

Propriétés optiques des verres

Domingos De Sousa Meneses, Cristiane N. Santos, Myriam Eckes, Leire Del Campo,
Patrick Echegut



CEMHTI-CNRS, UPR3079,

1D Avenue de la Recherche, Scientifique, 45071 Orléans cedex 2, France

Université d'Orléans, Polytech'Orléans,

Avenue du Parc Floral, BP 6749, 45067 Orléans cedex 2, France



Bernard Monod, Gérard Jeandel, Gilles Parent



LEMNTA-CNRS, UMR7563,

Faculté des sciences et technologies, BP70239

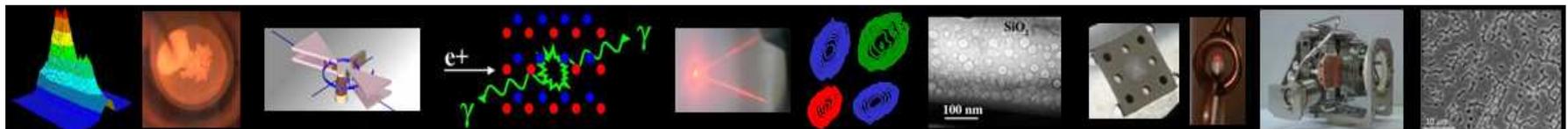
54506 Vandoeuvre les Nancy, France



LE VERRE

25-26 novembre 2010

Nancy



Indice optique $\tilde{n} = n + i\kappa$, n indice de réfraction, κ indice d'extinction

La connaissance de \tilde{n} permet de calculer toutes les propriétés optiques

La détermination de \tilde{n} se fait à partir de mesures de réflexion, transmission ou émission

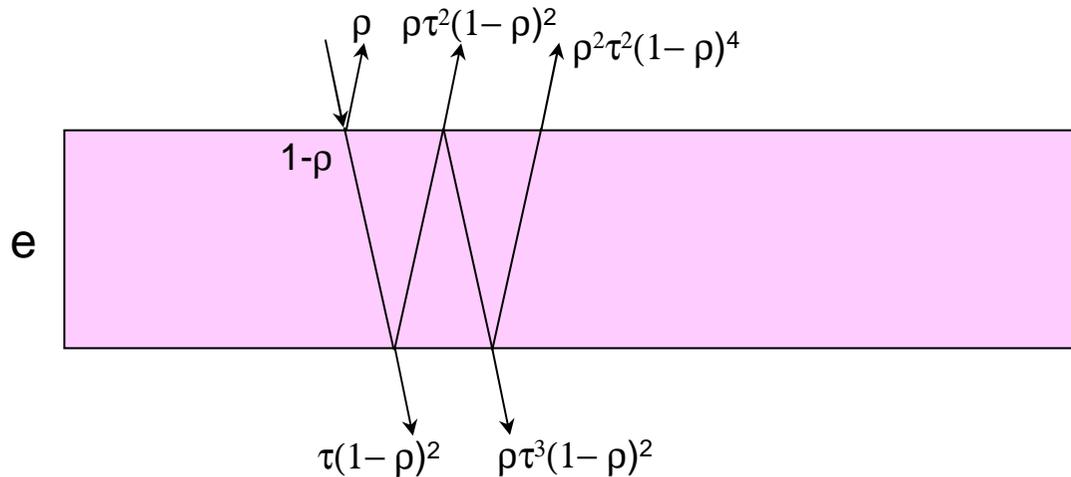
A basse température

L'émission est faible, surtout dans les courtes longueurs d'onde, les mesures sont donc difficiles voire impossibles. Les mesures de transmission/réflexion sont privilégiées.

A haute température

L'émission augmente, les mesures deviennent possibles alors que les mesures de transmission/réflexion sont perturbées par le rayonnement émis par l'échantillon. Les mesures d'émission sont donc privilégiées

Si champs incohérents :



ρ Réflectivité sur un dioptre
 $1-\rho$ Transmittivité sur un dioptre

τ Transmittivité dans l'épaisseur e

$$\tau = \exp\left(-\frac{4\pi\kappa}{\lambda}e\right)$$

κ Indice d'extinction

Séries géométriques infinies :

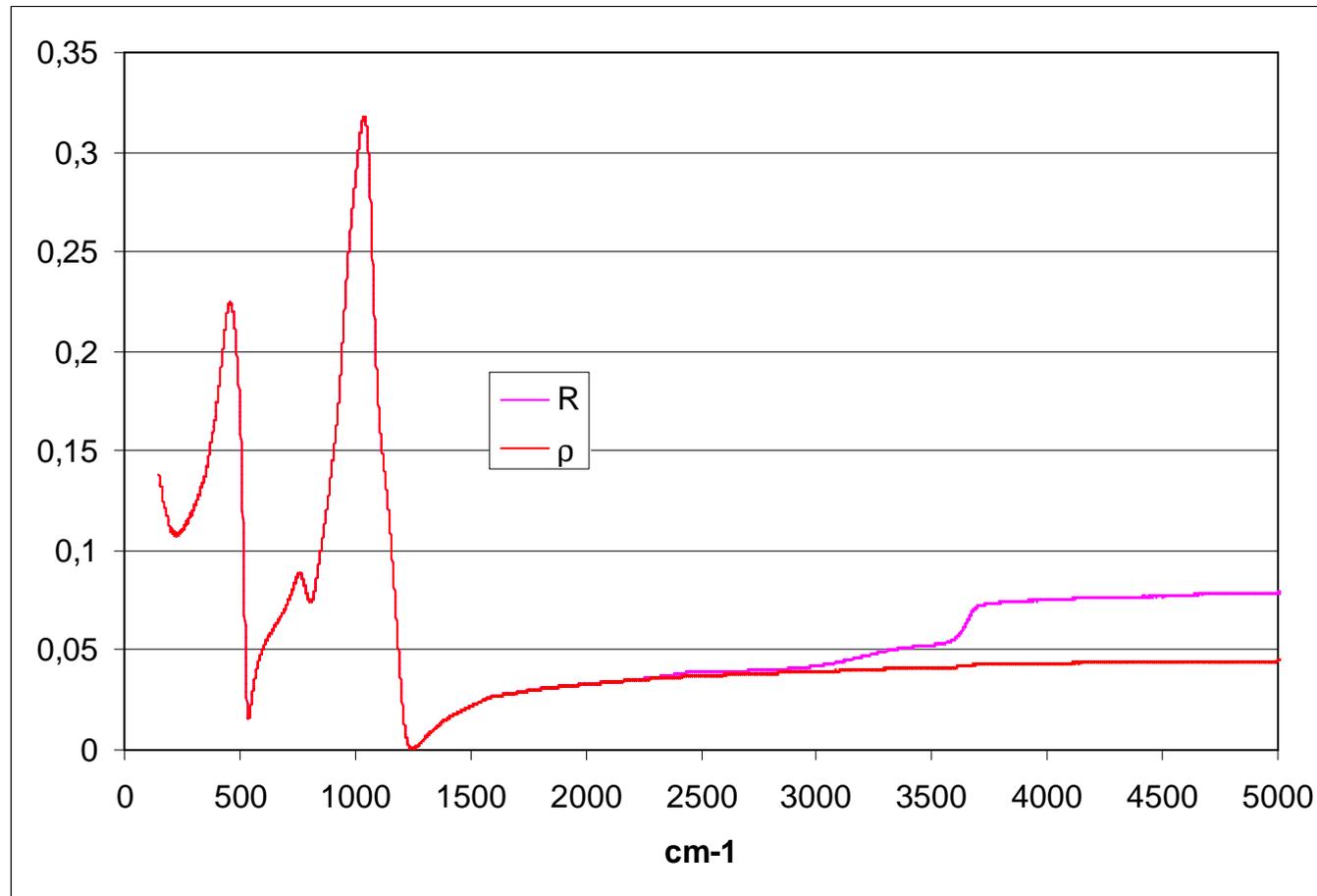
$$R = \rho \left[1 + \frac{(1-\rho)^2\tau^2}{1-\rho^2\tau^2} \right]$$

$$T = \frac{\tau(1-\rho)^2}{1-\rho^2\tau^2}$$

R et T sont les grandeurs mesurées

Si $\tau = 0$ (milieu opaque) alors $R = \rho$ sinon il faut calculer ρ et τ à partir de R et T

Exemple : verre au plomb de couleur rose



$R = \rho$ dans la zone d'opacité, $R \sim 2\rho$ dans la zone de transparence

$$r = \frac{1 - \tilde{n}}{1 + \tilde{n}} = \sqrt{\rho} \exp(i\psi) \quad \text{Formule de Fresnel}$$

$$\rho = |r|^2 \quad \text{Réflectivité, grandeur mesurée}$$

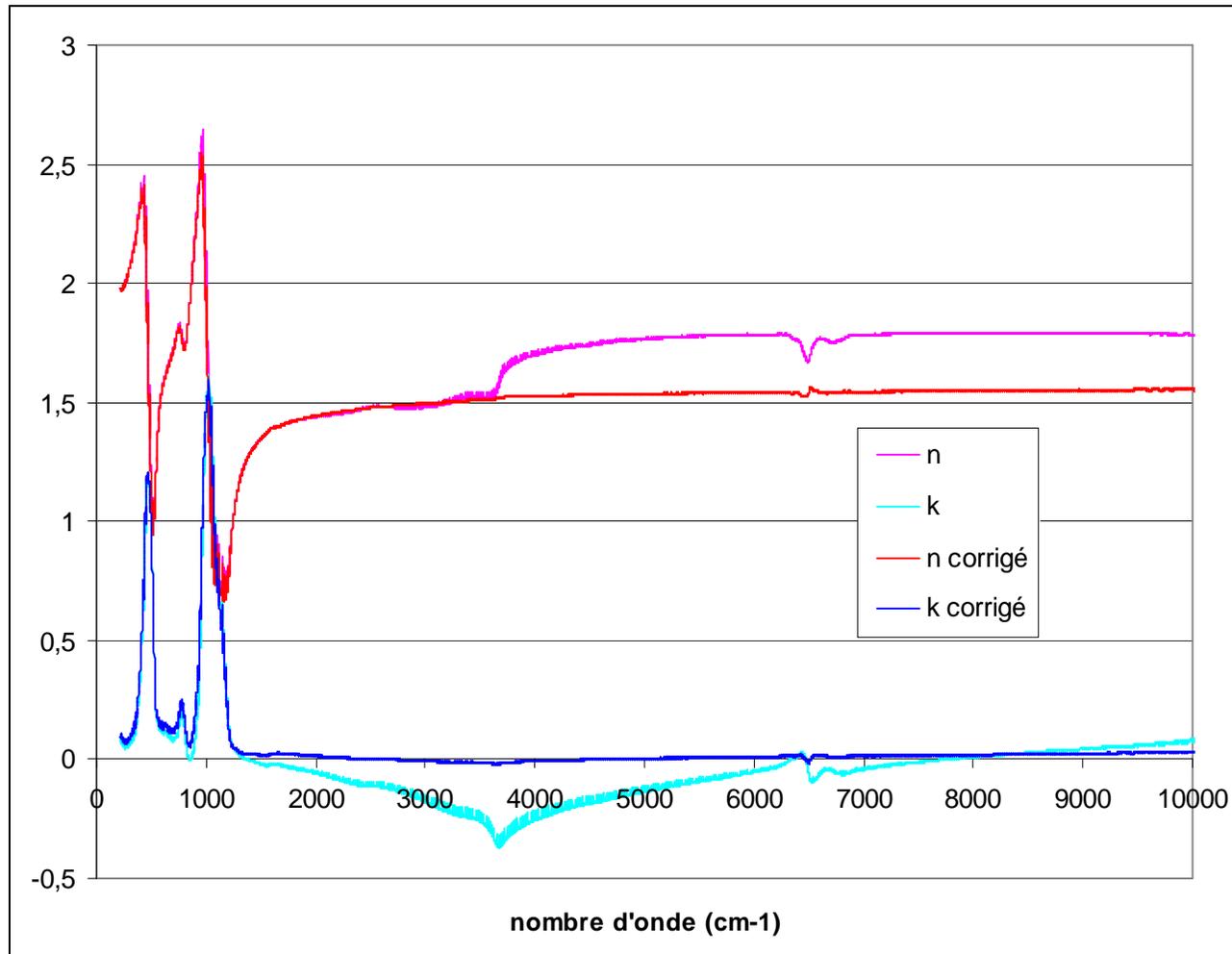
Il manque la phase ψ pour obtenir l'indice optique complexe \tilde{n}

Les relations de Kramers-Kronig permettent de relier le spectre de phase au spectre du module :

$$\begin{cases} \ln \sqrt{\rho}(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \psi(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \\ \psi(\omega) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln \sqrt{\rho}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \end{cases}$$

Ces relations supposent la connaissance du spectre sur toutes les fréquences

Exemple : verre au plomb de couleur rose

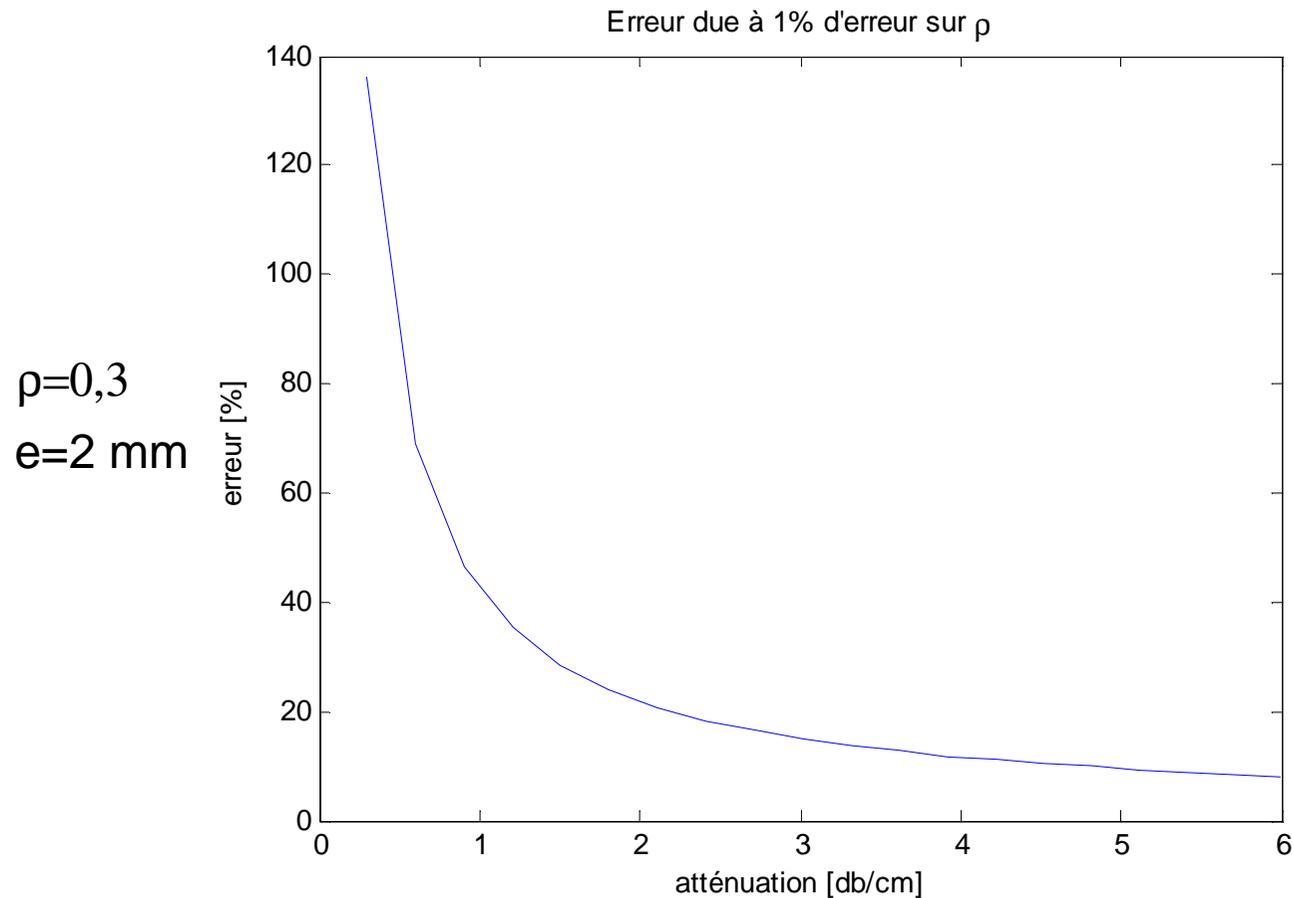


$$\tau = \exp\left(-\frac{4\pi\kappa}{\lambda} e\right) = \exp(-\alpha e) \quad \text{Atténuation } \alpha \text{ (souvent exprimée en db/cm)}$$

Méthode 1 : mesure de T et inversion

$$T = \frac{\tau(1-\rho)^2}{1-\rho^2\tau^2}$$

Problème : très sensible à la précision de mesure sur T et ρ

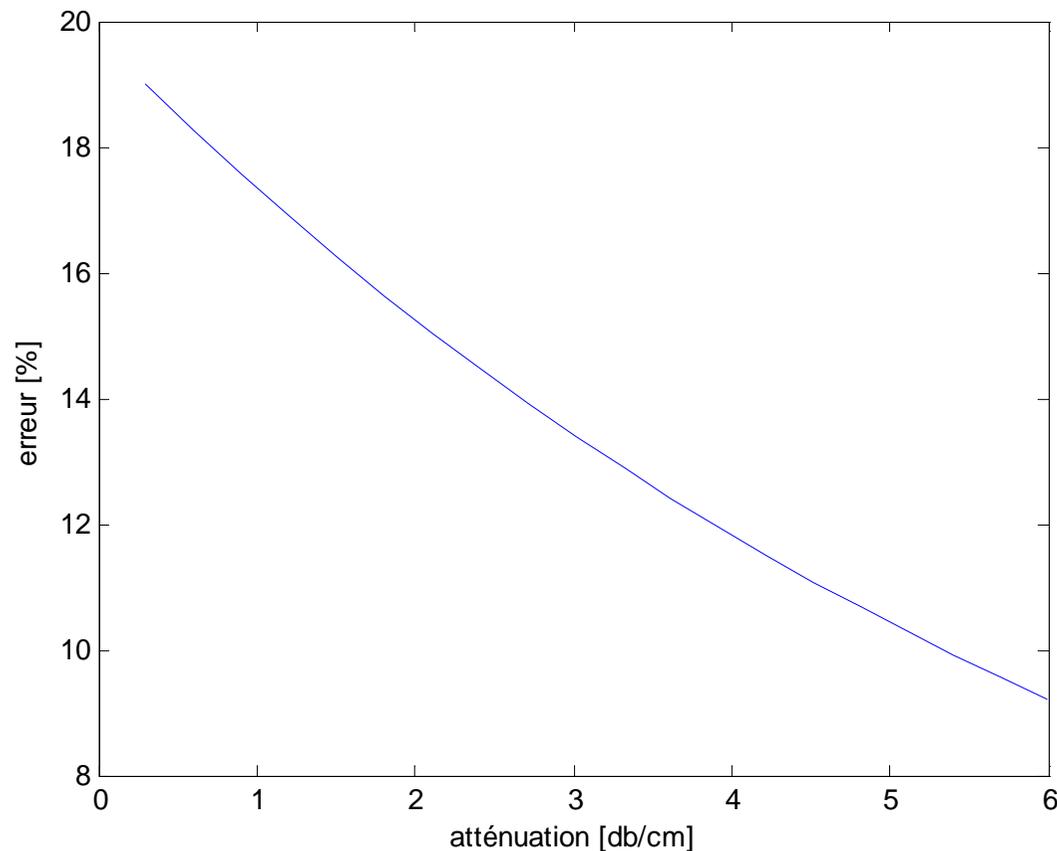


Méthode 2 : mesures pour deux épaisseurs (approchée)

$$\frac{T(e_1)}{T(e_2)} = \exp(-\alpha(e_1 - e_2)) \frac{1 - \rho^2 \exp(-2\alpha e_1)}{1 - \rho^2 \exp(-2\alpha e_2)} \approx \exp(-\alpha(e_1 - e_2))$$

Avantage : ne dépend pas de ρ mais c'est une approximation surtout pour ρ important (réflexions multiples)

$\rho=0,3$
 $e_1=2 \text{ mm}$
 $e_2= 3,2 \text{ mm}$

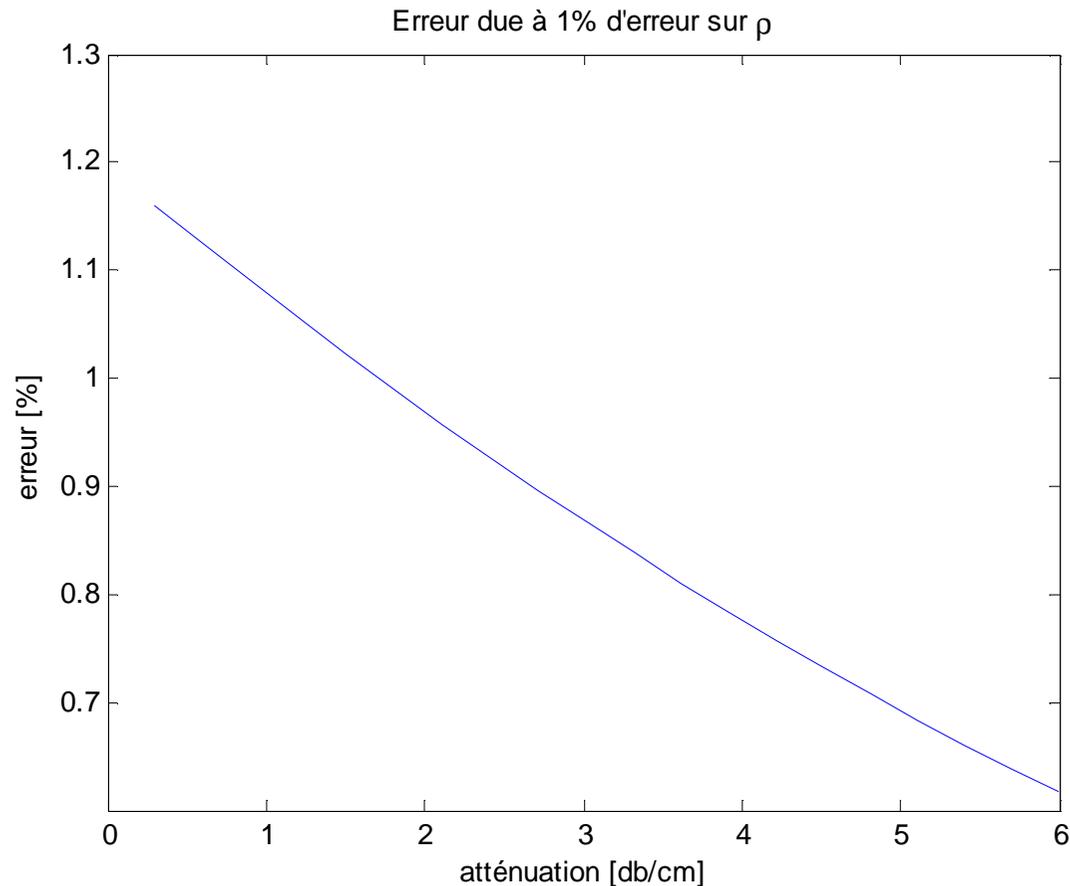


Méthode 3 : mesures pour deux épaisseurs (exacte)

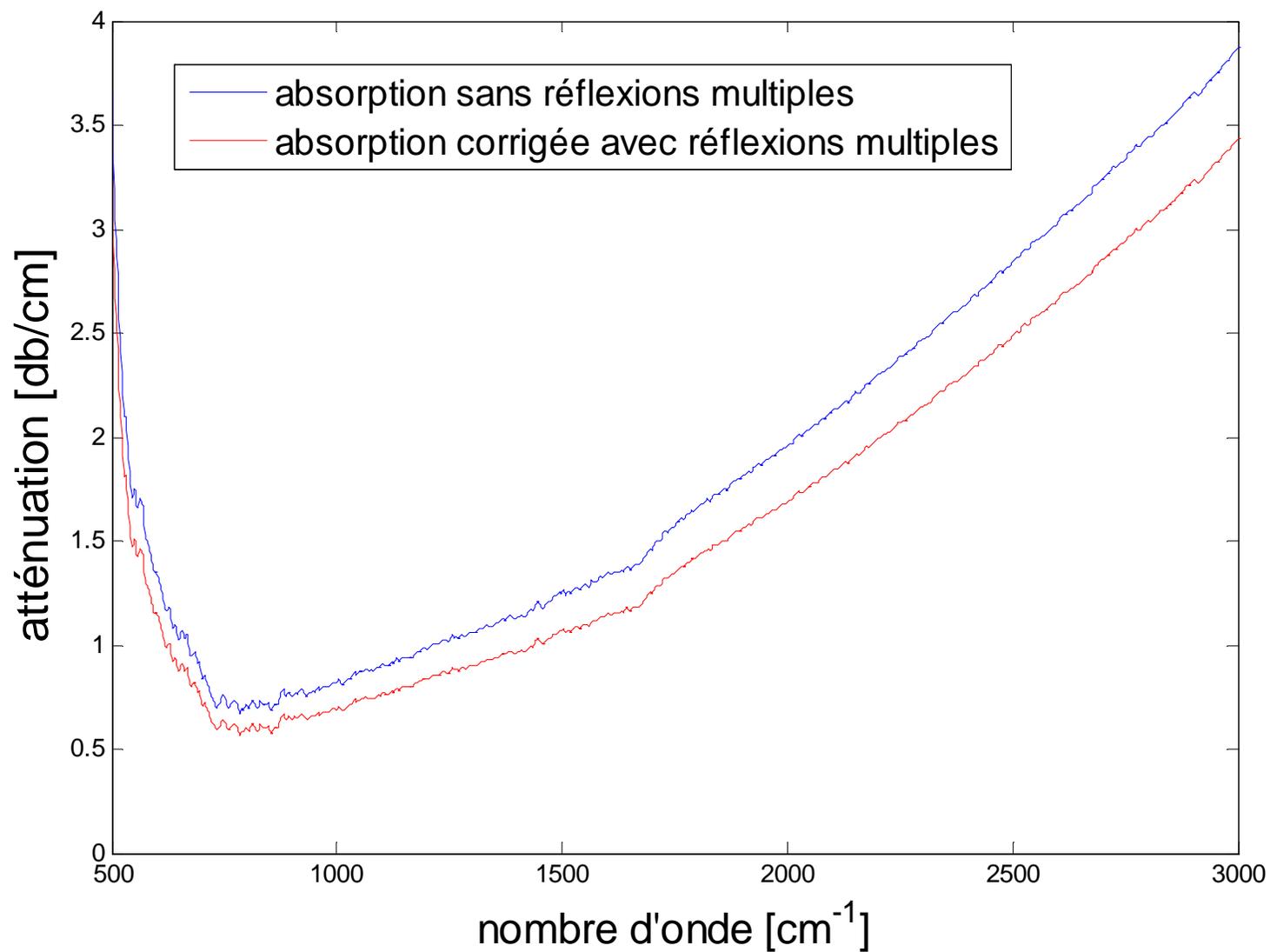
$$\text{Inversion de } \frac{T(e_1)}{T(e_2)} = \exp(-\alpha(e_1 - e_2)) \frac{1 - \rho^2 \exp(-2\alpha e_1)}{1 - \rho^2 \exp(-2\alpha e_2)}$$

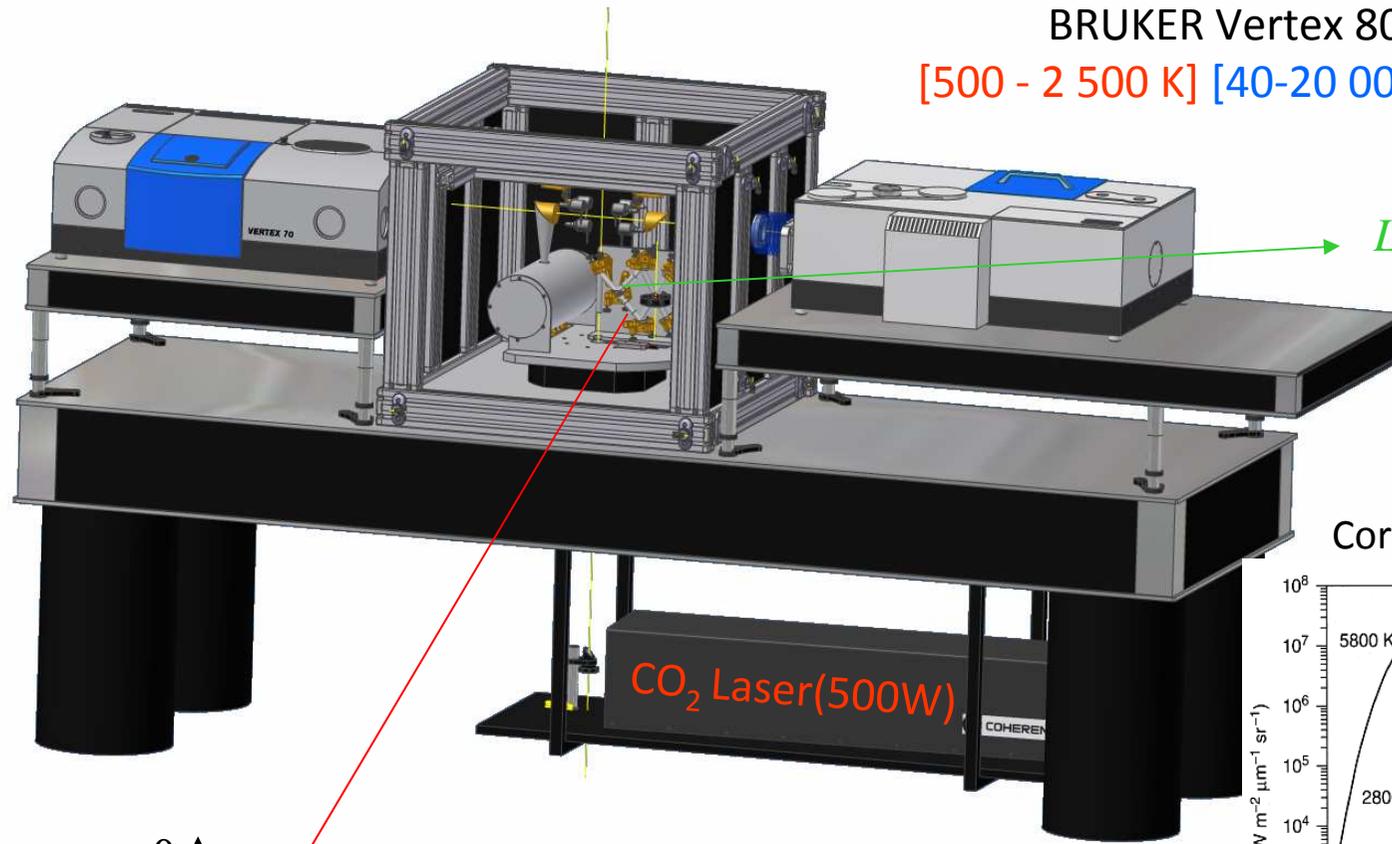
Avantage : méthode exacte, dépend peu de ρ

$\rho=0,3$
 $e_1=2 \text{ mm}$
 $e_2= 3,2 \text{ mm}$



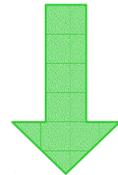
Exemple : atténuation d'un verre de chalcogénure



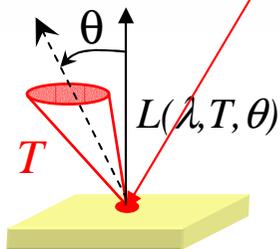
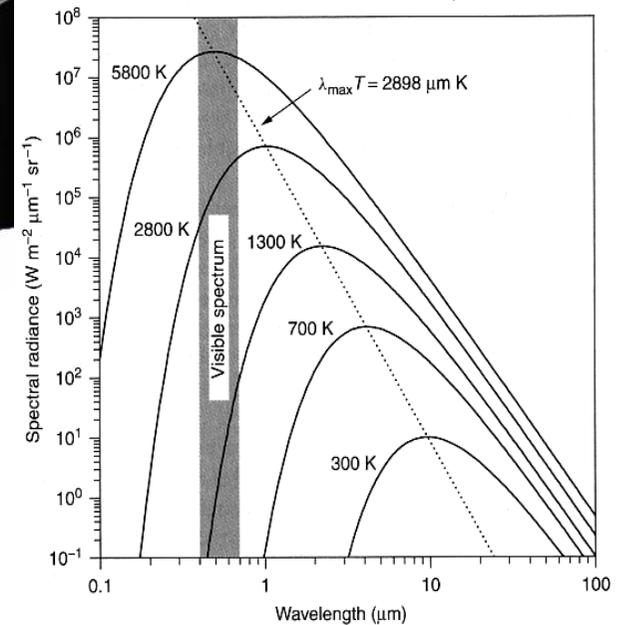


BRUKER Vertex 80v et Vertex 70
 [500 - 2 500 K] [40-20 000 cm⁻¹](250-0.5 μm)

$$L_{BB}(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1}$$



Corps Noir

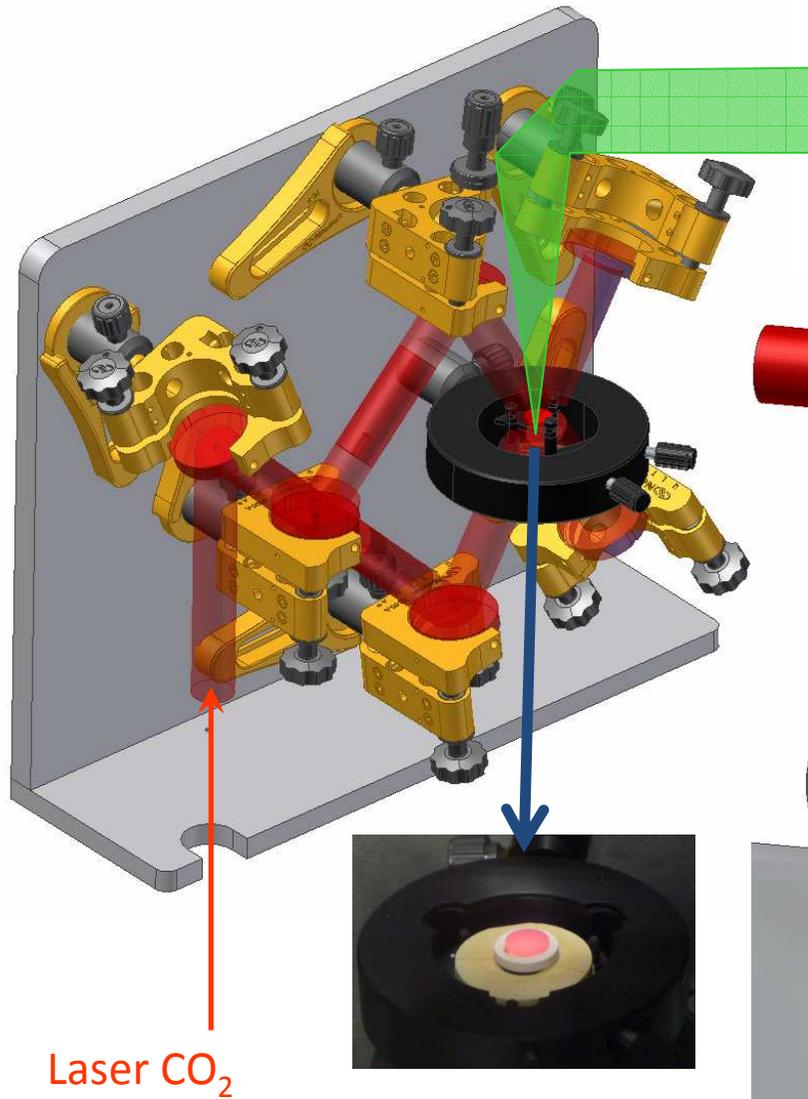


Mesure directe

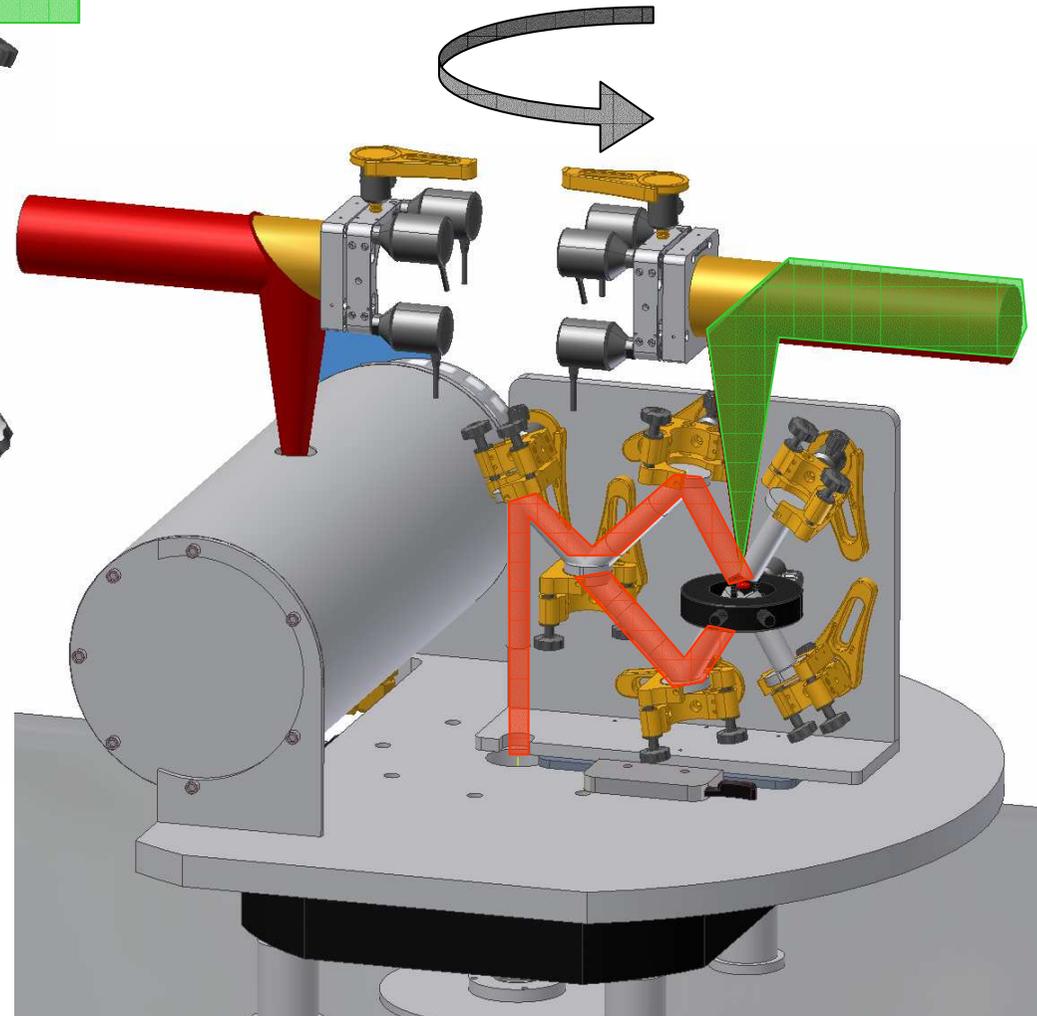
$$\text{Emittance: } \varepsilon(\lambda, T, \theta) = \frac{L(\lambda, T, \theta)}{L_{BB}(\lambda, T)}$$

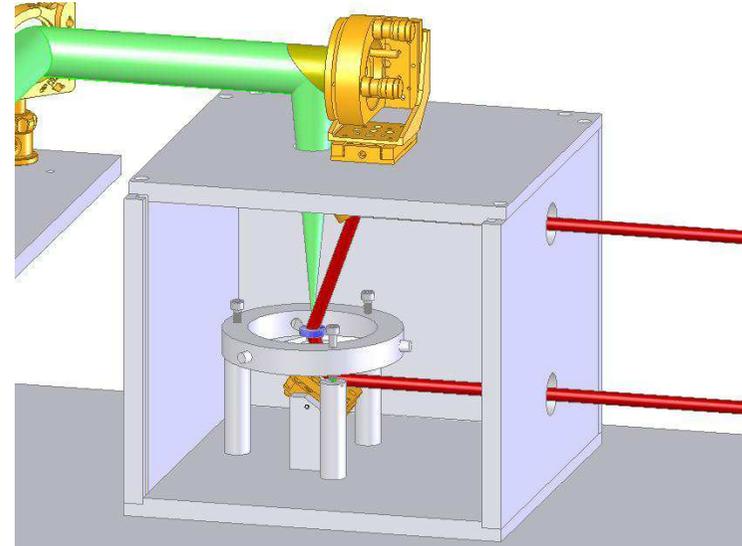
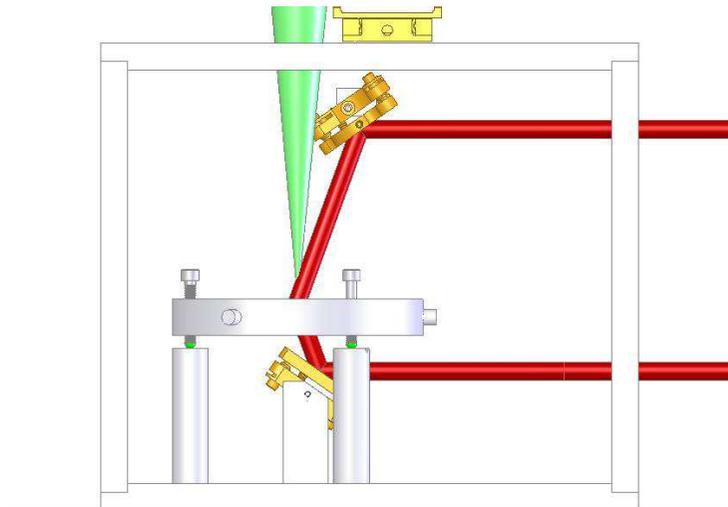
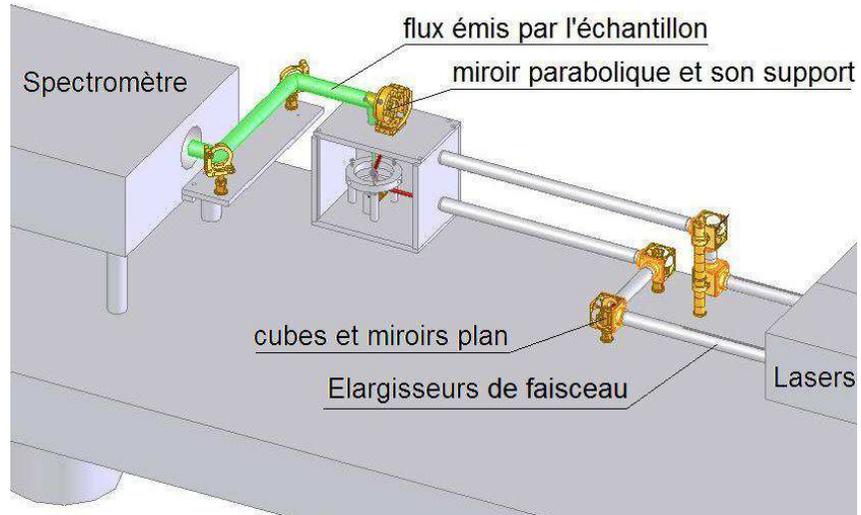
Mais aussi Mesure indirecte par réflexion et transmission

Chauffage de l'échantillon



Et référence corps noir





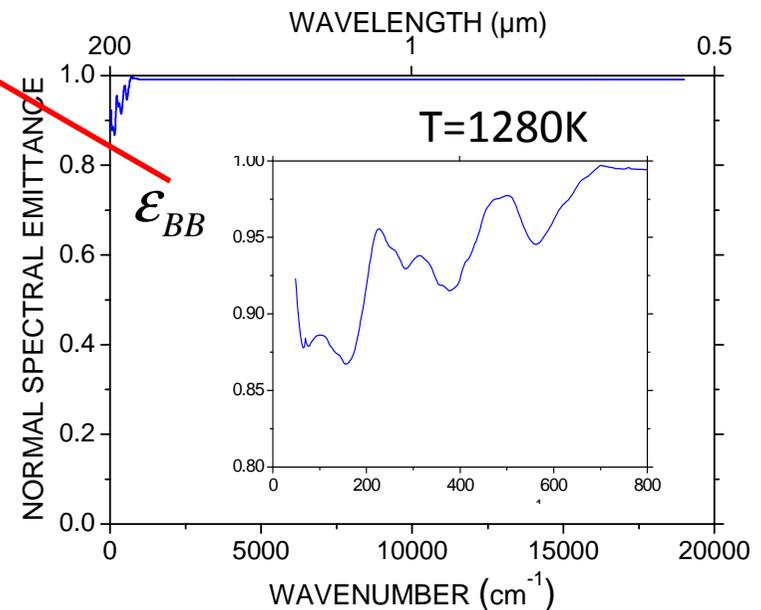
La méthode est basée sur la mesure de 3 flux avec un calcul sur 3 interférogrammes correspondants pour prendre en compte la direction des flux parasites.

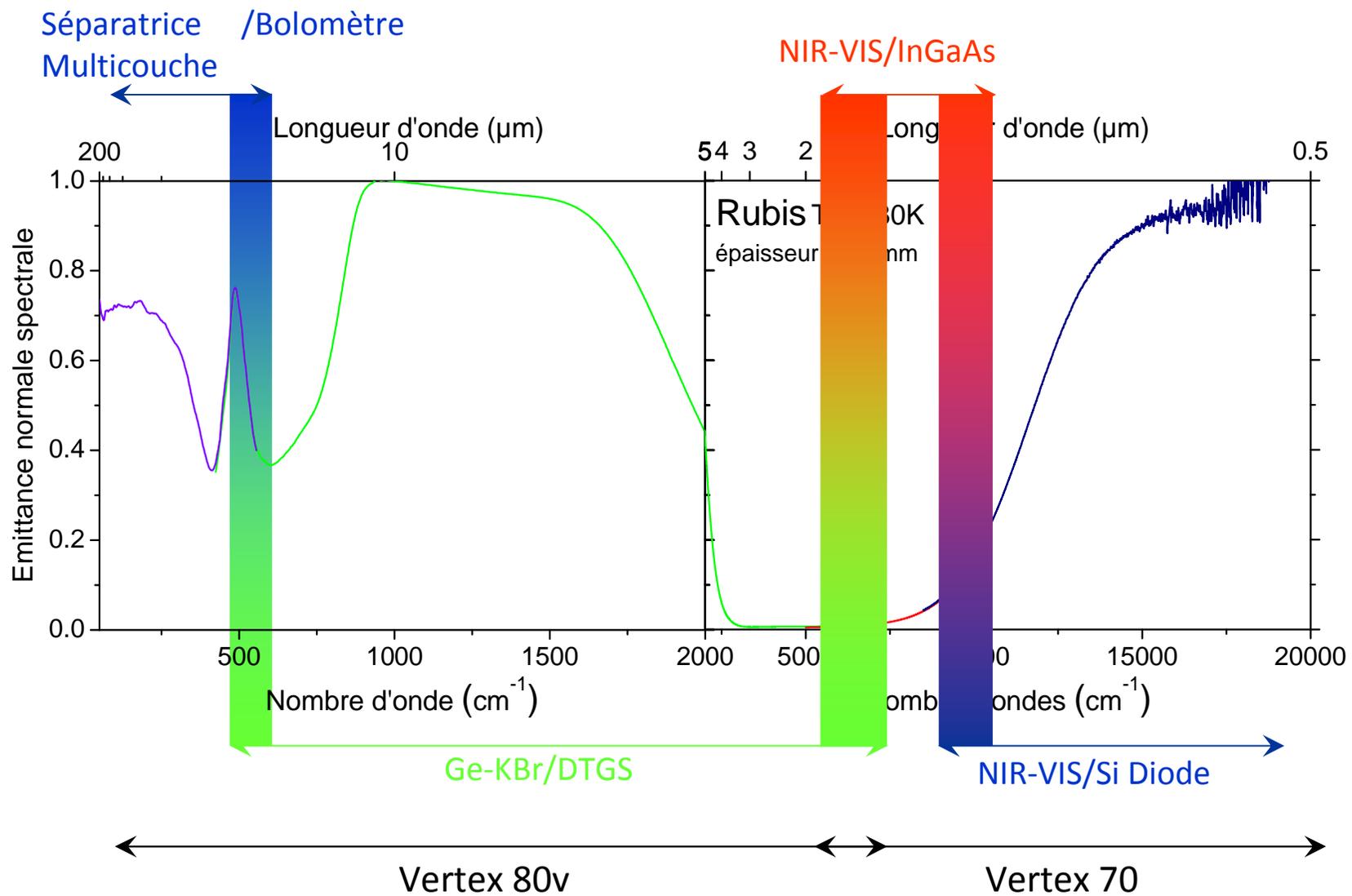
« Correction de la loi de Planck »: correction due à la différence de température entre le corps noir (référence) et l'échantillon

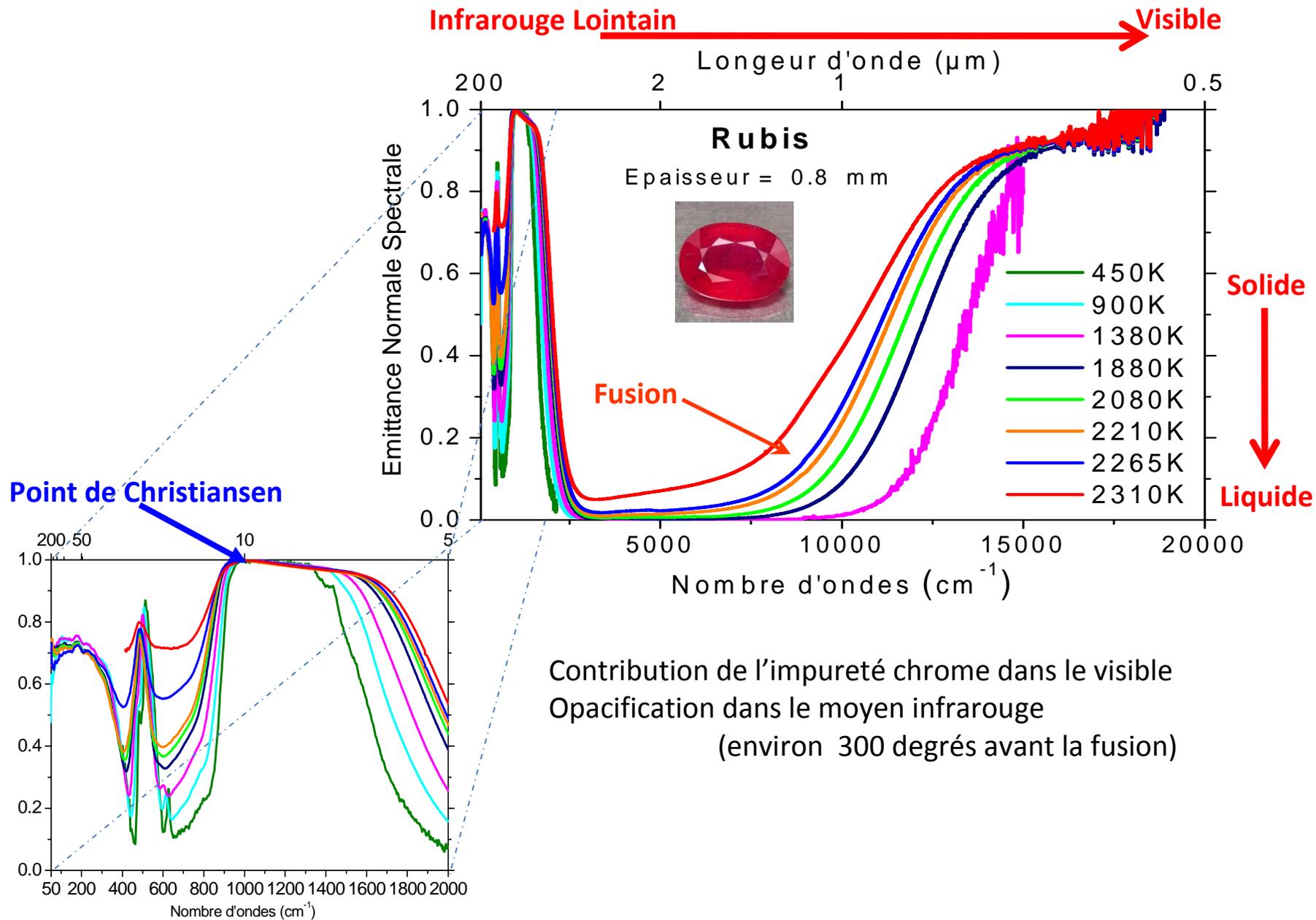
Le corps noir n'est pas parfait donc correction, ϵ_{BB}

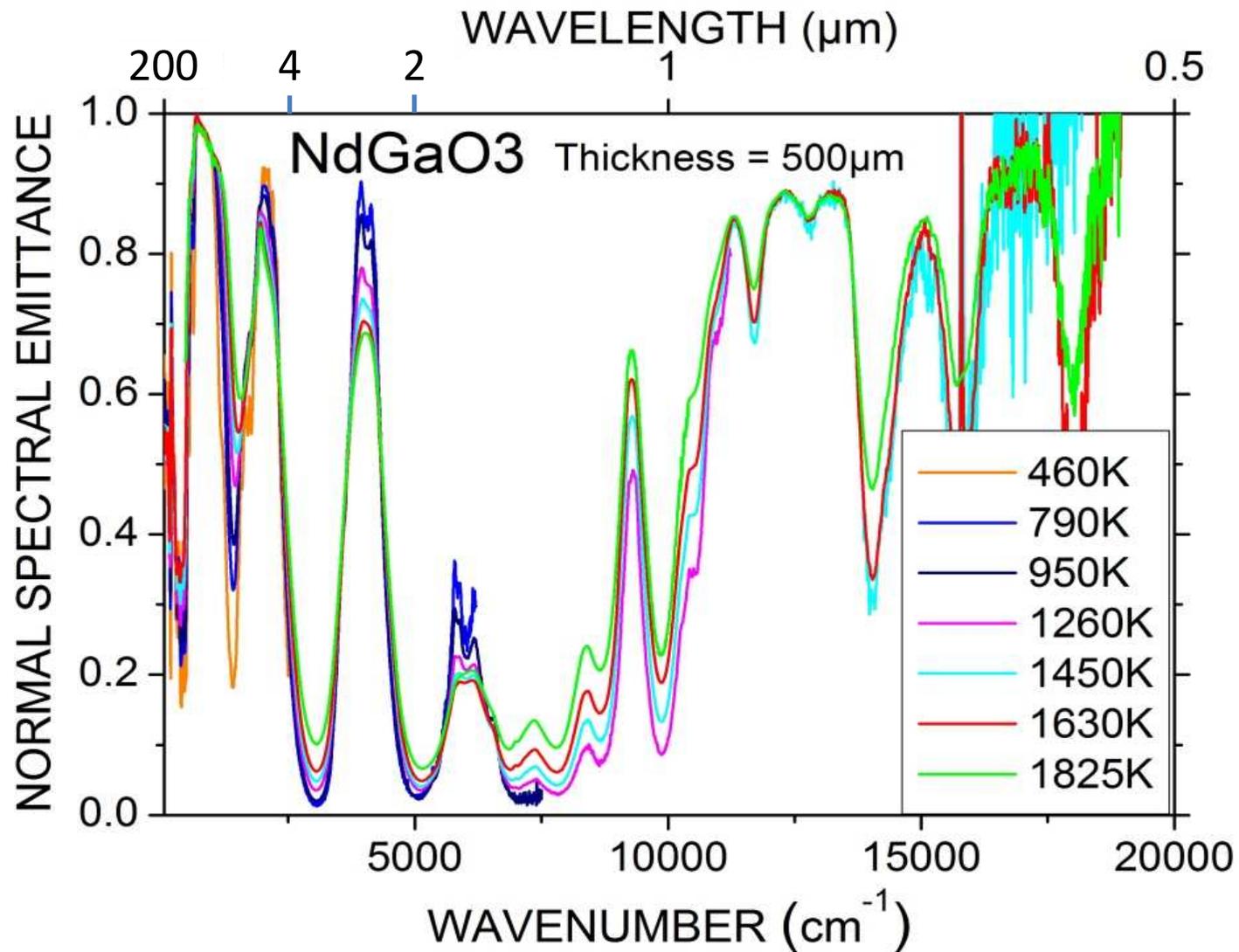
$$\epsilon = \frac{\overbrace{FT(I_S - I_{RT})}^{\text{Correction: contribution environnement}} \cdot \overbrace{P_{BB} - P_{RT}}^{\text{Correction: Loi de Planck}}}{\overbrace{FT(I_{BB} - I_{RT})}^{\text{Correction: Corps Noir}} \cdot \overbrace{P_S - P_{RT}}^{\text{Autres Corrections: Contributions des optiques (fenêtres ...)}}} \epsilon_{BB}$$

- FT** Transformée de Fourier
- P** Loi de Planck
- BB** Corps Noir
- RT** Température ambiante
- S** Echantillon

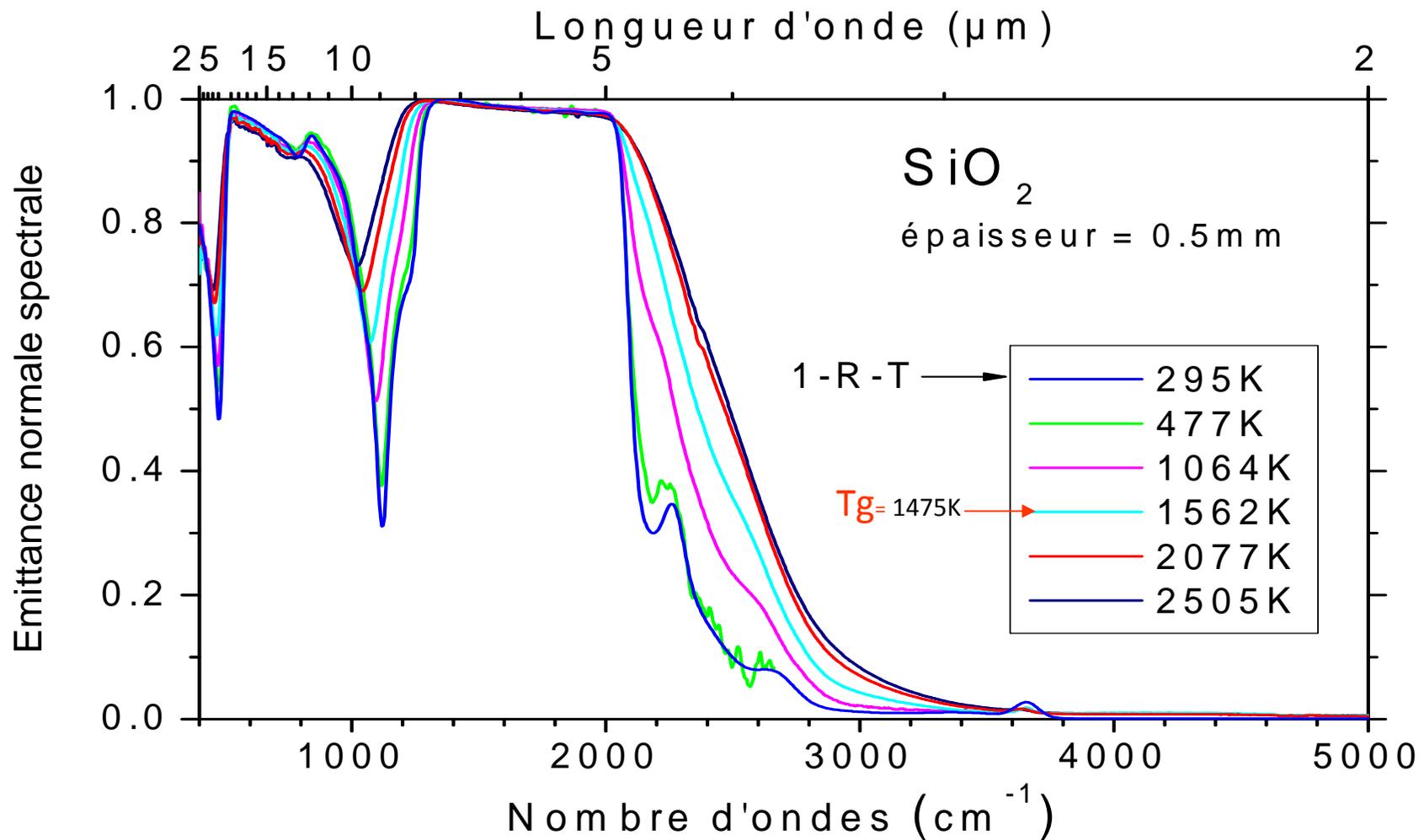








Nombreuses contributions dans le moyen, le proche IR et le visible
 Transitions électroniques dues à la présence des terres rares



Assez faible influence de T dans le moyen et proche infrarouge :

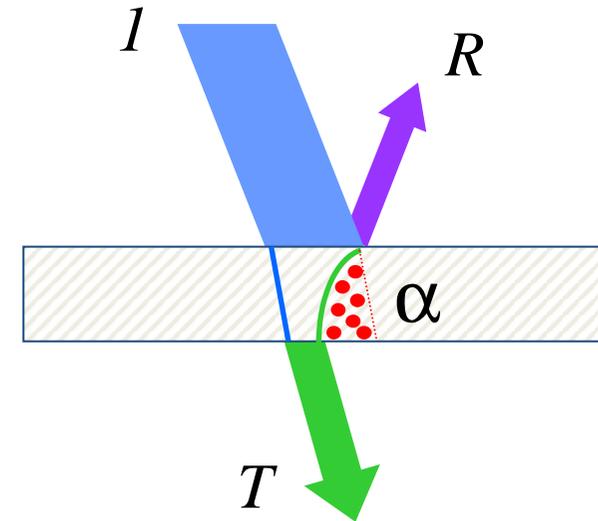
- Atténuation du creux d'émissivité à 1100 cm⁻¹ due à l'élargissement du mode de vibration avec T
- Déplacement du front de transparence vers les petites longueurs d'onde.

Emittance, réflectance et transmittance

Bilan énergétique

Un faisceau incident interagissant avec un matériau peut être réfléchi, transmis et absorbé. Le bilan en énergie peut s'exprimer ainsi :

$$R_{\lambda} + T_{\lambda} + \alpha_{\lambda} = 1$$

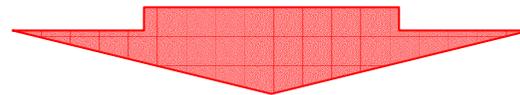


Loi de Kirchhoff's

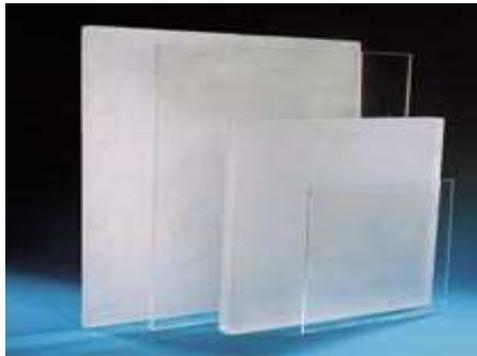
A l'équilibre thermique local, le spectre d'émissivité d'un matériau est égal à l'absorptivité spectrale :

$$\varepsilon_{\lambda} = \alpha_{\lambda}$$

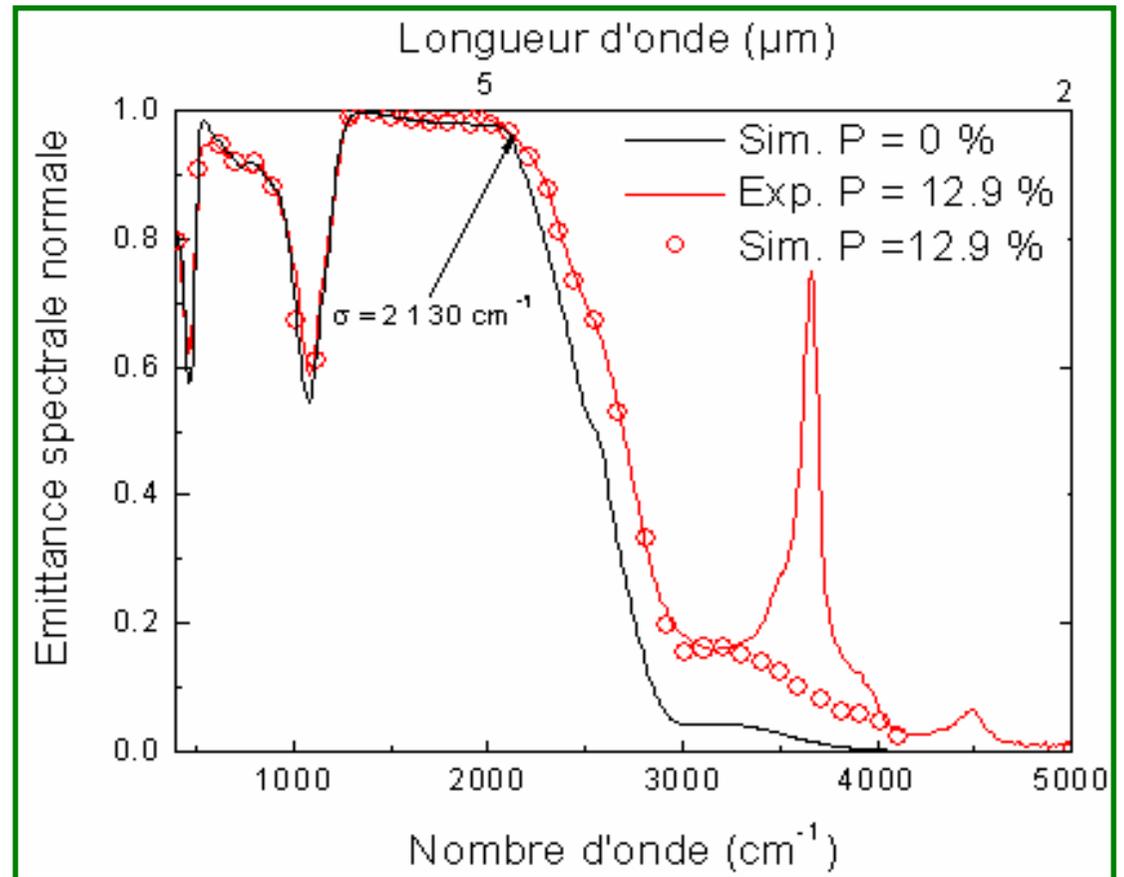
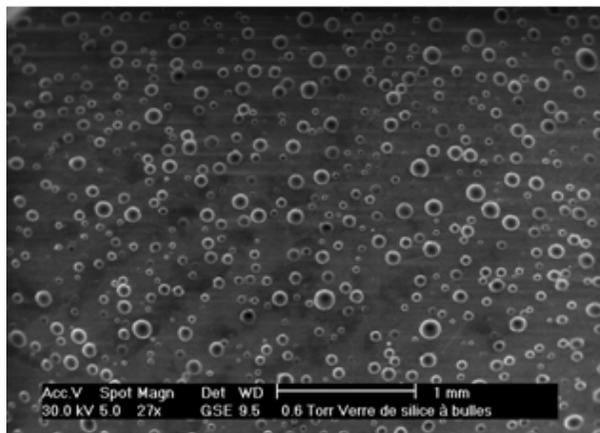
Matériaux opaques	$\varepsilon_{\lambda} = 1 - R_{\lambda}$
Matériaux semi transparents	$\varepsilon_{\lambda} = 1 - R_{\lambda} - T_{\lambda}$



Le spectre d'émittance sera utilisé directement pour extraire les fonctions optiques du matériau

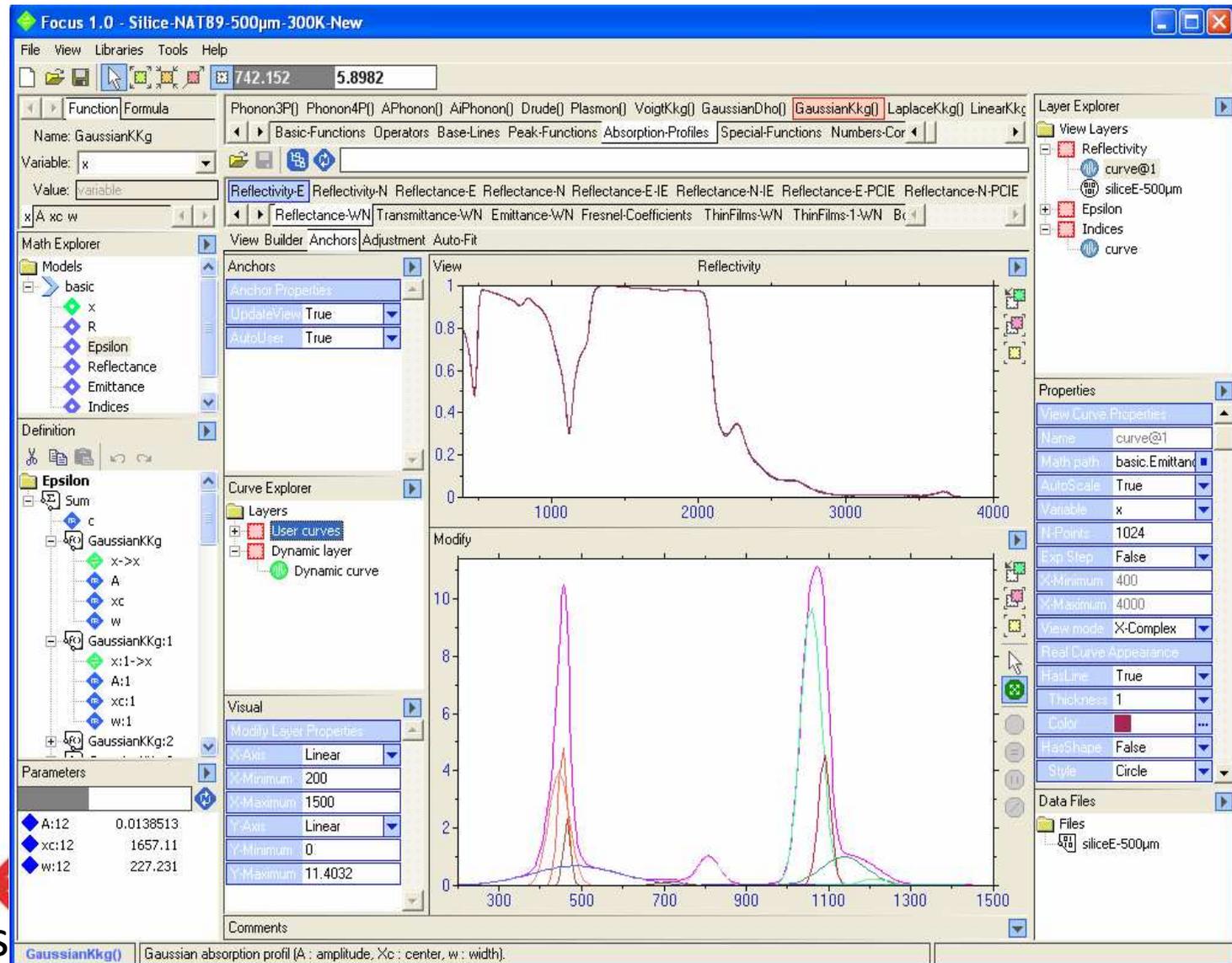


Verre de silice à bulles



Mesure associée à la modélisation
 Simulation par lancer de rayons avec une méthode de Monte Carlo
 Approximation de l'optique géométrique dans ce cas
 Milieux effectifs si taille de diffuseurs petite devant la longueur d'onde

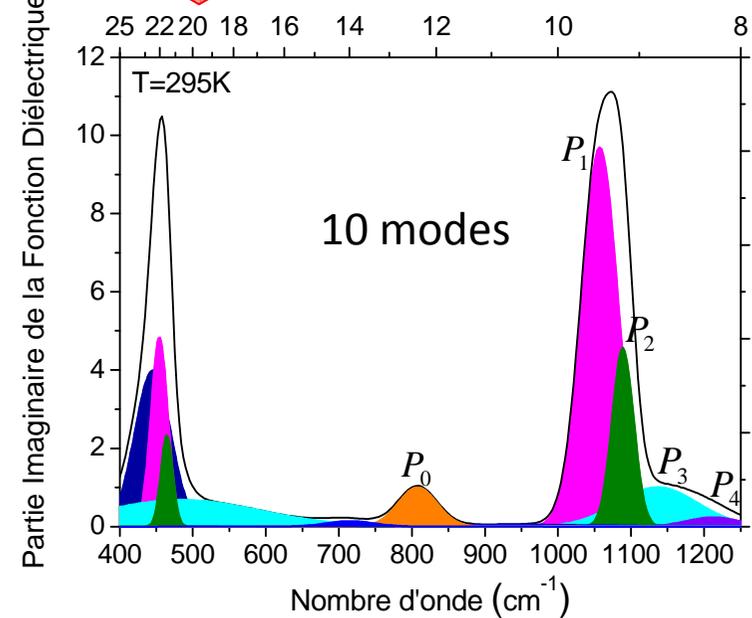
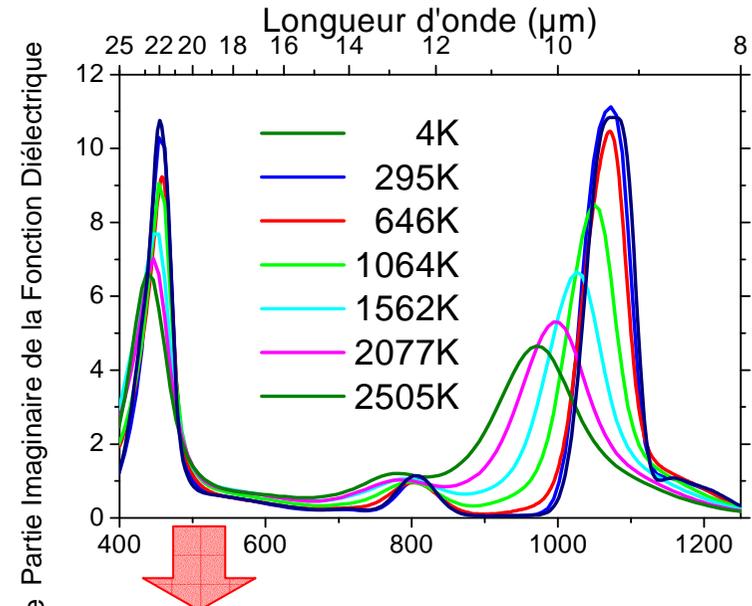
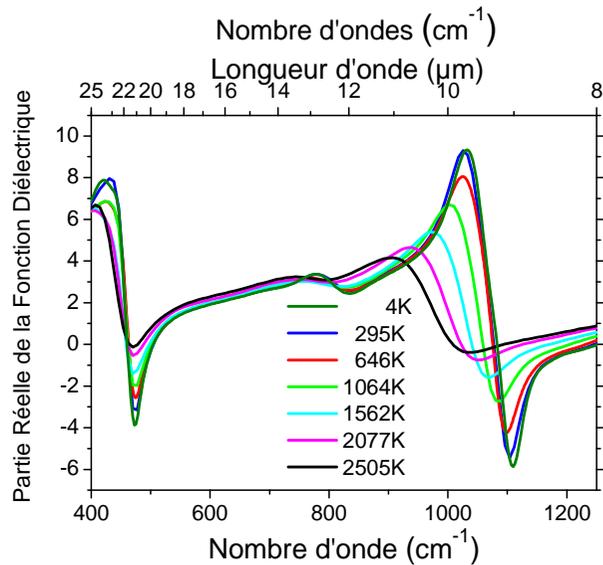
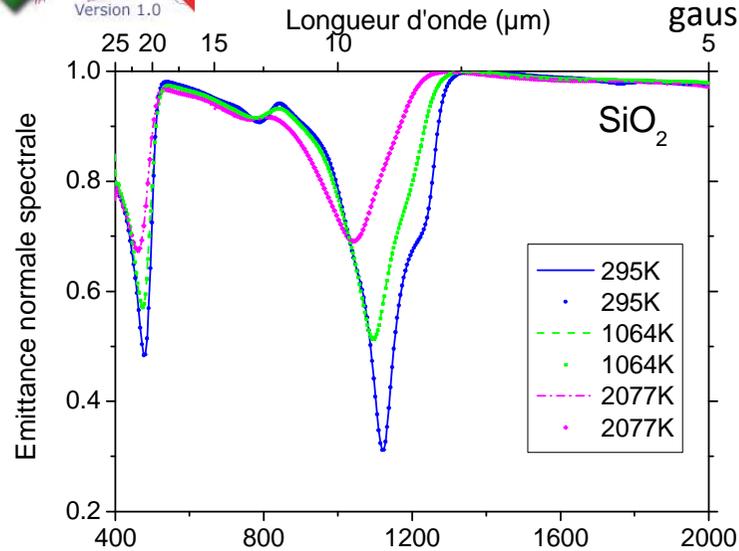
Combinaison d'outils expérimentaux et d'outils numériques
 pour comprendre l'origine de l'émission



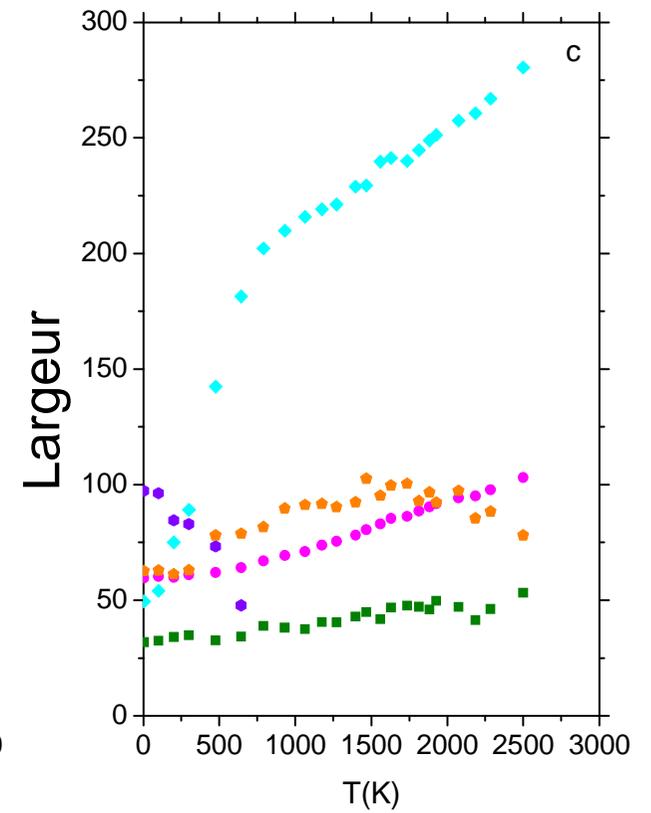
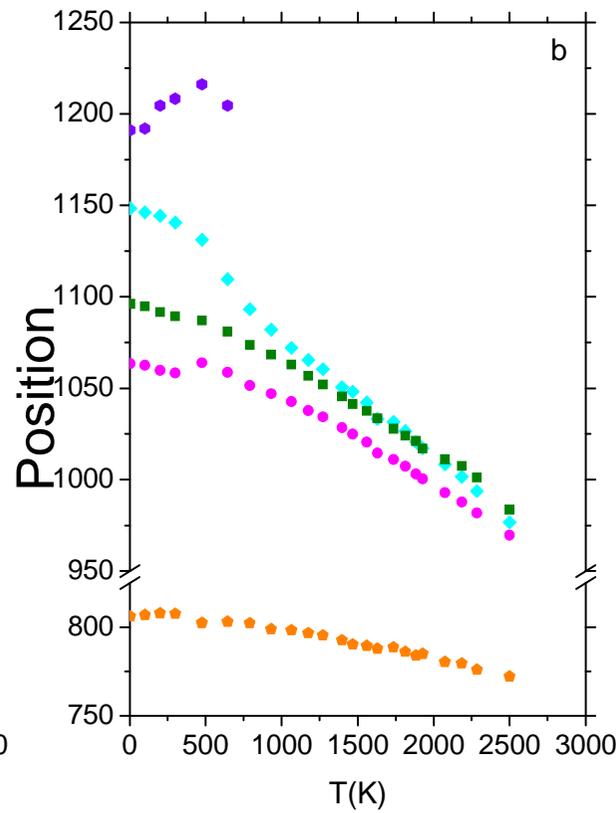
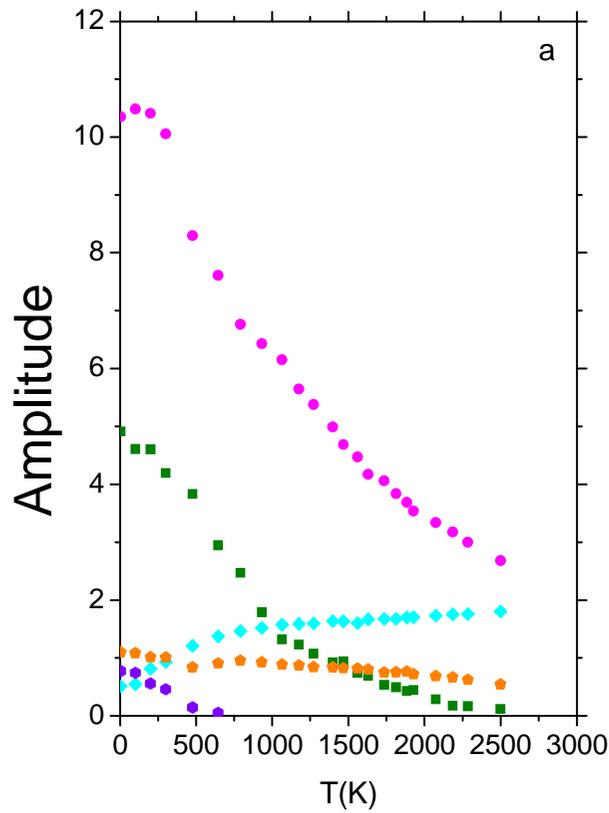
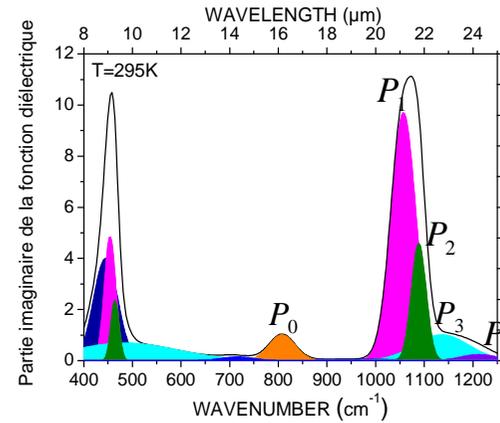
Fonction diélectrique et composantes gaussiennes



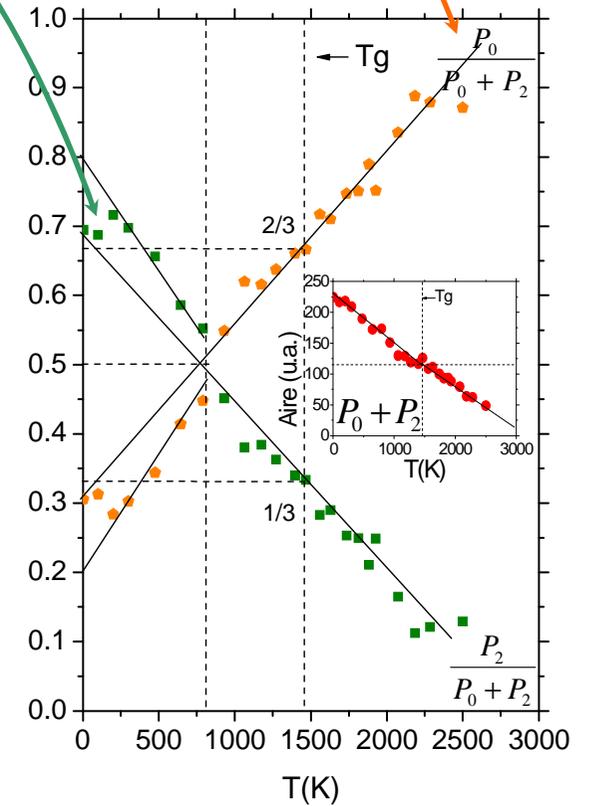
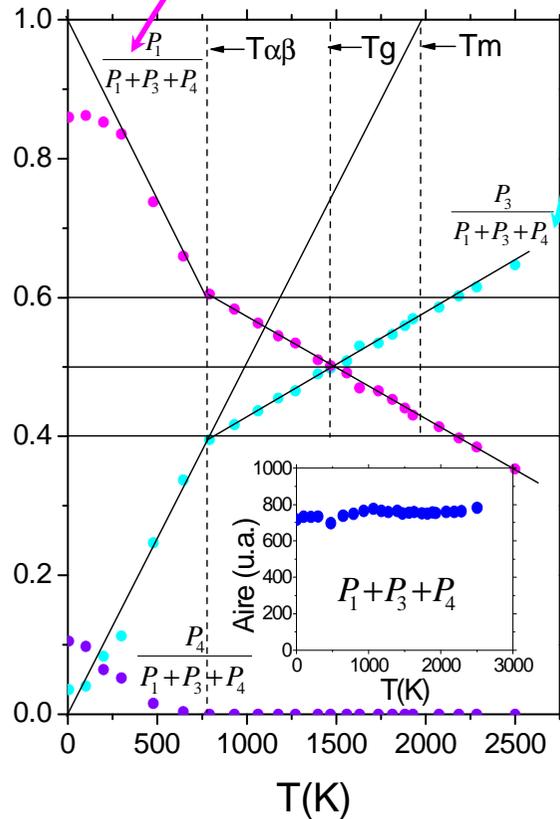
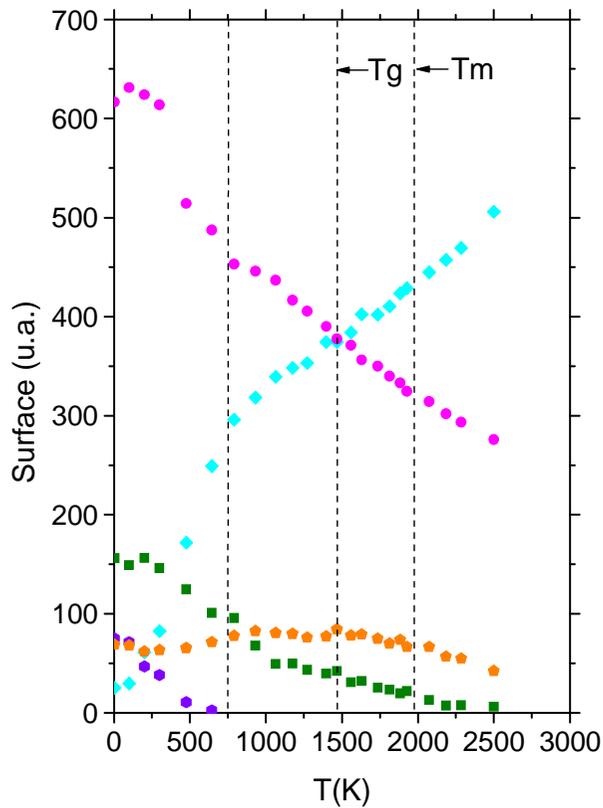
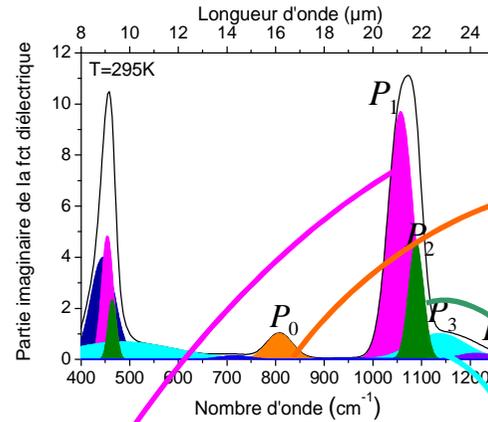
La meilleure simulation est obtenue avec des gaussiennes



Forte dépendance de
amplitude,
position,
largeur à mi-hauteur



Observations :
 Changement de comportement pour
 certains points particulier ($T_{\alpha\beta}$, T_g , ...)



-
- Bancs de mesures de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain, à température ambiante et à haute température (~ 2500 K)
 - Détermination des indices optiques
 - Par Kramers-Kronig
 - Par ajustement de modèles de dispersion
 - Analyse du comportement des différents modes avec la température et lien avec la structure du matériau