (R. C.), *Appl. Opt.*, 1962, **1**, 661-664.
- [254] FRANKEN (P. A.) et WARD (J. F.), *Rev. Mod. Phys.*, 1963, **35**, 23-39.
- [255] CANIT (J. C.), *J. Physique*, 1965, **26**, 433-440.
- [256] MAKER (P. D.) et TERHUNE (R. W.), *Phys. Rev.*, 1965, **137 A**, 801-818.
- [257] GIORDMAINE (J. A.), *Phys. Rev.*, 1965, **138 A**, 1599-1606.
- [258] EXELBY (R.) et GRINTER (R.), *Chem. Rev.*, 1965, **65**, 247-260.
- [259] ALEKSANDROV (E. B.), BONCH-BRUEVICH (A. M.), KOSTIN (N. N.) et KHODOVOI (V. A.), *Zh. eksper. teor. Fiz. Pis'ma*, 1966, **3**, 85-88 ; *Soviet Physics J. E. T. P. Letters*, 1966, **3**, 53-55.
- [260] ROSEN (G.) et WHITMORE (F. C.), *Phys. Rev.*, 1965, **137 B**, 1357-1359.
- [261] KLEIN (J. J.) et NIGAM (B. P.), *Phys. Rev.*, 1964, **135 B**, 1279-1280.
- [262] BADOZ (J.), BILLARDON (M.) et MATHIEU (J. P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 1477-1479.
- [263] DE ANGELIS (X.) et NIBLACK (W.), P.T.G.M.T.T. Nat Symp., Santa Monica, 1963, 163-165.
- [264] DE ANGELIS (X.) et NIBLACK (W.), *Proc. I. E. E. E.*, 1963, **51**, 1258.
- [265] EAGLESFIELD (C. C.) et RAMSAY (M. M.), *C. R. 3^e conf. inter. électronique quantique*, Dunod, Paris, 1964, **2**, 1667-1670.
- [266] DEL PIANO (V. N., Jr.), et QUESADA (A. F.), *Appl. Opt.*, 1965, **4**, 1386-1390.
- [267] KÜPPER (F. P.) et FÜNFER (E.), *Phys. Letters*, 1965, **19**, 486-487.
- [268] BUHRER (C. F.), *Proc. I. E. E. E.*, 1963, **51**, 1151.
- [269] CONNES (P.), DUONG HONG TUAN et PINARD (J.), *J. Physique Rad.*, 1962, **23**, 173-183.
- [270] BUHRER (C. F.), FOWLER (V. J.) et BLOOM (L. R.), *Proc. I. E. E. E.*, 1962, **50**, 1827-1828.
- [271] BUHRER (C. F.), BAIRD (D.) et CONWELL (E. M.), *Appl. Phys. Letters*, 1962, **1**, 46-49.
- [272] BUHRER (C. F.), BLOOM (L. R.), FOWLER (V. J.), BAIRD (D. H.) et CONWELL (E. M.), *C. R. 3^e conf. inter. électronique quantique*, Dunod, Paris, 1964, **2**, 1609-1617.
- [273] HARRIS (S. E.), *C. R. 3^e conf. inter. électronique quantique*, Dunod, Paris, 1964, **2**, 1671-1677.
- [274] HARRIS (S. E.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1964, **54**, 1147-1151.
- [275] FOWLER (V. J.), BUHRER (C. F.) et BLOOM (L. R.), *Proc. I. E. E. E.*, 1964, **52**, 193-194.
- [276] TABOR (W. J.), *Bell System techn. J.*, 1964, **43**, 1153-1154.
- [277] SOREF (R. A.) et McMAHON (D. H.), *Appl. Opt.*, 1966, **5**, 425-434.
- [278] MYERS (R. A.), *Proc. I. E. E. E.*, 1965, **53**, 159.
- [279] KULCKE (W.), HARRIS (T. J.), KOSANKE (K.) et MAX (E.), *I. B. M. J. of Res.*, 1964, **8**, 64-67.
- [280] NELSON (T. J.), *Bell System techn. J.*, 1964, **43**, 821-845.
- [281] AMMANN (E. O.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1965, **55**, 412-417.
- [282] GRANT (K.), *Nature*, London, 1927, **120**, 586.
- [283] WHITE (H. J.), *Rev. sci. Instrum.*, 1935, **6**, 22-26.
- [284] MCKINLEY (D. W. R.), *Canad. J. Res.*, 1939, **17 A**, 202-207.
- [285] CARPENTER (R. O'B.), *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1953, **25**, 1144-1148.
- [286] ZAREM (A. M.) et MARSHALL (F. R.), *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, 1949, **68**, n° 1, 84-91.
- [287] KAROLUS (A.), *Actes du 2^e congr. inter. de photo. et cinémat. ultra-rapides*, Dunod, Paris, 1956, 78-90.
- [288] SENIOR (D. A.), *Instr. Pract.*, 1957, **11**, 338-341.
- [289] ZAREM (A. M.), MARSHALL (F. R.) et HAUSER (S. M.), *Rev. sci. Instrum.*, 1958, **29**, 1041-1044.
- [290] LYOT (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **197**, 1593-1595.
- [291] BILLINGS (B. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, **37**, 738-746.
- [292] VON WILLISEN (F. K.), *Appl. Opt.*, 1966, **5**, 97-104.
- [293] MCKINLEY (D. W. R.), *J. Roy. Astr. Soc. Canada*, 1950, **44**, 89-103.
- [294] BILLINGS (B. H.), *Optics in Metrology*, Pergamon, Oxford, 1960, 119-135.
- [295] BERGSTRAND (E.), *Ark. för Fys.*, 1950, **2**, 119-150.
- [296] BRADSELL (R. H.), *C. R. 3^e conf. inter. électronique quantique*, Dunod, Paris, 1964, **2**, 1541-1547.
- [297] FUJIWARA (Y.) et NAMBA (S.), *J. Appl. Phys. Japan*, 1957, **26**, 506-509.
- [298] GROSJEAN (M.) et LEGRAND (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 2150-2152.
- [299] DYON (J.), *Optica Acta*, 1963, **10**, 171-177.
- [300] TAKASAKI (H.), SHIMODAIRA (T.) et NAGANO (Y.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1963, **53**, 640-641.
- [301] GRANT (M. P.) et KAMAL (A. K.), *Proc. I. E. E. E.*, 1963, **51**, 1364-1365.
- [302] LEBESQUE (H. J. M.) et BLAISSE (B. S.), *Optik*, 1964, **21**, 574-579.
- [303] MARIE (G.), BILLARD (P.) et DONJON (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1964, **258**, 2503-2505.
- [304] HANNAN (W. J.), BORDOGNA (J.) et PENN (T. E.), *Proc. I. E. E. E.*, 1965, **53**, 171-172.
- [305] PETERS (C. J.), *Appl. Opt.*, 1965, **4**, 857-861.
- [306] SOREF (R. A.) et McMAHON (D. H.), *Electronics*, 1965, **38**, n° 24, 56-62.
- [307] STEWART (R. D.), *Electronics*, 1966, **39**, n° 4, 82-86.
- [308] BIARD (J. R.), BONIN (E. L.), MATZEN (W. T.) et MERRYMAN (J. D.), *Proc. I. E. E. E.*, 1964, **52**, 1529-1536.