

Dans le chapitre suivant, nous allons nous consacrer à l'amplification d'images. Pour cela, nous allons déterminer la nature du champ appliqué conduisant à l'amplification la meilleure et à la résolution la plus grande.

④ - AMPLIFICATION D'IMAGES.

Nous présentons maintenant une application pratique du mélange à deux ondes dans des cristaux de sillénites soumis à un champ électrique alternatif : des amplifications d'images. L'étude commence par une partie théorique. Nous allons déterminer la dépendance du gain en fonction de la direction de propagation des faisceaux par rapport aux axes cristallographiques. Nous commençons par calculer le coefficient électrooptique effectif et nous montrerons qu'il est important de prendre en compte l'effet piézoélectrique. Nous déterminons ensuite l'expression du champ de charge d'espace à l'état stationnaire en fonction des orientations du vecteur réseau et du champ électrique appliqué. Cette étude tient compte d'un éventuel défaut de coupe de nos cristaux, la coupe des échantillons n'étant effectuée qu'avec une précision de quelques degrés. Notre partie expérimentale débute par l'étude de la topographie du gain dans un cristal de BGO:Fe afin de voir si l'échantillon est homogène et si l'application du champ est uniforme. Ensuite, on s'intéresse à la résolution offerte par le cristal amplificateur puis nous présenterons une amplification d'images dans des cristaux de BGO:Nd et de BGO:Cu.

1. Influence de l'effet piézoélectrique sur l'effet électrooptique.

L'effet piézoélectrique [24] est présent dans un cristal photoréfractif car il est non-centrosymétrique. Le champ de charge d'espace provoque des déformations qui par l'effet électrooptique provoque un changement d'indice. Par exemple, Stepanov et al. [25] ont montré l'influence de l'effet piézoélectrique sur les variations d'indice dans des cristaux à symétrie cubique. Cependant, les coefficients électrooptiques et diélectriques déterminés pour la plupart des matériaux photoréfractifs concernent des cristaux libres ou contraints auxquels ont été appliqués des champs électriques uniformes. Les valeurs de ces coefficients ne peuvent pas par conséquent être utilisées directement lorsque des champs électriques modulés spatialement tels que ceux induits par effet photoréfractif sont présents dans les matériaux. Nous allons dans ce paragraphe montrer que les déformations induites par un champ électrique modulé spatialement diffèrent de celles induites par un champ uniforme. Nous démontrons que les coefficients diélectriques et électrooptiques effectifs qui doivent être utilisés ne sont ni les coefficients

contraints, ni les coefficients libres mais qu'ils peuvent être calculés à partir de ces derniers [26-27] .

a) Analyse de la déformation.

Dans un cristal piézoélectrique, un champ électrique interne \underline{E} modifie la contrainte $\underline{\sigma}$, la déformation $\underline{\delta}$ et l'induction \underline{D} . Nous choisissons deux ensembles de variables indépendantes [24]. Dans la suite, nous utiliserons $(\underline{\sigma}, \underline{E})$ et $(\underline{\delta}, \underline{E})$. Avec les conventions d'Einstein, nous avons :

$$\delta_{ij} = s_{ijkl} \sigma_{kl} + d_{kij} E_k, \quad (28.a)$$

$$D_i = d_{ijk} \sigma_{jk} + \epsilon_0 \epsilon_{ij}^{\sigma=0} E_j, \quad (28.b)$$

ou :

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \delta_{kl} - e_{kij} E_k, \quad (29.a)$$

$$D_i = e_{ijk} \delta_{jk} + \epsilon_0 \epsilon_{ij}^{\delta=0} E_j, \quad (29.b)$$

où δ_{ij} , σ_{ij} , E_i et D_i sont les composantes du tenseur des déformations, du tenseur des contraintes, du champ électrique et de l'induction ;

s_{ijkl} et c_{ijkl} sont les composantes des tenseurs d'élasticité et de rigidité ;

e_{ijk} et d_{ijk} sont les composantes des tenseurs piézoélectriques ;

$\epsilon_{ij}^{\delta=0}$ et $\epsilon_{ij}^{\sigma=0}$ sont les composantes des tenseurs diélectrique relatif statique contraints et libres.

Les équations (28) et (29) sont équivalentes.

L'effet d'un champ électrique \underline{E} interne et de la déformation $\underline{\delta}$ sur l'imperméabilité est donné par la variation $\Delta\eta_{ij}$ du tenseur d'imperméabilité :

$$\Delta\eta_{ij} = r_{ijk}^{\delta=0} E_k + p_{ijkl}^{E=0} \delta_{kl}, \quad (30)$$

où $r_{ijk}^{\delta=0}$ sont les composantes du tenseur électrooptique contraint

et $p_{ijkl}^{E=0}$ les composantes du tenseur élasto-optique.

Les équations (28) à (30) sont valables pour des champs électriques uniformes ou modulés spatialement. Nous allons successivement examiner ces deux cas.

b) Champs électriques internes uniformes.

Nous supposons ici qu'une tension constante est appliquée à l'échantillon et y induit un champ interne uniforme. Si d est l'espace entre les électrodes, le module du champ interne est V/d et il est perpendiculaire aux électrodes. Nous supposons également que la contrainte et la déformation sont uniformes si bien que leurs valeurs dans le cristal sont égales à celles aux limites de l'échantillon.

Si le cristal est libre ($\sigma_{ij} = 0$), sa déformation est donnée par l'équation (28.a). En reportant dans l'équation (29.b) et en identifiant avec l'équation (28.b), on obtient :

$$\varepsilon_{ij}^{\sigma=0} = \varepsilon_{ij}^{\delta=0} + e_{ikl} d_{jk} / \varepsilon_0 \quad . \quad (31)$$

De la même manière, on obtient l'expression pour les coefficients électrooptiques libres $r_{ijk}^{\sigma=0}$ avec l'équation (30) :

$$r_{ijk}^{\sigma=0} = r_{ijk}^{\delta=0} + p_{ijlm} d_{klm} \quad . \quad (32)$$

Nous voyons avec ces deux dernières relations que six directions de déformation sont impossibles dans les cristaux appartenant au groupe de symétrie 23 comme le BSO ou le BGO car certaines composantes des tenseurs sont nulles. On peut calculer les différences entre les coefficients libres et contraints avec les valeurs des coefficients donnés en annexe 2.

Pour le BGO :

$$\varepsilon_1^{\sigma=0} - \varepsilon_1^{\delta=0} = 4,3$$

$$r_{41}^{\sigma=0} - r_{41}^{\delta=0} = 0,34 \text{ pm/V}.$$

c) Champs électriques internes modulés spatialement.

L'analyse précédente ne s'applique plus lorsque le champ électrique n'est pas uniforme. Les équations (28) et (29) ne servent plus à déterminer la déformation en chaque point du cristal. Elles donnent uniquement des relations entre $\underline{\delta}$, $\underline{\sigma}$, \underline{E} et \underline{D} . Pour compléter les

relations (28) et (29), le premier principe de la dynamique [28] donne lorsque le matériau est en équilibre :

$$F_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (33)$$

F_i sont les composantes des forces par unité de volume dues aux contraintes. Les valeurs de σ_{ij} sur les faces du cristal sont données par les conditions aux limites.

L'équation (33) est vraie quand la constante de temps de l'effet photoréfractif τ_g est plus grande que la constante de temps des vibrations mécaniques dans le matériau. Si V_s est la vitesse du son, cette dernière condition s'écrit :

$$\tau_g \gg \Lambda / V_s. \quad (34)$$

Ceci est vérifié dans la plupart des expériences car V_s étant de l'ordre de quelques kilomètres par seconde et Λ , le pas du réseau photoinduit de l'ordre du micron, τ_g devra être supérieur à la nanoseconde.

Pour déterminer les valeurs de σ_{ij} dans le cristal, nous supposons celui-ci quasi infini (ses dimensions sont plus grandes que le pas Λ du réseau). Dans les cristaux minces, les déformations en surface devront être prises en compte [29].

Pour les cristaux infinis, le vecteur réseau, parallèle au champ électrique, est un axe de symétrie pour la déformation. Nous effectuons les calculs dans un repère dont l'axe x' est parallèle au champ électrique. Toutes les composantes dans ce nouveau repère seront repérées par un "prime". Les dérivées des composantes de la contrainte par rapport à y' et z' s'annulent, si bien que l'équation (33) s'écrit :

$$\frac{\partial \sigma'_{x'x'}}{\partial x'} = 0. \quad (35)$$

Cette équation montre que la partie modulée spatialement de $\sigma_{x'x'}$, induite par le champ de charge d'espace s'annule. De l'équation (29), nous déduisons que la seule composante non nulle de la contrainte est $\delta'_{x'x'}$:

$$\begin{cases} \delta'_{x'x'} = \frac{e'_{x'x'x'}}{c'_{x'x'x'x'}} \\ \delta'_{x'y'} = \delta'_{x'z'} = \delta'_{y'z'} = \delta'_{y'y'} = \delta'_{z'z'} = 0 \end{cases} \quad (36)$$

Si a_i sont les cosinus directeurs de \underline{E} dans les axes cristallographiques, alors $\delta'_{x'x'}$ s'exprime en fonction des composantes des tenseurs piézoélectriques et de rigidité :

$$\delta'_{x'x'} = HE \quad (37)$$

avec :

$$H = \frac{\sum_{i,j,k=1} a_i a_j a_k e_{ijk}}{\sum_{l,m,n,o=1} a_l a_m a_n a_o c_{lmno}} \quad , \quad (38)$$

E est le module de \underline{E} .

Les composantes de la déformation s'expriment dans le repère cristallographique par :

$$\delta_{ij} = a_i a_j HE. \quad (39)$$

Cette équation démontre qu'un réseau photoréfractif qui donne un champ électrique non-uniforme donne des composantes de déformation non nulles alors qu'elles sont nulles dans le cas d'un champ électrique uniforme.

i) Calcul de la constante diélectrique effective.

Nous déterminons ici les composantes du tenseur diélectrique relatif ϵ^{pr} à prendre en compte lorsque le champ électrique est modulé spatialement comme c'est le cas pour l'effet photoréfractif.

En reportant l'équation (39) dans l'équation (29.b), nous obtenons :

$$\epsilon_{ij}^{pr} = \epsilon_{ij}^{\delta=0} + e_{ijk} a_k \frac{H}{\epsilon_o} \quad (40)$$

La loi de Poisson qui relie le réseau modulé de charge et le vecteur déplacement électrique permet de définir la constante diélectrique statique photoréfractive effective ϵ_{eff}^{pr} :

$$\text{div}(\epsilon^{pr} \underline{E}) = \epsilon_{eff}^{pr} \text{div} \underline{E} \quad (41)$$

Des équations (40) et (41), nous obtenons :

$$\epsilon_{eff}^{pr} = a_i \left(\epsilon_{ij}^{\delta=0} + e_{ijk} a_k \frac{H}{\epsilon_o} \right) a_j \quad (42)$$

ii) Coefficient électrooptique effectif.

Dans les axes cristallographiques, le couplage de deux ondes optiques incidentes sur un cristal est lié au tenseur diélectrique non-linéaire par :

$$\Delta \varepsilon_{ij}^{\omega} = -n_i^2 n_j^2 \left(\frac{\Delta \eta_{ij}}{\varepsilon_o} \right) \quad (43)$$

où $n_i^2 = 1 / \varepsilon_{ij}^{\omega}$ sont les carrés des indices optiques de réfraction.

Si v_i, w_i sont les composantes des vecteurs polarisation des deux ondes optiques, le gain est proportionnel au coefficient électrooptique r_{eff}^{pr} :

$$r_{eff}^{pr} = -v_i^* \frac{\varepsilon_o \Delta \varepsilon_{ij}}{E} w_j \quad , \quad (44)$$

que nous pouvons réécrire en utilisant les équations (30) et (39) :

$$r_{eff}^{pr} = -v_i^* \left(r_{ijk}^{\delta=0} + p_{ijkl} a_l H \right) a_k w_j n_i^2 n_j^2 \quad , \quad (45)$$

l'astérisque désignant la conjugaison complexe.

Les équations (42) et (45) montrent que les constantes nécessaires pour une description correcte de l'effet photoréfractif ne sont ni les constantes libres, ni les constantes contraintes. D'après l'équation (35), le cristal est en réalité libre le long de l'axe x' du champ quelles que soient les forces extérieures, les autres composantes de la contrainte étant nulles. Ce résultat est différent lorsqu'un champ uniforme est induit dans le matériau. L'équation (45) montre qu'un champ modulé spatialement engendre un coefficient r_{eff}^{pr} non nul, ceci pour des directions du champ et des polarisations données pour lesquelles il n'y a pas de changement d'indice avec un champ uniforme (équation (42)).

Nous avons vérifié expérimentalement ce résultat par une expérience de mélange à deux ondes dans un cristal de BGO. Le pas du réseau est $\Lambda = 1 \mu\text{m}$. Ce réseau est inscrit dans le cristal par l'interférence de deux faisceaux issus d'une source laser Argon ($\lambda = 514 \text{ nm}$). Les valeurs expérimentales du gain par mélange à deux ondes (proportionnel à r_{eff}^{pr}) en fonction de l'angle ω du vecteur réseau par rapport à l'axe $[001]$, sont reportées sur la courbe 1 de la figure 11. Sur cette figure, nous avons également tracé à titre de comparaison le coefficient r_{eff}^{pr} calculé

en supposant un champ uniforme et en utilisant soit les coefficients libres (courbe 2), soit les coefficients contraints (courbe 3).

Nous voyons que pour décrire correctement la variation du gain, nous devons prendre en compte l'effet piézoélectrique dans l'effet électrooptique.

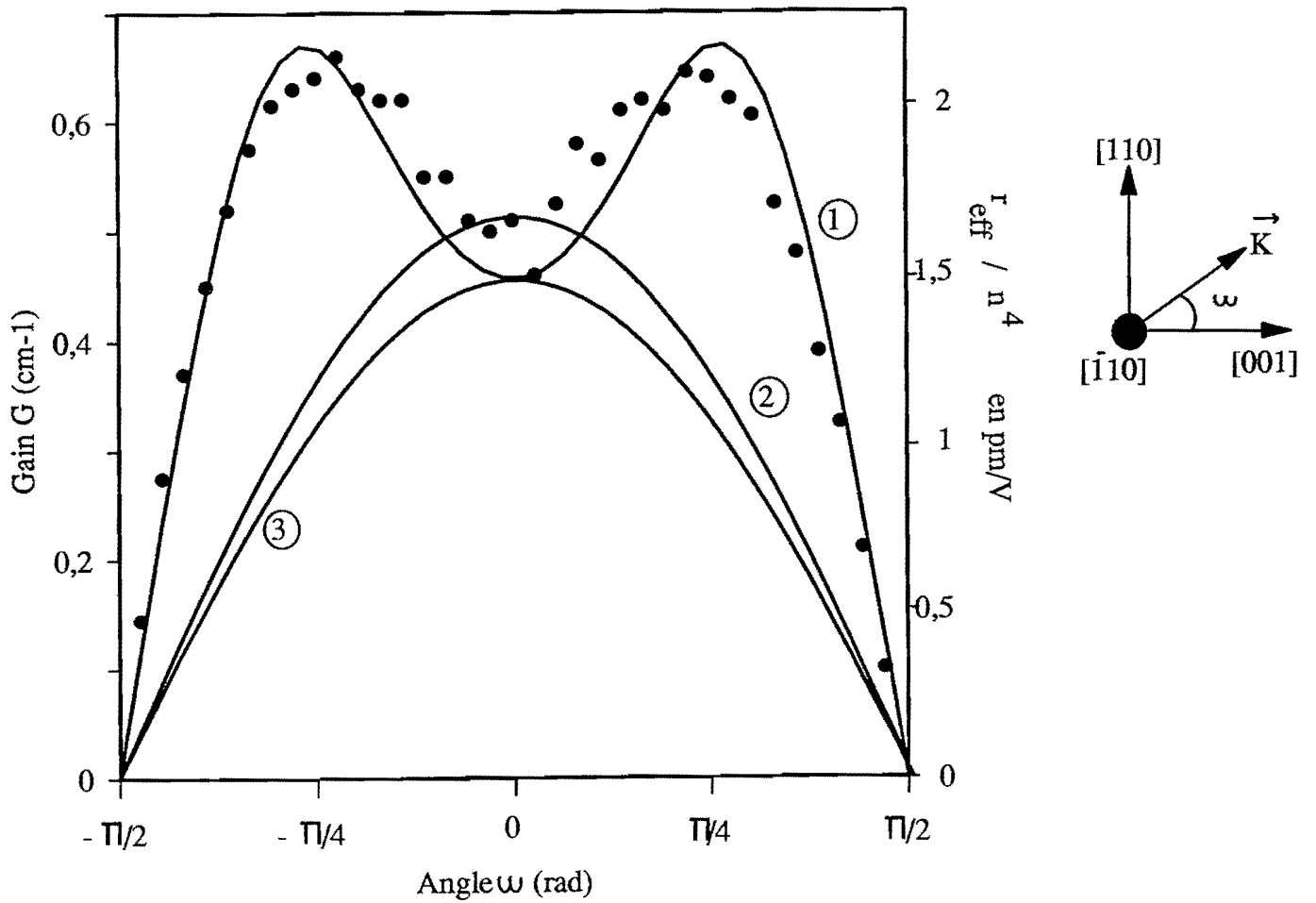


Fig. 11 : Les points représentent le gain expérimental de mélange à deux ondes. La courbe 1 est issue du calcul théorique du coefficient r_{eff}^{PR} tenant compte de l'effet piézoélectrique. La courbe 2 est tracée en supposant le champ uniforme et le cristal libre, la courbe 3 en supposant le champ uniforme et le cristal contraint.

2. Dépendance du champ de charge d'espace avec les directions du vecteur réseau et du champ électrique.

Contrairement à l'étude menée dans le paragraphe 1.2, nous devons maintenant considérer le cas où le vecteur réseau n'est plus parallèle au champ appliqué. De plus, afin de prendre en compte un éventuel défaut de coupe du cristal, le champ appliqué étant perpendiculaire aux faces cristal, il ne s'aligne plus exactement selon $[001]$ c'est-à-dire suivant l'axe cristallographique \hat{k}' (figure 12).

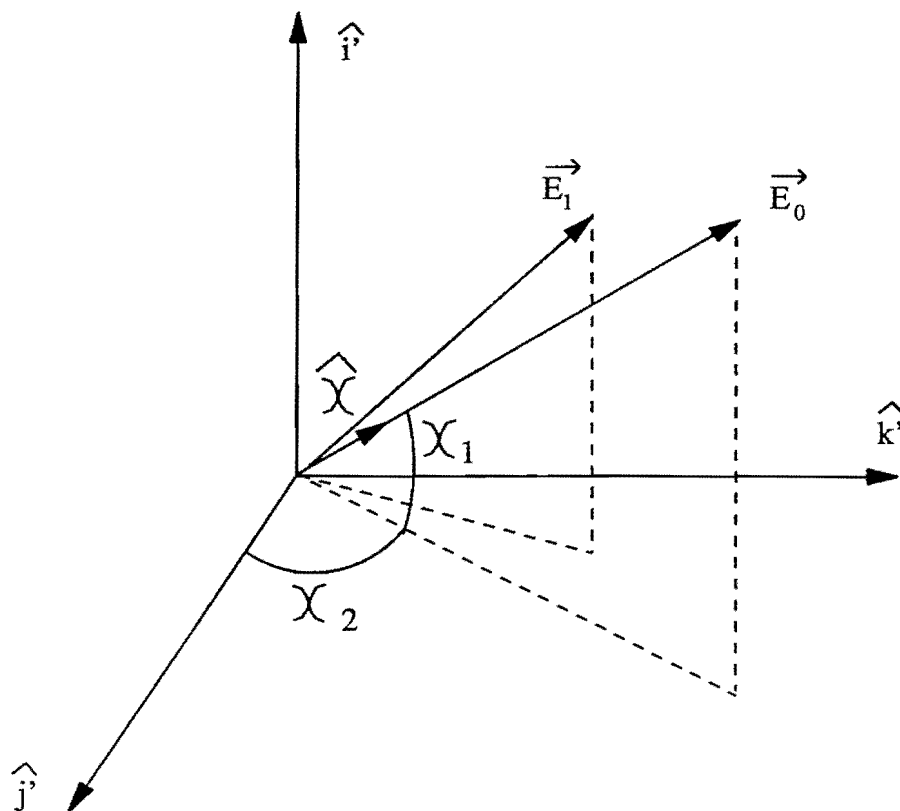


Fig. 12 : Direction du champ appliqué \vec{E}_0 par rapport au repère $(\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}')$.

\hat{i}' , \hat{j}' , \hat{k}' sont les vecteurs directeurs unitaires dont les composantes par rapport au repère cristallographique sont respectivement $(1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$, $(-1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$ et $(0,0,1)$. $\hat{\chi}$ est le vecteur unitaire dans la direction de \vec{E}_0 , χ_1 et χ_2 sont les angles dus au défaut de coupe (dans le cas d'un cristal correctement taillé, $\chi_1 = 0$, $\chi_2 = \pi/2$). \vec{E}_l est perpendiculaire aux surfaces équipotentielles et donc aux strates du réseau c'est-à-dire suivant \vec{K} .

L'équation, dont $|\vec{E}_l|$ est solution, s'obtient à partir des quatre équations du modèle de transport de bande avec le développement de Kukhtarev en envisageant pour toutes les grandeurs vectorielles trois composantes suivant le repère $(\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}')$. La résolution se conduit de manière analogue à celle effectuée dans le cas où les grandeurs ont une seule composante. Nous obtenons :

$$n_l = \frac{-\varepsilon_0 \varepsilon^s \left[\vec{K} \cdot \frac{d\vec{E}_l}{dt} + \frac{1}{\tau_{DI}} \vec{K} \cdot \vec{E}_l \right]}{e \mu \left[j E_D |\vec{K}| + \vec{K} \cdot \vec{E}_0 \right]} \quad (46)$$

et l'équation différentielle du second ordre pour \vec{E}_l :

$$\begin{aligned} & \vec{K} \cdot \frac{d^2 \vec{E}_l}{dt^2} + \vec{K} \cdot \frac{d\vec{E}_l}{dt} \left[\frac{1}{\tau_{DI}} + \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_D} - j\mu \vec{K} \cdot \vec{E}_0 - \vec{K} \cdot \frac{d\vec{E}_0}{dt} \frac{1}{\vec{K} \cdot \vec{E}_0 + jE_D |\vec{K}|} \right] \\ & + \vec{K} \cdot \vec{E}_l \left[\frac{1}{\tau_R \tau_{DI}} + \frac{1}{\tau_D \tau_I} - j\mu \frac{\vec{K} \cdot \vec{E}_0}{\tau_I} - \frac{1}{\tau_{DI}} \vec{K} \cdot \frac{d\vec{E}_0}{dt} \frac{1}{\vec{K} \cdot \vec{E}_0 + jE_D |\vec{K}|} \right] \quad (47) \\ & = -m \frac{(\vec{K} \cdot \vec{E}_0 + jE_D |\vec{K}|)}{\tau_R \tau_{DI}} \end{aligned}$$

Ceci revient à remplacer \vec{E}_0 dans l'équation (8) par sa projection $\vec{E}_0 \cdot \frac{\vec{K}}{|\vec{K}|}$.

A l'état stationnaire et pour un champ E_0 constant :

$$|\vec{E}_I|^2 = mE_q^2 \frac{[\hat{K} \cdot \vec{E}_0]^2 + E_D^2}{[\hat{K} \cdot \vec{E}_0]^2 + (E_D + E_q)^2} \quad (48)$$

avec $\vec{E}_0 = E_0 \hat{k}'$ et $\hat{K} = \frac{\Lambda}{2\pi} \vec{K}$.

Pour un champ carré appliqué, l'expression de E_I obtenue au premier ordre est :

$$E_I = jm \frac{E_D \left(1 + \frac{E_D}{E_M} + \frac{(\hat{K} \cdot \vec{E}_0)^2}{E_D E_M} \right)}{\left(1 + \frac{E_D}{E_M} \right) \left(1 + \frac{E_D}{E_q} \right) + \frac{(\hat{K} \cdot \vec{E}_0)^2}{E_q E_M}} \quad (49)$$

avec : $E_M = \frac{I}{\mu \tau_r K}$.

Si le faisceau pompe arrive en incidence normale (suivant \hat{j}') comme dans nos expériences, et si θ et φ déterminent l'orientation du faisceau sonde (figure 13) :

$$|\vec{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos \varphi \cos \theta} \quad (50)$$

$$\hat{K} \cdot \hat{\chi} = \frac{K_x \chi_x + K_y \chi_y + K_z \chi_z}{|\vec{K}|} \quad (51)$$

d'où :

$$\hat{K} \cdot \vec{E}_0 = \hat{K} \cdot \hat{\chi} E_0 = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \cos \varphi \cos \theta}} \frac{\sqrt{2}}{2} [-\sin \varphi \sin \chi_1 + (1 - \cos \varphi \cos \theta) \cos \chi_1 \cos \chi_2 - \cos \varphi \sin \theta \cos \chi_1 \sin \chi_2] \quad (52)$$

Ce qui nous permet en reportant dans l'équation (49) de calculer la variation de E_i en fonction de l'orientation du champ électrique appliqué et du vecteur réseau.

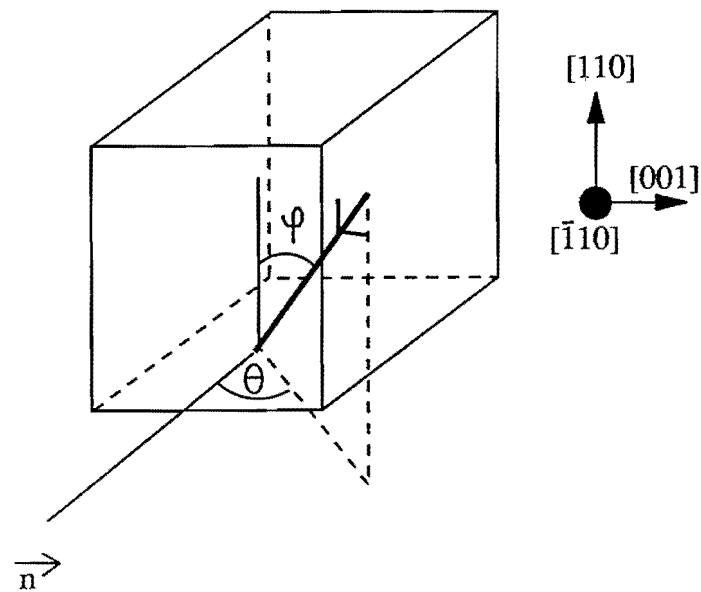


Fig. 13 : Définition de l'incidence d'un faisceau par rapport à la normale à la face d'entrée du cristal : θ est l'angle dans le plan (110), φ est dans le plan (001).

Sur la figure 14 sont superposées deux courbes de gain en fonction de φ pour $\theta = 2^{\circ}50'$ tracées avec les paramètres du BGO:Fe sous champ carré $\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm. La courbe en tirets est obtenue lorsque $\chi_1 = 0$, $\chi_2 = \pi/2$ et montre l'influence de l'effet piézoélectrique. Si $\chi_1 = 5^{\circ}$, $\chi_2 = 85^{\circ}$, alors la courbe en trait plein présente une dissymétrie : c'est l'effet dû à un défaut de coupe de l'échantillon. Le gain ne sera pas uniforme et la résolution baissera.

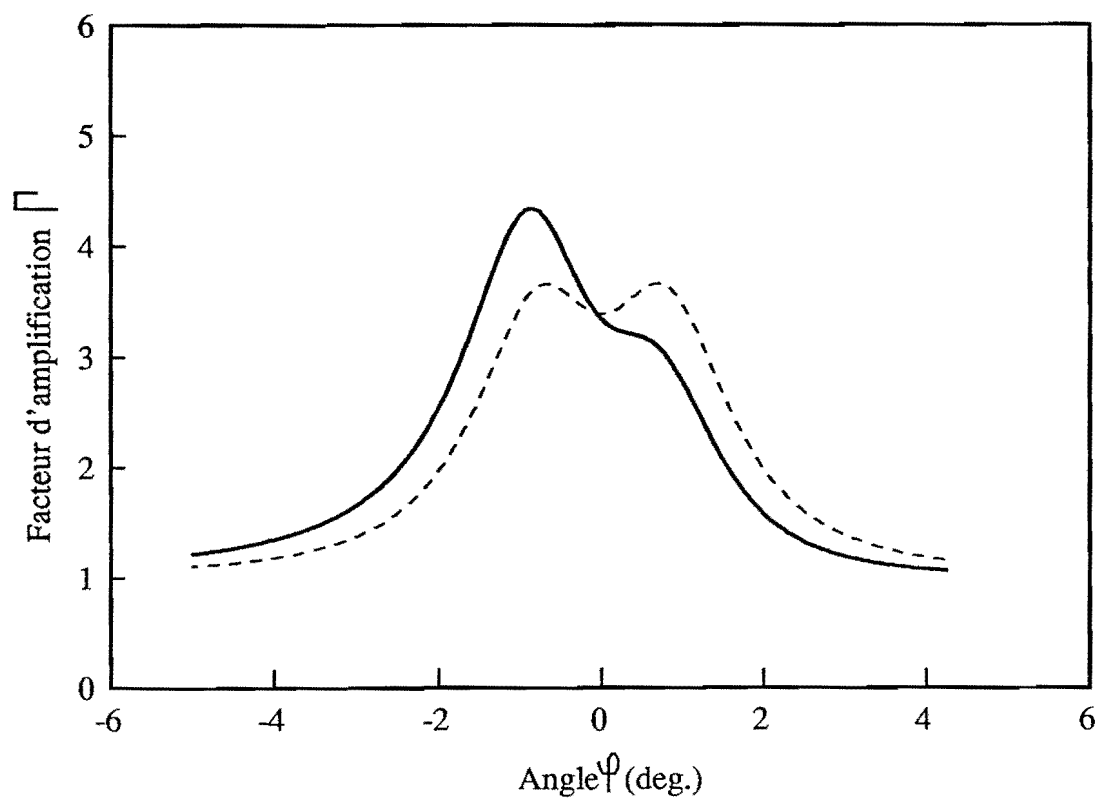


Fig. 14 : Courbes théoriques du facteur d'amplification Γ en fonction de l'angle φ d'incidence du faisceau sonde ($\theta = 2^{\circ}50'$) dans un cristal de BGO:Fe sous champ carré ($\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm). La courbe en pointillés est obtenue pour un échantillon parfaitement taillé ($\chi_1 = 0$, $\chi_2 = \pi/2$) et décrit l'effet piézoélectrique. La courbe en trait plein simule un défaut de coupe $\chi_1 = 5^{\circ}$, $\chi_2 = 85^{\circ}$.

3. Mesure de l'uniformité de l'amplification.

Nous nous intéressons ici à la topographie du gain dans un cristal soumis à un champ électrique alternatif afin de connaître la répartition spatiale de l'amplification et sa variation en fonction de la forme du champ appliqué.

a) Montage expérimental.

La figure 15 représente le montage expérimental permettant cette étude. Un faisceau lumineux à la longueur d'onde $\lambda = 514$ nm issu d'une source laser Argon, polarisé verticalement, se sépare en un faisceau fort (la pompe) d'intensité I_p et un faisceau faible (la sonde) d'intensité I_s . Les deux faisceaux ont une structure d'onde plane. Ils traversent un cristal de BGO:Fe (le dopage est 50 ppm) auquel est appliqué un champ alternatif. Dans notre expérience, l'amplitude du champ est $\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm, les intensités incidentes valent $I_p = 5,26$ mW/cm² et $I_s = 36,8$ μ W/cm², le pas du réseau photoinduit est 26 μ m. Cette valeur est obtenue en faisant passer le faisceau pompe au travers de la lame séparatrice L.S. et qui arrive sous incidence quasi normale sur le cristal. Le faisceau sonde se réfléchit sur cette séparatrice et est ainsi incident sur le cristal avec un angle très faible par rapport à la pompe. La lame L.S. est prismatique pour éviter les franges d'interférence venant d'une lame à faces parallèles.

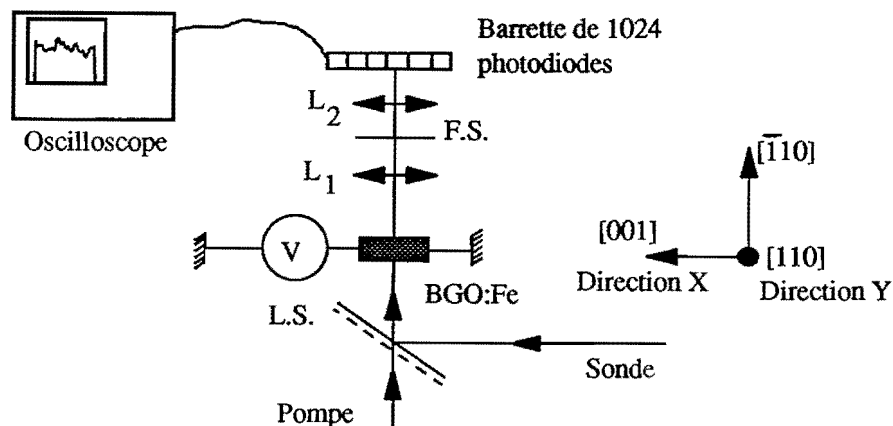


Fig. 15 : Dispositif expérimental permettant de dresser des cartes de gain.

L.S. : lame séparatrice prismatique.

F.S. : filtrage spatial.

Un filtrage spatial, destiné à éliminer la pompe en sortie du cristal est composé d'une lentille L_1 de distance focale 150 mm et d'un trou. La lentille L_2 (distance focale 100 mm) forme l'image de la face de sortie du cristal dans un plan où est placée une barrette linéaire de 1024 photodiodes recueillant le faisceau sonde amplifié. La barrette est verticale (suivant la direction [110]). Par des translations successives de la barrette suivant l'axe X , nous effectuons des coupes verticales de l'image de la face de sortie du cristal et établissons ainsi des cartes du facteur d'amplification. Chaque coupe du facteur d'amplification est calculée à partir de différentes acquisitions de la façon décrite précédemment au paragraphe ③.1.b.

b) Résultats.

Lorsque le champ appliqué est carré avec par exemple, une fréquence de 1,9 kHz, la carte de gain figure 16 met en évidence un gain relatif caractérisé par de faibles fluctuations (de l'ordre de 10 %) autour de la valeur $\Gamma = 4$ ($G = 1,8 \text{ cm}^{-1}$), ceci sur toute la hauteur du cristal et pour chaque coupe. Ce résultat est valable quelle que soit la fréquence du champ. L'allure plus tourmentée de la coupe $x = 4 \text{ mm}$ est due à la présence très proche de l'électrode. Les fluctuations des coupes peuvent s'expliquer par l'absence de traitement anti-reflet sur les faces du cristal ce qui n'empêche pas les réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon comme nous le verrons dans la troisième partie au paragraphe ①.2.

Pour un champ sinusoïdal, des coupes effectuées de manière identique, à fréquence donnée, présentent une allure similaire.

La figure 17 montre la répartition de l'amplification dans la coupe $x = 2 \text{ mm}$ (au milieu du cristal) pour des fréquences du champ sinusoïdal allant de 2 kHz à 10 kHz. Pour chaque fréquence, le gain relatif est uniforme et sa valeur est fonction de la fréquence du champ ainsi que précédemment décrit (cf. paragraphe ③.1).

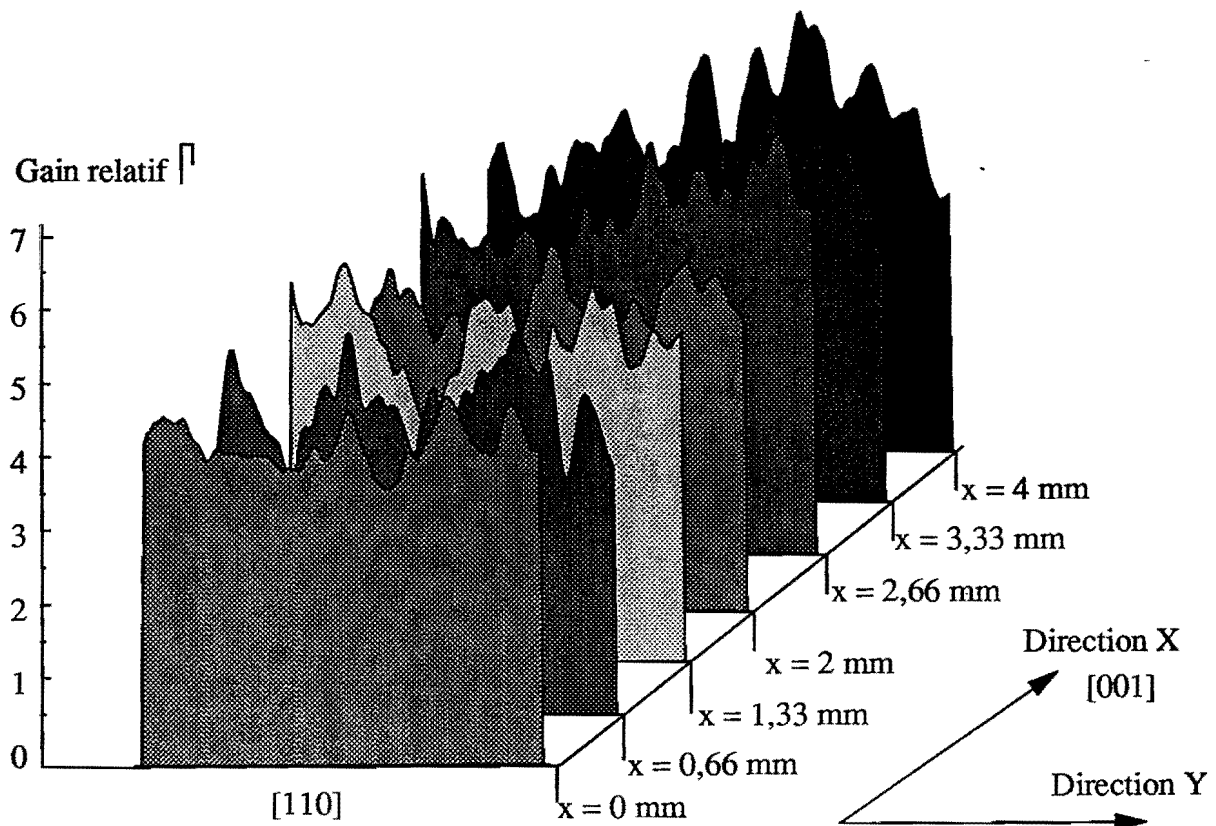


Fig. 16 : Carte de gain relatif Γ lorsque le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm, fréquence $f = 1,9$ kHz). Chaque courbe correspond à la répartition spatiale du gain Γ suivant l'axe $[110]$ du cristal. Les coupes sont effectuées dans la direction $[001]$.

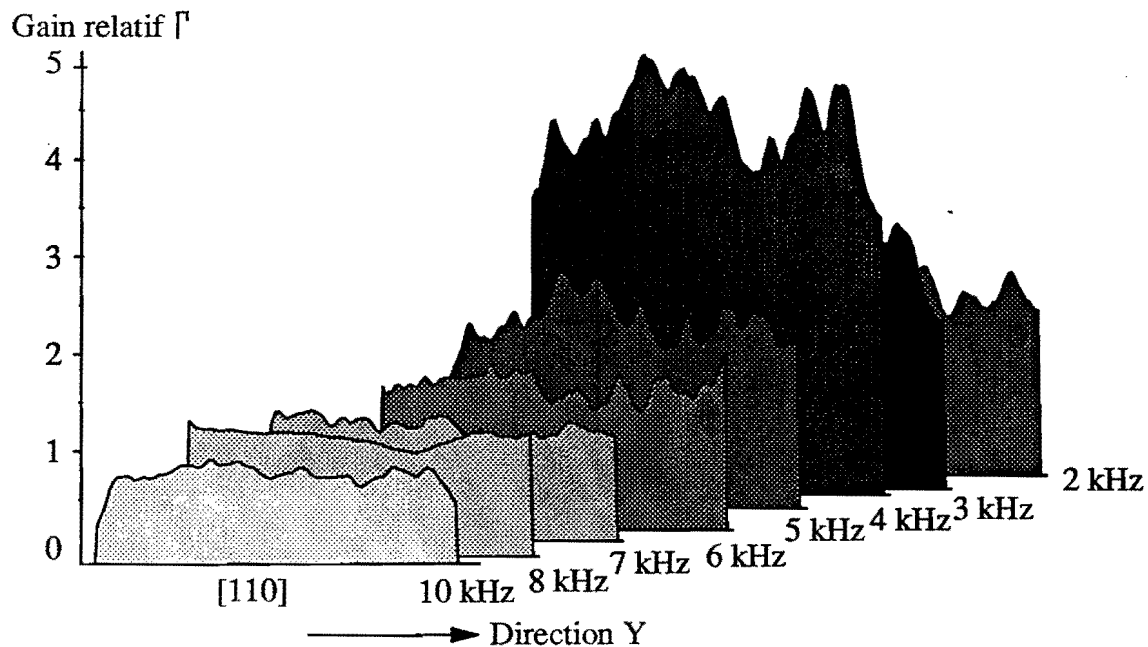


Fig. 17 : Répartition spatiale du gain relatif Γ suivant l'axe $[110]$ pour différentes fréquences d'un champ sinusoïdal ($\bar{E}_o = 3,75$ kV/cm) et pour la même coupe $x = 2$ mm.

c) Conclusion.

En conclusion, l'amplification dans le cristal de BGO:Fe est uniforme quelles que soient la forme et la fréquence du champ électrique. Ceci prouve en particulier que l'échantillon est homogène et que le champ s'applique uniformément. Nous allons maintenant mener une étude analogue en ce qui concerne la résolution.

4. Etude de la résolution d'images sous champ sinusoïdal et carré dans le BGO:Fe.

Dans le but d'amplifier une image, nous étudions le gain suivant deux directions d'incidence θ et φ (figure 13) du faisceau sonde par rapport à la normale à la face d'entrée du

crystal. L'étude est menée d'abord en fonction de l'angle θ pour un angle $\varphi = 0$ puis pour un angle θ donné, selon l'angle φ (figure 13).

Les critères que nous cherchons à satisfaire sont une amplification la plus importante possible avec la résolution la meilleure. Cette dernière est définie par :

$$\mathcal{R}_{\theta,\varphi} = \mathcal{R}_{\theta} \times \mathcal{R}_{\varphi} = \frac{\delta\theta}{\Delta\theta} \frac{\delta\varphi}{\Delta\varphi}. \quad (53)$$

Le critère de Rayleigh pour des ondes planes donne $\Delta\theta = \frac{\lambda}{a}$, $\Delta\varphi = \frac{\lambda}{b}$,

a et b sont les dimensions de l'échantillon respectivement selon [001] et [110].

$\delta\theta$, $\delta\varphi$ sont les largeurs à mi-hauteur des courbes d'amplification Γ établies suivant les directions θ et φ .

Pour mesurer l'amplification Γ en fonction de l'angle θ , le montage est celui décrit précédemment (paragraphe 3.1.b), une génératrice de la lentille cylindrique étant parallèle à [110]. L'amplification Γ selon l'angle φ pour un angle θ donné s'obtient en pivotant la lentille cylindrique de 90° afin d'amener sa génératrice parallèle à [001]. Après traversée de la lentille cylindrique, le faisceau sonde est convergent, son point de focalisation est après le cristal. Par interférence avec le faisceau pompe, plusieurs réseaux de pas différents s'inscrivent en différents points dans le matériau. La comparaison entre les valeurs du facteur d'amplification pour ces différents pas induits est justifiée car nous venons de voir dans le paragraphe précédent que le gain ne dépend pas de l'endroit où on se place dans le cristal. Notre échantillon est un BGO:Fe (dopage 50 ppm) dont les dimensions sont $a = 4$ mm, $b = 6,5$ mm, la longueur d'interaction est 7,9 mm. L'amplitude des champs appliqués est $\bar{E}_o = 3,75$ kV/cm, le faisceau pompe est en incidence normale.

a) Résultats en champ alternatif carré.

Les intensités I_p et I_s des faisceaux incidents pompe et sonde valent $I_p = 5,26$ mW/cm² et $I_s = 36,8$ μ W/cm². L'amplification Γ à $\varphi = \text{constante}$ est uniforme et vaut $\Gamma \approx 4$ ($G \approx 1,7$ cm⁻¹) sur une plage angulaire $\delta\theta > 3^\circ$ autour de $\theta = 2^\circ$. On a donc $\mathcal{R}_{\theta} > 407$ pl pour un échantillon de 4 mm soit 102 pl/mm.

La figure 18 présente la répartition de l'amplification en fonction de l'angle φ pour plusieurs angles θ . Toutes les courbes présentent une remontée de part et d'autre de la valeur $\varphi = 0$: ceci est dû à l'effet piézoélectrique, la dissymétrie du phénomène venant d'un défaut de taille du cristal. Au maximum de ces courbes, nous avons $\Gamma = 5$ ($G = 2 \text{ cm}^{-1}$).

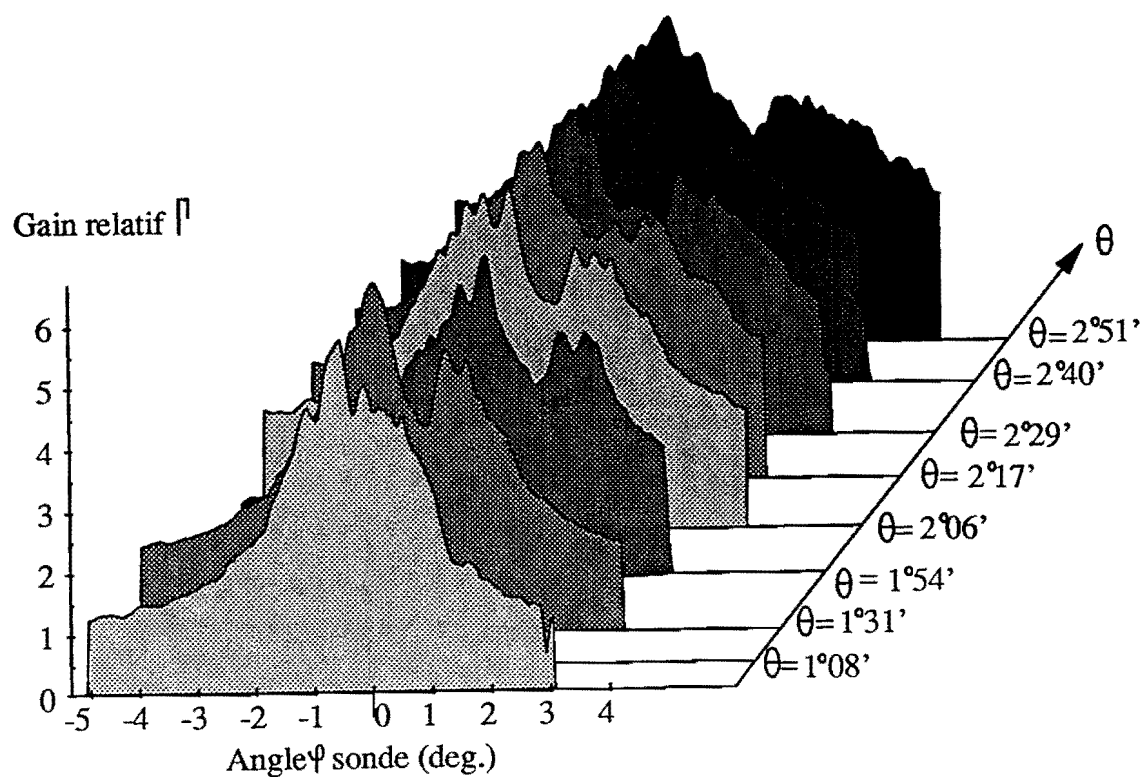


Fig. 18 : Facteur d'amplification Γ en fonction de l'incidence φ du faisceau sonde pour plusieurs incidences θ fixées. L'échantillon de BGO:Fe est soumis à un champ carré $\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$ de fréquence 2 kHz.

Les valeurs des résolutions \mathcal{R}_φ sont regroupées dans le tableau 2.

θ (deg.)	1°08'	1°31'	1°54'	2°06'	2°17'	2°29'	2°40'	2°51'	3°05'
$\delta\varphi$ (deg.)	3°	3°49'	4°28'	4°45'	5°17'	5°38'	6°21'	7°14'	7°56'
\mathcal{R}_φ/b (pl/mm)	102	129	152	161	179	190	215	246	270

Tableau 2

b) Résultats en champ alternatif sinusoïdal.

Les intensités incidentes I_p et I_s et l'amplitude du champ électrique restent les mêmes, la fréquence du champ est de 7 kHz. Sur le pic de résonance, le facteur d'amplification est $\Gamma = 3$ soit $G = 1,27 \text{ cm}^{-1}$ (figure 19). Les courbes d'amplification dans la direction φ (figure 20), pour une valeur de θ fixée correspondant sur la figure 19 à une ligne en pointillés, montrent qu'en dehors de la résonance c'est-à-dire pour $1^\circ 08' < \theta < 2^\circ 05'$, l'amplification est faible. Dès que θ prend des valeurs supérieures à $2^\circ 17'$ et jusqu'à $3^\circ 14'$, l'amplification $\Gamma(\varphi)$ augmente rapidement et devient maximum pour $\theta = 2^\circ 40'$, valeur pour laquelle nous sommes au sommet du pic de résonance de la courbe $\Gamma(\theta)$. Pour $\theta > 3^\circ 26'$, l'amplification $\Gamma(\varphi)$ redevient faible, puisque nous ne nous situons plus à des incidences θ correspondant au pic de résonance $\Gamma(\varphi)$.

Ces courbes $\Gamma(\theta)$ mettent elles aussi en évidence l'influence de l'effet piézoélectrique (remontée du gain de part et d'autre de la valeur $\varphi = 0$) et l'effet du défaut de taille de notre échantillon (dissymétrie des courbes).

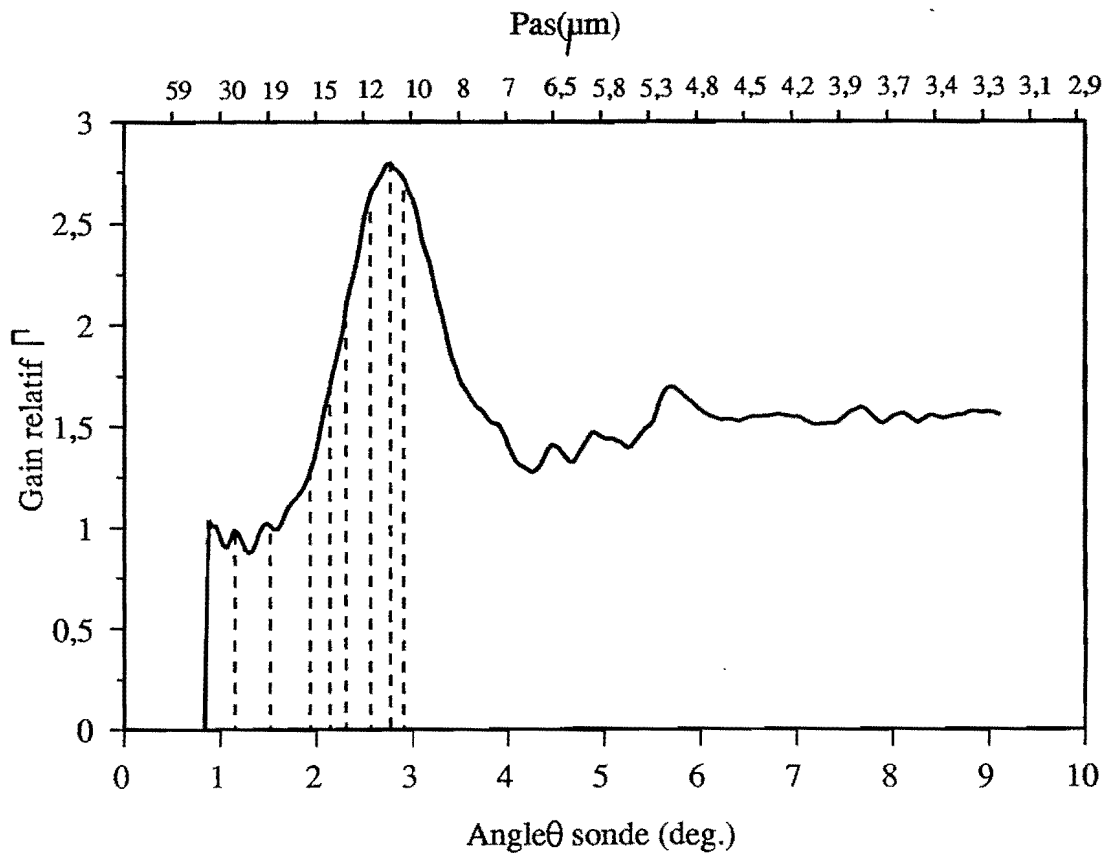


Fig. 19 : Localisation sur la courbe d'amplification des différents angles d'incidence θ du faisceau sonde pour lesquels a été effectuée l'étude de l'amplification en fonction de l'angle φ (fig. 20). Le champ appliqué est sinusoïdal ($\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$), sa fréquence est 7 kHz.

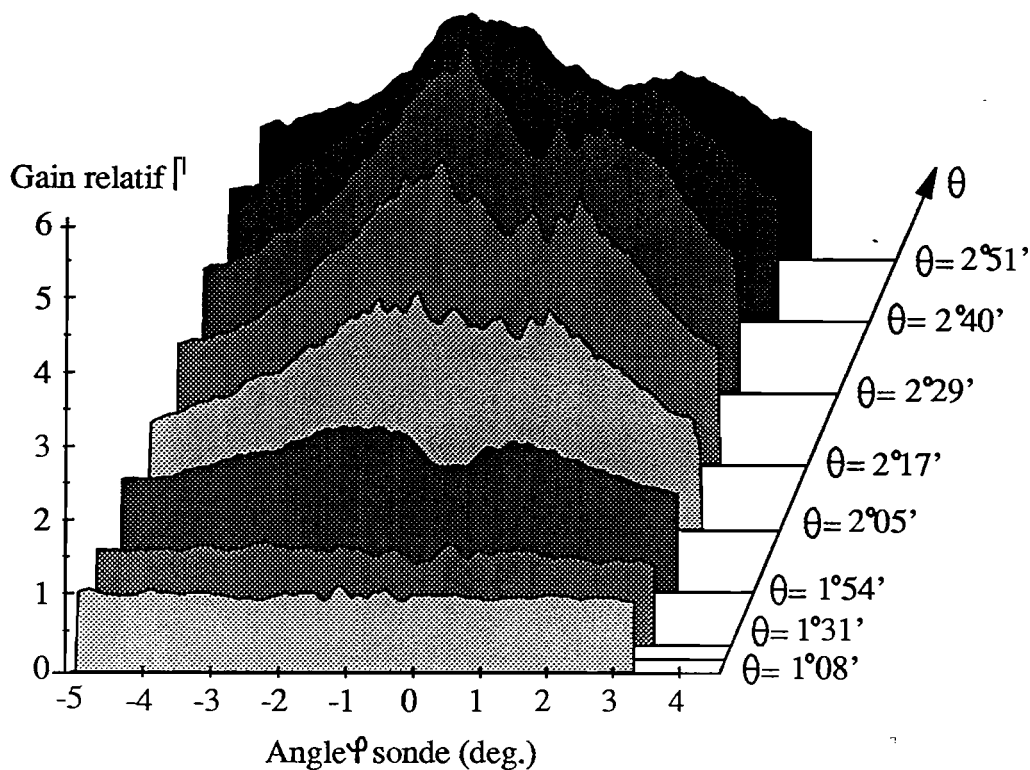


Fig. 20 : Facteur d'amplification Γ en fonction de l'incidence φ du faisceau sonde pour plusieurs incidences θ fixées. L'échantillon de BGO:Fe est soumis à un champ alternatif sinusoïdal $\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm et de fréquence $f = 7$ kHz.

Nous pouvons maintenant donner les valeurs des résolutions selon l'angle θ sur le pic de résonance en fonction de la fréquence puis selon l'angle φ à fréquence donnée :

- i) Résolution selon θ sur le pic de résonance pour chaque fréquence.

f (kHz)	3	4	5	6	7
$\delta\theta$ (deg.)	0°49'	1°20'	1°04'	1°06'	2°02'
\mathcal{P}_θ / la (pl/mm)	27	45	36	38	69
Γ	2,5	2,7	3	3,3	2,7
G (cm ⁻¹)	1,17	1,27	1,41	1,53	1,27

Tableau 3

Ce tableau montre que la résolution varie avec la fréquence du champ. Les pas pour lesquels il y a résonance sont donnés par :

$$\Lambda_r = \frac{2}{(2n+1)} \mu E_0 \frac{T}{\pi}, \quad (54)$$

et les pas pour lesquels il y a antirésonance par :

$$\Lambda_{ar} = \frac{2}{2n} \mu E_0 \frac{T}{\pi}. \quad (55)$$

L'écart entre l'antirésonance $n = 1$ et la résonance $n = 0$ est :

$$\Delta\Lambda = |\Lambda_{ar} - \Lambda_r| = \mu E_0 \frac{T}{\pi} = \frac{\mu E_0}{\pi f} \quad (56)$$

$$\delta\theta \propto \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda_r^2} = \frac{1}{\Lambda_r} \quad (57)$$

Cette dernière relation montre que si la fréquence f du champ sinusoïdal augmente, l'écart $\Delta\Lambda$ diminue. Par conséquent, l'écart angulaire $\delta\theta$ augmentera et il en sera de même pour la résolution, ceci à valeur d'amplification constante.

En comparant \mathcal{R}_θ et $\Gamma(\theta)$ aux fréquences de 4 kHz et 7 kHz pour lesquelles $\Gamma=2,7$ (Tableau 3), nous voyons bien qu'il est préférable, pour un facteur d'amplification donné, d'appliquer la fréquence la plus haute possible afin d'atteindre la meilleure résolution.

ii) Résolution selon l'angle φ à fréquence donnée.

Des courbes $\Gamma(\varphi)$, à la fréquence de 7 kHz, nous tirons les résolutions \mathcal{R}_φ présentées dans le tableau 4.

θ (deg.)	1°08'	1°31'	1°54'	2°06'	2°17'	2°29'	2°40'	2°51'
$\delta\varphi$ (deg.)	8°	8°	8°	8°	8°	2°52'	6°10'	8°
\mathcal{R}_φ/b (pl/mm)	271	271	271	271	271	97	210	271

Tableau 4

Une résolution égale à $\mathcal{R}_\theta \times \mathcal{R}_\phi / (ab) = 69 \times 97 \text{ (pl/mm)}^2$ est atteinte sur le pic de résonance à 7 kHz où l'amplification vaut au maximum 4. Le facteur d'amplification Γ peut être augmenté en appliquant des champs plus élevés. Par exemple, avec un champ sinusoïdal tel que $\bar{E}_0 = 7,5 \text{ kV/cm}$, $f = 5 \text{ kHz}$, on a $\Gamma = 65$ mais alors $\mathcal{R}_\theta/a = 7,5 \text{ pl/mm}$. Avec un champ pulsé asymétrique tel que $\bar{E}_0 = 7,5 \text{ kV/cm}$, $T_0 = 100 \text{ }\mu\text{s}$, $T_1 = 50 \text{ }\mu\text{s}$ (figure 9), $\Gamma = 3,5$ et $\mathcal{R}_\theta/b = 13 \text{ pl/mm}$.

Les champs carrés permettent d'obtenir une plus grande résolution. Nous les emploierons pour obtenir une amplification uniforme sur une plage angulaire très large en vue d'amplifier une image.

5. Amplification d'images dans des cristaux de BGO:Nd et BGO:Cu.

Le BGO:Fe est en particulier caractérisé par sa faible mobilité et son temps de recombinaison élevé permettant d'atteindre aisément le phénomène de résonance sous champs sinusoïdaux ou pulsés. Comme nous appliquons des champs carrés pour amplifier une image, nous employons par la suite des cristaux de BGO:Nd et BGO:Cu. Les cristaux de BGO:Cu possèdent l'avantage de présenter une densité de pièges $N_A > 10^{22} \text{ m}^{-3}$ plus élevées que les cristaux de BGO:Nd. En effet, des valeurs N_A élevées sont intéressantes car lorsque le pas du réseau photoinduit est petit (c'est comme nous le verrons le domaine où il est préférable de se placer pour obtenir la meilleure résolution) le gain est limité par E_q (figure 1), c'est-à-dire une quantité proportionnelle à la densité de pièges.

a) Montage.

Le dispositif mis en oeuvre est représenté figure 21. Nous formons l'image de l'objet dans le cristal à l'aide d'un système afocal constitué de deux doublets de distances focales f_1, f_2 . L'image de l'objet amplifiée est formée sur une caméra CCD par un autre système afocal constitué de deux doublets de distances focales f_3, f_4 . Le filtrage spatial sert à éliminer le bruit dû à la diffusion du faisceau pompe.

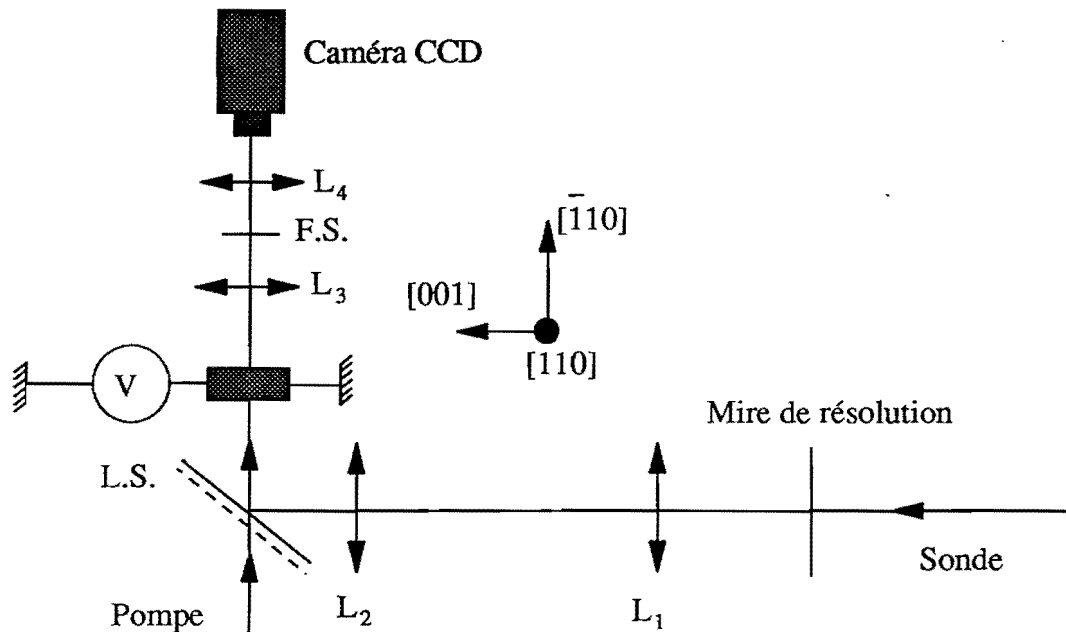


Fig. 21 : Dispositif expérimental pour amplifier des images. L.S. : lame séparatrice prismatique, F.S. : filtrage spatial.

L'image d'une mire de résolution type USAF après traversée du système optique complet y compris le cristal amplificateur, le faisceau pompe étant coupé et le filtrage spatial ôté est donnée figure 22. Nous avons employé des lentilles de distances focales $f_1 = f_2 = 120$ mm, $f_3 = 60$ mm, $f_4 = 310$ mm. Nous atteignons la même résolution de 114 pl/mm avec et sans échantillon. Ceci signifie que la qualité de nos cristaux ne constitue pas une limite.

Nous avons enrobé le cristal dans un gel de silicone (Rhodorsil RTV) afin d'éviter les problèmes de claquage lorsque de hautes tensions sont appliquées (± 8 kV). Les fils permettant d'appliquer la tension sont collés avec une résine EPOTEK 417 à charge d'argent et à très grande conductivité électrique. Cette résine constitue aussi les électrodes. Des fenêtres traitées antireflet ($R < 0,4\%$ à 514 nm sous incidence normale, $R < 1\%$ à 514 nm sous une incidence de 45°), de planéité $\lambda/2$, sont collées sur les faces $(\bar{1}10)$ d'entrée du cristal. La colle utilisée est une résine époxyde (NOA 63) polymérisable aux rayonnements ultraviolets. Le traitement antireflet a pour but de minimiser les réflexions multiples à l'intérieur du cristal. Ces réflexions peuvent engendrer des oscillations dont nous parlerons dans la troisième partie, au

paragraphe ①.2. Elles sont sources de bruit et d'une diminution de l'amplification. La température du cristal est mesurée à l'aide d'une sonde de platine afin de contrôler et d'éviter un échauffement trop important du cristal amplificateur dû à l'effet Joule venant du photocourant. La cellule contenant le cristal enrobé est représentée figure 23.

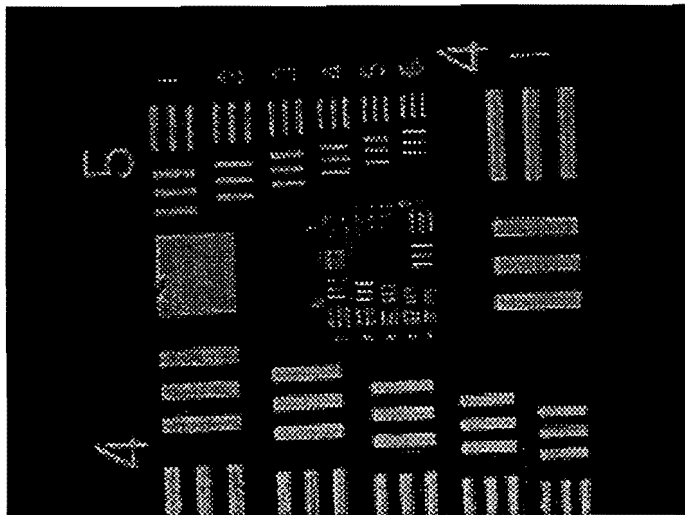


Fig. 22 : Image d'une mire de résolution type USAF lorsque le faisceau pompe est coupé et le filtrage spatial F.S. ôté.

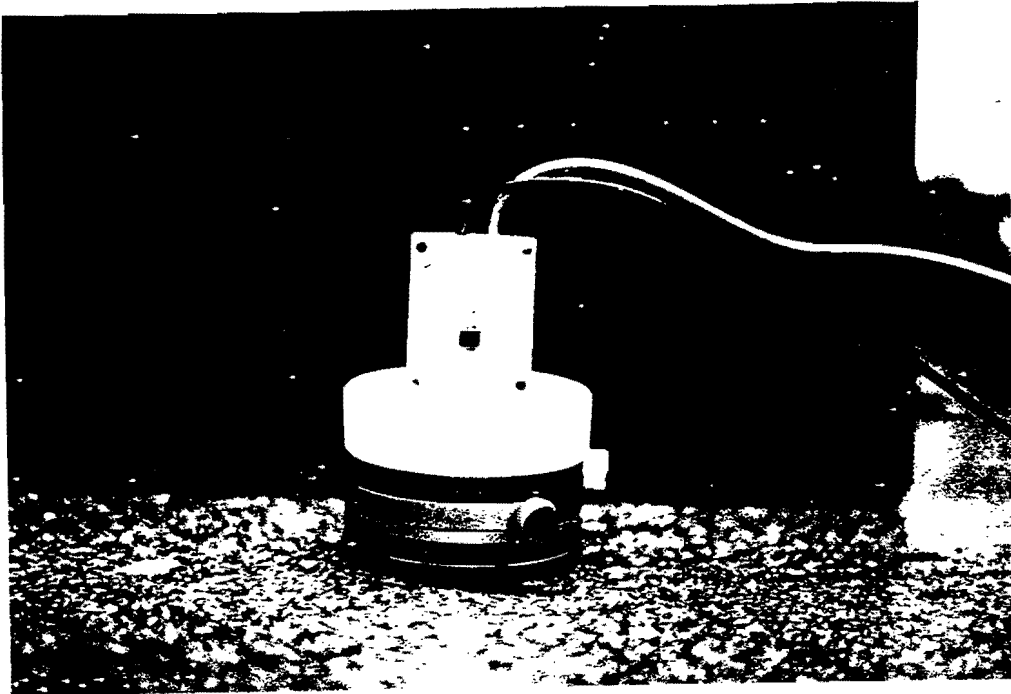


Fig. 23 : Photographie de la cellule contenant le cristal enrobé.

b) Résultats.

1. Etude avec un cristal de BGO dopé néodyme.

Avec le cristal de BGO:Nd, le pas du réseau étant $\Lambda = 35 \mu\text{m}$ (c'est le pas où l'amplification est la plus grande), le champ étant de forme carrée ($\bar{E}_0 = \pm 10 \text{ kV/cm}$) de fréquence 2 kHz, le facteur d'amplification est $\Gamma = 8$ ($G = 4,4 \text{ cm}^{-1}$). L'image non-amplifiée est montrée figure 24, celle amplifiée figure 25. Dans cette expérience, $f_1 = f_2 = f_3 = 120 \text{ mm}$, $f_4 = 200 \text{ mm}$. La résolution atteinte est 14 pl/mm.

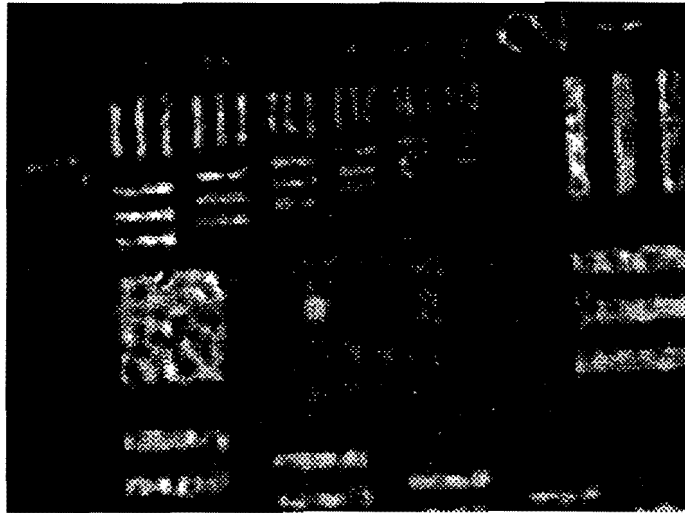


Fig. 24 : Image non-amplifiée de la mire de résolution USAF constituant le faisceau sonde après traversée d'un cristal de BGO:Nd.



Fig. 25 : Image amplifiée x 8 de la mire figure 24 par mélange à deux ondes dans un cristal BGO:Nd. Le champ appliqué est un champ carré $\bar{E}_0 = 10$ kV/cm, de fréquence 2 kHz.

La limite du montage vient du filtrage spatial destiné à éliminer le bruit du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde car il coupe des fréquences spatiales dans le spectre de l'image. Pour pouvoir ôter le filtrage spatial tout en conservant un bon rapport signal à bruit, il faut augmenter l'angle entre les faisceaux pompe et sonde. Une telle disposition avec le cristal de BGO:Nd s'accompagne d'une baisse de l'amplification. Pour éviter cet inconvénient, nous avons employé des cristaux dopés en cuivre (BGO:Cu) qui permettent de travailler à plus petits pas.

2. Etude avec des cristaux dopés en cuivre.

a) Présentation des échantillons.

Nous disposons de deux échantillons de BGO dopés en cuivre et vanadium. Ces cristaux, BGO 87-R et BGO 90-R, ont été synthétisés à l'Université de Bordeaux I au Laboratoire de Chimie du Solide par l'équipe de J.C. Launay. Dans ces cristaux, les fractions molaires en cuivre et vanadium dans le bain sont identiques. Elles valent 10 % pour le BGO 87-R et 1,1 % pour le BGO 90-R. Le cuivre est dans le site pseudo-octaédrique du Bi^{3+} , il augmente la densité de pièges N_A . Le vanadium est dans le site du germanium, il augmente la qualité mécanique du cristal.

b) Densité de pièges.

En vue de caractériser ces échantillons et en particulier de déterminer la densité de pièges N_A suivant la valeur du dopage en cuivre, nous avons étudié le gain par mélange à deux ondes sans champ appliqué en fonction du pas du réseau photoinduit. Les courbes sont tracées figure 26 pour le BGO 87-R et figure 27 pour le BGO 90-R.

Nous en déduisons que la densité de pièges est $N_A = 2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ pour le BGO 87-R et $N_A = 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ pour le BGO 90-R. Le dopage en cuivre augmente la valeur de N_A par rapport à ce que nous avons mesuré dans les cristaux de BGO:Fe et BGO:Nd, ce qui est intéressant car à petits pas, le gain sous champ appliqué est limité par E_q c'est-à-dire une quantité proportionnelle à la densité de pièges.

Les gains par unité de longueur au maximum des courbes valent $G = 0,8 \text{ cm}^{-1}$ à $\Lambda = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$ pour le BGO 87-R et $G = 0,9 \text{ cm}^{-1}$ à $\Lambda = 0,4 \text{ }\mu\text{m}$ pour le BGO 90-R. Les valeurs

des gains sont donc augmentées par rapport à celles présentées par des critaux non-dopés en cuivre.

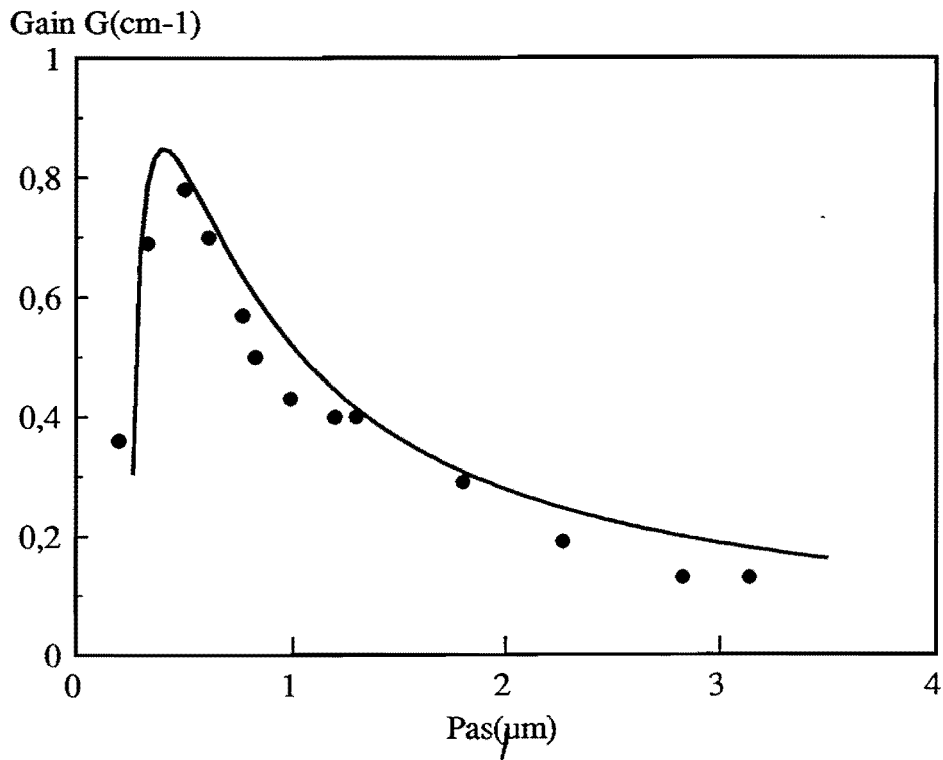


Fig. 26 : Courbe de gain sans champ appliqué du BGO 87-R.

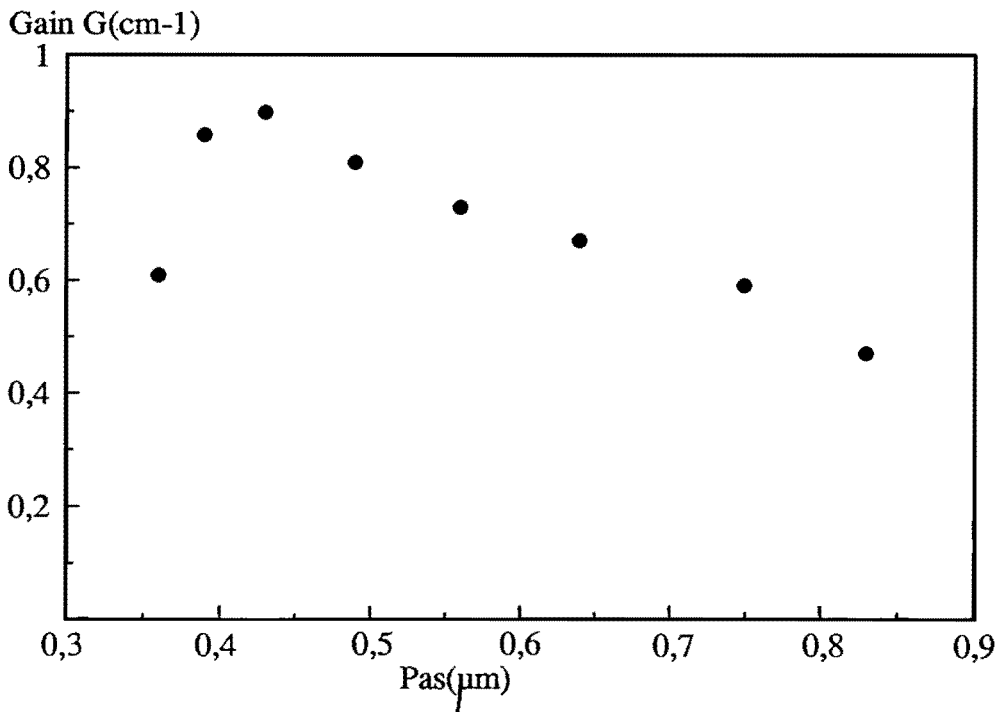


Fig. 27 : Courbe de gain sans champ appliqué du BGO 90-R.

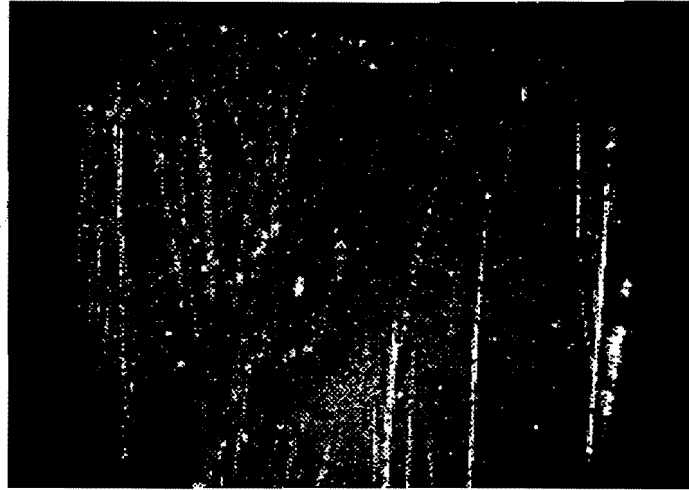
c) Analyse du bruit.

L'abaissement du rapport signal à bruit vient principalement de la diffusion du faisceau pompe (par des stries ou des inclusions au sein du matériau) en direction du faisceau sonde. Pour étudier la diffusion, nous avons utilisé le même montage que celui figure 21. L'angle entre la pompe et la sonde est 7° . Le faisceau sonde est coupé et seule est recueillie sur la caméra CCD la diffusion du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde. Les acquisitions figure 28 pour le BGO 87-R et figure 29 pour le BGO 90-R montrent une face de chacun de ces échantillons. Nous y notons la présence de nombreuses stries responsables d'une importante diffusion. En volume, nous n'avons observé la présence d'aucun défaut notable. En coupant horizontalement cette image (figure 29.a), nous obtenons la courbe en traits pointillés figure 29.b. Elle représente l'intensité du bruit du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde. Nous pouvons comparer ce signal avec celui du faisceau sonde seul (courbe en trait plein, figure 29.b), ce dernier a été acquis en atténuant le faisceau sonde d'un facteur 10.



Fig. 28 : Image de la face du BGO 87-R illustrant la diffusion du faisceau pompe due aux rayures en surface.

a)



b)

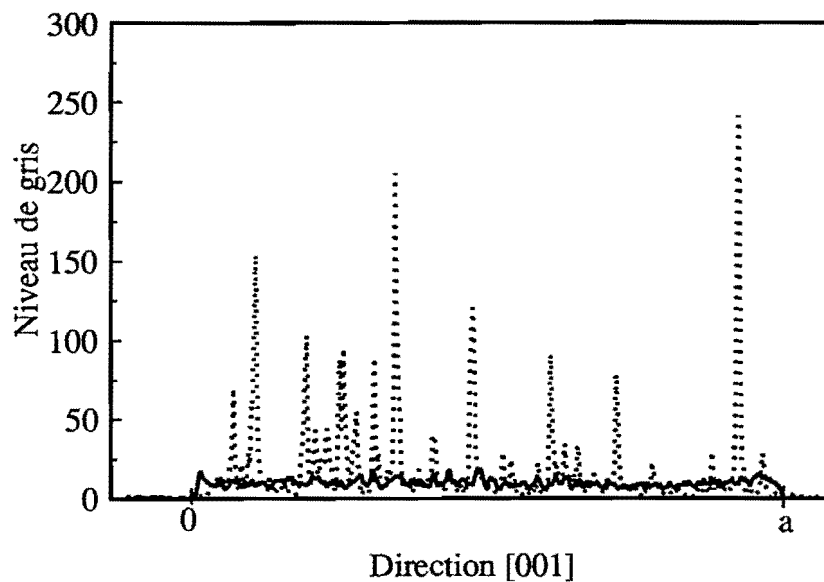


Fig. 29 : a) Image d'une des faces du BGO 90-R décrivant la diffusion du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde. L'intensité du faisceau pompe est dix fois supérieure à celle du faisceau pompe utilisée figure 28.

b) En trait plein figure une coupe horizontale du faisceau sonde seul et en traits pontillés, une coupe horizontale effectuée au même niveau que la précédente dans la figure 29.a.

L'image de la face du BGO 90-R a été obtenue avec une intensité de la pompe dix fois plus forte que celle avec laquelle a été acquise l'image de la face du BGO 87-R. Ceci signifie que la diffusion venant du BGO 90-R est plus faible que celle du BGO 87-R. Par conséquent, le rapport signal à bruit avec le BGO 90-R est meilleur que celui obtenu avec le BGO 87-R.

d) Amplification sous champ appliqué.

L'application d'un champ au BGO 90-R ne permet pas d'intensifier le couplage à deux ondes. Nous n'avons pas pu en trouver la raison. Nous ne nous intéresserons dans la suite qu'au BGO 87-R.

En appliquant un champ carré ($\bar{E}_0 = 18,7 \text{ kV/cm}$, $f = 2 \text{ kHz}$), les intensités pompe et sonde incidentes valant $I_p = 7 \text{ mW/cm}^2$ et $I_s = 18 \text{ } \mu\text{W/cm}^2$, le maximum de gain est $G = 7 \text{ cm}^{-1}$ à $\Lambda = 6 \text{ } \mu\text{m}$ (figure 30) c'est-à-dire pour un angle entre la pompe et la sonde de 5° . La largeur angulaire à mi-hauteur de la courbe de gain est plus importante que dans le BGO:Nd. Nous pourrions donc obtenir une bonne amplification d'image avec une résolution améliorée.

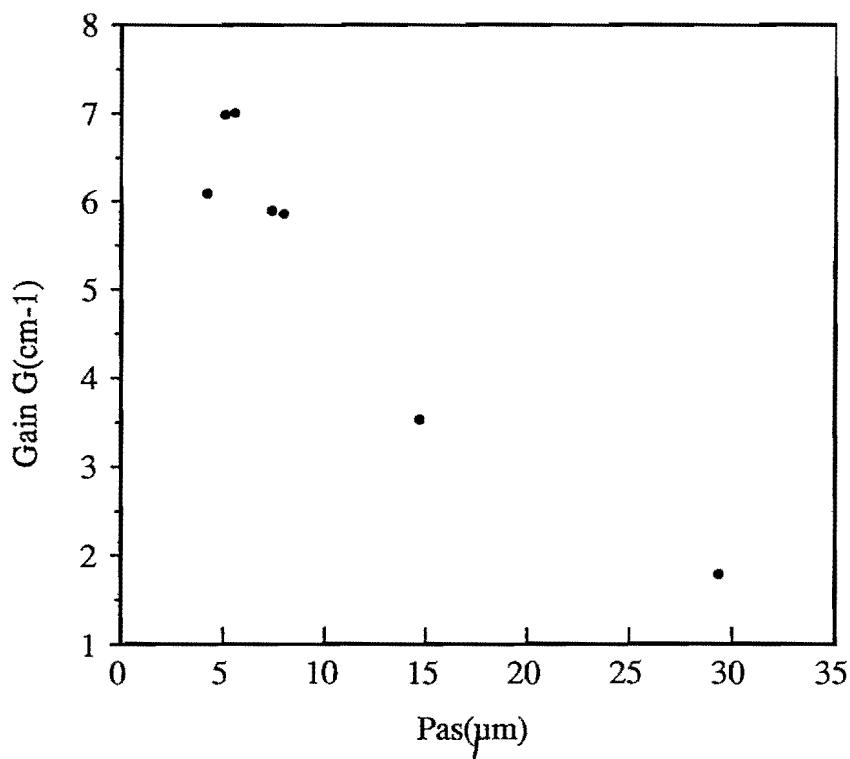


Fig. 30 : Courbe de gain en fonction du pas du réseau dans le cristal BGO 87-R. Le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 18,7 \text{ kV/cm}$, $f = 2 \text{ kHz}$).

e) Amplification d'images.

L'image à amplifier est la mire de résolution utilisée dans les expériences menées avec le cristal de BGO:Nd. Nous nous sommes placés dans une configuration définie par un pas de réseau photoinduit $\Lambda = 4,2 \mu\text{m}$ ($\theta = 3^{\circ}30'$), le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 18,7 \text{ kV/cm}$, $f = 400 \text{ Hz}$), les intensités incidentes des faisceaux pompe et sonde sont $I_p = 7 \text{ mW/cm}^2$, $I_s = 18 \mu\text{W/cm}^2$. Le facteur d'amplification obtenu dans ces conditions est $\Gamma = 15$ ($G = 8,5 \text{ cm}^{-1}$). L'image de la mire est formée dans le cristal par une paire de doublets de distances focales $f_1 = 60 \text{ mm}$ et $f_2 = 200 \text{ mm}$. Les images non-amplifiée et amplifiée (x 15) sont présentées figure 31 et figure 32.

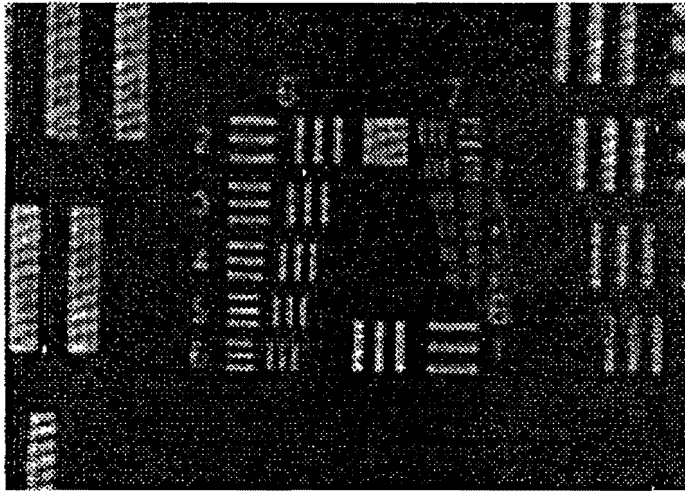


Fig. 31 : Image non-amplifiée d'une mire de résolution placée sur le faisceau sonde après traversée du BGO 87-R.

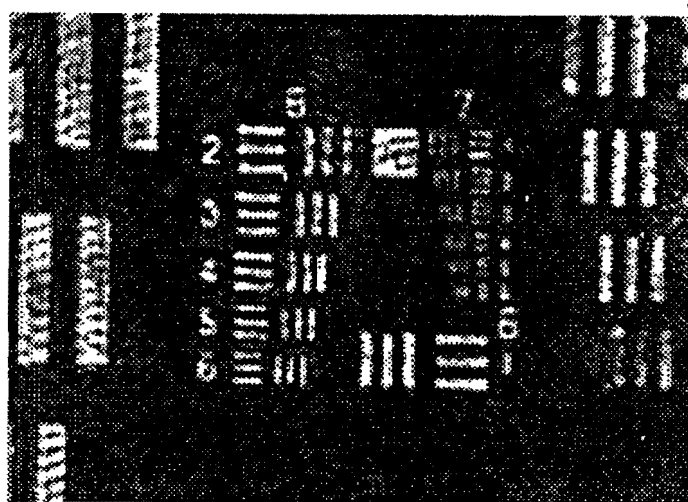


Fig. 32 : Image amplifiée x 15 de la mire figure 31. Le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 18,7$ kV/cm, $f = 400$ Hz).

La résolution atteinte est 34 pl/mm avec un facteur d'amplification $\Gamma = 15$, c'est-à-dire supérieure à celle obtenue avec le BGO:Nd pour un facteur d'amplification plus faible ($\Gamma = 8$). L'amélioration de la résolution vient d'une densité plus élevée de centres N_A ce qui permet de travailler à pas photoinduits plus faibles.

f) Conclusion.

Nous venons de voir que le dopage en cuivre dans les échantillons de BGO s'accompagne de nombreuses conséquences :

- ◊ cet élément induit des tensions dans la maille du cristal dont la structure se fragilise. Un cristal de BGO uniquement dopé en cuivre (la fraction molaire dans le bain est 3,3%) n'a pas pu être utilisé car il y a des inhomogénéités au sein du matériau et les tensions internes de l'échantillon ont provoqué des éclats sur les faces lors de son polissage.