

# Diffusion Brillouin de la lumière dans les solides

## Références :

- Vacher R. & Boyer L., "Brillouin scattering : a tool for measurement of elastic and photoelastic constants" Phys. Rev. B, Vol. 6, n°2 (1972) 639-673
- Schroeder J., Mohr R., Macedo P.B. & Montrose C.J., J. of Am. Ceram. Soc., Vol. 56, N°10 (1973) 510-514.
- Schroeder J., (1974) « Rayleigh and Brillouin scattering in amorphous solids : silicate glasses », Ph. D. dissertation, The catholic University of Am., washington, D. C.
- Schroeder J., « Light Scattering of glass », Treatise on Material Science and Technology., Academic Press, New-York, Vol. 12, N° 1 (1975), 157-222.
- Schroeder J., Non-Crystalline Solids vol. 40 (1980) 549-566
- E. Dieulesaint & D. Royer, Ondes élastiques dans les solides, applications au traitement du signal, Masson et Cie, 1974, puis nouvelle édition Masson 1999.
- Yann Vaills, cours de mécanique des milieux denses, <http://www.cemhti.cnrs-orleans.fr/?nom=vaills>

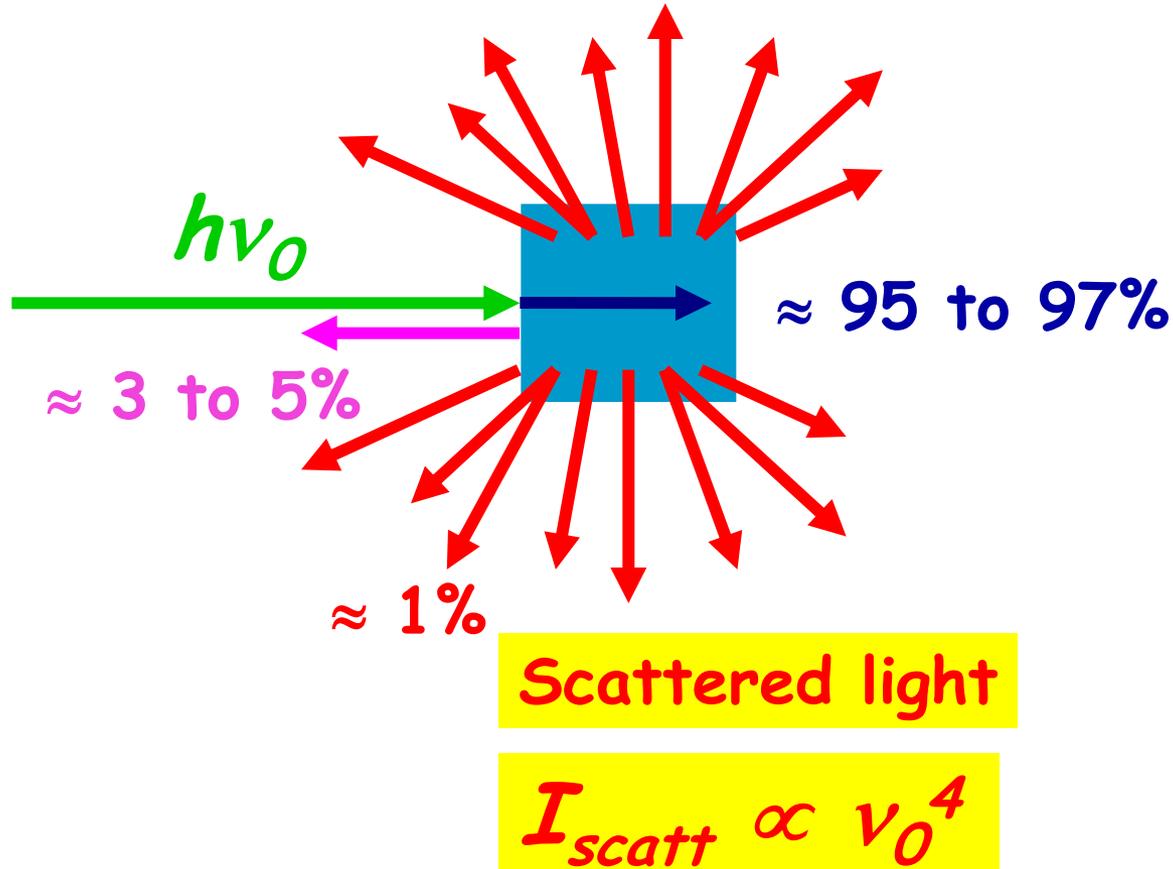


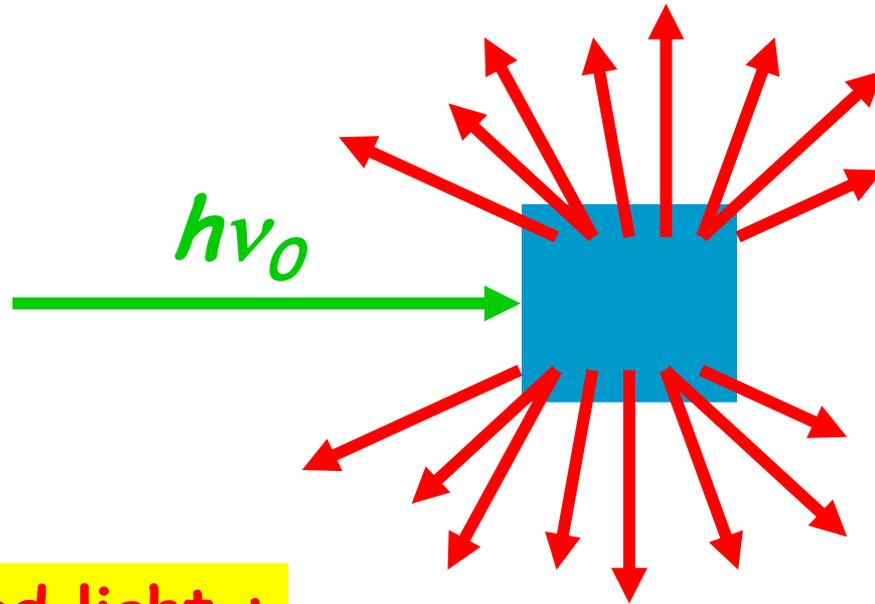


*« La lumière est le principal personnage dans le tableau »  
(Light is the main subject of the picture)*



# I. Light scattering





Scattered light :

$$I_{scatt} = I(\nu_0) + I(\nu \neq \nu_0)$$

≈ 90 to 99 %

Rayleigh scattering

≈ 1 to 10%

Raman effect

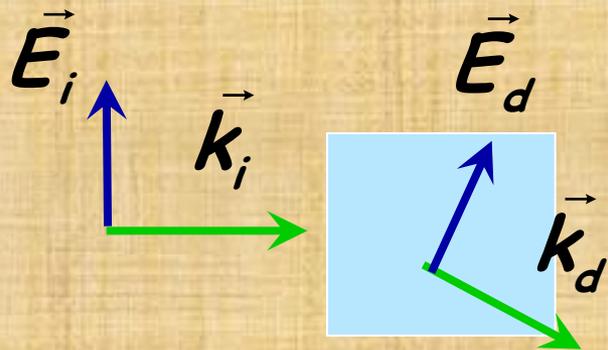
## II. The Raman effect

$$I_{scatt} = I_{Rayl}(\nu_0) + I_{Raman}(\nu)$$

$$\nu_{Raman} = \nu_0 \pm \nu_i$$

$\nu_0$ : incident light frequency

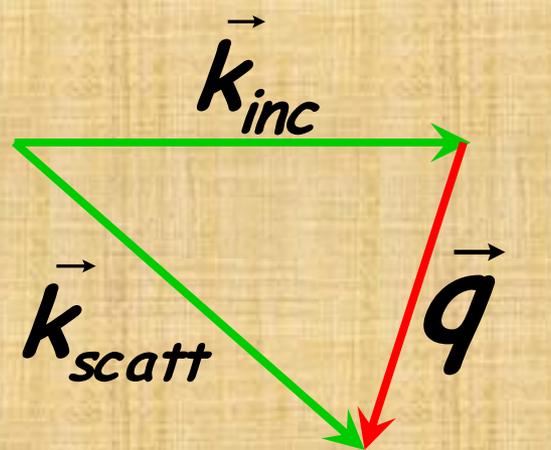
$\nu_i$ :  $i$  vibrational mode frequency



Interaction  
photon/phonon  
avec :

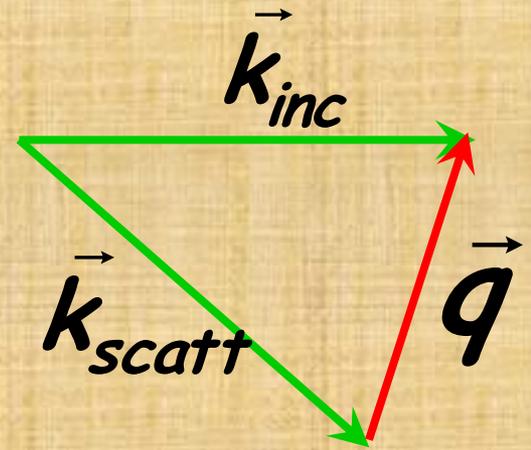
Conservation de  
l'impulsion  $\hbar\vec{k}$

Conservation  
de l'énergie



Annihilation of a  
vibrational mode  
 $\nu_s = \nu_0 + \nu_{phonon}$

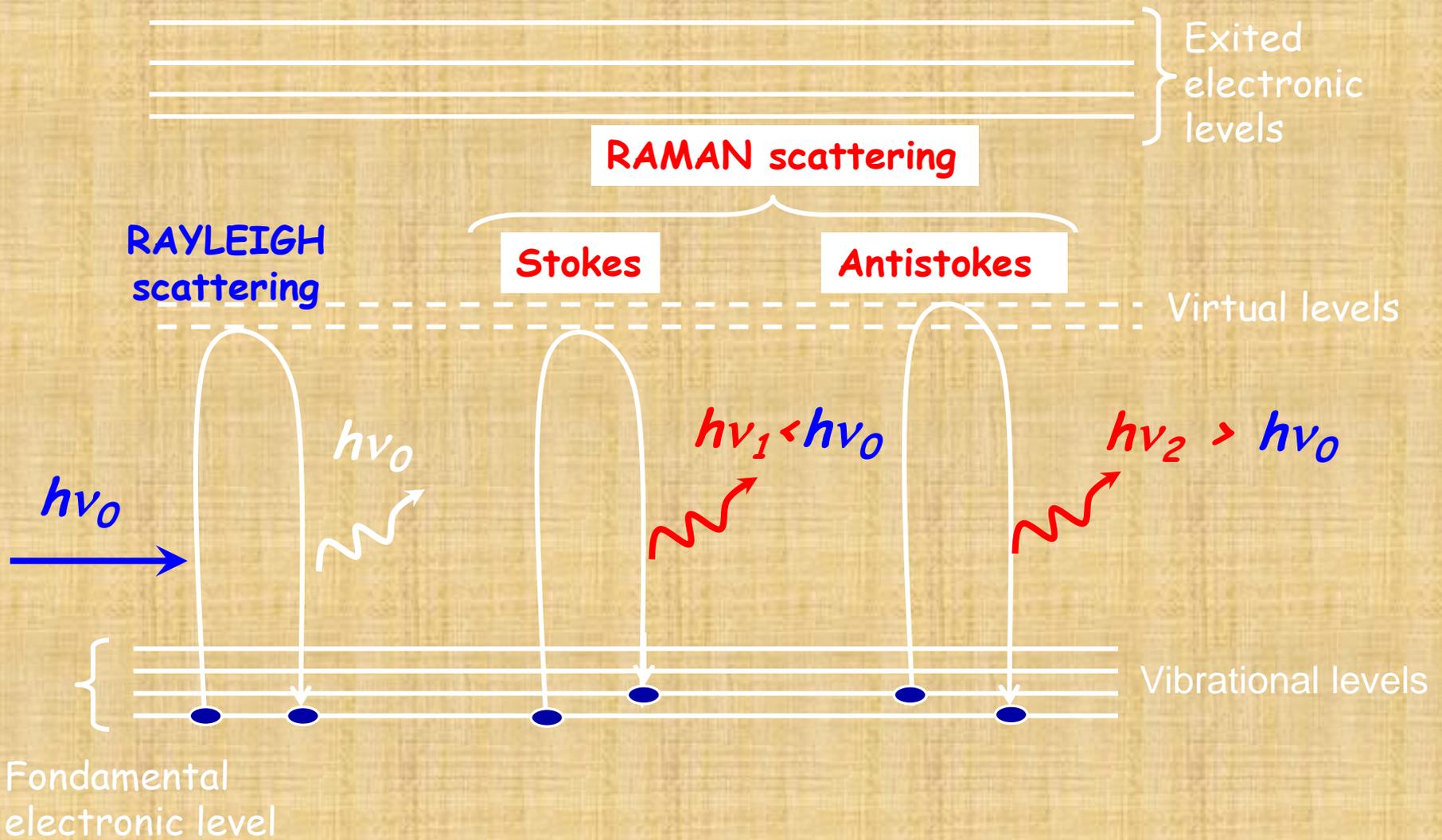
↑  
antistokes



creation of a  
vibrational mode  
 $\nu_s = \nu_0 - \nu_{phonon}$

↑  
stokes





Maxwell - Boltzmann  $\Rightarrow$  Raman Stokes et anti-Stokes lines have not the same intensities

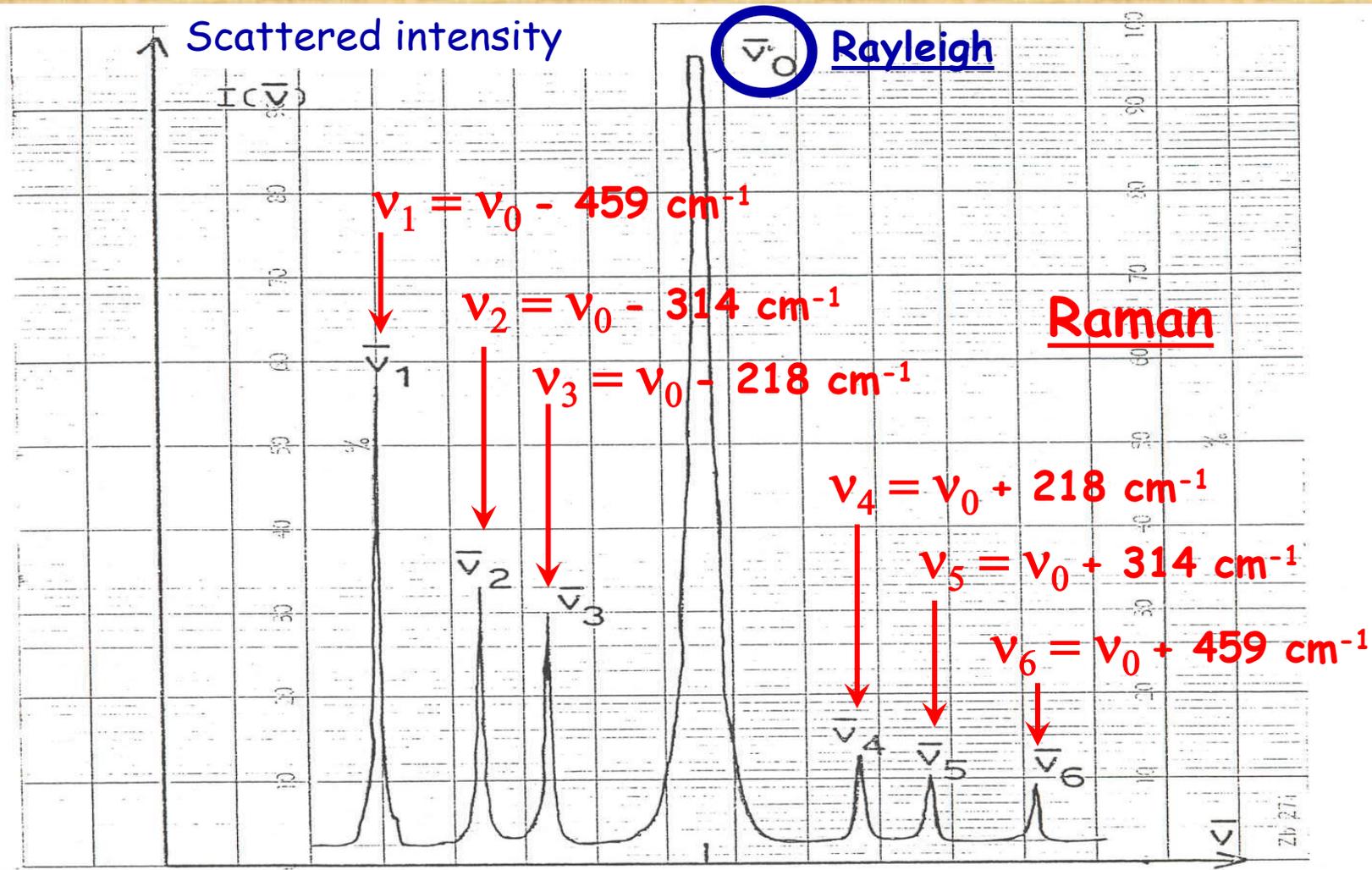


8th ESG 2006 Sunderland 10-14 Sept

Y. VAILLS - email : vaills@cnrs-orleans.fr

<http://crmh.cnr-orleans.fr/pubcrmh/exit/peoplefile.aspx?nom=Vaills>





$\text{CCl}_4$  Raman spectrum at room temperature



8th ESG 2006 Sunderland 10-14 Sept

Y. VAILLS - email : vaills@cnrs-orleans.fr

<http://crmht.cnrs-orleans.fr/pubcrmht/exi/peoplefile.aspx?nom=Vaills>



# III. The different types of light scattering

- Rayleigh scattering
- Raman scattering
- Brillouin scattering



*8th ESG 2006 Sunderland 10-14 Sept*

Y. VAILLS - email : [vails@cnrs-orleans.fr](mailto:vails@cnrs-orleans.fr)

<http://crmh.cnr-orleans.fr/pubcrmh/exit/peoplefile.aspx?nom=Vaills>



- Scattering by density inhomogeneities :

Rayleigh scattering (static)

Brillouin scattering (dynamic)

$$I_{id} = I_0 \left( \frac{8\pi^3}{3\lambda_0^4} \right) n^8 \left( \frac{\beta_{id}}{\rho} \right)^2 \langle |\Delta\rho|^2 \rangle V_0 k_B T$$

*J. Shroeder JACS 1973 ; K. Saito APL 1997*

$$\langle |\Delta\rho|^2 \rangle$$

- Static fluctuations : structural or chemical fluctuations
- Dynamical fluctuations : acoustical modes of vibration



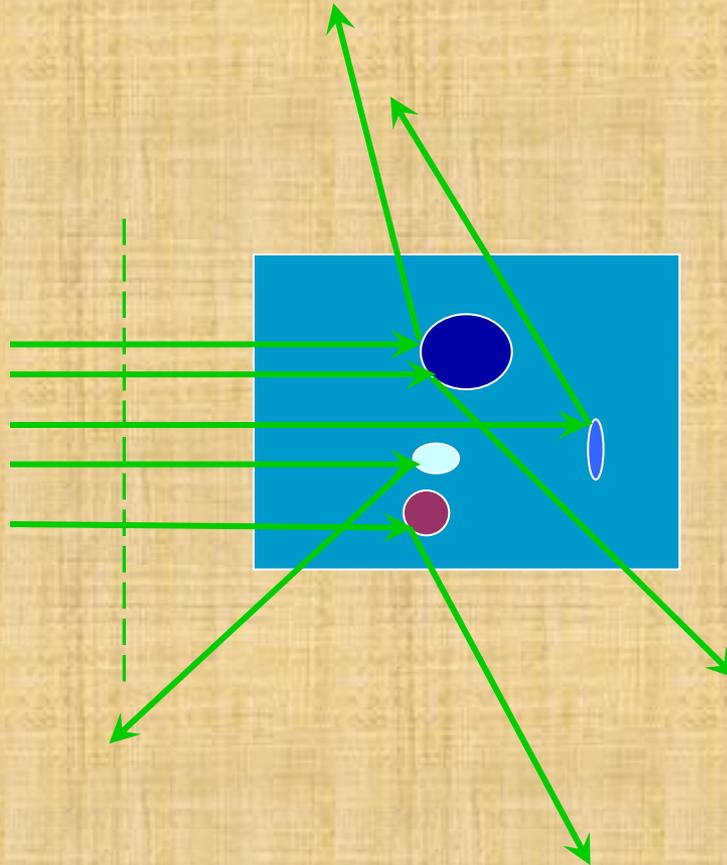
8th ESG 2006 Sunderland 10-14 Sept

Y. VAILLS - email : vaills@cnrs-orleans.fr

<http://crmht.cnrs-orleans.fr/pubcrmht/ext/peoplefile.aspx?nom=Vaills>



# Rayleigh scattering : due to the static fluctuations of refractive index



*8th ESG 2006 Sunderland 10-14 Sept*

Y. VAILLS - email : vaills@cnrs-orleans.fr

<http://crmht.cnrs-orleans.fr/pubcrmht/ext/peoplefile.aspx?nom=Vaills>

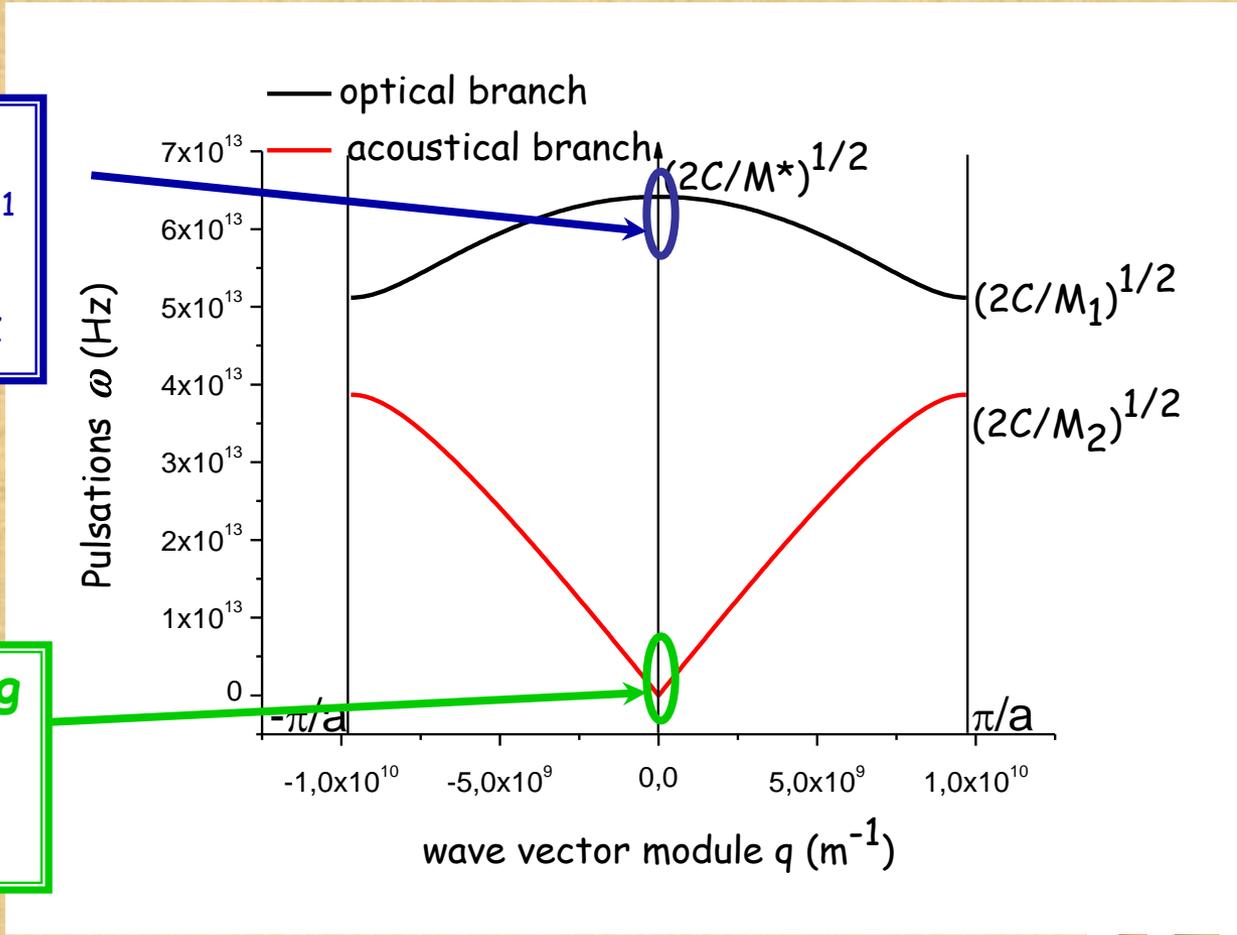


# The case of a diatomic linear lattice, periodicity : $a$

$$\|\vec{q}\| \cong \|\vec{k}_{inc}\| \cong \|\vec{k}_{scatt}\| \cong \frac{2\pi}{\lambda_0} \ll \frac{\pi}{a}$$

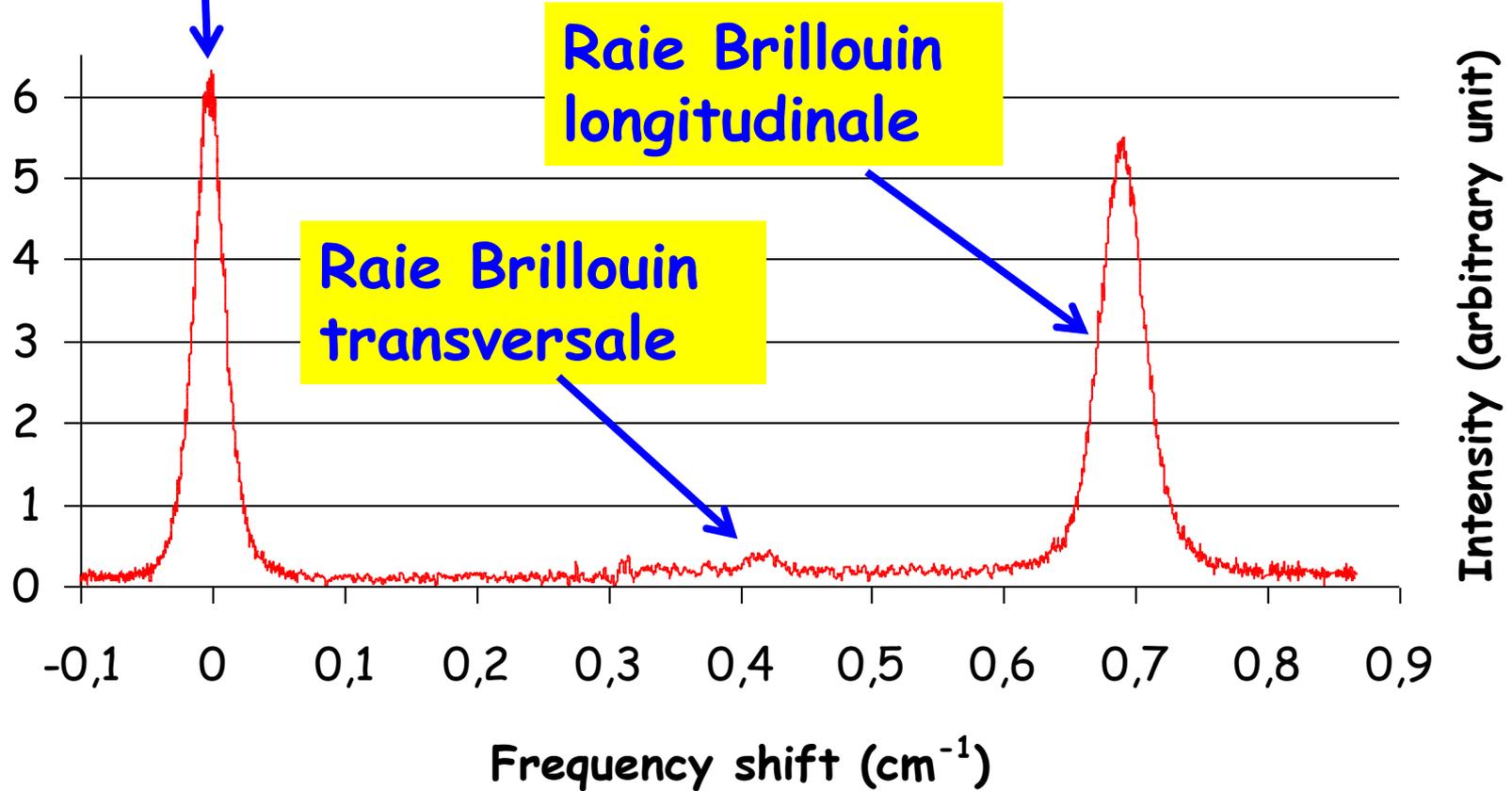
**Raman scattering**  
 $50 \text{ cm}^{-1} < \nu < 2000 \text{ cm}^{-1}$   
 $1.5 \text{ THz} < \nu < 60 \text{ THz}$

**Brillouin scattering**  
 $\nu < 2 \text{ cm}^{-1}$   
 $\nu < 60 \text{ GHz}$



# Raie de diffusion Rayleigh

Brillouin spectrum of the glass  $(\text{SiO}_2)_{85}(\text{K}_2\text{O})_{15}$



## ■ 1. Lines frequencies

For a right scattering configuration

$$\vec{k}_{inc} \perp \vec{k}_{scatt}$$

The example of glasses

$$v_L = \frac{v_0}{c} n \sqrt{2V_\ell} = \frac{v_0}{c} n \sqrt{\frac{2C_{11}}{\rho}}$$

Longitudinal acoustic mode of vibration

$$v_T = \frac{v_0}{c} n \sqrt{2V_t} = \frac{v_0}{c} n \sqrt{\frac{2C_{44}}{\rho}}$$

Transverse acoustic mode of vibration



## ■ 1. Lines frequencies

For a **back-scattering** configuration

$$\vec{k}_{inc} \cong -\vec{k}_{scatt}$$

The example of isotropic materials

$$v_{Bl} = \frac{2n}{\lambda_{lum}} v_{Bl} = \frac{2n}{\lambda_{lum}} \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}$$

Longitudinal acoustic mode of vibration frequency

$$v_{Bt} = \frac{2n}{\lambda_{lum}} v_{Bt} = \frac{2n}{\lambda_{lum}} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$$

Transverse acoustic mode of vibration frequency



## ■ Remarque pour les expériences en température

Déterminer les constantes élastiques en fonction de la température nécessite de connaître les variations de  $\rho$  et  $n$  en fonction de  $T$

$$v_{Bl} = \frac{2n}{\lambda_{lum}} v_{Bl} = \frac{2n}{\lambda_{lum}} \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}$$

$$v_{Bt} = \frac{2n}{\lambda_{lum}} v_{Bt} = \frac{2n}{\lambda_{lum}} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$$

La connaissance de  $\rho(T)$  suffit,  $n(T)$  est déduit par la relation de Clausius-Mosotti

$$\frac{\mathcal{N} \bar{\alpha}}{3\varepsilon_0} = \frac{M}{\rho} \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \quad (SI)$$

Et dans le cas d'un milieu diélectrique non magnétique par la relation de Lorentz-Lorenz :

$$\frac{\mathcal{N} \bar{\alpha}}{3\varepsilon_0} = \frac{M}{\rho} \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{M}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$$



## ■ 2. Line intensities

From the Brillouin line intensities we deduce

- The photo-elastic constants of the materials  
Coupling between elastic waves and electromagnetic waves
- electromagnetic energy loss in materials  
Attenuation of electromagnetic wave in optical fibers
- fictive temperature of glasses



# IV. LA DIFFUSION BRILLOUIN DANS LE CAS LE PLUS GÉNÉRAL DES MILIEUX ANISOTROPES

## EQUATION DE PROPAGATION

(Yann Vails, cours de mécanique des milieux denses,  
<http://www.cemhti.cnrs-orleans.fr/?nom=vails>)

L'équation fondamentale de la dynamique en l'absence de champ de force

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}$$

Avec

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl}$$

loi de Hooke

la solution générale  $u = F\left(t - \frac{x}{V}\right)$  et  $S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$

en reportant cette solution dans l'équation du mouvement il vient :

$$\rho \, {}^0 u_i = C_{ijkl} \frac{n_j n_k}{V^2} \, {}^0 u_l$$



$$\rho \, {}^0 u_i = C_{ijkl} \frac{n_j n_k}{V^2} \, {}^0 u_l$$

$(n_1, n_2, n_3)$  vecteur unitaire parallèle à la direction de propagation de l'onde

soit

$$\rho V^2 \, {}^0 u_i = \Gamma_{il} \, {}^0 u_l \quad \text{\underline{\underline{équation de Christoffel}}}$$

$$\text{avec } \Gamma_{il} = C_{ijkl} n_j n_k$$

Rappel sur la signification de cette notation :

$$\Gamma_{il} = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 C_{ijkl} n_j n_k$$



l'équation  $\Gamma_{ij} = C_{ijkl} n_j n_k$  se développe de la façon suivante :

Avec les éléments de la matrice de Christoffel

$$\begin{bmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \Gamma_3 \\ \Gamma_4 \\ \Gamma_5 \\ \Gamma_6 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \Gamma_{11} \\ \Gamma_{22} \\ \Gamma_{33} \\ \Gamma_{23} \\ \Gamma_{13} \\ \Gamma_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{66} & C_{55} & 2C_{56} & 2C_{15} & 2C_{16} \\ C_{66} & C_{22} & C_{44} & 2C_{24} & 2C_{46} & 2C_{26} \\ C_{55} & C_{44} & C_{33} & 2C_{34} & 2C_{35} & 2C_{45} \\ C_{56} & C_{24} & C_{34} & C_{23} + C_{44} & C_{36} + C_{45} & C_{25} + C_{46} \\ C_{15} & C_{46} & C_{35} & C_{36} + C_{45} & C_{13} + C_{55} & C_{14} + C_{56} \\ C_{16} & C_{26} & C_{45} & C_{25} + C_{46} & C_{14} + C_{56} & C_{12} + C_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} n_1^2 \\ n_2^2 \\ n_3^2 \\ n_2 n_3 \\ n_1 n_3 \\ n_1 n_2 \end{bmatrix}$$

$$\vec{n} = \frac{\vec{q}}{\|\vec{q}\|}$$

Défini la direction dans laquelle on choisi de caractériser les propriétés du matériau

$\vec{q}$

Est le vecteur d'onde des ondes qui se propagent dans ladite direction



$$\overline{\overline{\Gamma}} \cdot {}^0\vec{u} = \begin{bmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} & \Gamma_{23} \\ \Gamma_{31} & \Gamma_{32} & \Gamma_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} {}^0u_1 \\ {}^0u_2 \\ {}^0u_3 \end{bmatrix} = \rho V^2 \begin{bmatrix} {}^0u_1 \\ {}^0u_2 \\ {}^0u_3 \end{bmatrix}$$

la résolution de cette équation est la résolution du problème aux valeurs propres et aux vecteurs propres.

$\overline{\overline{\Gamma}} = [\Gamma_{ij}]$  est un tenseur de rang 2 et l'équation de Christoffel, qui est l'équation de propagation des ondes de déformation dans le milieu considéré

➤ Il a pour *vecteurs propres* les vecteurs polarisations des ondes

$${}^0\alpha\vec{u}_i = ({}^0\alpha u_1, {}^0\alpha u_2, {}^0\alpha u_3)$$

➤ et pour *valeurs propres* le carré des vitesses de propagation correspondantes multipliées par la masse volumique du milieu

$${}^\alpha\gamma = \rho {}^\alpha V^2$$



## EXEMPLE DE PROPAGATION

Déterminons les caractéristiques (vitesses et polarisations) des ondes élastiques qui se propagent dans la direction  $\vec{n}(0,0,1)$  parallèle à  $Ox_3$ .

Dans le cas général chaque élément  $\Gamma_{il} = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 C_{ijkl} n_j n_k$  s'écrit :

$$\Gamma_{il} = C_{i11l} n_1^2 + C_{i22l} n_2^2 + C_{i33l} n_3^2 + (C_{i12l} + C_{i21l}) n_1 n_2 +$$

$$(C_{i13l} + C_{i31l}) n_1 n_3 + (C_{i23l} + C_{i32l}) n_2 n_3 = C_{i33l} n_3^2$$

le tenseur  $[\Gamma_{il}]$  s'écrira donc

$$[\Gamma]_{(0,0,1)} = \begin{bmatrix} C_{55} & C_{45} & C_{35} \\ C_{45} & C_{44} & C_{34} \\ C_{35} & C_{34} & C_{33} \end{bmatrix}$$

Supposons que le milieu dans lequel se propage l'onde ait un axe de symétrie binaire (type  $A_2$ ) selon  $Ox_3$  (c'est le cas d'un milieu monoclinique).





On voit que  $C_{34} = C_{35} = 0$

$$[\Gamma]_{(0,0,1) // A_2} = \begin{bmatrix} C_{55} & C_{45} & 0 \\ C_{45} & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} \end{bmatrix}$$

Ils se propagent donc dans ce milieu :

➤ Une onde longitudinale à la vitesse

$$V_L = \sqrt{C_{33}/\rho}$$

➤ Deux ondes transversales se propageant respectivement avec les vitesses suivantes que l'on obtient par diagonalisation de  $[\Gamma]_{(0,0,1)}$

$$V_{T_1} = \sqrt{\frac{C_{44} + C_{55} + \sqrt{(C_{44} - C_{55})^2 + 4(C_{45})^2}}{2\rho}}$$

et

$$V_{T_2} = \sqrt{\frac{C_{44} + C_{55} - \sqrt{(C_{44} - C_{55})^2 + 4(C_{45})^2}}{2\rho}}$$



# Propriétés photoélastiques des matériaux

$$I_{id} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_i^3 n_d^5 k_B T \left( \frac{\beta_{id}^2}{\rho V^2} \right) v_0$$

Schroeder J., et al (1973 & 1980)

- $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide de l'onde lumineuse incidente ;
- $n_i$  est l'indice de réfraction du milieu étudié pour l'onde lumineuse incidente ;
- $n_d$  est l'indice de réfraction du milieu étudié pour l'onde lumineuse diffusée ;
- $\rho$  est la masse volumique du milieu diffusant ;
- $V$  est la vitesse de l'onde acoustique qui interagit avec l'onde lumineuse ;
- $\beta_{id}$  est lié (voir plus loin) à la variation  $\Delta B_{id}$  du tenseur impermittivité  $B_{id}$

inverse de la permittivité diélectrique  $\varepsilon_{id}$  :

$$\varepsilon_{ij} B_{jd} = \delta_{id}$$

**Remarque** : les indices  $i$  et  $d$  font référence aux indices des axes selon lesquels sont dirigées les polarisations des rayons lumineux incident et le rayon lumineux diffusé

## Rappel sur l'ellipsoïde des indices

Dans un **milieu isotrope** la lumière se propage à la vitesse  $c$  telle que :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} = \frac{c_0}{n}$$

Dans un milieu non magnétique  $\mu_r = 1$  donc  $n = \epsilon_r^{1/2}$

L'ellipsoïde des indices est une sphère d'équation :

$$\frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}{\epsilon} = \frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}{n^2} = 1 \text{ ou } (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) \cdot B = 1 \text{ avec } B = \frac{1}{\epsilon}$$

Dans **un milieu anisotrope**  $\epsilon_{ij}$  est un tenseur symétrique, et  $B_{ij}$  est le tenseur inverse

$$\epsilon_{ij} B_{jd} = \delta_{id}$$

L'ellipsoïde des indices est alors  $B_{ij} x_i x_j = 1$  :

Et dans son système d'axes propres devient :

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1$$



## Coefficient du tenseur élasto-optique (ou coefficients de Pockels)

Au passage d'une onde de déformation  $S_{kl}$  le solide voit son ellipsoïde des indices se modifier de la façon suivante :

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} S_{kl}$$

où  $p_{ijkl}$  sont les composantes du tenseur élasto-optique de rang 4

$S_{kl}$  sont les composantes du tenseur des déformations

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right)$$

En notation contractée :

$$S_1 = S_{11} \quad S_2 = S_{22} \quad S_3 = S_{33} \quad S_4 = 2S_{23} \quad S_5 = 2S_{13} \quad S_6 = 2S_{12}$$



L'onde élastique s'écrit :

$$\vec{u} = \vec{u}_0 \cos(2\pi\nu t - \vec{q} \cdot \vec{r} + \varphi)$$

$$\vec{q} = q(\chi_1, \chi_2, \chi_3) \quad \vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

On voit que :

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} = u_0 q \alpha_1 \chi_1 \sin[2\pi\nu t - q(\chi_1 x_1 + \chi_2 x_2 + \chi_3 x_3) + \varphi]$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x_2} = u_0 q \alpha_2 \chi_2 \sin[2\pi\nu t - q(\chi_1 x_1 + \chi_2 x_2 + \chi_3 x_3) + \varphi]$$

etc. ...

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1$$

$$s_4 = \alpha_3 \chi_2 + \alpha_2 \chi_3$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2$$

$$s_5 = \alpha_3 \chi_1 + \alpha_1 \chi_3$$

$$s_3 = \alpha_3 \chi_3$$

$$s_6 = \alpha_1 \chi_2 + \alpha_2 \chi_1$$



d'où on a :

$$S_1 = s_1 u_0 q \sin(2\pi \nu t - \vec{q} \cdot \vec{r} + \varphi)$$

$$S_2 = \dots$$

$$S_6 = s_6 u_0 q \sin(2\pi \nu t - \vec{q} \cdot \vec{r} + \varphi)$$

Or (en notation contractée) :

$$[\Delta B]_i = [\Delta \varepsilon^{-1}]_i = \sum_k p_{ik} S_k$$

donc

$$[\Delta B]_i = \sum_k p_{ik} s_k u_0 q \sin(2\pi \nu t - \vec{q} \cdot \vec{r} + \varphi)$$

on écrira alors

$$\beta_i = p_{ik} s_k$$



$$I_{id} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_i^3 n_d^5 k_B T \left( \frac{\beta_{id}^2}{\rho V^2} \right) v_0$$



La relation donnant les composantes (en indices contractés) de la **variation du tenseur d'impermittivité**  $\Delta B_k = \beta_k$  en fonction des composantes du **tenseur des déformations** est :

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_5 \\ \beta_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & p_{15} & p_{16} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} & p_{24} & p_{25} & p_{26} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} & p_{34} & p_{35} & p_{36} \\ p_{41} & p_{42} & p_{43} & p_{44} & p_{45} & p_{46} \\ p_{51} & p_{52} & p_{53} & p_{54} & p_{55} & p_{56} \\ p_{61} & p_{62} & p_{63} & p_{64} & p_{65} & p_{66} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \beta_{11} \\ \beta_{22} \\ \beta_{33} \\ \beta_{23} \\ \beta_{13} \\ \beta_{12} \end{pmatrix}$$

$$I_{id} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_i^3 n_d^5 k_B T \left( \frac{\beta_{id}^2}{\rho V^2} \right) v_0$$

*Diffusion Brillouin de la lumière dans les solides*



Remarque : ce tableau n'est pas identique à celui des constantes élastiques car ces dernières doivent notamment satisfaire des contraintes thermodynamiques auxquelles les constantes élasto-optiques ne sont pas soumises. Il s'en suit que  $C_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 F}{\partial S_\beta \partial S_\alpha} = \frac{\partial^2 F}{\partial S_\alpha \partial S_\beta} = C_{\beta\alpha}$

et que seul le tableau des  $C_{\alpha\beta}$  est symétrique en toutes circonstances. (voir par exemple : Cours de mécanique des milieux denses, Chap. Propriétés mécaniques de la matière A.III.3 iii)

<http://www.cemhti.cnrs-orleans.fr/?nom=valls>

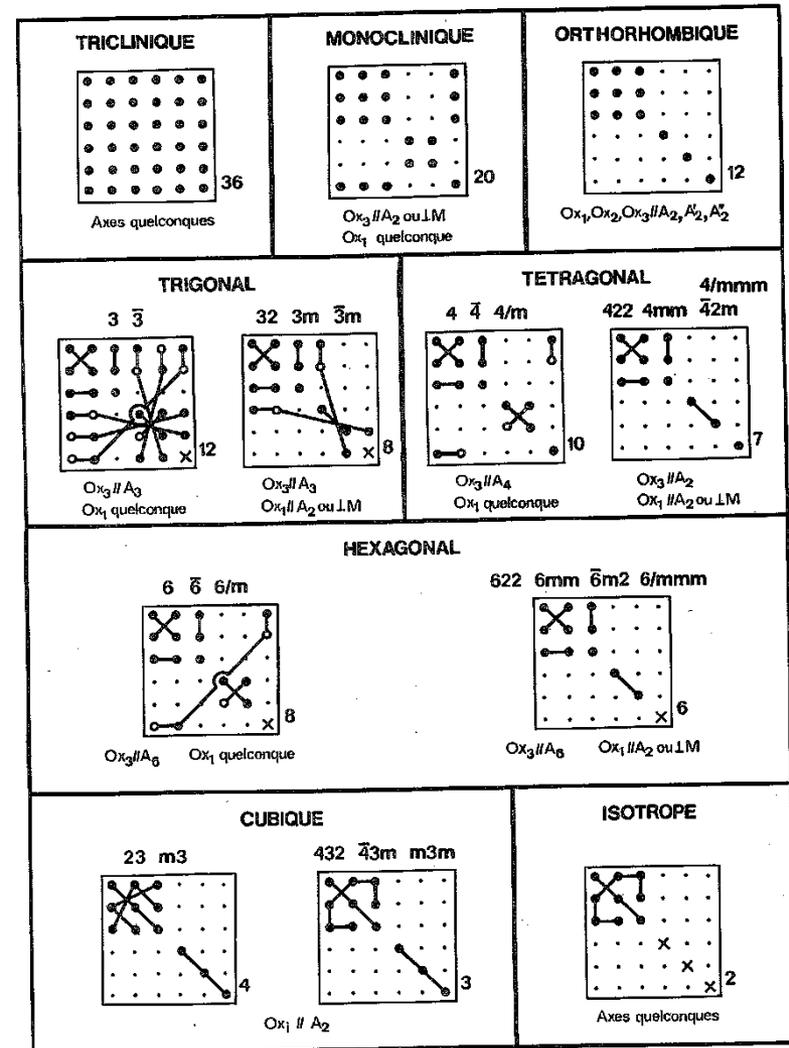


FIG 8. 6. — Tableau des matrices élasto-optiques  $p_{\alpha\beta}$   
 • o composante non nulle composante nulle  
 ● o composantes égales composantes opposées  
 x composante égale à  $(p_{11} - p_{12})/2$ .



# Application : les système trigonal 32 (ex. : $\text{AlPO}_4$ )

$$[p_{ik}] = \begin{vmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{41} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{vmatrix}$$



Cas d'un solide isotrope : Le tableau des constantes photo-élastiques se réduit à

$$[p_{ik}] = \begin{array}{ccccccc} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (p_{11} - p_{12})/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (p_{11} - p_{12})/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (p_{11} - p_{12})/2 \end{array}$$



TABLEAU 8. 7. — Constantes élasto-optiques de quelques matériaux mesurées par diffraction de la lumière du laser He-Ne (0,6328  $\mu\text{m}$ ), excepté pour le quartz ( $\Lambda_0 = 0,589 \mu\text{m}$ )

MATÉRIAUX	$P_{11}$	$P_{12}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{13}$	$P_{31}$	$P_{33}$	$P_{23}$	$P_{32}$	$P_{14}$	$P_{41}$	$P_{44}$	$P_{45}$	$P_{55}$	$P_{16}$	$P_{61}$	$P_{66}$	RÉF.
Silice (isotrope)	0,121	0,270	$P_{12}$	$P_{11}$	$P_{12}$	$P_{12}$	$P_{11}$	$P_{12}$	$P_{12}$	0	0	$[-0,075]$	0	$P_{44}$	0	0	$P_{44}$	[5]
$\alpha\text{-HfO}_3(222) \dots$	0,406	0,277	0,279	0,343	0,304	0,503	0,334	0,305	0,310	0	0	—	0	—	0	0	0,092	[6]
$\text{PbMoO}_4(4/m) \dots$	0,24	0,24	$P_{12}$	$P_{11}$	0,255	0,175	0,300	$P_{13}$	$P_{31}$	0	0	0,067	-0,01	$P_{44}$	0,017	0,013	0,05	[14] chap.4
$\text{TiO}_2(4/mmm) \dots$	0,011	0,172	$P_{12}$	$P_{11}$	0,168	0,096	0,058	$P_{13}$	$P_{31}$	0	0	—	0	$P_{44}$	0	0	—	[7]
$\text{TeO}_2(422) \dots$	0,007	0,187	$P_{12}$	$P_{11}$	0,340	0,090	0,240	$P_{13}$	$P_{31}$	0	0	-0,17	0	$P_{44}$	0	0	-0,046	[8]
$\text{LiNbO}_3(3m) \dots$	0,036	0,072	$P_{12}$	$P_{11}$	0,092	0,178	0,088	$P_{13}$	$P_{31}$	0,07 <sup>(*)</sup>	0,155	—	0	$P_{44}$	0	0	$[-0,018]$	[7]
$\text{LiTaO}_3(3m) \dots$	0,080	0,080	$P_{12}$	$P_{11}$	0,094	0,086	0,150	$P_{13}$	$P_{31}$	0,031	0,024	0,022	0	$P_{44}$	0	0	$[0,00]$	[7]
Quartz $\alpha(32) \dots$	0,138	0,250	$P_{12}$	$P_{11}$	0,259	0,258	0,098	$P_{13}$	$P_{31}$	-0,029	-0,042	-0,068	0	$P_{44}$	0	0	$[-0,056]$	[9]

(\*) Valeur déterminée par J. REINTJES and M. B. SCHULZ. — *J. Appl. Phys.*, 39, 5254 (1968).  
Les valeurs entre crochets sont égales à  $\frac{P_{11} - P_{12}}{2}$ .

Lorsque les axes  $i$  et  $d$  qui définissent les directions de polarisation des ondes lumineuses incidente et diffusée (calcul de  $\Delta B'_{id}$ ) ne sont pas ceux dans lesquels le tenseur photo-élastique  $P_{mnpq}$  a la forme la plus simple (axes de symétrie du cristal - « axes propres »)

alors il est faut calculer les éléments  $\Delta B'_{id}$  en fonction des  $\Delta B_{id}$  en prenant en compte la matrice  $R$  de rotation qui permet de passer du système des « axes propres » du matériau au système défini par les directions  $i$  et  $d$  et leur axe perpendiculaire (axes de l'expérience).



On a ainsi :

Dans le système d'axes propres de  $P_{ijkl}$  :  $[\Delta D] = [\Delta \varepsilon].E$

Dans le système défini à l'aide des direction d'incidence et de diffusion :  $[\Delta D'] = [\Delta \varepsilon'].E'$

Avec  $R$  la ,matrice de rotation qui permet de passer des axes propres aux axes de l'expérience

$$\text{D'où : } [\Delta \varepsilon'] = R.[\Delta \varepsilon].R^{-1}$$

$$\text{De même : } [\Delta B'] = R.[\Delta B].R^{-1}$$



## Cas d'une rotation de $\theta$ autour de l'axes $Ox_1$ du système d'axes propres du cristal

$$R = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad R^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \Delta B_{11}' \\ \Delta B_{22}' \\ \Delta B_{33}' \\ \Delta B_{23}' \\ \Delta B_{13}' \\ \Delta B_{12}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta'_1 \\ \beta'_2 \\ \beta'_3 \\ \beta'_4 \\ \beta'_5 \\ \beta'_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 \theta & \sin^2 \theta & \sin 2\theta & 0 & 0 \\ 0 & \sin^2 \theta & \cos^2 \theta & -\sin 2\theta & 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta \cos \theta & \sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta - \sin^2 \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta B_{11} \\ \Delta B_{22} \\ \Delta B_{33} \\ \Delta B_{23} \\ \Delta B_{13} \\ \Delta B_{12} \end{bmatrix}$$



## Cas d'une rotation de $\theta$ autour de l'axes $Ox_2$ du système d'axes propres du cristal

$$R = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \quad R^{-1} = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \Delta B_{11}' \\ \Delta B_{22}' \\ \Delta B_{33}' \\ \Delta B_{23}' \\ \Delta B_{13}' \\ \Delta B_{12}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta'_1 \\ \beta'_2 \\ \beta'_3 \\ \beta'_4 \\ \beta'_5 \\ \beta'_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & 0 & \sin^2 \theta & 0 & -\sin 2\theta & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sin^2 \theta & 0 & \cos^2 \theta & 0 & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ \sin \theta \cos \theta & 0 & -\sin \theta \cos \theta & 0 & \cos^2 \theta - \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta B_{11} \\ \Delta B_{22} \\ \Delta B_{33} \\ \Delta B_{23} \\ \Delta B_{13} \\ \Delta B_{12} \end{bmatrix}$$



## Cas d'une rotation de $\theta$ autour de l'axes $Ox_3$ du système d'axes propres du cristal

$$R = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$R = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \Delta B_{11}' \\ \Delta B_{22}' \\ \Delta B_{33}' \\ \Delta B_{23}' \\ \Delta B_{13}' \\ \Delta B_{12}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta'_1 \\ \beta'_2 \\ \beta'_3 \\ \beta'_4 \\ \beta'_5 \\ \beta'_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin^2 \theta & 0 & 0 & 0 & \sin 2\theta \\ \sin^2 \theta & \cos^2 \theta & 0 & 0 & 0 & -\sin 2\theta \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta \cos \theta & \sin \theta \cos \theta & 0 & 0 & 0 & \cos^2 \theta - \sin^2 \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta B_{11} \\ \Delta B_{22} \\ \Delta B_{33} \\ \Delta B_{23} \\ \Delta B_{13} \\ \Delta B_{12} \end{bmatrix}$$



# Application : les système trigonal 32 (ex. : $\text{AlPO}_4$ )

$$\begin{array}{c} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{array} = \begin{array}{cccccc} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{41} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{array} \cdot \begin{array}{c} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{array}$$

$$\begin{array}{c} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_5 \\ \beta_6 \end{array} = \begin{array}{cccccc} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{array} \cdot \begin{array}{c} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{array}$$



Application : les système trigonal 32 (ex. :  $\text{AlPO}_4$ ) les 6 éléments du tenseur  $\beta$  :  $\beta_{11} \equiv \beta_1$

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_5 \\ \beta_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{pmatrix}$$

$$\beta_{11} = p_{11}s_1 + p_{12}s_2 + p_{13}s_3 + p_{14}s_4$$

$$\vec{q} = q(\chi_1, \chi_2, \chi_3)$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1$$

$$s_4 = \alpha_3 \chi_2 + \alpha_2 \chi_3$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2$$

$$s_5 = \alpha_3 \chi_1 + \alpha_1 \chi_3$$

$$s_3 = \alpha_3 \chi_3$$

$$s_6 = \alpha_1 \chi_2 + \alpha_2 \chi_1$$

*Diffusion Brillouin de la lumière dans les solides*



Application : les système trigonal 32 (ex. :  $\text{AlPO}_4$ ) les 6 éléments du tenseur  $\beta$  :  $\beta_{22} \equiv \beta_2$

$$\begin{array}{c} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_5 \\ \beta_6 \end{array} = \begin{array}{cccccc} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{array} \cdot \begin{array}{c} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{array}$$

$$\beta_{22} = p_{12}s_1 + p_{11}s_2 + p_{13}s_3 - p_{14}s_4$$

$$\vec{q} = q(\chi_1, \chi_2, \chi_3)$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1$$

$$s_4 = \alpha_3 \chi_2 + \alpha_2 \chi_3$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2$$

$$s_5 = \alpha_3 \chi_1 + \alpha_1 \chi_3$$

$$s_3 = \alpha_3 \chi_3$$

$$s_6 = \alpha_1 \chi_2 + \alpha_2 \chi_1$$

*Diffusion Brillouin de la lumière dans les solides*



Application : les système trigonal 32 (ex. :  $\text{AlPO}_4$ ) les 6 éléments du tenseur  $\beta$  :  $\beta_{33} \equiv \beta_3$

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_5 \\ \beta_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{pmatrix}$$

$$\beta_{33} = p_{31}(s_1 + s_2) + p_{33}s_3$$

$$\vec{q} = q(\chi_1, \chi_2, \chi_3)$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1$$

$$s_4 = \alpha_3 \chi_2 + \alpha_2 \chi_3$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2$$

$$s_5 = \alpha_3 \chi_1 + \alpha_1 \chi_3$$

$$s_3 = \alpha_3 \chi_3$$

$$s_6 = \alpha_1 \chi_2 + \alpha_2 \chi_1$$

*Diffusion Brillouin de la lumière dans les solides*



Application : les système trigonal 32 (ex. :  $\text{AlPO}_4$ ) les 6 éléments du tenseur  $\beta$  :  $\beta_{23} \equiv \beta_4$

$$\begin{array}{l} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_5 \\ \beta_6 \end{array} = \begin{array}{cccccc} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{array} \cdot \begin{array}{l} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{array}$$

$$\beta_{23} = p_{41}(s_1 - s_2) + p_{44}s_4$$

$$\vec{q} = q(\chi_1, \chi_2, \chi_3)$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1$$

$$s_4 = \alpha_3 \chi_2 + \alpha_2 \chi_3$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2$$

$$s_5 = \alpha_3 \chi_1 + \alpha_1 \chi_3$$

$$s_3 = \alpha_3 \chi_3$$

$$s_6 = \alpha_1 \chi_2 + \alpha_2 \chi_1$$

*Diffusion Brillouin de la lumière dans les solides*



Application : les système trigonal 32 (ex. :  $\text{AlPO}_4$ ) les 6 éléments du tenseur  $\beta$  :  $\beta_{13} \equiv \beta_5$

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_5 \\ \beta_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{pmatrix}$$

$$\beta_{13} = p_{44}s_5 + p_{41}s_6$$

$$\vec{q} = q(\chi_1, \chi_2, \chi_3)$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1$$

$$s_4 = \alpha_3 \chi_2 + \alpha_2 \chi_3$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2$$

$$s_5 = \alpha_3 \chi_1 + \alpha_1 \chi_3$$

$$s_3 = \alpha_3 \chi_3$$

$$s_6 = \alpha_1 \chi_2 + \alpha_2 \chi_1$$



Application : les système trigonal 32 (ex. :  $\text{AlPO}_4$ ) les 6 éléments du tenseur  $\beta$  :  $\beta_{12} \equiv \beta_6$

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_5 \\ \beta_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{pmatrix}$$

$$\beta_{12} = p_{14}s_5 + \frac{p_{11} - p_{12}}{2} s_6$$

$$\vec{q} = q(\chi_1, \chi_2, \chi_3)$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1$$

$$s_4 = \alpha_3 \chi_2 + \alpha_2 \chi_3$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2$$

$$s_5 = \alpha_3 \chi_1 + \alpha_1 \chi_3$$

$$s_3 = \alpha_3 \chi_3$$

$$s_6 = \alpha_1 \chi_2 + \alpha_2 \chi_1$$

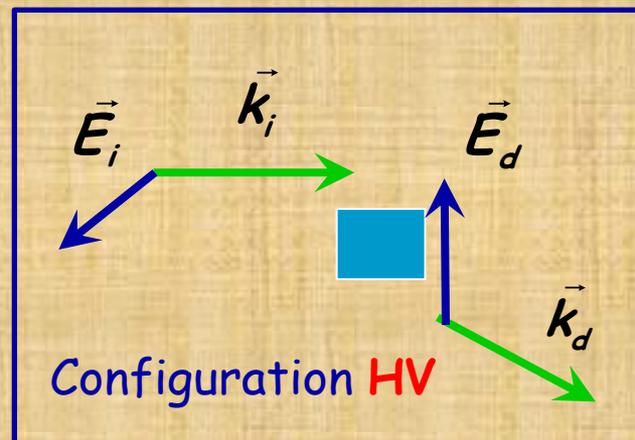
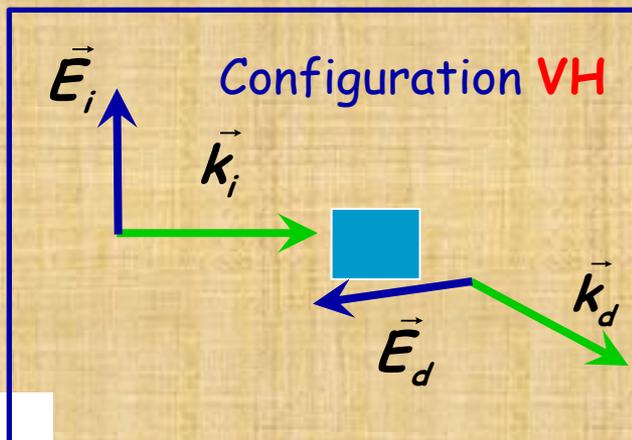
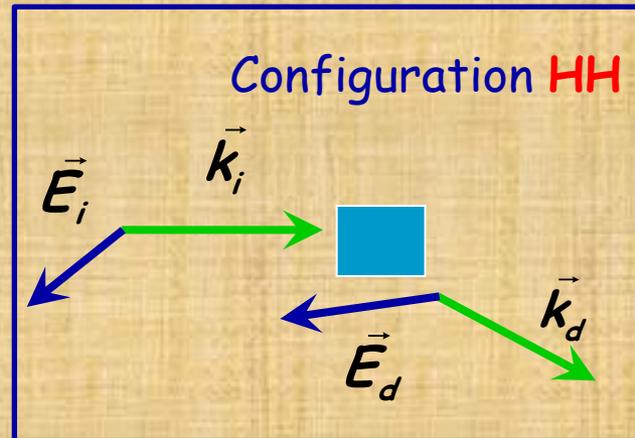
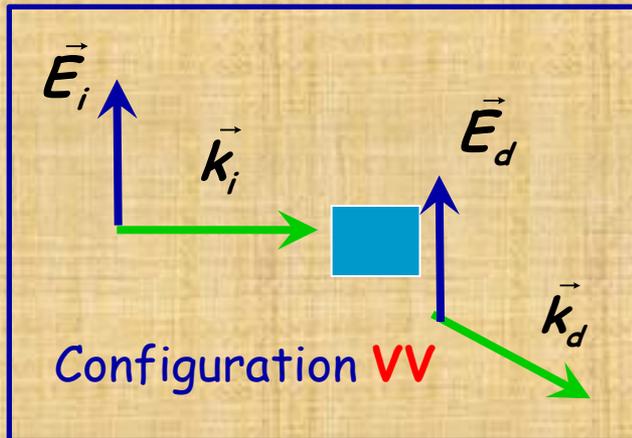


# Configurations expérimentales

**V** : perpendiculaire au plan de diffusion      **H** : dans le plan de diffusion

Indice ***i*** : rayon lumineux./photon incident

Indice ***d*** : rayon lumineux./photon diffusé



$$\vec{q} = \vec{k}_i + \vec{k}_d = \frac{\vec{k}_i}{k_i} k_i + \frac{\vec{k}_d}{k_d} k_d = \frac{\vec{k}_i}{k_i} \frac{\omega_i}{c_i} + \frac{\vec{k}_d}{k_d} \frac{\omega_d}{c_d}$$

$$\vec{q} = \vec{u}_i \frac{\omega_i n_i}{c} + \vec{u}_d \frac{(\omega_i + \Omega) n_d}{c} \cong \vec{u}_i \frac{\omega_i n_i}{c} + \vec{u}_d \frac{\omega_i n_d}{c}$$

$$\vec{q} \cong \frac{\omega_i}{c} (\vec{u}_i n_i + \vec{u}_d n_d)$$

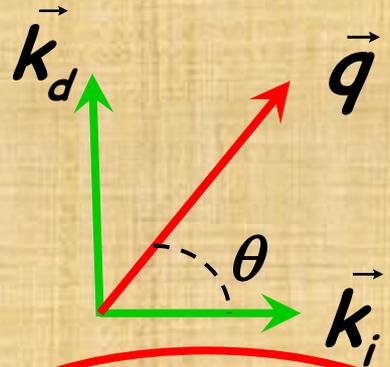
$$q = k_i / \cos \theta$$

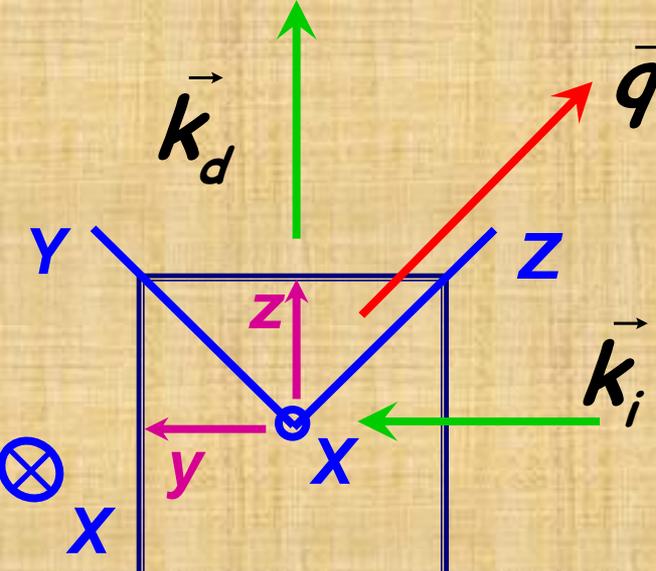
$$\omega_i \approx 20\,000 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Omega \approx 1 \text{ cm}^{-1}$$

Et dans le cas de la diffusion à 90° et où  $n_i = n_d$   $q = k_i \sqrt{2}$

On voit que pour une même configuration expérimentale, des polarisations différentes des ondes incidentes et diffusées peuvent mettre en jeu des ondes élastiques de vecteurs d'ondes différents, donc « sonder » les propriétés physiques dans des directions différentes





$$[\Gamma] = \begin{bmatrix} C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} \end{bmatrix}$$

Pour  $n_i = n_d$

$$\vec{q}(x_1, x_2, x_3) = q(0, 0, 1) \quad \vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

Coordonnées exprimées dans le repère (X, Y, Z)

$$v_L = \frac{v_0}{c} \sqrt{n_i^2 + n_d^2} \sqrt{2V_\ell} = \frac{v_0}{c} n_x \sqrt{\frac{2C_{33}}{\rho}}$$

$$v_{T_1} = v_{T_2} = \frac{v_0}{c} \sqrt{n_i^2 + n_d^2} \sqrt{2V_t} = \frac{v_0}{c} n_x \sqrt{\frac{2C_{44}}{\rho}}$$

Le système d'axes (x,y,z) qui définit les directions de polarisation des ondes lumineuses incidente et diffusée, est tourné de  $\theta = -\pi/4$  par rapport aux axes (X,Y,Z) défini par les axes de symétrie du système cristallin

$$I_{id} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_i^3 n_d^5 k_B T \left( \frac{\beta'_{id}{}^2}{\rho V^2} \right) v_0$$

$$I_{VV} = I_{11} \propto \beta'_{11}{}^2$$

$$I_{VH} \cong I_{12} \propto \beta'_{12}{}^2$$

$$I_{HV} \cong I_{31} \propto \beta'_{31}{}^2$$

$$I_{HH} \cong I_{32} \propto \beta'_{32}{}^2$$



## Cas d'une rotation de $\theta$ autour de l'axes $Ox_1$ du système d'axes propres du cristal

$$R = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad R^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \Delta B_{11}' \\ \Delta B_{22}' \\ \Delta B_{33}' \\ \Delta B_{23}' \\ \Delta B_{13}' \\ \Delta B_{12}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta'_1 \\ \beta'_2 \\ \beta'_3 \\ \beta'_4 \\ \beta'_5 \\ \beta'_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 \theta & \sin^2 \theta & \sin 2\theta & 0 & 0 \\ 0 & \sin^2 \theta & \cos^2 \theta & -\sin 2\theta & 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta \cos \theta & \sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta - \sin^2 \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta B_{11} \\ \Delta B_{22} \\ \Delta B_{33} \\ \Delta B_{23} \\ \Delta B_{13} \\ \Delta B_{12} \end{bmatrix}$$



$$I_{VV} = I_{11} \propto \beta'_{11}{}^2$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$\beta'_{11} = \beta_{11}$$

$$\beta'_{11} = p_{11}s_1 + p_{12}s_2 + p_{13}s_3 + p_{14}s_4$$

Or

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1 = 0$$

$$s_3 = \alpha_3$$

$$s_5 = \alpha_1$$

donc

$$\beta'_{11} = p_{13}\alpha_3 + p_{14}\alpha_2$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2 = 0$$

$$s_4 = \alpha_2$$

$$s_6 = 0$$

Raie L :  $\vec{u}_0 = u_0(0,0,1) \Rightarrow \beta'_{11} = p_{13}$

**Raie visible**

On voit donc la raie longitudinale avec l'intensité :

$$I_{11}^L = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_x^8 k_B T \left( \frac{p_{13}^2}{C_{33}} \right) v_0$$

Raie T<sub>1</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(1,0,0) \Rightarrow \beta'_{11} = 0$

**Raie non visible**

Raie T<sub>2</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,0) \Rightarrow \beta'_{11} = p_{14}$

**Raie visible**

On voit donc la raie transversale avec l'intensité :

$$I_{11}^{(T_2)} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_x^8 k_B T \left( \frac{p_{14}^2}{C_{44}} \right) v_0$$

$$I_{VH} = I_{12} \propto \beta'_{12}{}^2$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$\beta'_{12} = (\beta_{12} - \beta_{13})\sqrt{2}/2$$

$$\beta'_{12} = (p_{14}s_5 + [p_{11} - p_{12}]s_2/2 - p_{44}s_5 - p_{41}s_6)/\sqrt{2}$$

Or

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1 = 0 \quad s_3 = \alpha_3 \quad s_5 = \alpha_1$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2 = 0 \quad s_4 = \alpha_2 \quad s_6 = 0$$

donc  $\beta'_{12} = \alpha_1(p_{14} - p_{44})\sqrt{2}/2$

Raie L :  $\vec{u}_0 = u_0(0,0,1) \Rightarrow \beta'_{12} = 0$

Raie non visible

Raie T<sub>1</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(1,0,0)$

$$\beta'_{12} = (p_{14} - p_{44})\sqrt{2}/2$$

Raie visible

On voit donc la raie transversale avec l'intensité :

$$I_{12}^{T_1} \cong I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_x^3 n_y^5 k_B T \left( \frac{(p_{14} - p_{44})^2}{2\rho V_{T_1}^2} \right) v_0$$

Raie T<sub>2</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,0) \Rightarrow \beta'_{12} = 0$

Raie non visible



$$I_{HV} = I_{31} \propto \beta'_{31}{}^2$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$\beta'_{31} = (\beta_{12} + \beta_{13})\sqrt{2}/2$$

$$\beta'_{12} = (p_{14}s_5 + [p_{11} - p_{12}]s_2/2 - p_{44}s_5 - p_{41}s_6)/\sqrt{2}$$

Or

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1 = 0 \quad s_3 = \alpha_3 \quad s_5 = \alpha_1$$

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2 = 0 \quad s_4 = \alpha_2 \quad s_6 = 0$$

donc  $\beta'_{12} = \alpha_1(p_{14} + p_{44})\sqrt{2}/2$

Raie L :  $\vec{u}_0 = u_0(0,0,1) \Rightarrow \beta'_{13} = 0$

Raie non visible

Raie T<sub>1</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(1,0,0)$

$$\beta'_{13} = (p_{14} + p_{44})\sqrt{2}/2$$

Raie visible

On voit donc la raie transversale avec l'intensité :

$$I_{12}^{T_1} \cong I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_z^3 n_x^5 k_B T \left( \frac{(p_{14} - p_{44})^2}{2\rho v_{T_1}^2} \right) v_0$$

Raie T<sub>2</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,0)$

$$\Rightarrow \beta'_{13} = 0$$

Raie non visible



$$I_{HH} = I_{32} \propto \beta'_{32}{}^2$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$\beta'_{32} = (\beta_{22} - \beta_{33}) / 2$$

$$\beta'_{32} = ([p_{12} - p_{13}]s_1 + [p_{11} - p_{33}]s_2 + [p_{13} - p_{33}]s_3 - p_{14}s_4) / 2$$

Or

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1 = 0$$

$$s_3 = \alpha_3$$

$$s_5 = \alpha_1$$

donc

$$s_2 = \alpha_2 \chi_2 = 0$$

$$s_4 = \alpha_2$$

$$s_6 = 0$$

$$\beta'_{32} = (p_{13} - p_{33})\alpha_3 - p_{14}\alpha_2$$

Raie L :  $\vec{u}_0 = u_0(0,0,1)$

$$\Rightarrow \beta'_{32} = (p_{13} - p_{33}) / 2$$

**Raie visible**

On voit donc la raie longitudinale avec l'intensité :

$$I_{11}^L \cong I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_z^3 n_y^5 k_B T \left( \frac{(p_{13} - p_{33})^2}{4\rho V_L^2} \right) v_0$$

Raie T<sub>1</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(1,0,0)$

$$\Rightarrow \beta'_{32} = 0$$

**Raie non visible**

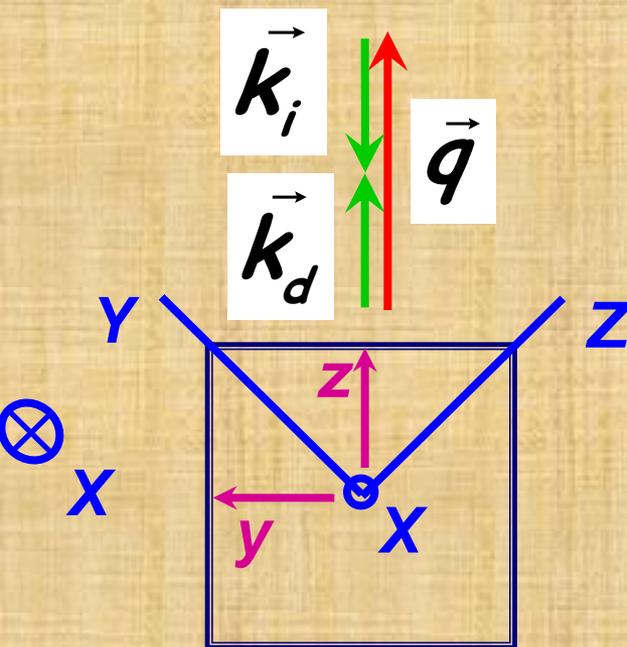
Raie T<sub>2</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,0)$

$$\Rightarrow \beta'_{32} = -p_{14} / 2$$

**Raie visible**

On voit donc la raie transversale avec l'intensité :

$$I_{11}^{(T_2)} \cong I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_y^3 n_z^5 k_B T \left( \frac{p_{14}^2}{4\rho V_{T_2}^2} \right) v_0$$



$$[\Gamma] = \begin{bmatrix} \frac{C_{44} + C_{66}}{2} - C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{C_{44} + C_{11}}{2} + C_{14} & \frac{C_{44} + C_{13}}{2} + \frac{C_{14}}{2} \\ 0 & \frac{C_{44} + C_{13}}{2} + \frac{C_{14}}{2} & \frac{C_{44} + C_{33}}{2} \end{bmatrix}$$

$$\vec{q} = q(0, \sqrt{2}/2, \sqrt{2}/2) \quad \vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

Coordonnées exprimées dans le repère (X,Y,Z)

Le système d'axes (x,y,z) qui définit les directions de polarisation des ondes lumineuses incidente et diffusée, est tourné de  $\theta = -\pi/4$  par rapport aux axes (X,Y,Z) défini par les axes de symétrie du système cristallin

$$I_{id} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_i^3 n_d^5 k_B T \left( \frac{\beta'_{id}{}^2}{\rho V^2} \right) v_0$$

Ici dans tous les cas  
 $n_V = n_x$   
 $n_H = n_y$

$$I_{VV} = I_{11} \propto \beta'_{11}{}^2 \quad I_{VH} = I_{12} \propto \beta'_{12}{}^2 \quad I_{HV} = I_{21} \propto \beta'_{21}{}^2 \quad I_{HH} = I_{22} \propto \beta'_{22}{}^2$$



Diffusion Brillouin de la lumière dans les solides



Les fréquences des raies enregistrées sont liées aux vitesses des ondes élastiques par les relations habituelles :

$$v_{qL} = \frac{v_0}{c} (n_i + n_d) V_{qL}$$

$$v_{qT} = \frac{v_0}{c} (n_i + n_d) V_{qT}$$

$$v_T = \frac{v_0}{c} (n_i + n_d) V_T$$

Les vitesses des ondes élastiques détectées sont

$$V_T = \sqrt{(C_{66} + C_{44} + 2C_{16}) / 2\rho}$$

$$V_{qL} = \sqrt{\frac{C_{11} + C_{33} + 2(C_{44} - C_{14}) + \sqrt{(C_{11} - C_{33} - 2C_{14})^2 + 4(C_{13} + C_{44} - C_{14})^2}}{4\rho}}$$

$$V_{qT} = \sqrt{\frac{C_{11} + C_{33} + 2(C_{44} - C_{14}) - \sqrt{(C_{11} - C_{33} - 2C_{14})^2 + 4(C_{13} + C_{44} - C_{14})^2}}{4\rho}}$$



## Cas d'une rotation de $\theta$ autour de l'axes $Ox_1$ du système d'axes propres du cristal

$$R = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad R^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \Delta B_{11}' \\ \Delta B_{22}' \\ \Delta B_{33}' \\ \Delta B_{23}' \\ \Delta B_{13}' \\ \Delta B_{12}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta'_1 \\ \beta'_2 \\ \beta'_3 \\ \beta'_4 \\ \beta'_5 \\ \beta'_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 \theta & \sin^2 \theta & \sin 2\theta & 0 & 0 \\ 0 & \sin^2 \theta & \cos^2 \theta & -\sin 2\theta & 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta \cos \theta & \sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta - \sin^2 \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta B_{11} \\ \Delta B_{22} \\ \Delta B_{33} \\ \Delta B_{23} \\ \Delta B_{13} \\ \Delta B_{12} \end{bmatrix}$$



$$I_{VV} = I_{11} \propto \beta'_{11}{}^2$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$\beta'_{11} = \beta_{11}$$

$$\beta'_{11} = p_{11}s_1 + p_{12}s_2 + p_{13}s_3 + p_{14}s_4$$

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1 = 0$$

$$s_2 = \alpha_2 / \sqrt{2}$$

$$s_3 = \alpha_3 \sqrt{2} / 2$$

$$s_4 = (\alpha_2 + \alpha_3) / \sqrt{2}$$

$$s_5 = \alpha_1 / \sqrt{2}$$

$$s_6 = s_5$$

donc

$$\beta'_{11} = (p_{12}\alpha_2 + p_{13}\alpha_3 + p_{14}[\alpha_2 + \alpha_3]) / \sqrt{2}$$

Raie L  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,1) / \sqrt{2}$

$$\beta'_{11} = (p_{12} + p_{13} + 2p_{14}) / 2$$

On voit donc la raie longitudinale avec l'intensité :

$$I_{11}^L = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_x^8 k_B T \left( \frac{\beta'_{11}{}^2}{C_{33}^2} \right) v_0$$

**Raie visible**

Raie T<sub>1</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(1,0,0)$

$$\Rightarrow \beta'_{11} = 0$$

**Raie non visible**

Raie T<sub>2</sub>  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,-1) / \sqrt{2}$

$$\beta'_{11} = (p_{12} - p_{13}) / 2$$

On voit donc la raie transversale avec l'intensité :

$$I_{11}^{(T_2)} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_x^8 k_B T \left( \frac{\beta'_{11}{}^2}{C_{44}^2} \right) v_0$$

**Raie visible**



Remarque : pour un verre  $p_{12} = p_{13}$  donc

Raie T<sub>2</sub>  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,-1)/\sqrt{2}$

$$\beta'_{11} = (p_{12} - p_{13}) / 2 = 0$$

$$\mathbf{I}_{11}^{(\tau_2)} = \mathbf{I}_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_y^3 n_z^5 k_B \mathcal{T} \left( \frac{\beta'_{11}{}^2}{C_{44}^2} \right) \mathbf{v}_0 = 0$$

**Raie transversale non visible en rétrodiffusion**

**Seule la raie longitudinale est visible en rétrodiffusion et configuration VV**



$$I_{VH} = I_{12} \propto \beta'_{12}{}^2$$

$$\beta'_{12} = (\beta_{12} - \beta_{13}) / \sqrt{2}$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$\beta'_{12} = \left\{ (p_{14} - p_{44})s_5 + ([p_{11} - p_{12}] / 2 - p_{14})s_6 \right\} / \sqrt{2}$$

$$s_1 = \alpha_1 \chi_1 = 0$$

$$s_2 = \alpha_2 / \sqrt{2}$$

$$s_3 = \alpha_3 \sqrt{2} / 2$$

$$s_4 = (\alpha_2 + \alpha_3) / \sqrt{2}$$

$$s_5 = \alpha_1 / \sqrt{2}$$

$$s_6 = s_5$$

donc

$$\beta'_{12} = \left\{ -p_{44} + ([p_{11} - p_{12}] / 2) \right\} \alpha_1 / 2$$

Raie L  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,1) / \sqrt{2}$

$$\alpha_1 = 0 \Rightarrow \beta'_{12} = 0$$

Raie non visible

Raie T<sub>1</sub>:  $\vec{u}_0 = u_0(1,0,0)$

$$\beta'_{12} = \left\{ -p_{44} + ([p_{11} - p_{12}] / 2) \right\} \alpha_1 / 2$$

On voit donc la raie transversale avec l'intensité :

$$I_{12}^{(T_1)} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_y^3 n_z^5 k_B T \left( \frac{\beta'_{12}{}^2}{\rho V_{T_1}^2} \right) v_0$$

Raie visible

Raie T<sub>2</sub>  $\vec{u}_0 = u_0(0,1,-1) / \sqrt{2}$

$$\alpha_1 = 0 \Rightarrow \beta'_{12} = 0$$

Raie non visible



Remarque : pour un verre  $p_{44} = [p_{11} - p_{12}] / 2$  donc

Raie  $T_1$  :  $\vec{u}_0 = u_0(1,0,0)$

$$\beta'_{12} = \left\{ -p_{44} + ([p_{11} - p_{12}] / 2) \right\} \alpha_1 / 2 = 0$$

la raie transversale n'est plus visible :

$$I_{12}^{(T_1)} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_y^3 n_z^5 k_B T \left( \frac{\beta'_{12}{}^2}{\rho V_{T_1}^2} \right) v_0 = 0$$

**Raie transversale non visible en rétrodiffusion**

**Aucune raie n'est visible en rétrodiffusion et configuration VH**



$$I_{HV} = I_{21} \propto \beta'_{21}{}^2 = \beta'_{12}{}^2 = I_{VH}$$

**Raies HV et VH identiques**



$$I_{HH} = I_{22} \propto \beta'_{22}{}^2$$

$$\vec{u}_0 = u_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$\beta'_{12} = (\beta_{22} + \beta_{33}) / 2 + \beta_{23}$$

$$\beta'_{22} = (p_{12} / 2 + p_{13} + p_{14})s_1 + (p_{11} + p_{13} - p_{14})s_2 + (+p_{13} + p_{33})s_3 + (+p_{44} + p_{14})s_4$$

$$s_1 = \alpha_1 / \alpha_1 = 1$$

$$s_2 = \alpha_2 / \sqrt{2}$$

$$s_3 = \alpha_3 / \sqrt{2}$$

$$s_4 = (\alpha_2 + \alpha_3) / \sqrt{2}$$

$$s_5 = \alpha_1 / \sqrt{2}$$

Or

$$s_6 = s_5$$

donc

$$\beta'_{22} = (p_{11} + p_{13} - p_{14})\alpha_2 / \sqrt{2} + (+p_{13} + p_{33})\alpha_3 / \sqrt{2} + (+p_{44} + p_{14})(\alpha_2 + \alpha_3) / \sqrt{2}$$

Raie L :  $\vec{u}_0 = u_0(0, 1, 1) / \sqrt{2}$

**Raie visible**

$$\beta'_{22} = \{ (p_{11} + p_{13} - p_{14}) + (+p_{13} + p_{33}) + 2(p_{44} + p_{14}) \} / 2$$

On voit donc la raie longitudinale avec l'intensité :

$$I_{22}^{(L)} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_y^3 n_z^5 k_B T \left( \frac{\beta'_{22}{}^2}{\rho V_L^2} \right) v_0$$

Raie T<sub>1</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(1, 0, 0)$

$$\beta'_{22} = (p_{12} / 2 + p_{13} + p_{14})s_1 = 0$$

**Raie non visible**

Raie T<sub>2</sub> :  $\vec{u}_0 = u_0(0, 1, -1) / \sqrt{2}$

$$\beta'_{22} = (p_{11} - p_{33} - 3p_{14}) / 4$$

$$I_{22}^{(T_2)} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_y^3 n_z^5 k_B T \left( \frac{\beta'_{22}{}^2}{\rho V_{T_2}^2} \right) v_0$$

**Raie visible**

Remarque : pour un verre  $p_{11} = p_{33}$  et  $p_{14} = 0$  donc

Raie  $T_2$  :  $\beta'_{22} = (p_{11} - p_{33} - 3p_{14}) / 4 = 0$

la raie transversale a l'intensité :

$$I_{22}^{(T_2)} = I_0 \left( \frac{\pi^2}{2\lambda_0^4} \right) n_y^3 n_z^5 k_B T \left( \frac{\beta'_{22}{}^2}{\rho V_{T_2}^2} \right) v_0 = 0$$

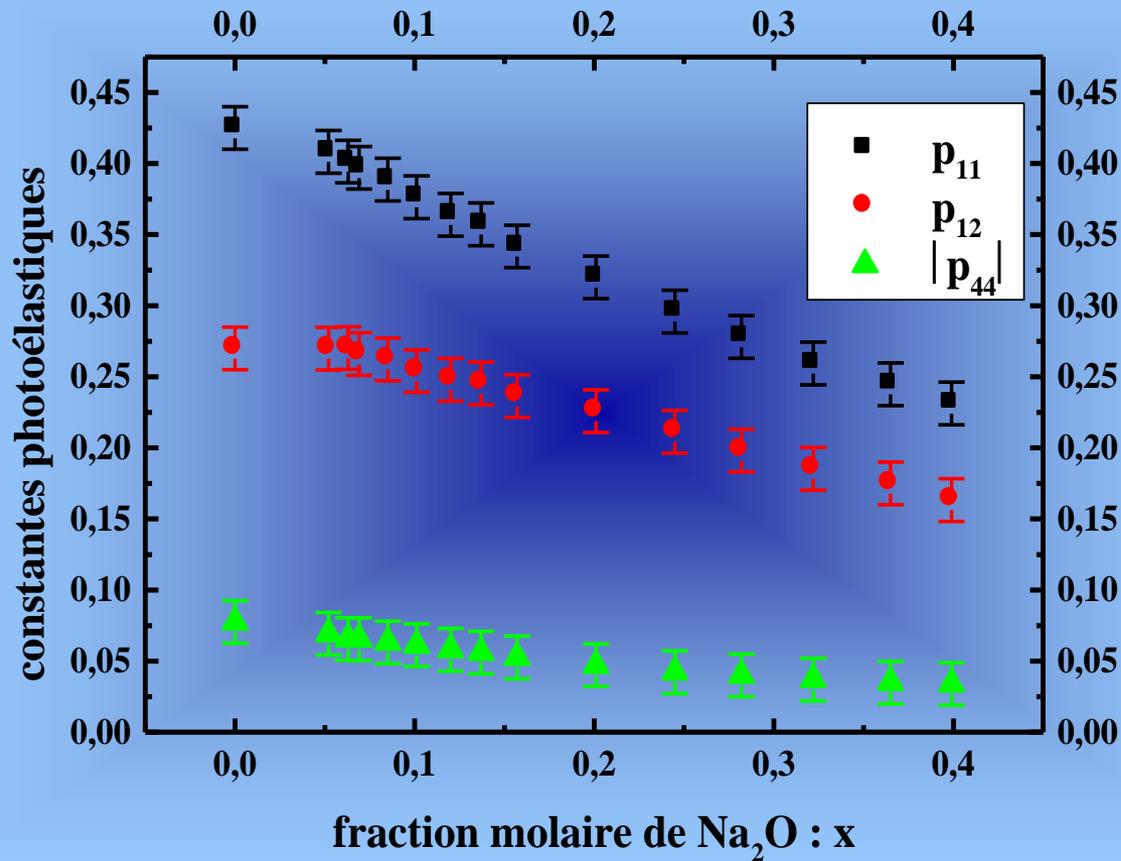
**Raie transversale non visible en rétrodiffusion**

**Seule la raie longitudinale est visible en rétrodiffusion et configuration VV**



# Propriétés photoélastiques des verres $(\text{SiO}_2)_{1-x}(\text{Na}_2\text{O})_x$

(Avec la participation, pour la partie expérimentale, de A. Mauduit (1997) : stage de maîtrise de physique)



Diffusion Brillouin de la lumière dans les solides



Carleton (1972) et Schroeder (1980) ont proposé :

$$p_{11} = \frac{(n^2 - 1)^2}{n^4} \left[ \left( \frac{\varepsilon_0}{\alpha \rho} \right) + \left( \frac{4}{15} \right) - \left( \frac{14}{15} \right) \Gamma \right]$$

$$p_{12} = \frac{(n^2 - 1)^2}{n^4} \left[ \left( \frac{\varepsilon_0}{\alpha \rho} \right) - \left( \frac{2}{15} \right) - \left( \frac{8}{15} \right) \Gamma \right]$$

la relation de Cauchy :

$$|p_{44}| = \frac{1}{2} |p_{11} - p_{12}|$$

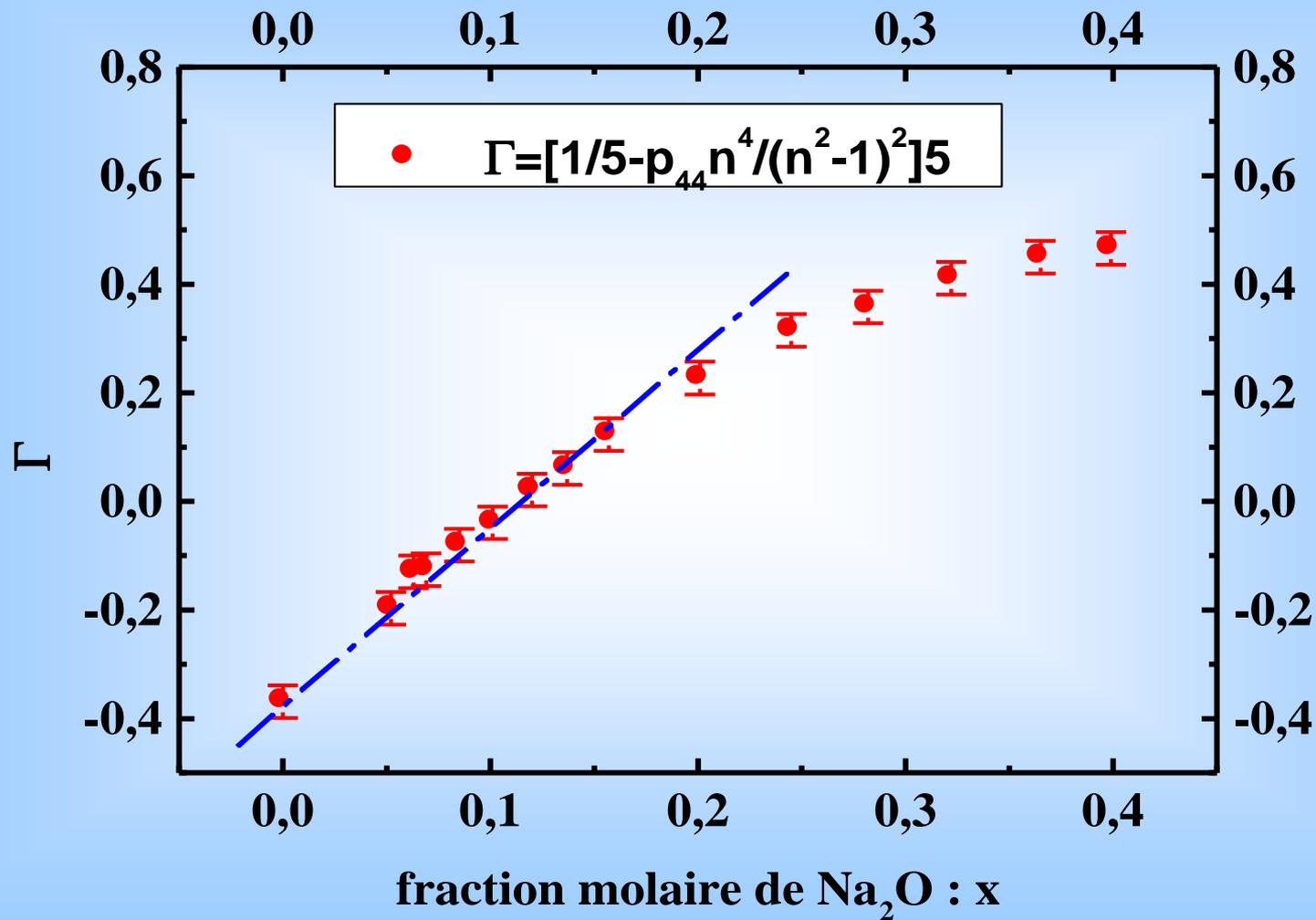
permet de déduire :

$$p_{44} = \frac{(n^2 - 1)^2}{n^4} \left[ \left( \frac{1}{5} \right) - \left( \frac{1}{5} \right) \Gamma \right]$$

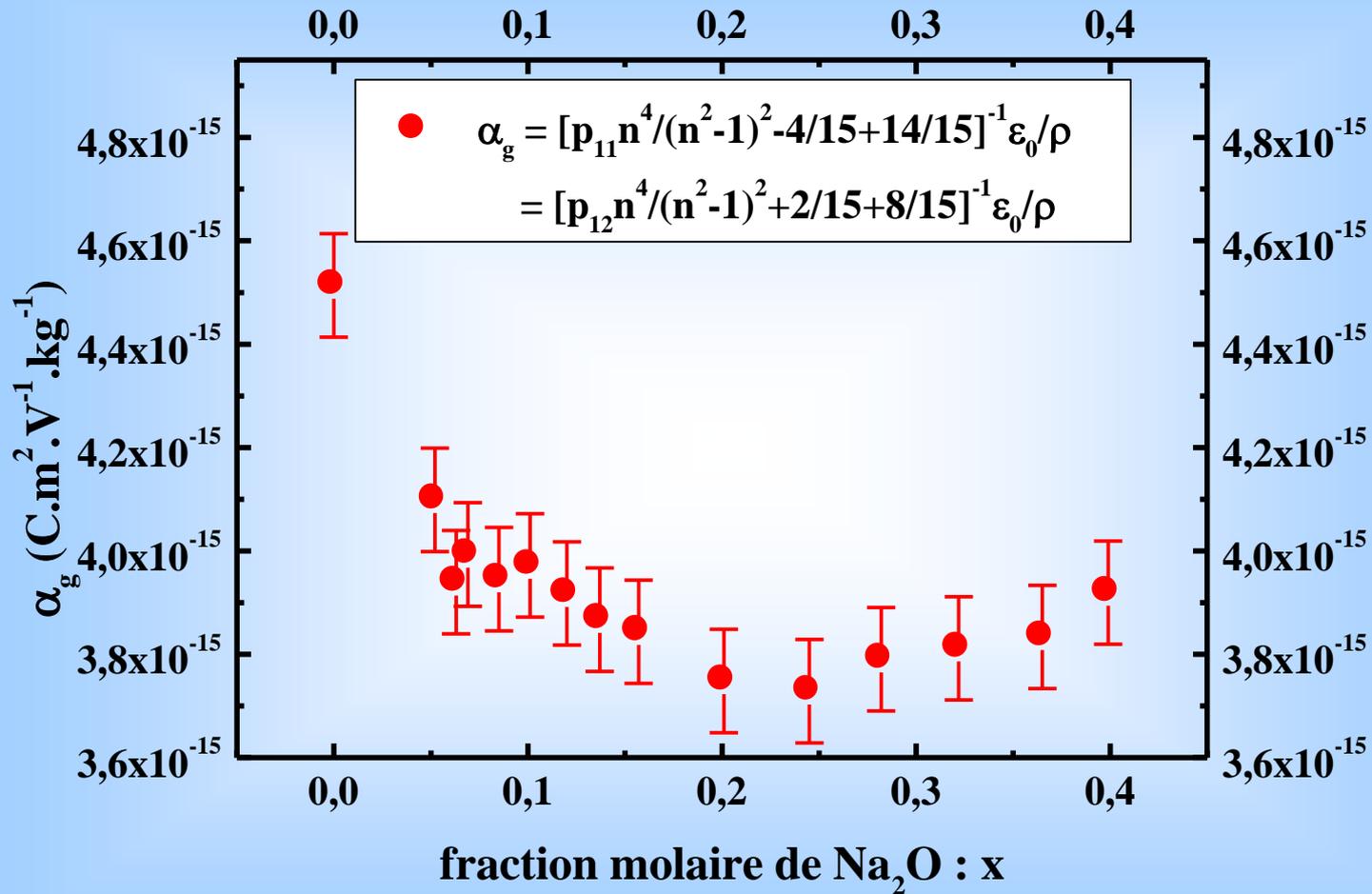
où

$$\Gamma = \frac{3\alpha}{4\pi\varepsilon_0} \int_0^\infty g_{12}(r) \frac{dr}{r^4}$$





$\alpha_g = \text{polarisabilité globale du matériau}$



$$\alpha_m = \alpha_g \frac{M_x}{N} \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

$$\alpha = 4,04 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$$

$$\alpha = 5,45 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$$

$$\alpha = 5,44 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$$

pour la silice

pour la molécule SiF<sub>4</sub>

pour la molécule SiH<sub>4</sub>

notre travail

(Maryott, 1953)

(Maryott, 1953)

$$\alpha = \frac{q^2}{\epsilon_0 \mu \omega^2}$$

Composé/modes	$\nu_1$	$\nu_2$	$\nu_3$	$\nu_4$
[SiO <sub>4</sub> ] <sup>4-</sup>	819	340	956	527
NaO <sub>4</sub> <i>I.R.</i>	-	886, 880	1425, 1413	701, 694
NaO <sub>4</sub> <i>Raman</i>	1084, 1079	-	1432, 1423	702, 698

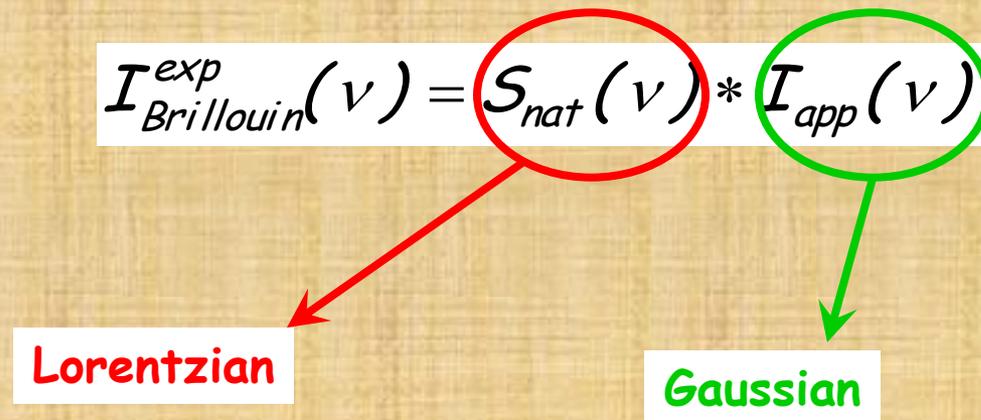


- Extraction of the natural Brillouin line :

deconvolution of the spectrum : several technics

*(H.W. Leidecker J.A.S.A. 1967  
D. Walton S.S.C. 1982  
G.E. Durand IEEE J.Q.E.1968  
A.S. Pine PR 1969)*

For example :



## Experimental Brillouin linewidth : convolution of

- Natural Brillouin linewidth  $\Delta\Gamma_B$  ( $\approx 0.1$  GHz)
- Instrumental linewidth ( $\approx 1$  GHz)

Phonon lifetime  $\tau$  :

$$\tau = \frac{1}{\Delta\Gamma_B}$$

Phonon attenuation coefficient  $\alpha$  :

$$\Delta\Gamma_B = \frac{\alpha V_l}{\pi}$$



## ■ From the Brillouin line shapes we deduce

- Structural informations via the lifetime of vibrational waves
- Characterization of relaxation phenomenons bonded to rearrangements of the structure
- Properties controlled by vibrational waves
  - Thermal expansion coefficient and its anomalies
  - Anharmonicity

*(R. Vacher ,communication at this Conference 8<sup>th</sup> ESG 2006, and PRB 2005)*



# References :

- THE RAMAN EFFECT, a unified treatment of the theory of Raman scattering by molecules , Derek A. Long, Wiley 2002
- Infrared and Raman Spectroscopy, Methods and Applications, Edited by B. Schrader VCH, 1995
- Carleton H. R, in Amorphous Materials, eds R.W. Douglas & Bryan Ellis (Wiley , Interscience, New-York, 1972) 103.
- Durand G.E. et al, IEEE, J. Quant. Electron. **4** (1968) 523
- Laberge N. L., et al J. of the Am. Ceram. Soc. **56** (1973) 506-509
- Leidecker H.W. et al J. Acoustic Soc. Am. **43** (1967), 737
- Malki M. Et al Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 145504
- Pine A.S. Phys. Rev. **185** (1969) 1187
- Phillips J.C. - J. of Non-Crystalline Solids **34** (1979), 153-181
- Saito K. et al A. J. App. Phys. Lett. **70** (1997) 3504-3506
- Schroeder J., et al J. of the Am. Ceram. Soc. **56**, vol. 10 (1973) 510-514
- Schroeder J., et al J. of Non-Crystalline Solids **40** (1980) 549-566.
- Schroeder J. J. of Non-Crystalline Solids **102** (1988) 240-249
- Thorpe M.F. - JNCS **859** (2000), 266-269
- Vacher R. et al J. de Chimie Physique **82** (1985), 311-316
- Vacher R. et al Phys. Rev. B **72**, (2005), 214205
- Vaills Y. et al JNCS **286**, (2001), 224-234
- Vaills et al J. of Physics C **17** (2005), 4889-4896
- Vaills Y. web page : <http://www.cemhti.cnrs-orleans.fr/?nom=vails>
- Varshneya A.K. Fundamentals of inorganic glasses, Soc. Of Glass Tech., 2006
- Walton D. et al, Sol. St. Comm. **42** (1982), 737

