

## Chapitre IV

### Résultats obtenus et discussions

#### IV-1 : La modulation de fréquence appliquée à la réflexion

##### IV-1-1 : La modulation de fréquence

L'effet d'appliquer une modulation de fréquence à un signal physique (dépendant du temps) de la forme.

$$I(t) = I(\nu + \Delta\nu_1 \cos \omega_m t) \quad (\text{IV-1})$$

Où  $\Delta\nu_1$  est la fréquence de modulation (appropriée) balayée autour de  $\nu_1$  revient à obtenir la dérivée du signal (réponse des atomes) s'écrivant sous la forme

$$I(t) = I(\nu) + \sum_1^{\infty} \frac{(\Delta\nu_1)^q \partial^q I(\nu)}{q! \partial \nu^q} \cos^q \omega_m t \quad (\text{IV-2})$$

En considérant que l'excursion de cette modulation ne soit pas trop importante relativement à la fréquence  $\omega_m$ . Ainsi la modulation de fréquence (F.M) agit comme un dérivateur de forme de raie représentant la réponse du système atomique.

En pratique le signal détecté est celui de la démodulation de  $I(t)$  qui s'écrit pour le  $q^{\text{ième}}$  harmonique :

Utilisons alors ce formalisme pour définir le signal de la réflexion résonnante (exprimé précédemment par l'équation (II-30) aux quelles est appliqué une modulation balayée autour de la fréquence résonnante  $\omega_0$ .

#### IV-2: La réflexion résonnante sans l'interaction atome –surface modulée en fréquence

Comme indiqué dans le paragraphe la, le faisceau incident (fig II-1) sur l'interface étant modulé en fréquence, induit une modulation d'amplitude sur le faisceau réfléchi et c'est la dérivée (X définie dans l'eq II-30) de la forme du signal de réflexion qui intervient. Soit

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial \omega} = -\frac{N\mu^2}{\varepsilon_0 \hbar} \int_0^{+\infty} \frac{W(v_z) + W(-v_z)}{\left\{ \frac{\gamma}{2} - i(\omega_0 - \omega + kv_z) \right\}^2} dv_z \quad (\text{IV-3})$$

Explicitons alors cette réponse complexe en terme réel et imaginaire, pour une interprétation numérique. Principalement qui traduit la c'est la partie réelle de l'eq (IV-3), dispersion de la lumière par les atomes qui nous intéresse .On peut écrire finalement à partir de l'eq. (IV-3), pour une distribution de vitesses autour de  $V_z=0$ .

$$\Re \left[ \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial \omega} \right] = -\frac{2N\mu^2}{\varepsilon_0 \hbar \sqrt{\pi}} \frac{1}{k^2 \mu^2} \int_0^{+\infty} \frac{\left( \frac{\gamma^2}{4} \right) - [\omega_0 - \omega + kv_z]^2}{\left\{ \left( \frac{\gamma^2}{4} \right) + i(\omega_0 - \omega + kv_z) \right\}^2} e^{-\left( \frac{v_z}{\mu} \right)^2} dv_z \quad (\text{IV-4})$$

### IV-3 : Etude de la réflexion résonnante sans modulation de fréquence :

Utilisons l'eq (II-30) en introduisant un changement de variable pour simplifier la suite du calcul numérique :

$$\frac{v_z}{\mu} = \chi, \frac{\omega_0 - \omega}{ku} = \Delta, \frac{\gamma}{2ku} = \Gamma$$

La partie réelle de l'équation (IV-3) s'exprime alors :

$$\alpha \int_0^{+\infty} e^{-x^2} \frac{(\Delta + X)}{(\Delta + X)^2 + \Gamma^2} dx \quad (\text{IV-5})$$

Distinguons à partir de ce formalisme, la réponse des atomes pour lesquels nous considérons qu'ils ne subissent aucune interaction avec la paroi à leur approximait .Pour cela, la largeur  $y$  ainsi que la fréquence  $\omega$  de la transition du système atomique sont considérées indépendantes de la position  $z$  de l'atome.

Avec cette hypothèse, l'allure de la réflexion à l'interface diélectrique est présentée à la fig. (IV-1) (pour une valeur de  $\Gamma = 0.005$ ) pour un balayage en fréquence  $\omega$  autour de  $\omega_0$ , le comportement des atomes est celui d'une dispersion antisymétrique à fond plus large. Au delà de la résonance, la réflexion de la lumière est fortement atténuée par les atomes en raison de la brisure dans la continuité des vitesses près de la paroi ; i.e., l'atome subit un changement sur sa classe de vitesse. Le résultat de ce calcul numérique se traduit par une forme de raie de largeur Doppler proportionnelle à  $(\gamma ku)$ . Le signal de réflexion est essentiellement constitué d'une singularité logarithmique dominante autour de

la résonance  $\Delta \ll (\gamma ku)^{1/2}$ , et du fond dispersif élargi par effet Doppler, prévu par la théorie d'indice, et qui devient dominant loin de la résonance

$$\Delta > (\gamma ku)^{1/2} .$$

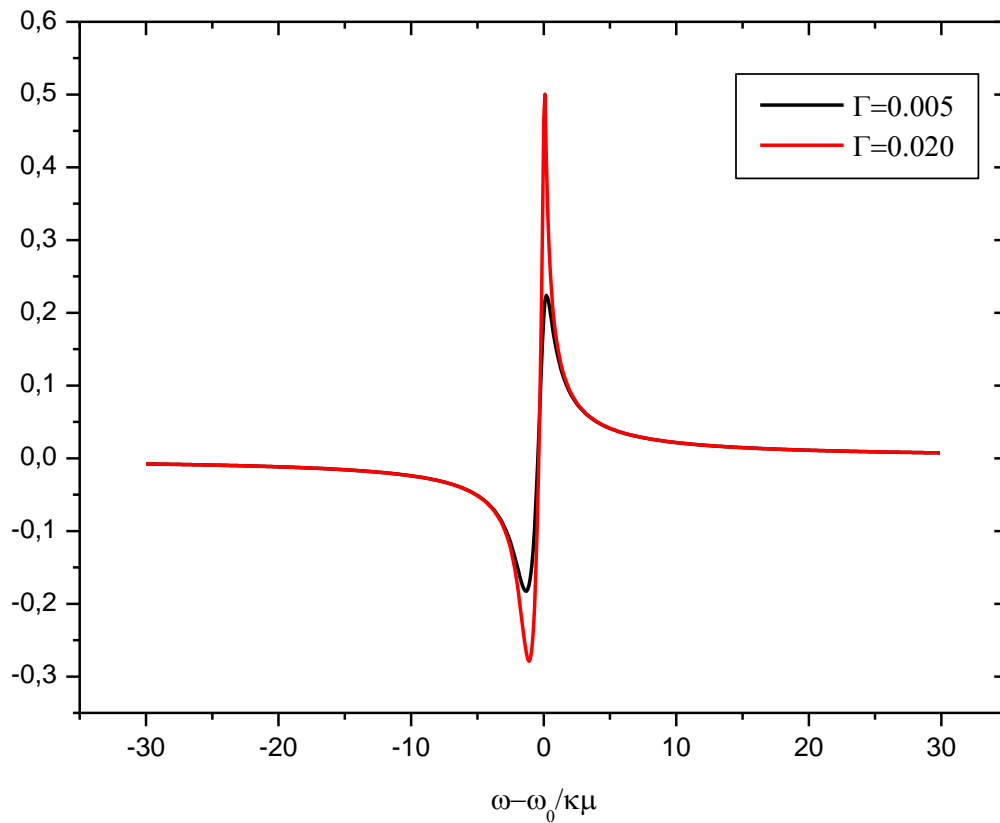
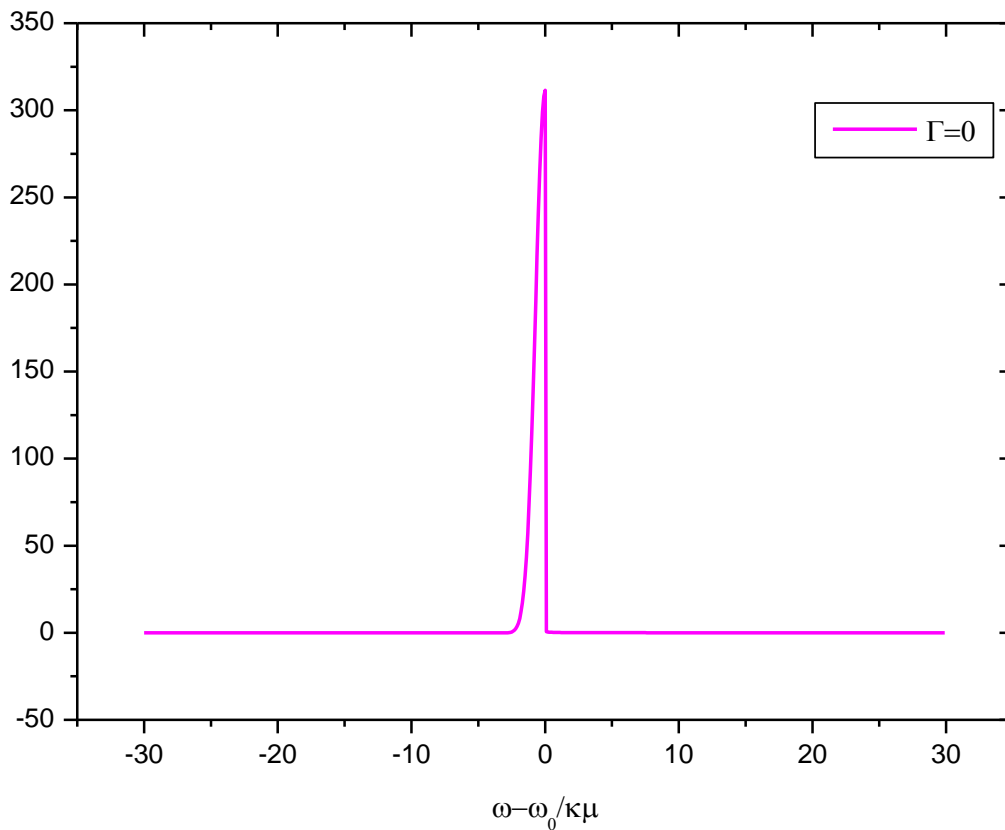


Fig. IV-1 : Profil spectral dispersif de la réflexion résonnante sans l'interaction de paroi

Pour une variation de  $\Delta \rightarrow 0$  (autour de la résonance  $\omega = \omega_0$ ) et pour la classe des vitesses  $\rightarrow 0$  (i.e., lorsque  $x \rightarrow 0$ ), la variation lente du terme  $\exp(-x^2)$  implique une réponse tendant vers une valeur limite dont la valeur est proportionnelle à  $\lim_{\Delta \rightarrow 0} \log[(\Delta + x)^2 + \Gamma^2]$  quand  $x \rightarrow 0$  et qui diverge à la limite  $\Gamma \rightarrow 0$ .

Ce comportement est traduit par le calcul numérique de l'équation (II-30), pour une valeur donnée de (F). Il s'agit d'une forme d'absorption sommée sur une demi distribution des vitesses qui donne un profil spectral seulement des

atomes arrivant vers l'interface sous l'effet de leur interaction dans un régime permanent avec le champ électrique incident.



*Fig. IV-2 : Profil spectral dispersif de la réflexion résonnante sans l'interaction de paroi*

**Remarque :**

Le traitement numérique du signal de la réflexion résonnante sans la présence d'interaction entre l'atome et la surface suppose hypothèse ; que la largeur de raie de la transition  $\gamma$  et la fréquence  $\omega_0$  sont indépendantes de la

Position de l'atome par rapport à la paroi diélectrique (cette hypothèse est introduite dans l'eq( II-30).

**IV-4 : Influence de la concentration des atomes sur la largeur de transition**

Comme définie théoriquement, la largeur naturelle  $\kappa u = 13.1(T)$  varie avec la température extérieure induite systématiquement sur le système atomique.

Etudions alors cette influence sur la largeur du signal de la réflexion résonnante.

Rappelons que le phénomène de collision étant accru avec la température définie par la pression et la densité atomique données par les formules de Langmuir et Taylor(6).

$$\text{Log } P = 11,722 - 1,5 \log T - 4302/T$$

$$N = 9,66 \cdot 10^{18} P/T$$

Ces grandeurs mesurables sont introduites sur le système atomique d'une manière expérimentale convenablement contrôlée par l'action d'un courant

Traversant un conducteur enroulé sur la cellule contenant le gaz à l'état vapeur.

Leur dépendance est traduite par les figures suivantes

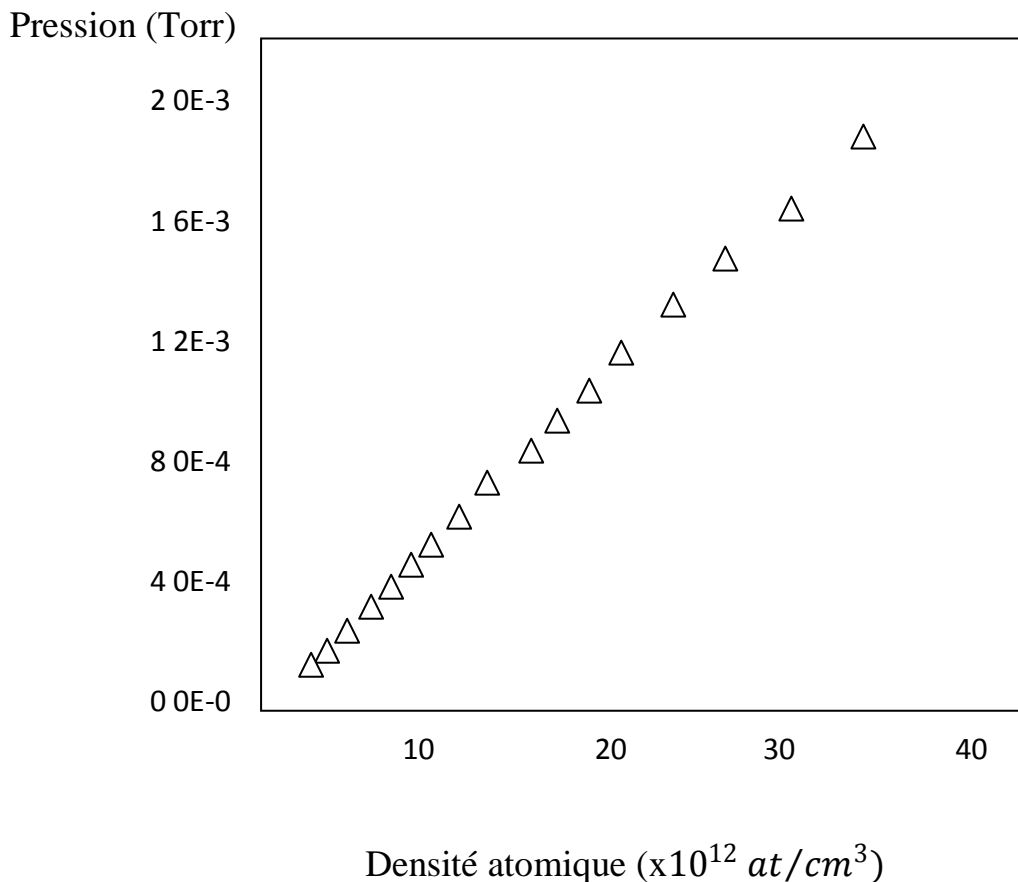


Fig.( IV-2) : Evolution de la pression en fonction de la densité atomique

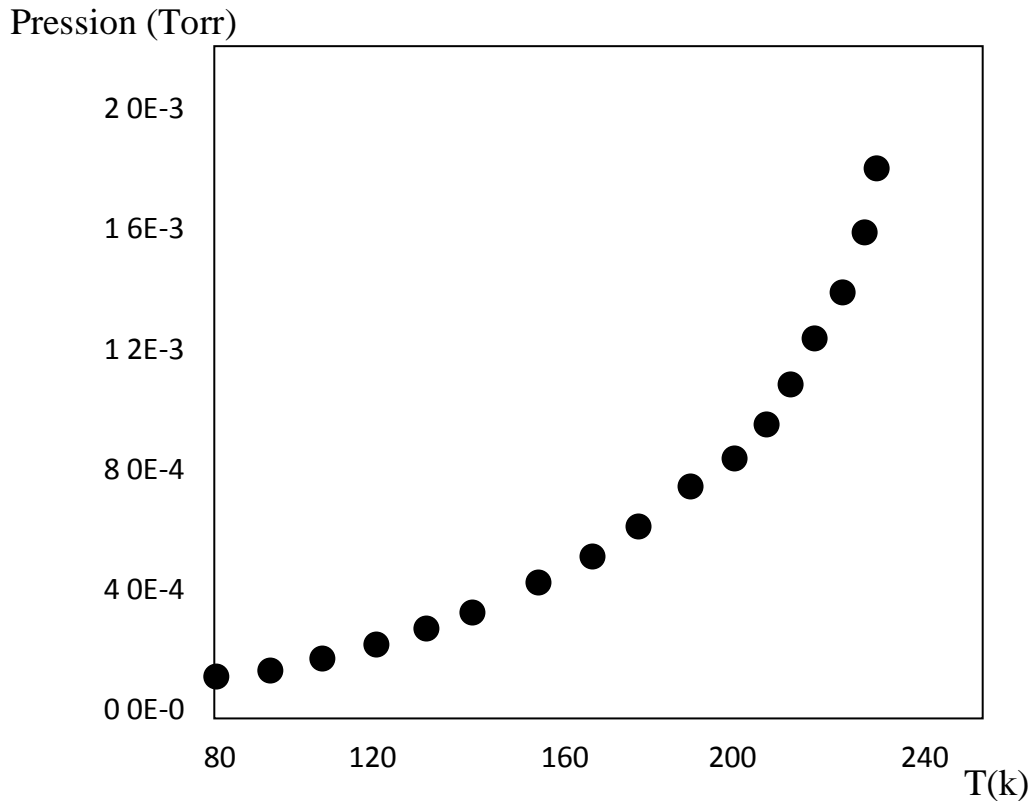


Fig. (IV-3) : Evolution de la pression de vapeur en fonction de la température.

#### IV-5 : La réflexion résonnante en présence de l'interaction atome/surface.

L'introduction de la modulation de fréquence au signal incident à l'interface diélectrique, équivaut à la détection de la dérivée de la réponse des atomes avoisinants la paroi et favorise qualitativement les contributions étroites.

Ainsi les effets par élargissements Doppler deviennent négligeables .En réflexion résonnante en incidence normale, on exprime la contribution des atomes avec une discrimination des vitesses lentes par l'expression :

$$\frac{dR}{dw} = iN \frac{k\mu}{\varepsilon_0 \hbar} [w(0^+) + w(0^-)] \int_0^{+\infty} dz \int_0^{+\infty} dz' \frac{z-z'}{I_0(z)-I_0(z')} e^{ik(z+z')} \quad (\text{IV-6})$$

En ayant considéré la réponse des atomes au centre de la distribution des vitesses  $W$  ( $v_z = 0^+$ ) à la fréquence  $\omega = \omega_0$ . Pour cela considérons la solution pour une dépendance en  $z$  de  $\omega(z)$  de la fonction :

$$\frac{dI_0(z)}{dz} = \frac{1}{2}\gamma(z) + i[w(z) - w_0] \quad (\text{IV-7})$$

Avec une condition limite  $I_0(z=0) = 0$  formalisme correspond à priori à l'obtention de la réponse des atomes se mouvant à la vitesse lente  $v_z = 0$  ; c'est-à-dire parallèlement à la paroi. Un complément théorique à cette réponse fait intervenir la perturbation des niveaux électronique de l'atome dont le déplacement de ces niveaux énergétique est de la forme :

$$w(z) = w_0 - C/Z^3 \quad (\text{IV-8})$$

Où  $C$  est potentiel d'interaction entre le dipôle et son image (formée travers la paroi). En supposant que  $\gamma(z) = \gamma$  (la largeur reste constante pour toute position de l'atome) l'éq (IV-8) admet la solution :

$$L_0(z) = \frac{\gamma}{2}z + i\frac{c}{2z} \quad (\text{IV-9})$$

Ce choix est fait pour développer en particulier le modèle de la réflexion résonnante pour ce type d'interaction dominante sur les formes spectrales.

Finalement la réponse des atomes auxquelles est appliquée la modulation de fréquence s'exprime par :

$$\frac{dR}{dw} = -i\frac{Nk\mu^2}{\varepsilon_0\hbar} \{w(0^+) + w(0^-)\}F(z; z') \quad (\text{IV-10})$$

Avec :

$$F(z; z') = \int_0^{+\infty} dz \int_0^{+\infty} dz' \frac{(z-z')e^{ik(z+z')}}{\frac{\gamma}{2}[Z-Z'] - i\left\{(w_0-w)[Z-Z'] + \frac{C}{2}\left[\frac{1}{Z^2} - \frac{1}{Z'^2}\right]\right\}} \quad (\text{IV-11})$$

à partir de laquelle l'interaction atome) surface peut être aisément décrite par une étude numérique. L'attraction de paroi est caractérisée par le potentiel  $C$  que

L'on détermine comparativement aux données expérimentales (méthode de fitting)

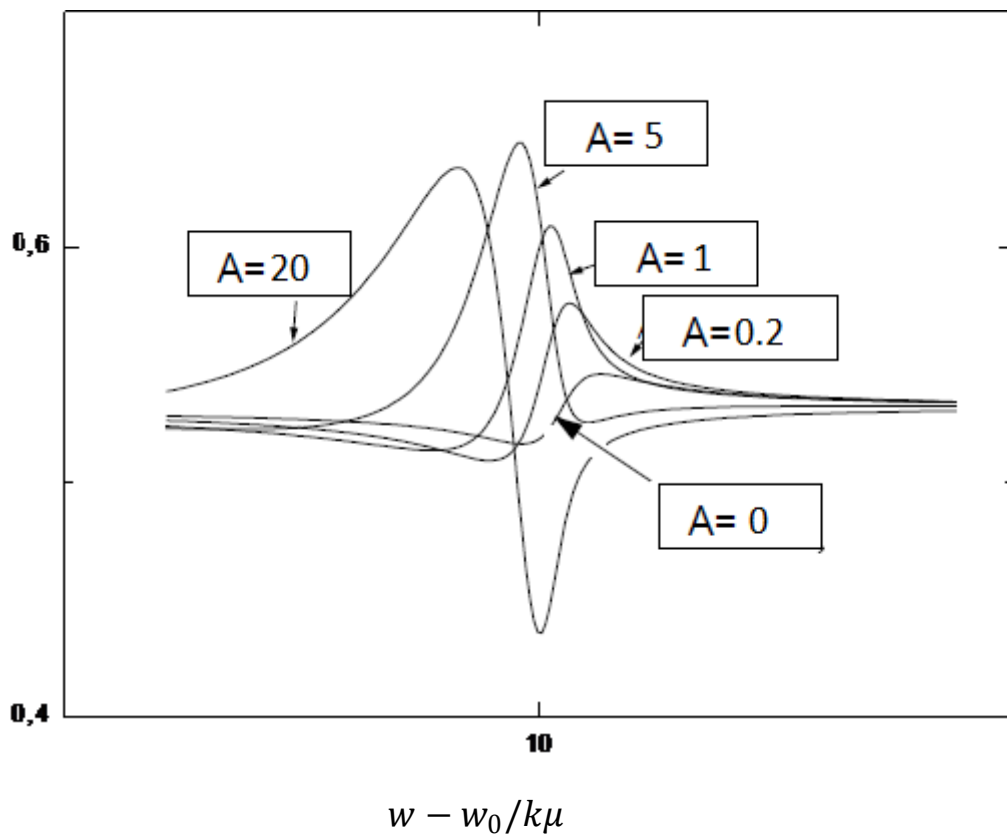


Fig. (IV-4) : Profils de la réflexion résonnante (FM) pour différents potentiels attractifs de van der Waals

les courbes obtenues par calcul numérique indiquées dans la fig(IV-4) correspondant au profil de la réflexion résonnante sont représentées de la coordonnée  $\Delta = (w - w_0)/\gamma$  pour un potentiel d'interaction donné. Pour des interactions faibles ( $A < 1$ ) la largeur entre les deux résonances du profil s'affine dans le sens croissant du potentiel. Le profil antisymétrique se décale en fréquence vers le rouge. L'aile de la résonance vers le rouge devient plus large que celle vers le bleu quand le potentiel  $A$  augmente.

Pour le cas d'une interaction à fort potentiel d'interaction de London van der Waals, le profil perd sa forme dispersif, jusqu'à devenir presque absorptive  $A > 3$ , avec toujours un décalage en fréquence (du centre du profil).

Pour des valeurs plus grandes encore de  $A$ , les formes apparentes perdent l'allure d'un profil dispersif puisque les signes des deux résonances sont



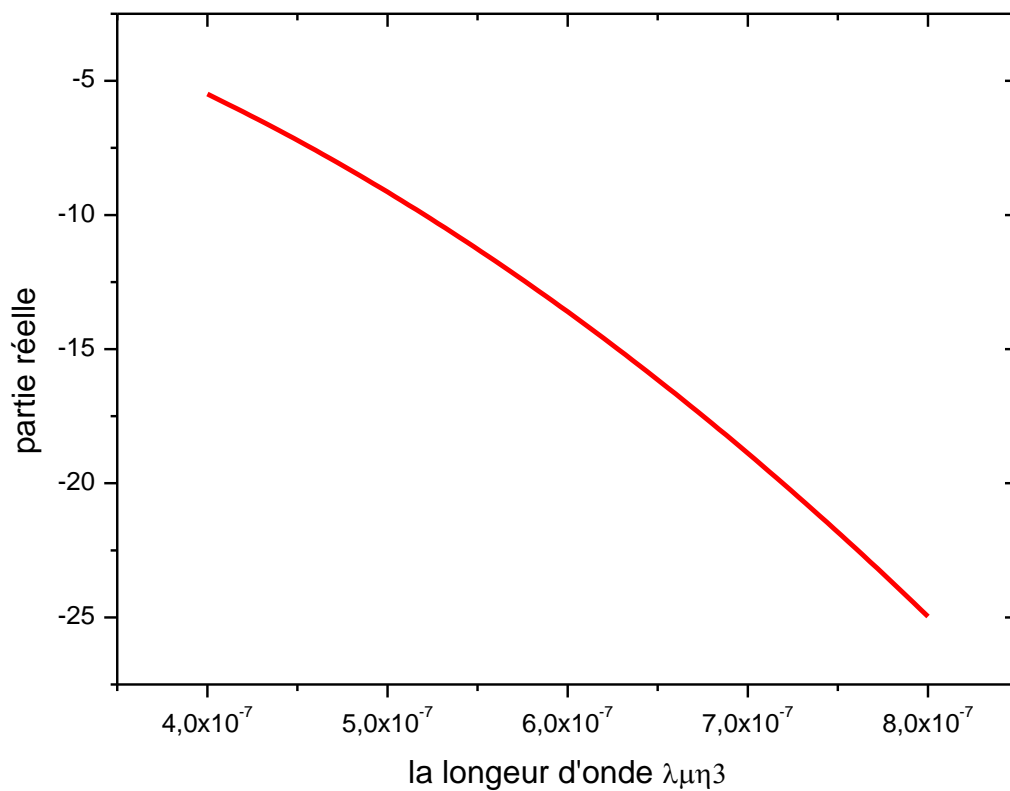
inversées par rapport à  $A=0$ . Cette variété de formes particulières est en fait due à la force de van der Waals qui implique un mélange d'absorption et de dispersion.

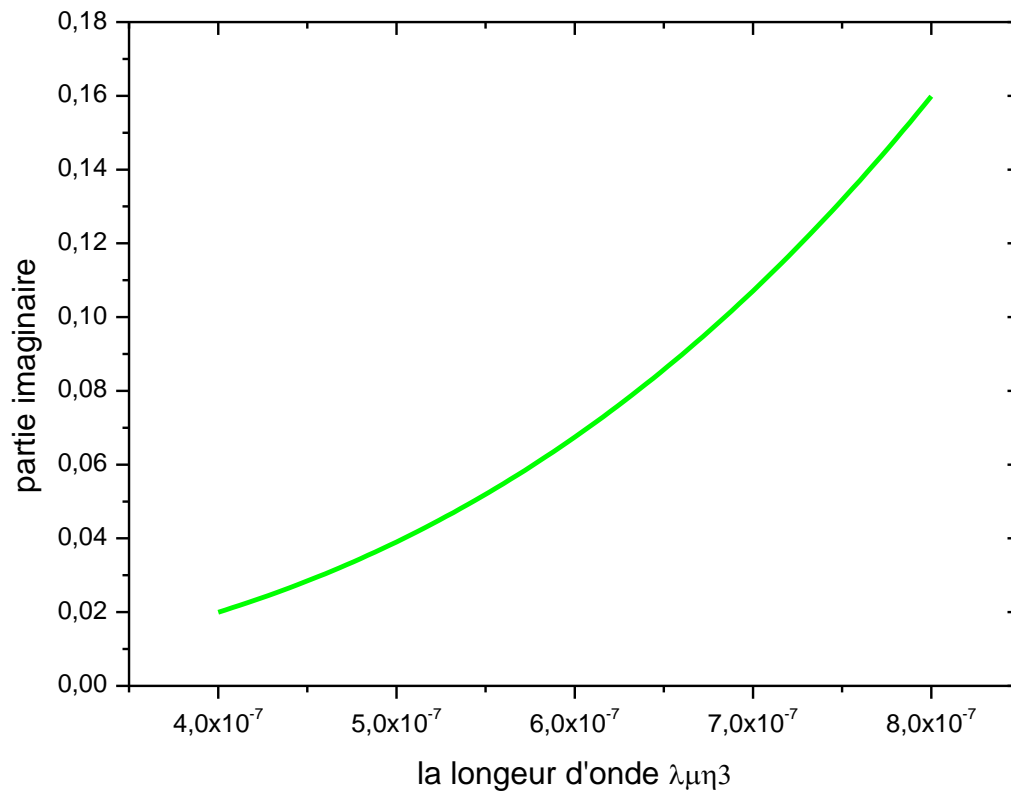
Dans cette partie, nous reportons les résultats numériques obtenus permettant de décrire les modes de propagation d'une onde électromagnétique de métal (Ag).

Nous rappelons le modèle de la permittivité diélectrique du matériau. D'après le modèle de Drude, on écrit :

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)} \quad (\text{IV-12})$$

Où  $\omega_p$  et  $\Gamma$  sont la fréquence plasma et le terme d'atténuation par absorption





**Fig.(IV-5):** Profils des parties réelle et imaginaire de la fonction diélectrique complexe du métal (l'argent) dans l'intervalle spectral infrarouge moyen et proche, pour  $\omega_p = 1,2 \times 10^{16} \text{ rd s}^{-1}$ , et  $\Gamma = 1,45 \times 10^{13} \text{ rd s}^{-1}$  [Barnes].