

Sujet de la thèse

Thèse effectuée au **Laboratoire Kastler Brossel** dans le groupe d'**Optique quantique** sous la direction d'*Elisabeth Giacobino*.

Avec :

*H. Eleuch, C. Begon, J.-Ph. Karr,
C. Fabre, J.-M. Courty, et E. Giacobino.*

Sujet de thèse :

« Luminescence, bruit et effets non linéaires dans les microcavités semi-conductrices »

- Expérimental et théorique.
- Exploratoire.
- À la frontière entre optique quantique et physique du solide.

Plan de l'exposé

Introduction

1. Microcavités en régime de couplage fort

- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

2. Étude de la luminescence résonante

- Modèle de la luminescence résonante
- Dispositif expérimental de mesure de luminescence
- Résultats expérimentaux

3. Étude du bruit

- Principe des mesures de bruit
- Dispositif expérimental de mesures de bruit
- Cadre théorique
- Résultats des mesures de bruit
 - ▶ Régime linéaire
 - ▶ Régime non linéaire

Conclusion

Microcavité semi-conductrice

Miroir de Bragg

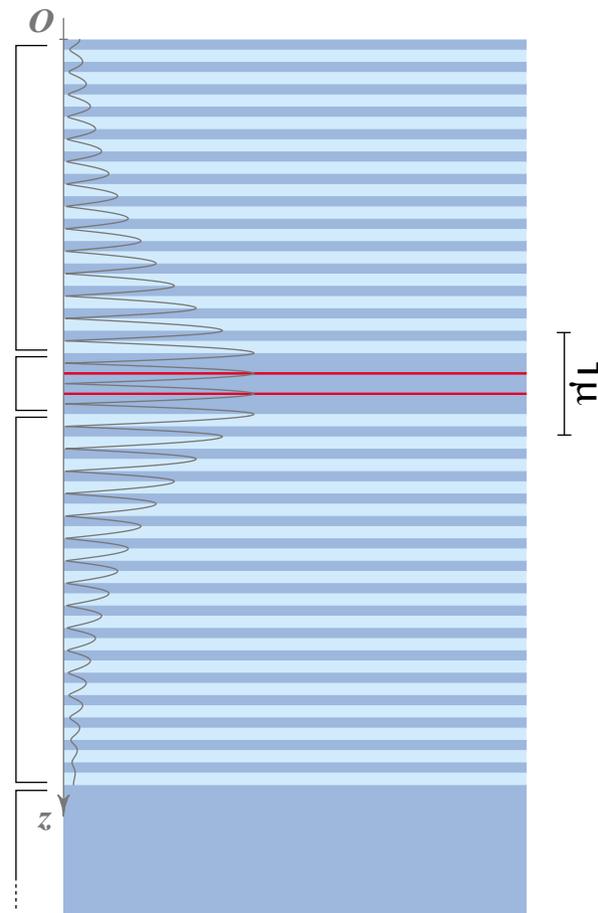
28 couches alternées
de GaAs et d'AlAs
d'épaisseur optique $\lambda_0/4$
 $R = 99,44\%$

Espaceur $(3\lambda_0/2)$

Miroir de Bragg

33 couches alternées
d'AlAs et de GaAs
d'épaisseur optique $\lambda_0/4$
 $R = 99,5\%$

Substrat



GaAs ($n=3,54$)

AlAs ($n = 2,95$)

In_{0,03}Ga_{0,97}As
2 puits quantiques
(80 Å d'épaisseur)

— Amplitude du
champ électrique

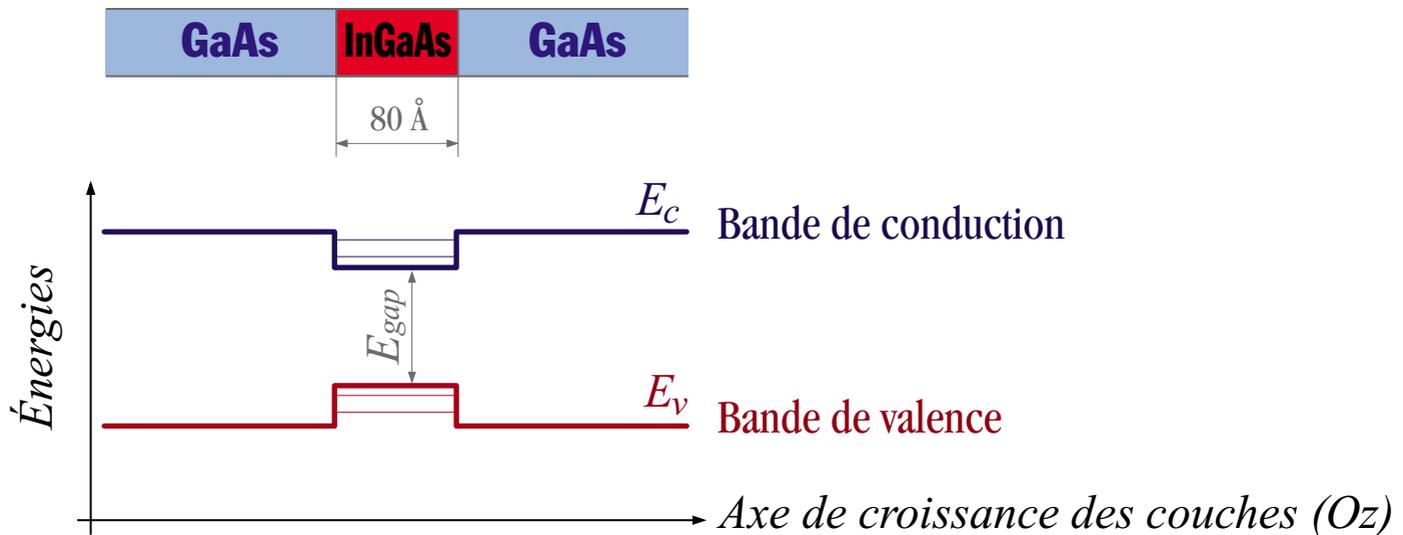
Longueur d'onde de
fonctionnement
à 4K : $\lambda_0 = 835\text{ nm}$

- Mise en évidence de la modification de l'émission spontanée :
H. Yokoyama *et al.*, Appl. Phys. Lett. **57**, 2814 (1990).
- Mise en évidence du dédoublement de Rabi :
C. Weisbuch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).

- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

Puits quantique

Structure schématique d'un puits quantique :



- Quantification suivant (Oz) du mouvement des porteurs de charges (électrons et trous) confinés dans le puits quantique :

$$E_e(\mathbf{k}_{e\parallel}) = E_c + \mathcal{E}_e^p + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{e\parallel}^2}{2m_{e\parallel}^*} \quad E_h(\mathbf{k}_{h\parallel}) = -E_v + \mathcal{E}_h^q + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{h\parallel}^2}{2m_{h\parallel}^*}$$

avec, pour un puits infini :

$$\mathcal{E}_e^p = p^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{e_z}^* L^2} \quad \mathcal{E}_h^q = q^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{h_z}^* L^2}$$

- Continuum de paires électron-trou libres suivant (xOy) et confinées dans le plan du puits.

$$E_{pe-qh} = E_c - E_v + \mathcal{E}_e^p + \mathcal{E}_h^q = E_{gap} + \mathcal{E}_e^p + \mathcal{E}_h^q$$

- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

Excitons

Interaction coulombienne entre électrons et trous confinés dans le puits quantique : **paire électron-trou liée = exciton de puits quantique.**

- Hamiltonien effectif restreint au plan (xOy) :

$$H^* = \frac{\mathbf{p}_{e\parallel}^2}{2m_{e\parallel}^*} + \frac{\mathbf{p}_{h\parallel}^2}{2m_{h\parallel}^*} + \frac{-e^2}{4\pi\epsilon|\boldsymbol{\rho}_e - \boldsymbol{\rho}_h|} = \underbrace{\frac{\mathbf{P}_{\parallel}^2}{2(m_{e\parallel}^* + m_{h\parallel}^*)}}_{\text{Mouvement du centre de masse libre dans } (xOy).} + \underbrace{\frac{\mathbf{p}_{\parallel}^2}{2\mu_{\parallel}^*} - \frac{1}{4\pi\epsilon\rho}}_{\text{Système hydrogénoïde à deux dimensions.}}$$

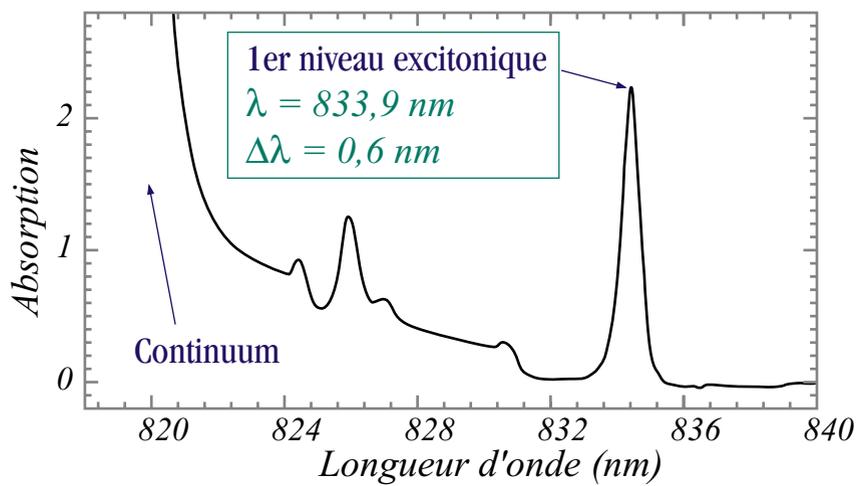
- Solutions = états hydrogénoïdes à 2D, d'énergie :

$$E(\mathbf{K}_{\parallel}) = \underbrace{E_{pe-qh}}_{\text{Énergie de la paire libre au repos confinée dans le plan du puits}} + \underbrace{E_n^{2D}}_{\text{Énergie de liaison hydrogénoïde}} + \underbrace{\frac{\hbar^2 \mathbf{K}_{\parallel}^2}{2M_{exc\parallel}^*}}_{\text{Énergie cinétique dans le plan } (xOy)}$$

- Rayon de Bohr du premier état excitonique (état $1S$) :

$$a_{exc}^{2D} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_H}{\mu_{\parallel}^*} \right) \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) a_H$$

- Absorption d'un puits quantique à base de GaAs :



- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

Couplage du puits quantique nu avec la lumière

Le couplage exciton-photon résulte de l'interaction dipolaire entre les électrons du semi-conducteur et le champ :

$$H_{dip} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{A}(\hat{\mathbf{r}}, t) \cdot \hat{\mathbf{p}}$$

- Conservation de l'impulsion + invariance par translation suivant (xOy)

$$\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{K}_{\parallel}$$

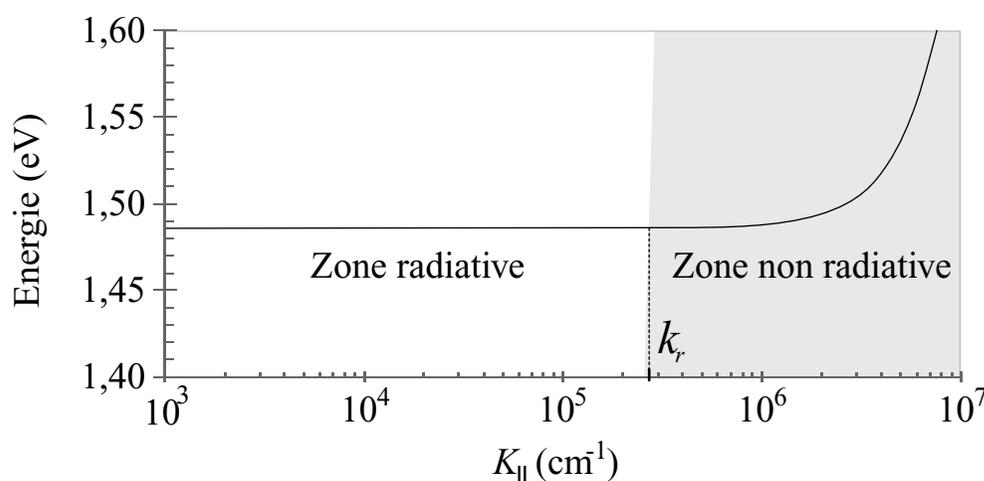
- 1 exciton de \mathbf{K}_{\parallel} donné est couplé à un continuum de modes du champ déterminés par $\mathbf{k} = (\mathbf{K}_{\parallel}, k_z)$: *Évolution irréversible (émission spontanée)*.

- Conservation de l'énergie :

$$E_{exc} + \frac{\hbar^2 \mathbf{K}_{\parallel}^2}{2M_{ex\parallel}^*} = \hbar \frac{c}{n} k = \hbar \frac{c}{n} \sqrt{\mathbf{k}_{\parallel}^2 + k_z^2}$$

- les excitons de $\mathbf{K}_{\parallel} > k_r \approx nE_{exc} / \hbar c$ ne sont pas couplés à la lumière.

- Relation de dispersion :

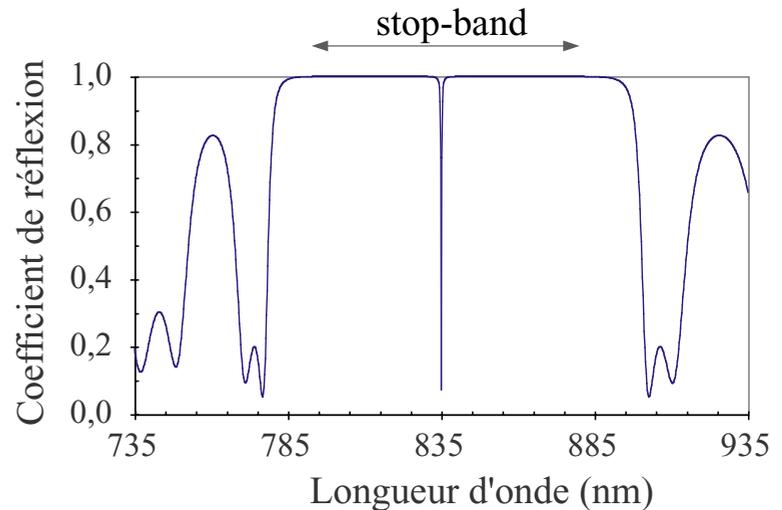


- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

La cavité

Cavité Fabry-Pérot constituée de 2 miroirs de Bragg :

- miroirs de haute réflectivité sur la stop-band : $R \approx 99,5\%$
- 1 seule résonance Fabry-Pérot sur la stop-band pour $\omega_{cav} = 2\pi c/\lambda_0$



Résonance équivalente à celle d'une cavité Fabry-Pérot classique :

$$T(\omega) = 1 - R(\omega) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_{cav}}{\gamma_{cav}}\right)^2} \quad \text{avec :} \quad 2\gamma_{cav} = \frac{1 - |r_1 r_2|}{\sqrt{|r_1 r_2|}} \frac{c}{n_c L_{eff}}$$

Déplacement de la résonance :

- avec l'épaisseur de la cavité :

$$\lambda_{cav} = \lambda_0 \left(1 + \frac{\delta L}{L_{eff}}\right)$$

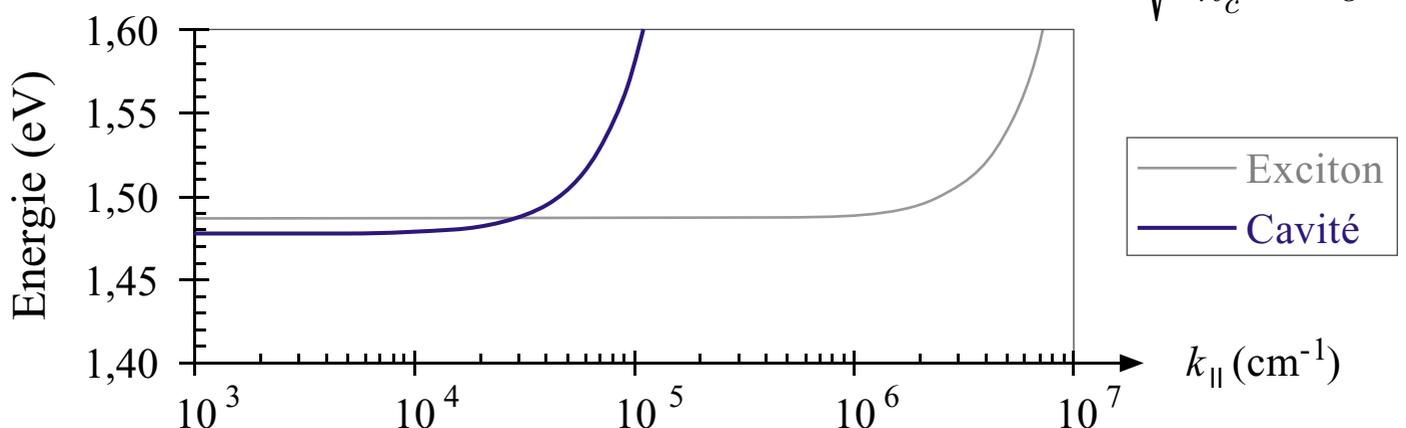
- avec l'angle d'incidence :

$$\lambda_{cav, \theta'} = \lambda_{cav} \cos(\theta')$$

ou :

$$E(\mathbf{k}_{\parallel}) = \hbar c \sqrt{\frac{\mathbf{k}_{\parallel}^2}{n_c^2} + \frac{\omega_{cav}^2}{c^2}}$$

Relation de dispersion de la cavité :



- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

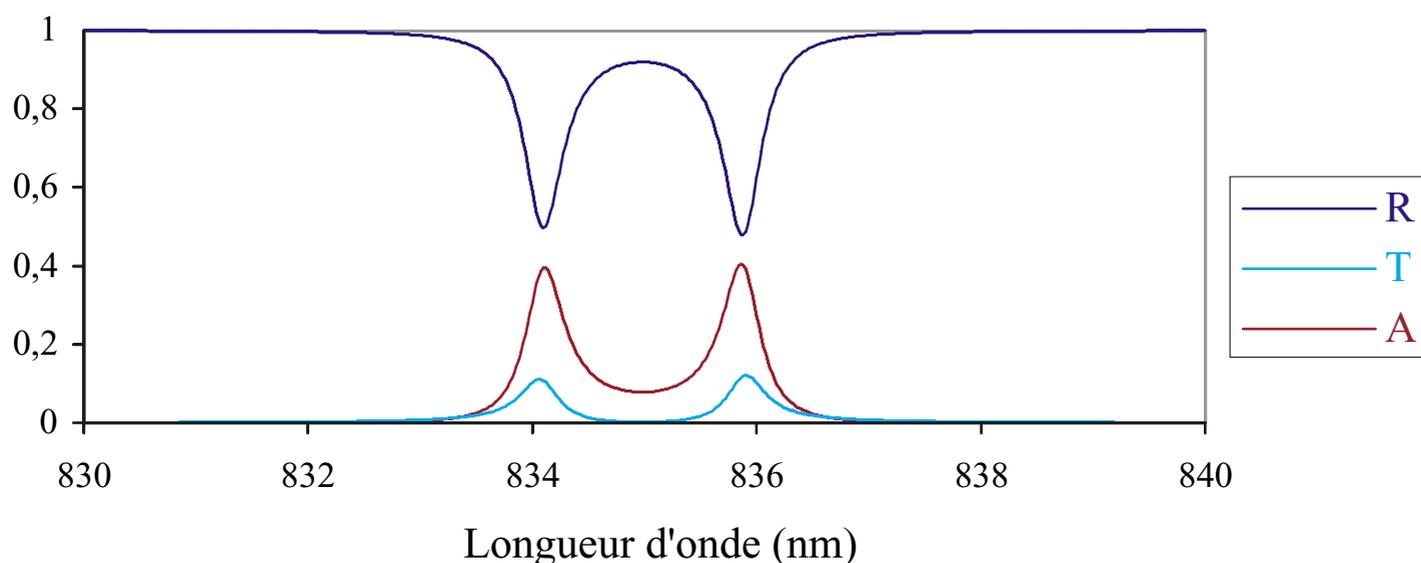
Puits quantique en cavité

La cavité impose une condition de quantification sur k_z : $k_z = \omega_{cav} n / c$

► Un état excitonique de \mathbf{K}_{\parallel} donné est couplé à l'*unique* mode du champ intracavité de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (\mathbf{K}_{\parallel}, k_z)$

- Couplage de deux états discrets (de durée de vie longue) :
 - ▷ Processus réversible : **Oscillations de Rabi**.
- Si les énergies des deux états sont égales, le couplage lève la dégénérescence :
 - ▷ Apparition de deux nouvelles fréquences propres : **Dédoublément de Rabi**.
 - ▷ Nouveaux états propres : **états mixtes** exciton-photon

Le couplage, s'il est suffisamment fort, fait apparaître 2 résonances en réflexion, transmission et absorption :



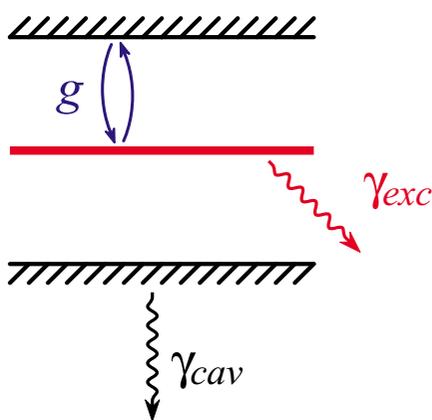
- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

Régime de couplage fort

Régime de couplage fort :

Il est obtenu entre la cavité optique et le milieu résonant placé à l'intérieur (le puits quantique) lorsque :

$$g \gg \gamma_{exc}, \gamma_{cav}$$



g : énergie d'interaction entre un photon et un exciton

γ_{exc} : dissipations excitoniques

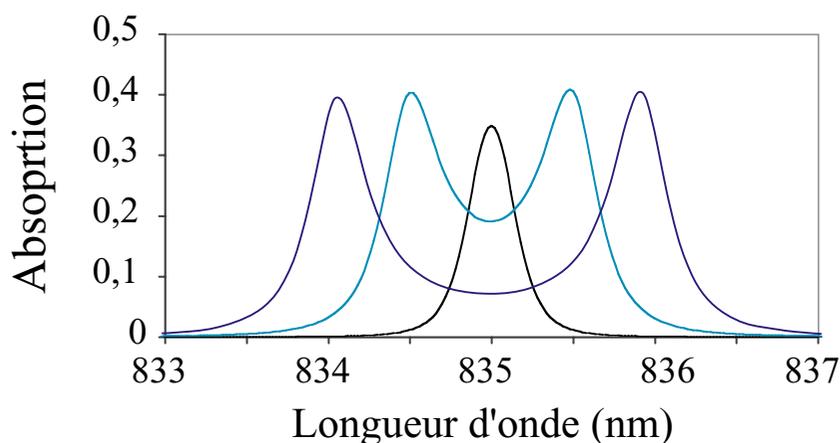
γ_{cav} : dissipations de la cavité

Fréquence de séparation de Rabi du vide pour $\omega_{cav} = \omega_{exc}$:

$$\Omega_R = [4g^2 - (\gamma_{cav} - \gamma_{exc})^2]^{1/2}$$

Séparation des résonances d'absorption pour $\omega_{cav} = \omega_{exc}$:

$$\Delta E_A = [4g^2 - 2(\gamma_{cav} + \gamma_{exc})^2]^{1/2}$$



Couplage g :

- 0,5 meV
- 1,0 meV
- 2,0 meV

Dissipations :

- γ_{cav} : 0,25 meV
- γ_{exc} : 0,67 meV

- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

Modèle d'oscillateurs couplés

Modèle quantique simple :

Pour chaque $\mathbf{K}_{\parallel} = \mathbf{k}_{\parallel}$:

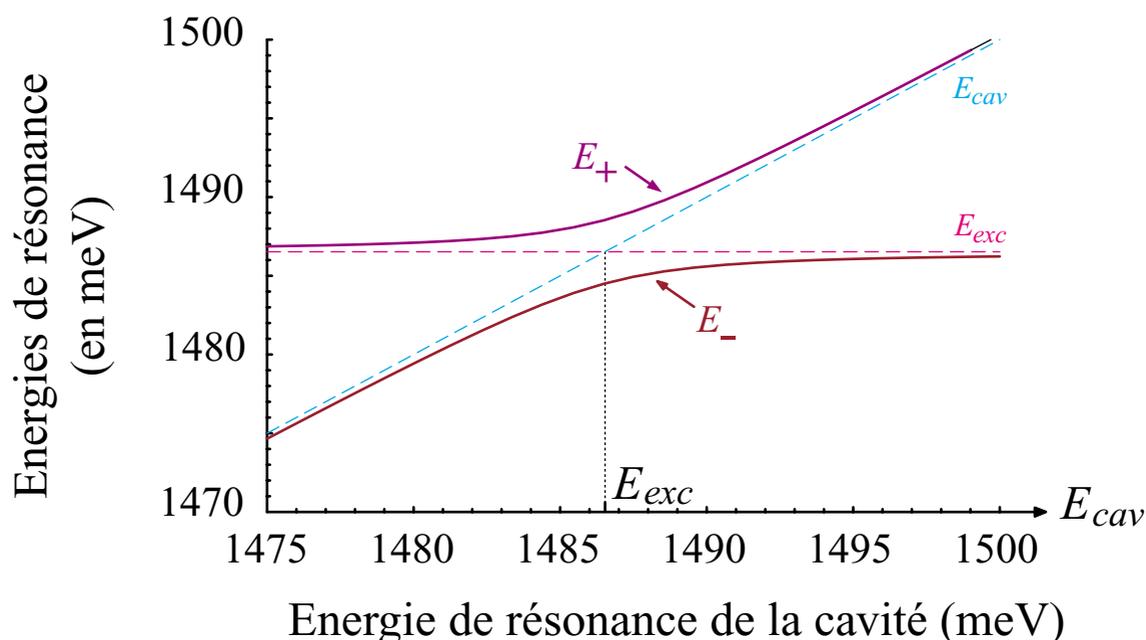
- \hat{a} et \hat{a}^{\dagger} : Opérateurs décrivant le mode de cavité déterminé par \mathbf{k}_{\parallel} .
- \hat{b} et \hat{b}^{\dagger} : Opérateurs décrivant le mode excitonique déterminé par $\mathbf{K}_{\parallel} = \mathbf{k}_{\parallel}$.
- $H = E_{cav} \hat{a}^{\dagger} \hat{a} + E_{exc} \hat{b}^{\dagger} \hat{b} + \hbar g (\hat{a}^{\dagger} \hat{b} + \hat{b}^{\dagger} \hat{a})$
- Equations d'évolution + dissipations γ_{cav} et γ_{exc} : *champs moyens*

Diagonalisation : $H = E_{+} \hat{p}_{(+)}^{\dagger} \hat{p}_{(+)} + E_{-} \hat{p}_{(-)}^{\dagger} \hat{p}_{(-)}$

$$E_{\pm} = \frac{E_{cav} + E_{exc}}{2} \pm \frac{(\delta^2 + 4\hbar^2 g^2)^{1/2}}{2} \quad \text{avec :} \quad \delta = E_{cav} - E_{exc}$$

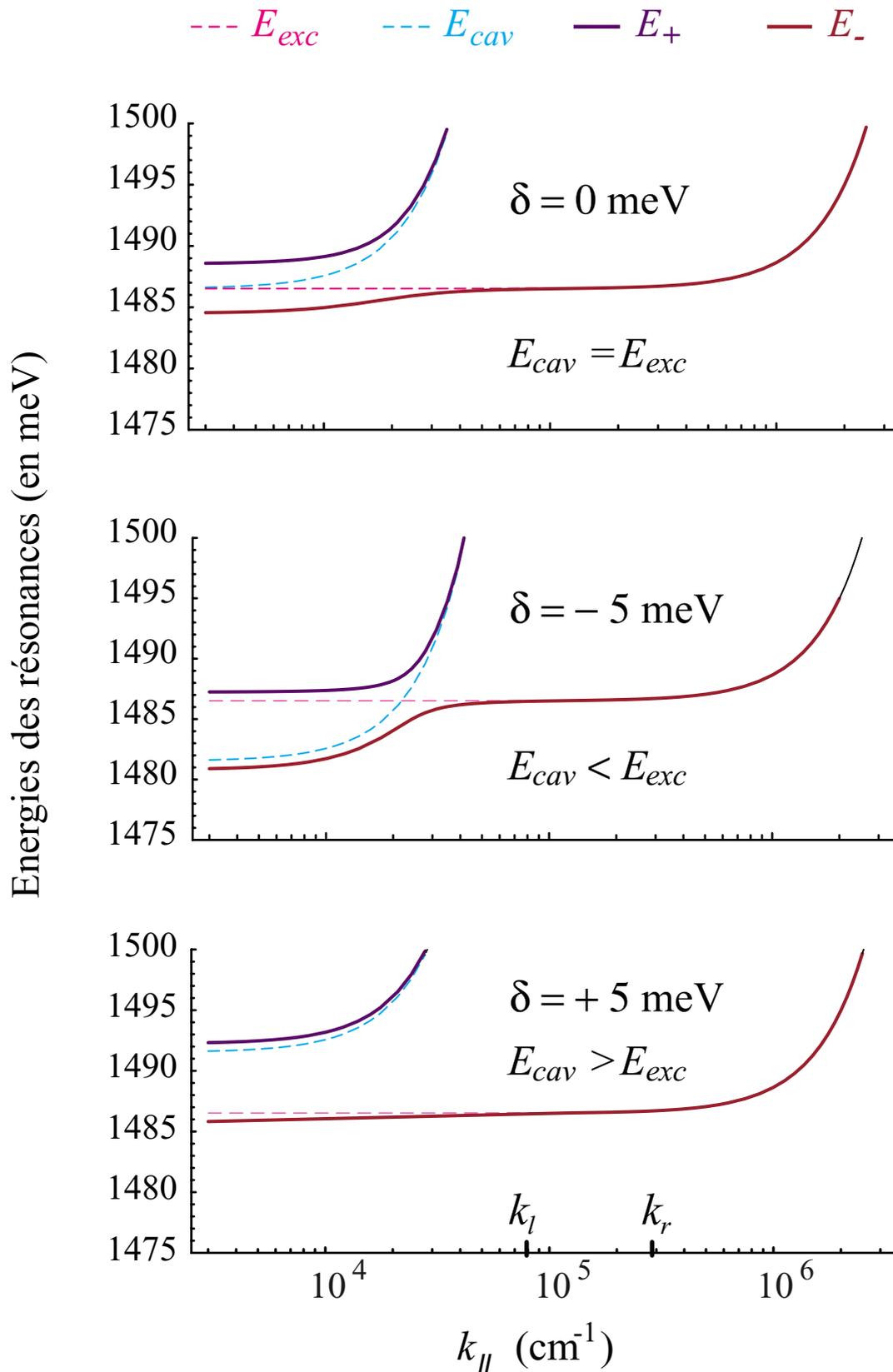
$\hat{p}_{(+)}$ et $\hat{p}_{(-)}$: opérateurs polaritons (états mixtes exciton-photon)

Anticroisement :



- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

Relations de dispersion des polaritons



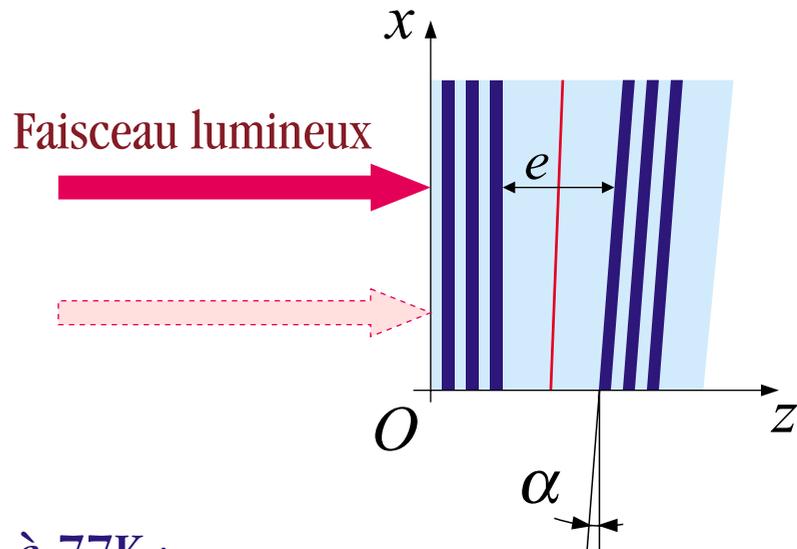
- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

Mise en évidence expérimentale du dédoublement

Gradient d'épaisseur :

$$\frac{de}{dx} = \operatorname{tg} \alpha \Rightarrow \frac{d\omega_{cav}}{dx} = \text{Cte}$$

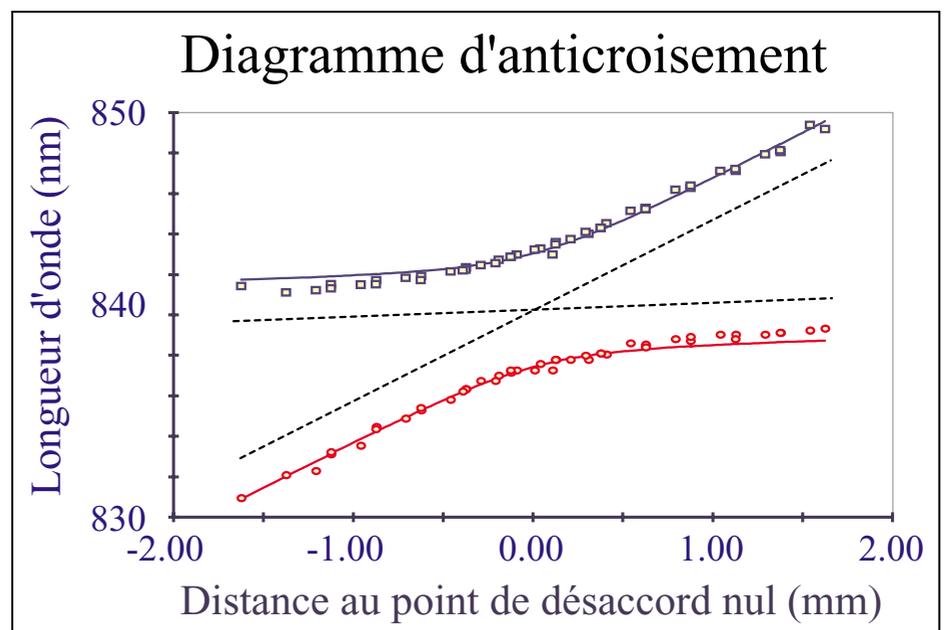
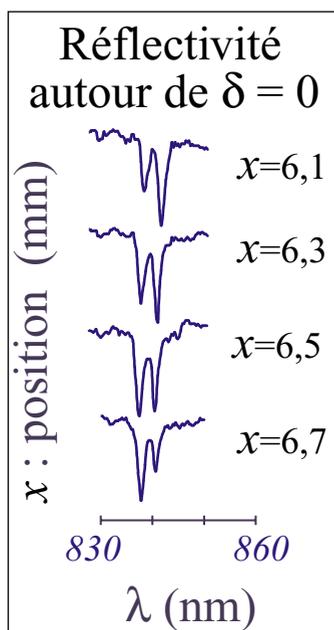
- L'énergie de résonance de la cavité est « accordable ».



Réflectivité en lumière blanche à 77K :

Mesure du spectre optique d'un faisceau de lumière blanche réfléchi en différents points de l'échantillon :

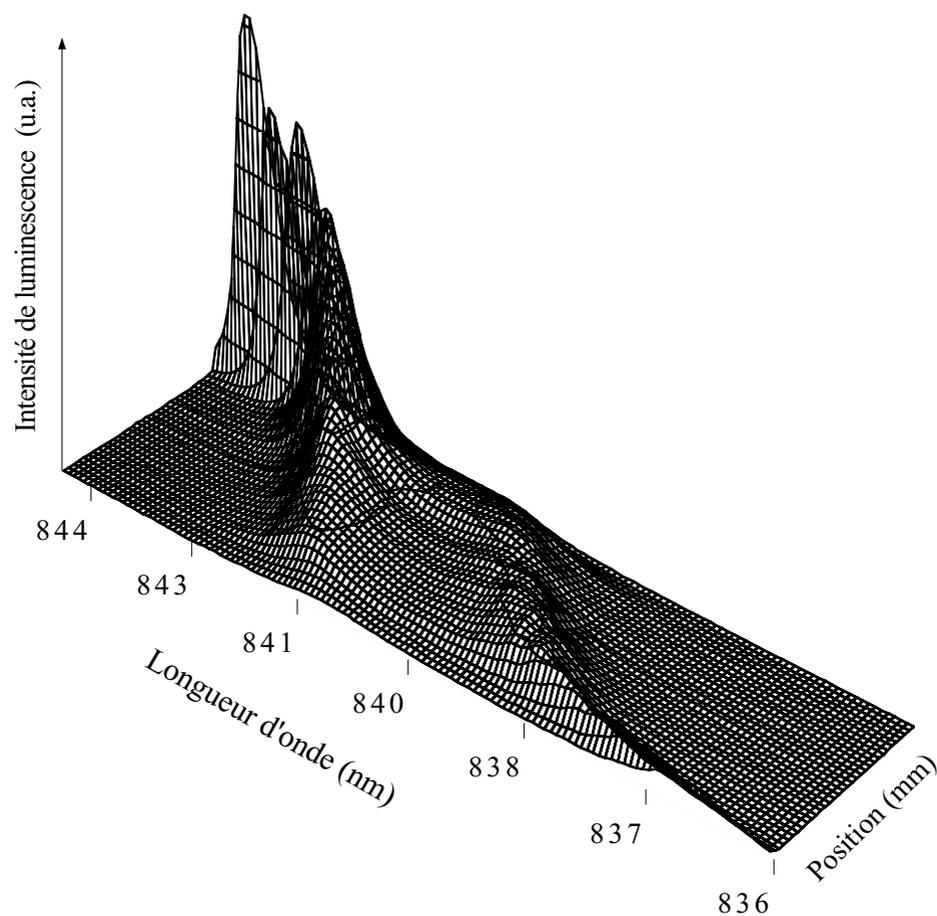
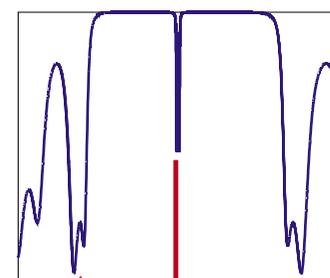
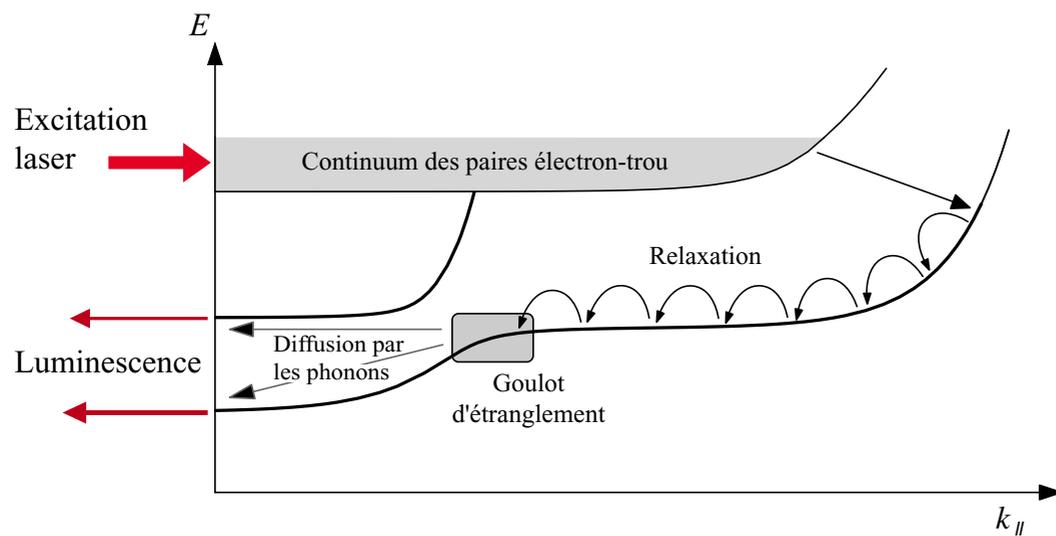
➔ *Énergies de résonance pour différentes valeurs de ω_{cav}*



- Montage :**
- Source blanche focalisée sur l'échantillon refroidi à 77K.
 - Lumière réfléchie analysée avec un spectromètre.

- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

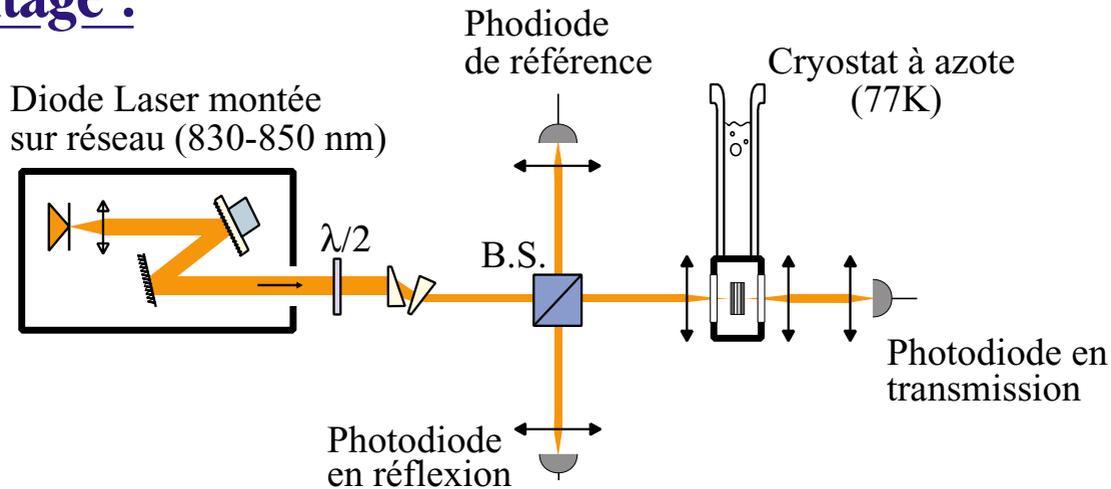
Luminescence non résonante à 77K



- Généralités sur les microcavités
- Le régime de couplage fort
- Aspects expérimentaux

Réponse cohérente

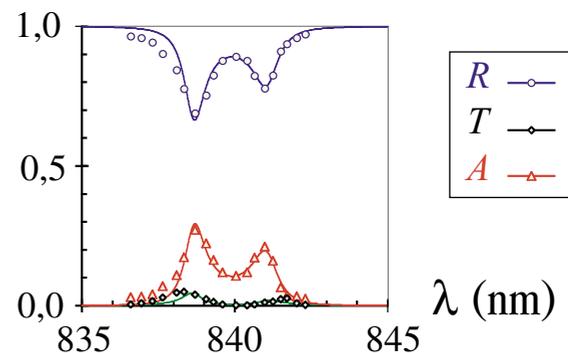
Montage :



- En un point de l'échantillon, soit à δ fixé :

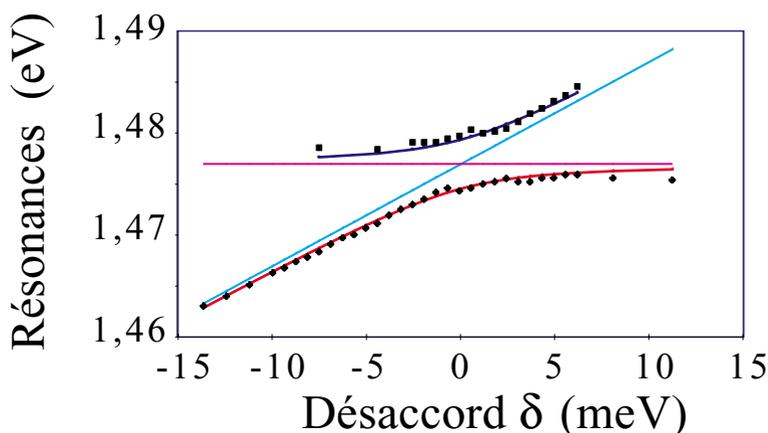
On balaye la D.L. en longueur d'onde :

→ On mesure R, T et donc A .

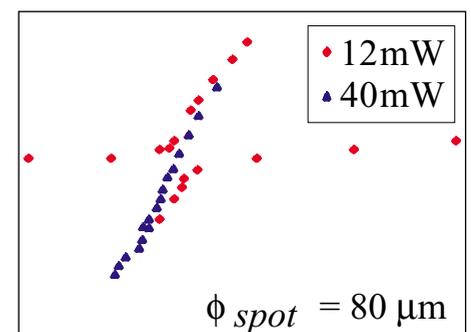


- Pour une série de longueur d'onde d'excitation :

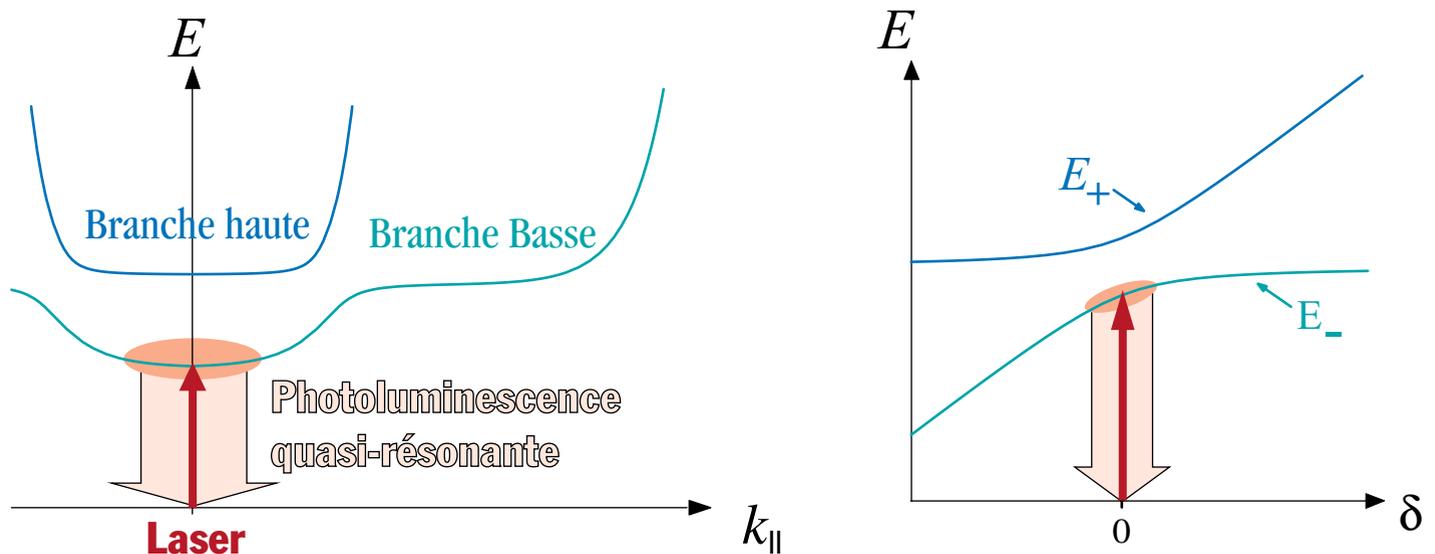
On relève les positions donnant les minima de réflectivité :



⚠ Effets de saturation



Luminescence quasi-résonante : Introduction



En plus de la réponse cohérente (laser réfléchi), la microcavité émet de la **photoluminescence** quasi-résonante :

- émission incohérente due à des mécanismes déphasants
- ▶ Étude de la luminescence quasi-résonante sur la branche de polariton de basse énergie.
- ▶ Excitation et observation en incidence normale.
- ▶ Étude à 4K :
 - ➔ *Les mécanismes déphasants sont essentiellement les interactions avec les phonons acoustiques.*

Modèle de la luminescence quasi-résonante

Modèle basé sur la description de la luminescence non-résonante présentée par V. Savona, dans [1].

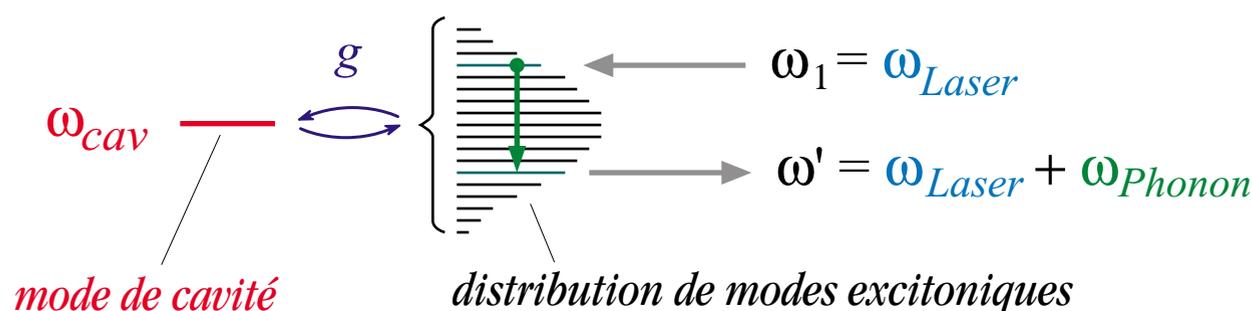
Interaction avec les phonons acoustiques :

- $\hat{c}_{\omega''}$: Opérateurs décrivant les phonons de fréquence ω'' .
- Changement d'énergie des excitons par absorption ou émission de phonons.
- Bain de phonons en équilibre thermodynamique.

Hamiltonien d'interaction :

termes de la forme : $\beta(\omega'')(\hat{b}_{\omega_1}^\dagger \hat{b}_{\omega'} + \hat{b}_{\omega'}^\dagger \hat{b}_{\omega_1})(\hat{c}_{\omega''} + \hat{c}_{\omega''}^\dagger)$

Schématiquement :



Largeur inhomogène :

- Distribution de niveaux excitoniques $\hat{b}_{\omega'}$ couplés au mode de cavité, centrés sur ω_{exc} et répartis sur une gaussienne de largeur γ_{inh} .

Prédictions du modèle

Spectres de luminescence :

$$\mathcal{I}(\omega) = \frac{2\gamma_a g^2 |\sigma(\omega)|^2 I_b^{(1)} \beta_0^2 |\omega - \omega_L| F(\omega - \omega_L)}{|\gamma_a + i(\omega_a - \omega) + g^2 \sigma(\omega)|^2}$$

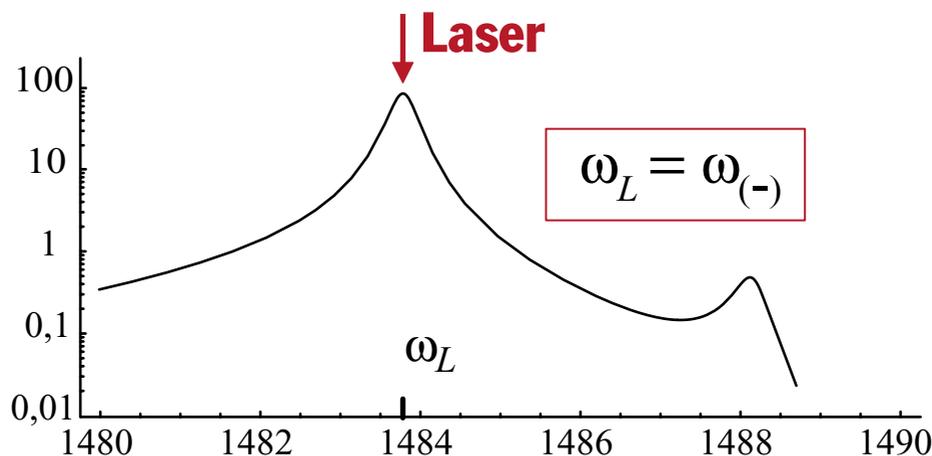
avec :

$$F(\Omega) = (\theta(\Omega) n(\Omega) + \theta(-\Omega) (n(-\Omega) + 1))$$

et :

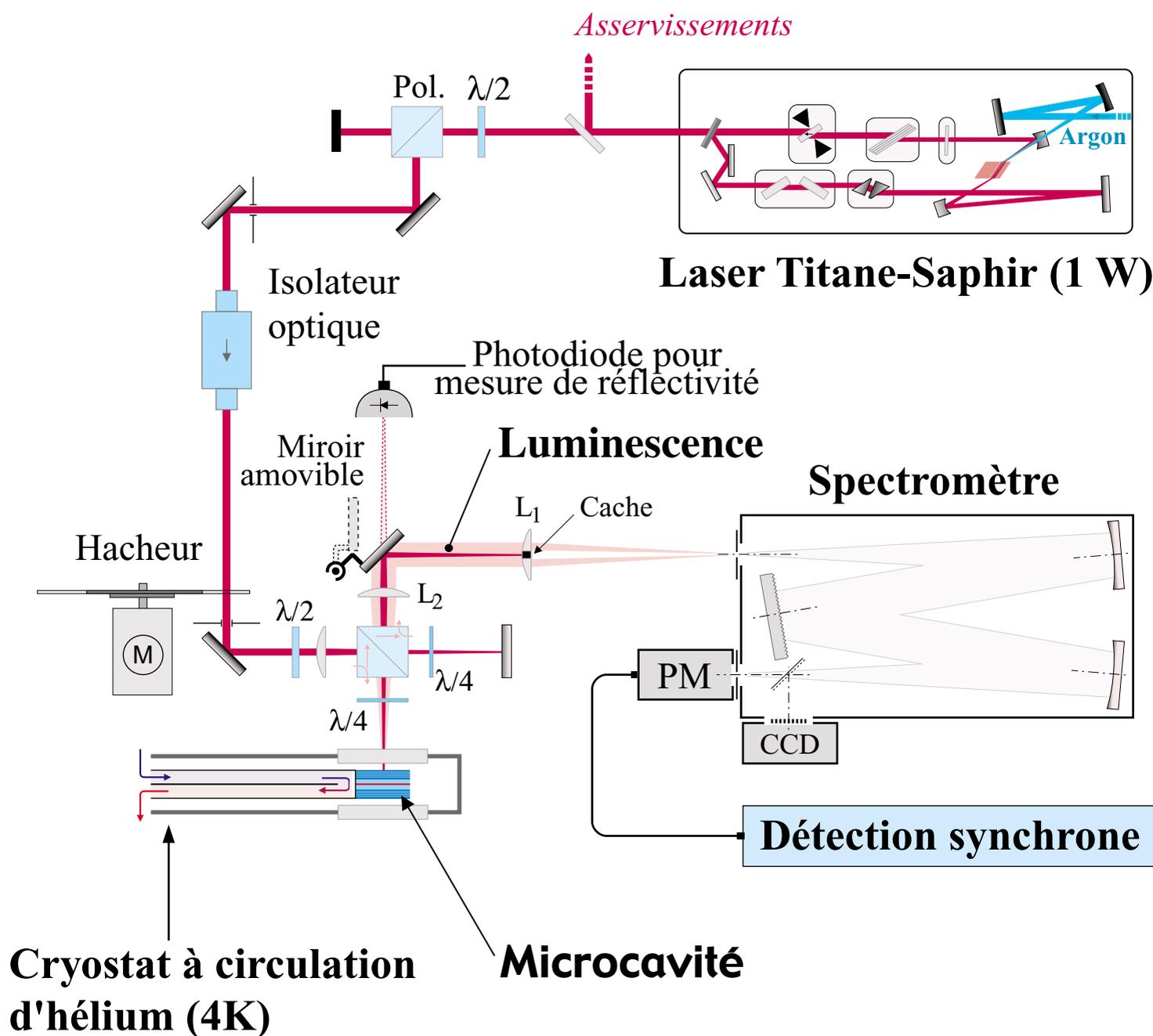
$$n(\Omega) = \frac{1}{e^{\hbar\Omega/kT} - 1} \quad (\text{nombre de phonons})$$

- $F(\Omega)$ donne le nombre de phonons disponibles pour transférer les excitons créés à ω_L vers la fréquence d'émission $\omega = \Omega + \omega_L$
- À la température de l'hélium liquide, $n(\Omega)$ est de l'ordre de 1 pour $\Omega = \omega - \omega_L = 0,3 \text{ meV}$ (*largeur d'une résonance de polariton*).
- La luminescence a tendance à être émise vers les fréquences les plus basses (*l'émission de phonons est plus favorable que l'absorption*)



+ : Pour tenir compte de l'ouverture d'observation (5°), on calcule les spectres pour différents \mathbf{k}_{\parallel} , puis on les somme.

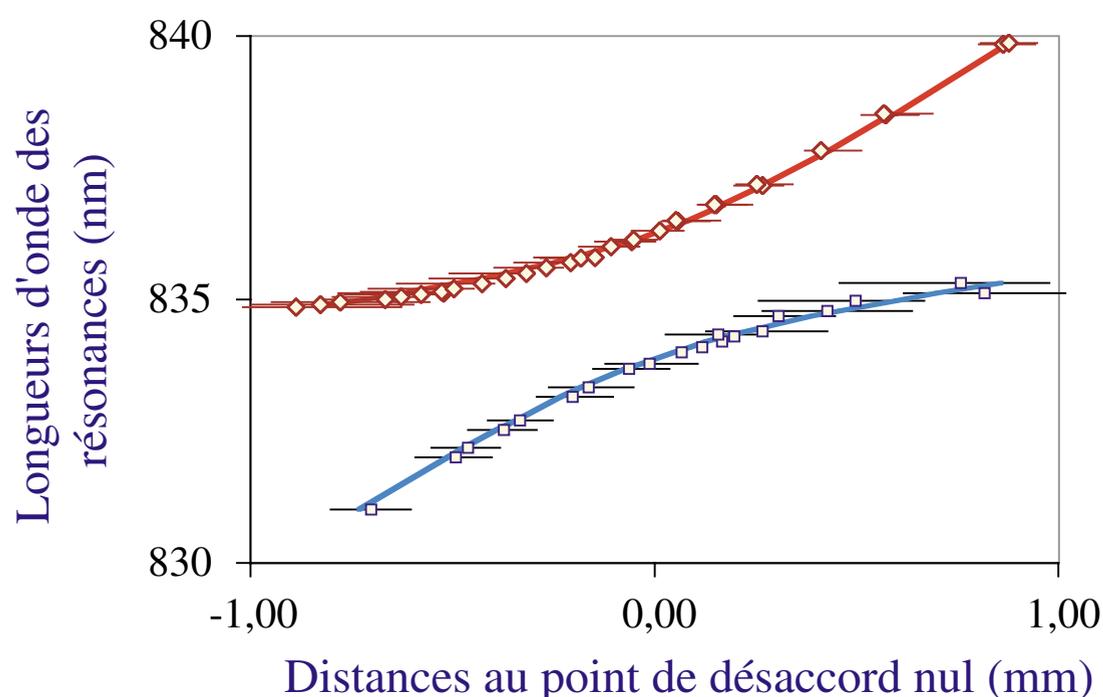
Dispositif expérimental de mesure de luminescence



Ajustement de l'anticroisement

Détermination des paramètres du modèle :

Étude de la réponse cohérente à 4K par des mesures de réflectivité à $k_{\parallel} = 0$:



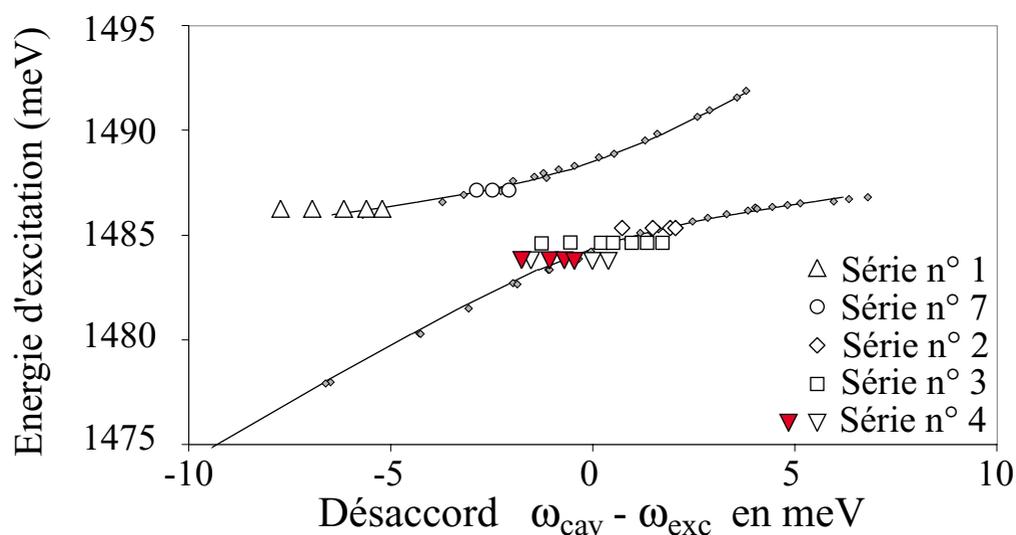
Ajustement des positions des résonances et de leurs largeurs au moyen d'un modèle de réponse cohérente incluant la largeur inhomogène :

γ_{cav}	γ_{exc}	γ_{inh}	g
0,24 meV	0,05 meV	0,52 meV	2,04 meV

- Modèle de la luminescence quasi-résonante
- Dispositif expérimental de mesure
- Résultats expérimentaux

Spectres de luminescence

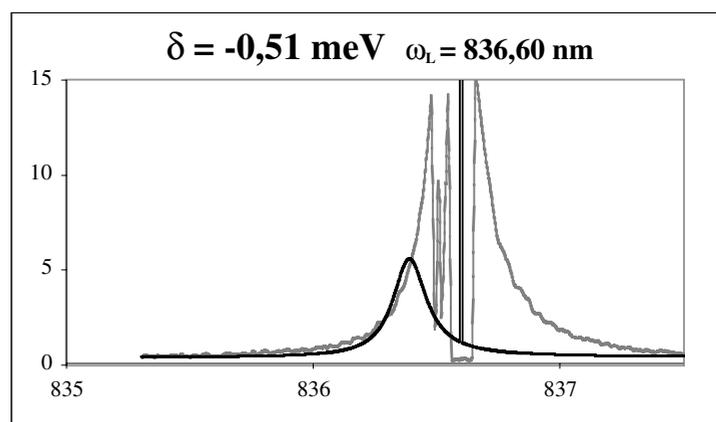
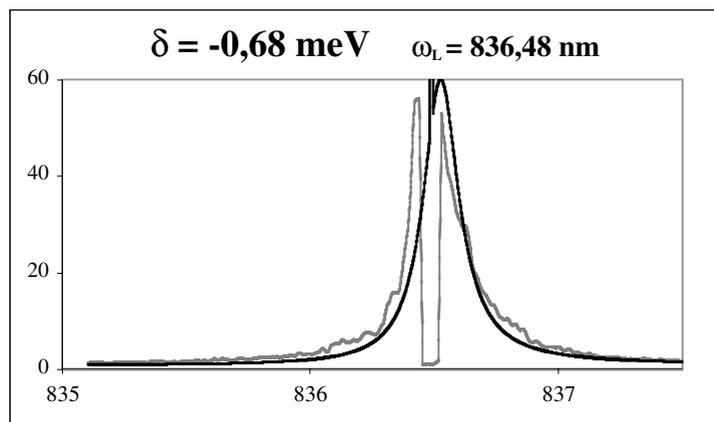
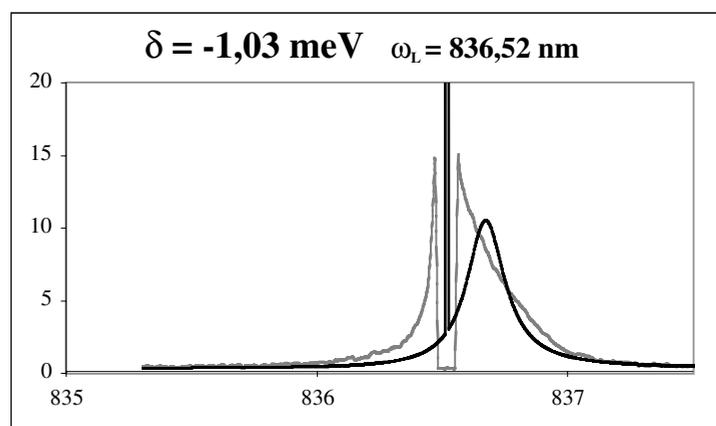
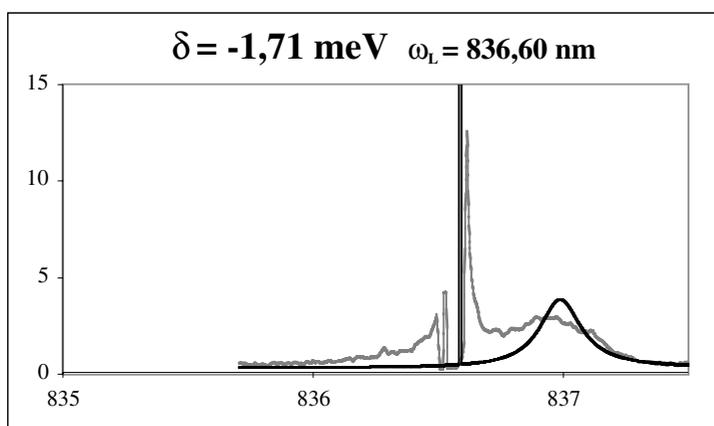
Situation sur le diagramme d'anticroisement des mesures présentées (triangles inversés rouges) :



— Spectres de luminescence expérimentaux

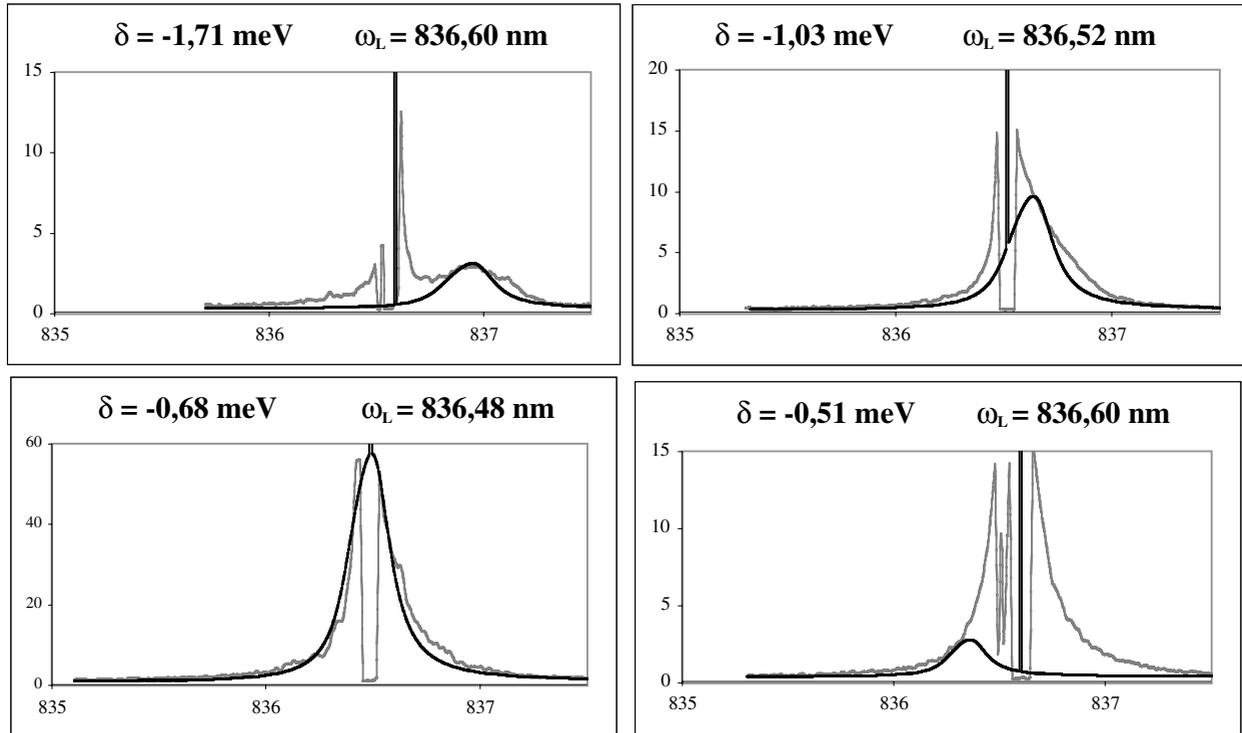
— Spectres théoriques ajustés

Paramètres : $T = 7,5\text{K}$, hauteurs

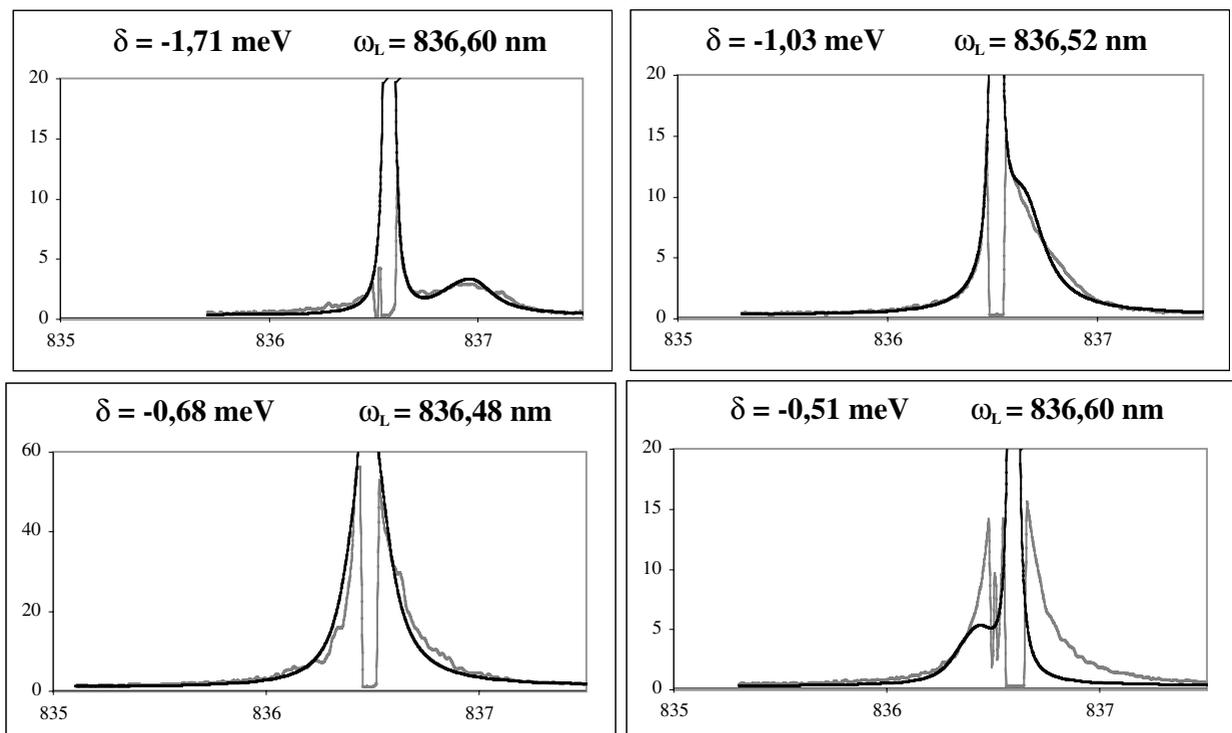


Amélioration de l'ajustement des spectres

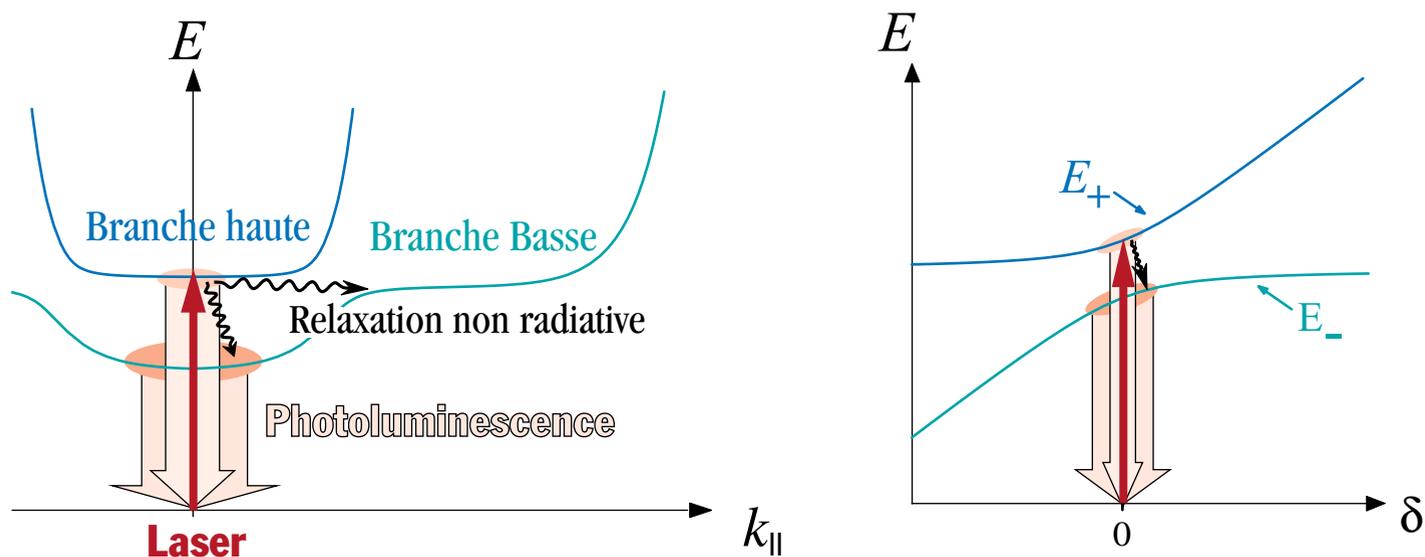
Intégration angulaire sur 5° (angle d'observation):



Intégration angulaire et prise en compte du laser diffusé :

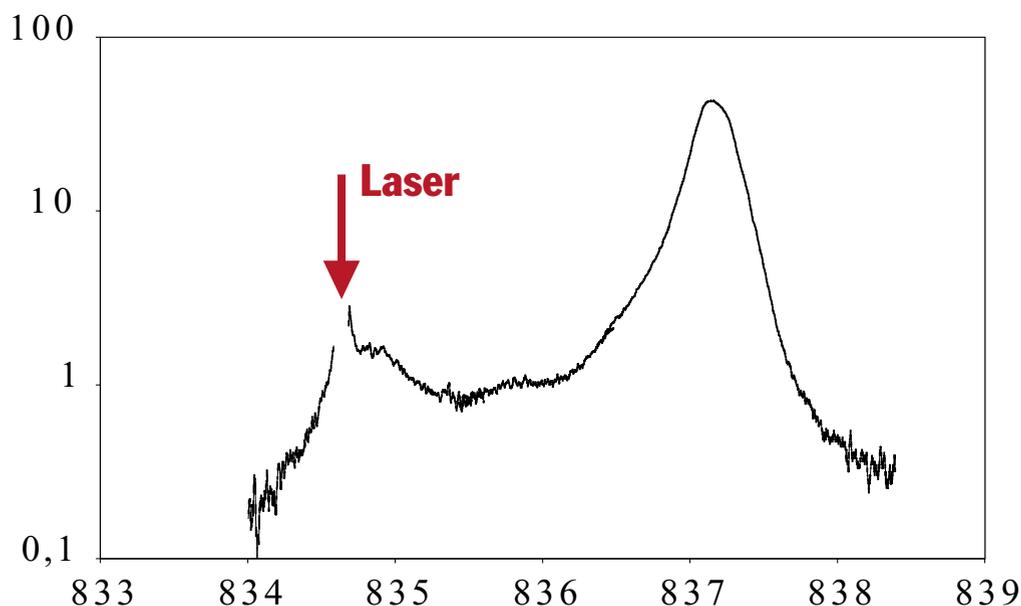


Luminescence sur la branche haute



Les phonons ont tendance à amener très efficacement les excitons sur la branche basse, en particulier vers les états de grand $\mathbf{k}_{||}$.

- Notre modèle n'est plus valide (retour depuis les grands $\mathbf{k}_{||}$ non pris en compte).
- La luminescence quasi-résonante est faible devant celle émise sur la branche basse.



Conclusion de l'étude de la luminescence

Le modèle basé sur l'interaction avec les phonons représente bien la photoluminescence quasi-résonante sur la branche basse à la température de l'hélium liquide :

- La température déduite des ajustements est acceptable.
- Les autres paramètres utilisés sont déduits des études de réflectivité (donc de la réponse cohérente du système).
- Le modèle reproduit correctement les formes de raie de luminescence pour :

$$\omega_L > \omega_{(-)}$$

et

$$\omega_L \approx \omega_{(-)} ;$$

il est moins bon lorsque :

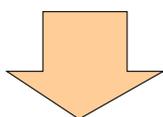
$$\omega_L < \omega_{(-)} .$$

→ *Excitons localisés ?*

Introduction

L'idée initiale de ces mesures de bruit était la recherche d'une réduction du bruit quantique sous le niveau de bruit quantique standard (squeezing):

- Observation de fort excès de bruit :
Origine = *Luminescence*
- Observation de comportements non linéaires du bruit.



Dispositif de mesure de bruit :

- Permet l'étude de la luminescence quasi-résonante pour :

$$\omega \approx \omega_{\text{Laser}}$$

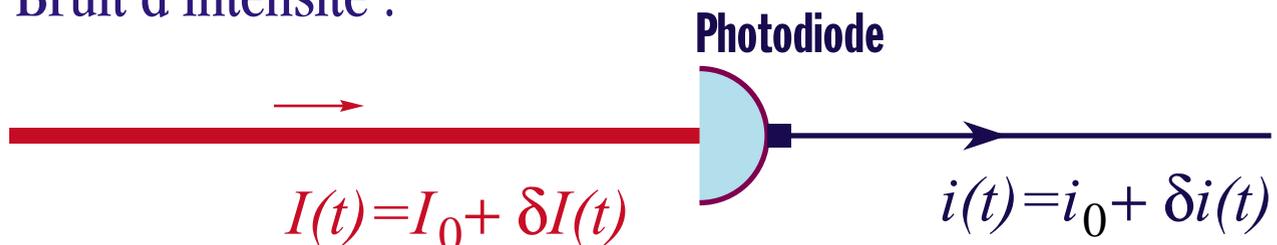
et

dans la direction du laser, en incidence normale.

- Approche originale des effets non linéaires également observés par d'autres groupes.

Principe des mesures de bruit

- Bruit d'intensité :



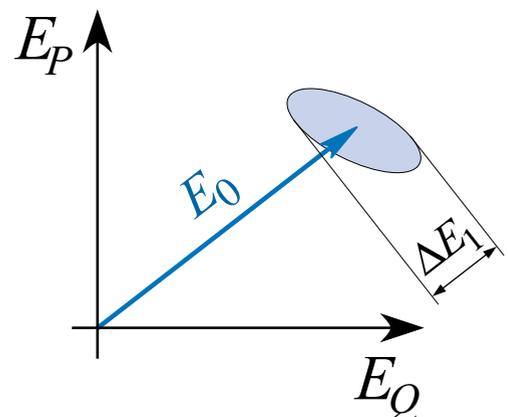
- ▶ Dans un traitement linéaire des fluctuations :

$$\delta I(t) = 2 E_0 \delta E_1(t)$$

et donc :

$$\delta i(t) = \alpha \delta E_1(t)$$

→ *homodynage des fluctuations par le champ moyen.*



- ▶ Analyse des fluctuations à l'analyseur de spectre :

$$S(\Omega) = \alpha |\delta i(\Omega)|^2$$

Ω : fréquence de battement entre champ moyen et fluctuations

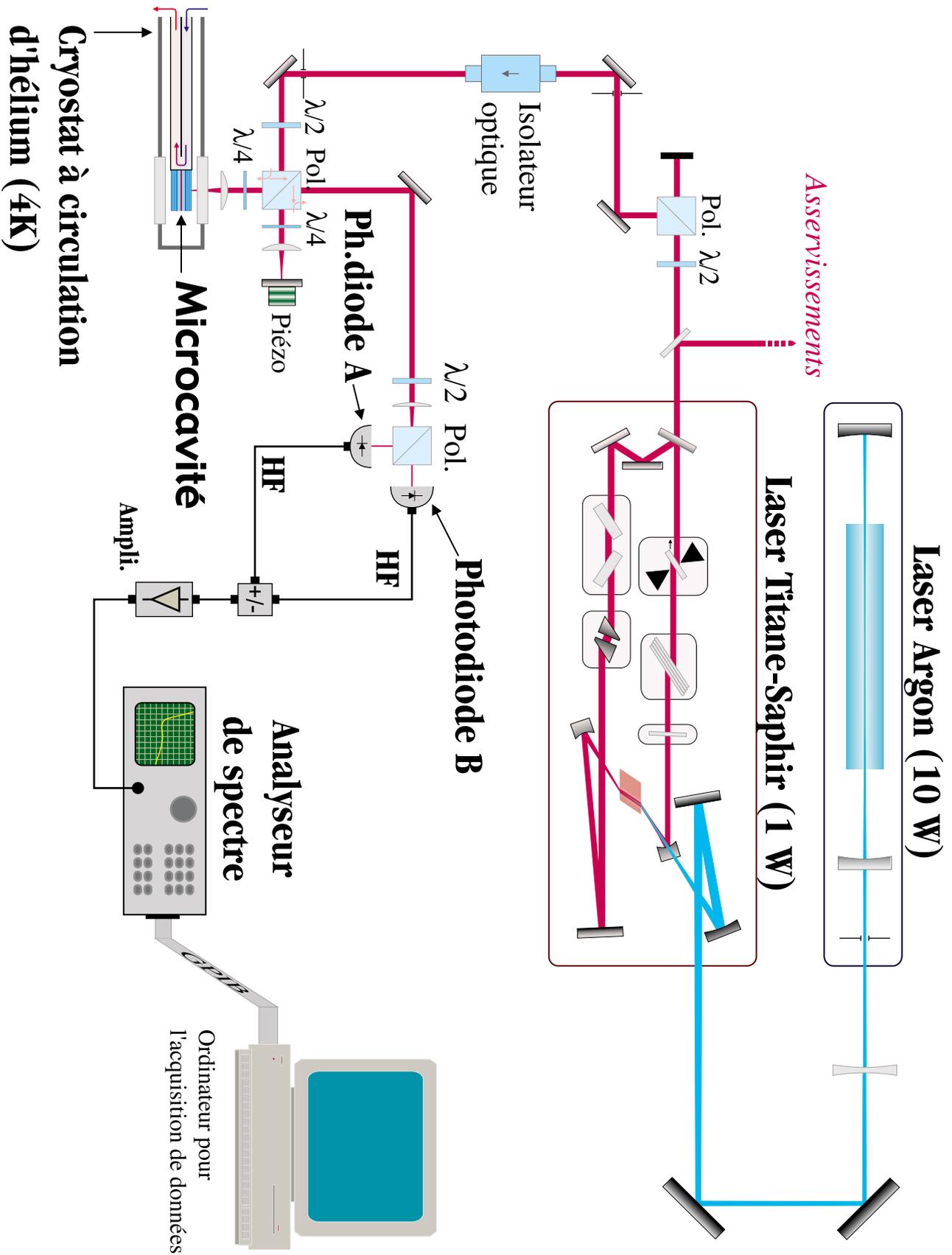
- ▶ Le bruit a 2 origines :

- Les fluctuations quantiques
(bruit du vide pour la source laser et pour les excitons)
- L'émission incohérente de la microcavité
(bruit de luminescence dû aux phonons)

- Principe des mesures de bruit
- Dispositif expérimental de mesures de bruit
- Cadre théorique
- Résultats des mesures de bruit

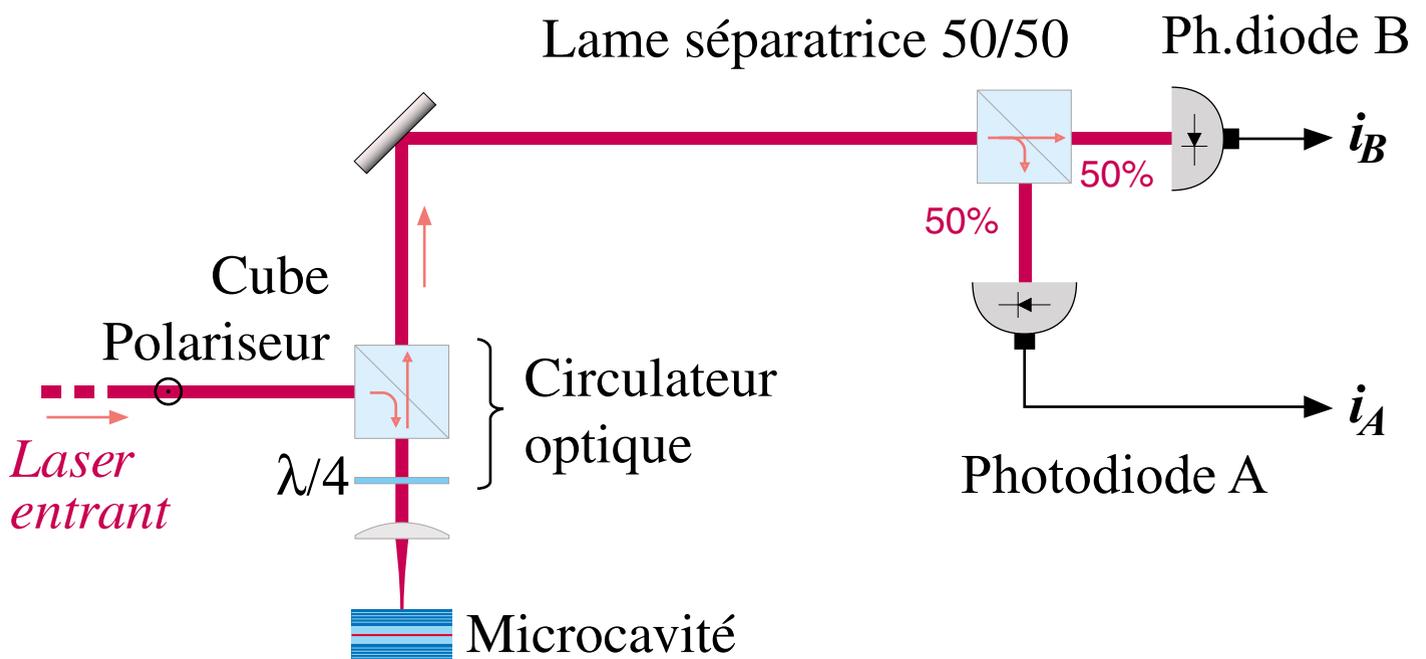
1. Microcavités en régime de couplage fort
2. Étude de la luminescence résonante

Montage de mesure de bruit



Détection homodyne équilibrée

• Cœur de la détection de bruit d'intensité :



Somme des photocourants (« voie + ») :

- Bruit d'intensité du faisceau

Différence des photocourants (« voie - ») :

- Bruit quantique standard associé à l'intensité mesurée :

$$S_-(\Omega) = \langle I \rangle$$

Ici, le laser sert d'oscillateur local.

Cadre théorique (1)

Bruit de luminescence :

Bruit = Bruit quantique + Bruit de luminescence

- Bruit quantique :
 - ▶ Bruit entrant du champ laser (shot noise)
 - ▶ Bruit des modes d'excitons vides amené via les phonons
 - ➔ *Bruit quantique = 1 (bruit quantique standard)*
- Bruit de luminescence (même modèle que précédemment):

$$s_I^L(\Omega) = I_{in} \left(\frac{A}{\gamma_\sigma} \right)^2 \frac{\beta_0^2 kT}{2\hbar} = 2\mathcal{I}(\omega_L)$$

- ▶ Indépendant de la fréquence Ω .
- ▶ À fréquence de laser fixée : proportionnel à A^2 .
- ▶ Proportionnel à l'intensité d'excitation I_{in} .

Cadre théorique (2)

Bruit non linéaire :

- **Excitation en incidence normale :**

On s'intéresse seulement aux excitons de $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$

- **Prise en compte des interactions entre exciton :**

On ajoute au hamiltonien donnant la réponse linéaire deux types de termes :

$$\text{Termes de saturation : } \hbar g \frac{1}{n_{sat}} (\hat{b}^{\dagger} \hat{b}^{\dagger} \hat{b} \hat{a})$$

$$\text{Termes de collisions entre excitons : } \frac{1}{2} V_0 \hat{b}^{\dagger} \hat{b}^{\dagger} \hat{b} \hat{b}$$

- **Restriction de hamiltonien au seul polariton de branche basse :**

$$\text{Polariton de basse énergie : } \hat{p}_0 = X_0 \hat{b} - C_0 \hat{a}$$

Le hamiltonien résultant est de la forme :

$$H = E_{(-)} \hat{p}_0^{\dagger} \hat{p}_0 + \underbrace{\left(2\hbar g \frac{1}{n_{sat}} X_0^3 C_0 + \frac{V_0}{2} X_0^4 \right)}_{\hbar \alpha} \hat{p}_0^{\dagger} \hat{p}_0^{\dagger} \hat{p}_0 \hat{p}_0$$

- **Équation d'évolution de \hat{p}_0 :**

$$\frac{d\hat{p}_0}{dt} = -(\gamma + i\delta_0) \hat{p}_0 - i\alpha \hat{p}_0^{\dagger} \hat{p}_0 \hat{p}_0 + \sqrt{2\gamma} \hat{p}_0^{in}$$

Même équation que celle du champ optique dans une cavité contenant un milieu Kerr

Effets non linéaires prévus

Les équations décrivant les fluctuations de \hat{p}_0 sont équivalentes à celles d'un *amplificateur paramétrique à 4 ondes*.

- Déplacement des résonances avec l'intensité d'excitation :

$$\tilde{\delta}_0 = \delta_0 + 2\alpha |p_0|^2$$

- À désaccord nul ($\tilde{\delta}_0 = 0$), les quadratures des fluctuations du « champ » de polariton vérifient :

$$\hat{p}_x[\Omega] = \frac{\sqrt{2\gamma} \hat{p}_x^{in}[\Omega]}{\gamma + \alpha p_0^2 - i\Omega} \quad \hat{p}_y[\Omega] = \frac{\sqrt{2\gamma} \hat{p}_y^{in}[\Omega]}{\gamma - \alpha p_0^2 - i\Omega}$$

- Existence d'un seuil :

Amplification des fluctuations \hat{p}_y pour : $p_{0th}^2 = \frac{\gamma}{\alpha}$

Déplacement au seuil : $\Delta\delta_{0th} = 2\gamma$

- Variation du bruit avec la fréquence d'analyse au voisinage du seuil (dénominateur de \hat{p}_y singulier)
- Dé-amplification possible sur la quadrature \hat{p}_x .

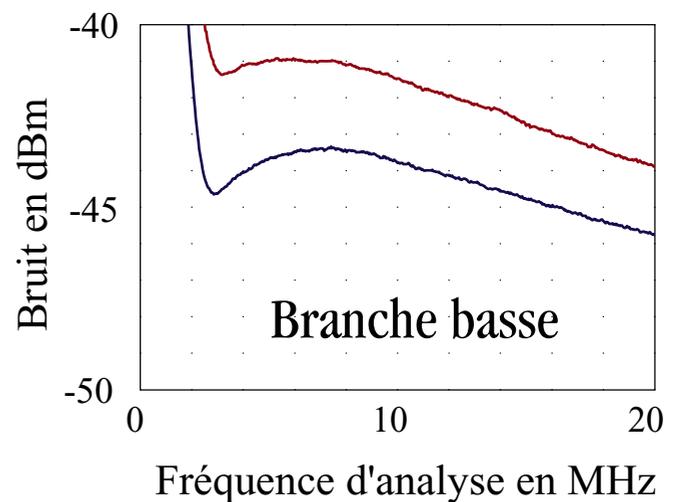
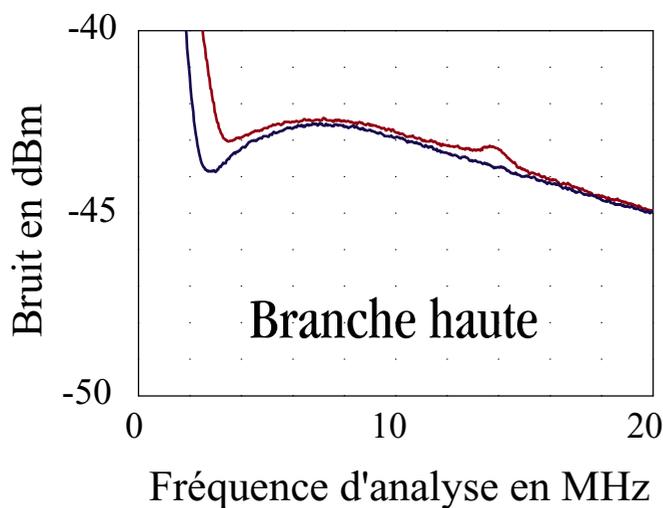
- Principe des mesures de bruit
- Dispositif expérimental de mesures de bruit
- Cadre théorique
- Résultats des mesures de bruit

Spectres de bruit

Spectres de bruit « bruts » :

— $S_{i_+}(\Omega)$: Signal de bruit (non normalisé).

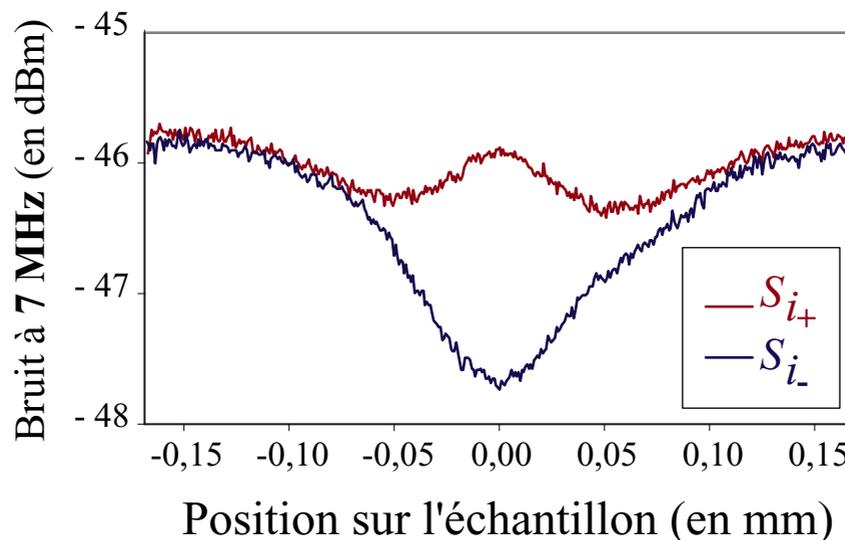
— $S_{i_-}(\Omega)$: Bruit quantique standard, proportionnel à $\langle I_R \rangle$



➔ *Bruit beaucoup plus important sur la branche basse.*

➔ *Le rapport S_{i_+} / S_{i_-} ne dépend pas de Ω (à faible excitation).*

Bruit localisé autour des résonances de polariton :

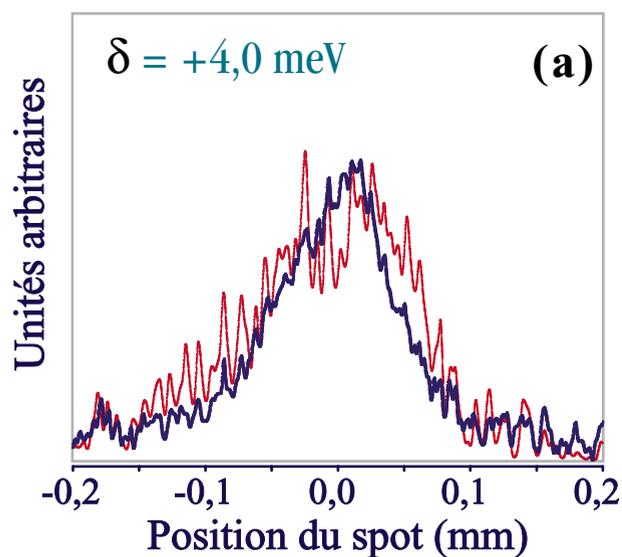
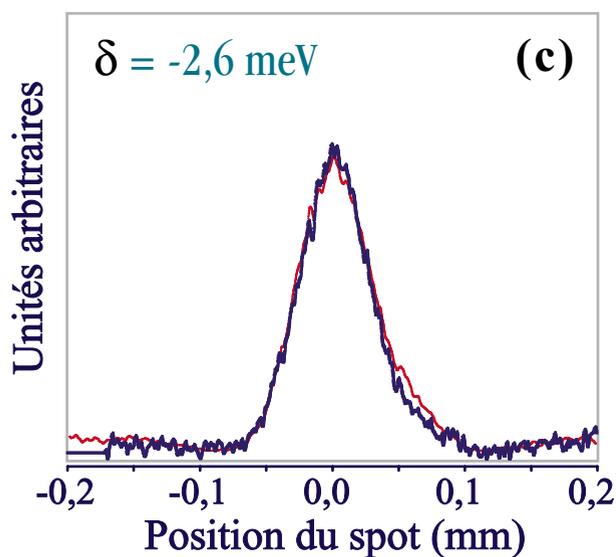
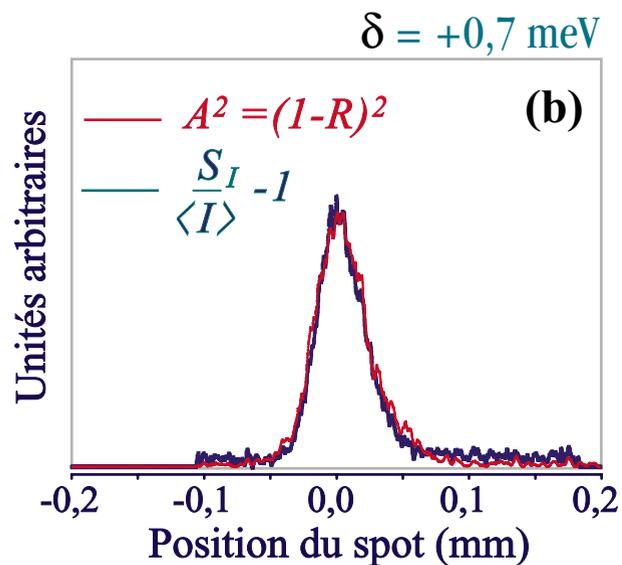
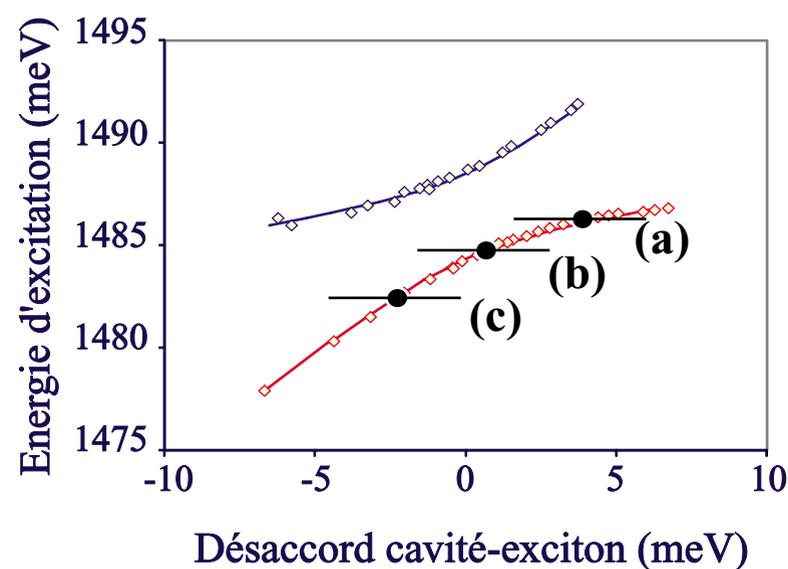


- Principe des mesures de bruit
- Dispositif expérimental de mesures de bruit
- Cadre théorique
- Mesures de bruit : effets linéaires

Bruit en fonction de l'absorption

Comparaison du signal de bruit de luminescence et de l'absorption :

- À ω_L fixé, on fait varier δ en déplaçant le spot laser sur l'échantillon.
- On attend : $S_I^L = \alpha A^2$

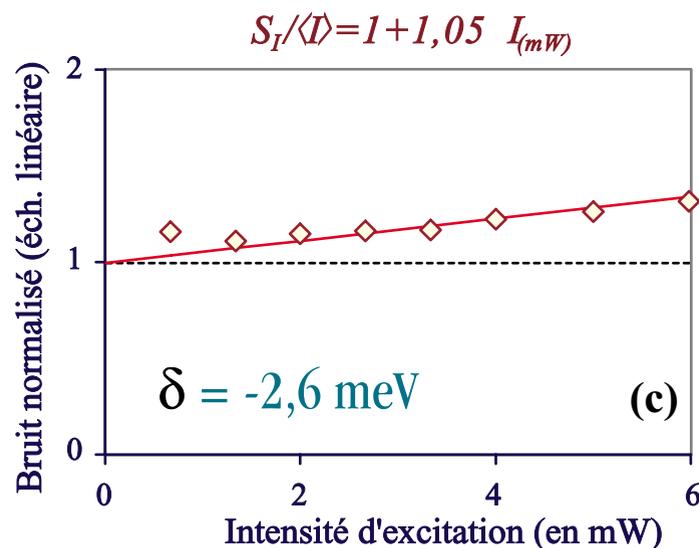
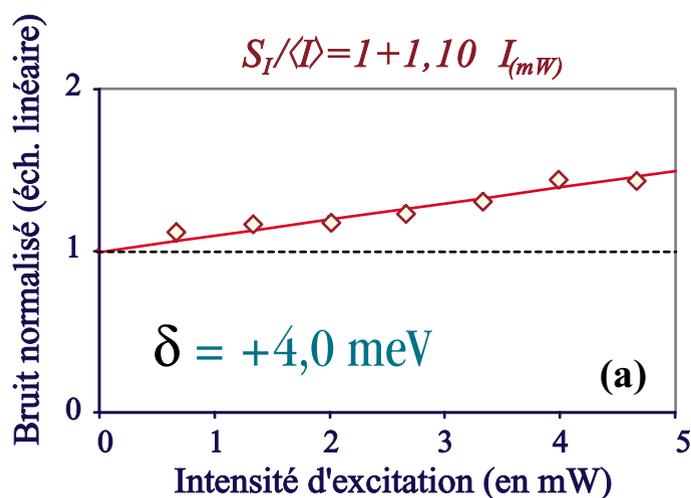
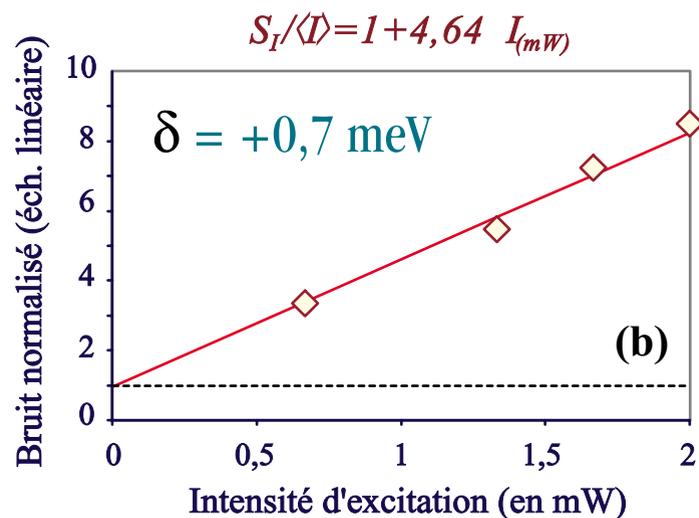
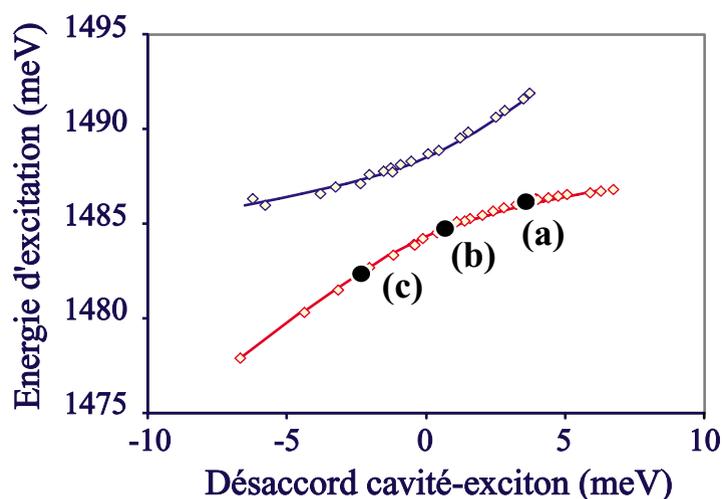


- Principe des mesures de bruit
- Dispositif expérimental de mesures de bruit
- Cadre théorique
- Mesures de bruit : effets linéaires

Bruit en fonction de l'intensité d'excitation

Le signal de bruit de luminescence croît avec l'intensité d'excitation.

- Aux maxima de bruit pour différentes valeurs de ω_L , on fait varier l'intensité d'excitation laser I_{in} .
- On attend : $S_I^L = \alpha I_{in}$ et une pente α maximale lorsque l'absorption est maximale, soit $\delta \approx +1$ meV.

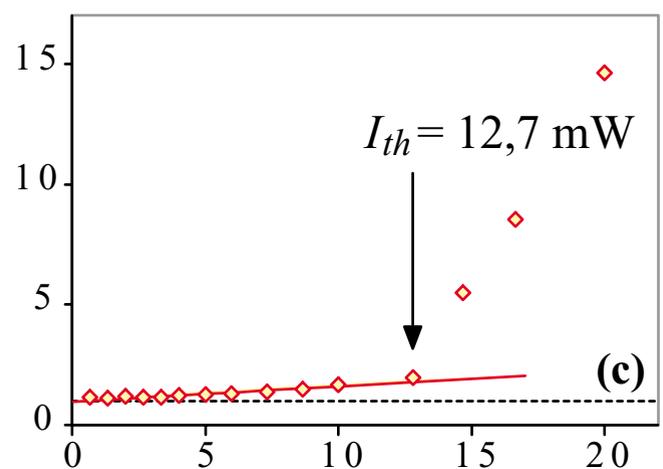
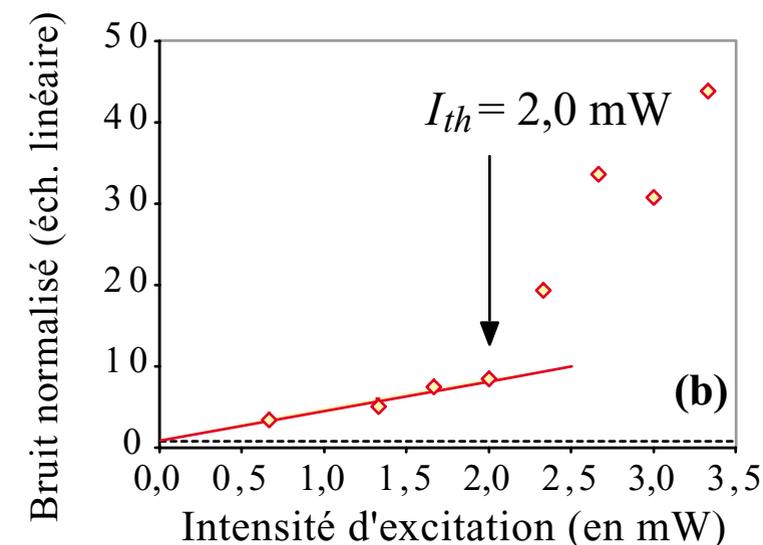
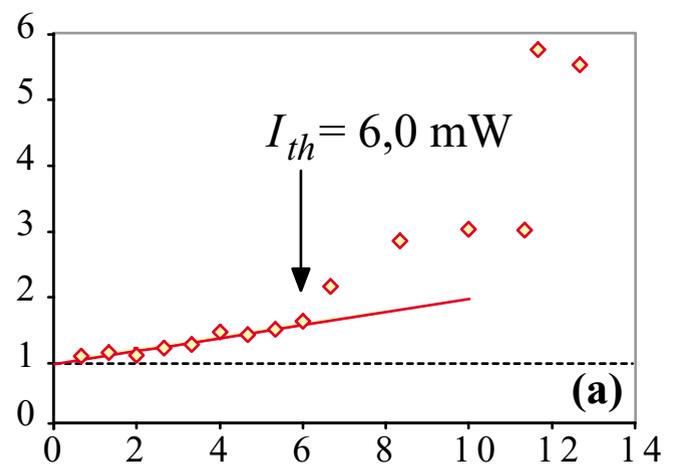
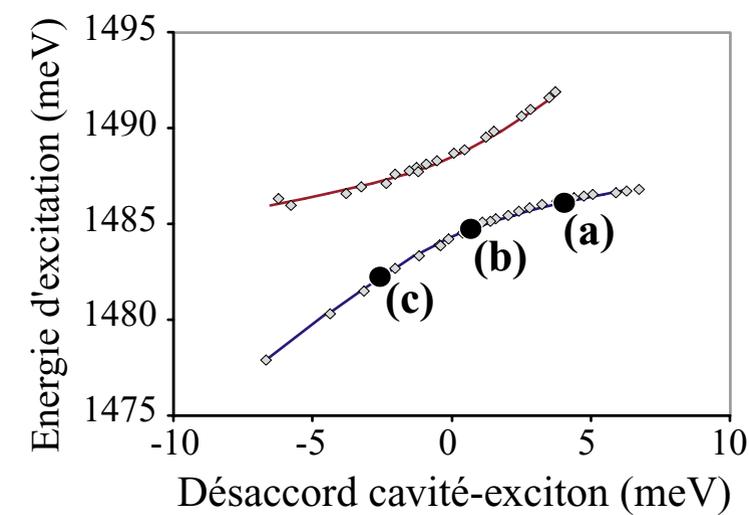


- Principe des mesures de bruit
- Dispositif expérimental de mesures de bruit
- Cadre théorique
- Mesures de bruit : effets non linéaires

Effets non linéaires : Seuil

Lorsque l'on augmente l'intensité d'excitation, le signal de bruit présente un seuil.

- Le seuil minimum est prévu pour un désaccord $\delta = 1,4$ meV.
- Le seuil le plus bas est observé entre $\delta = 0,5$ et $\delta = 2$ meV.



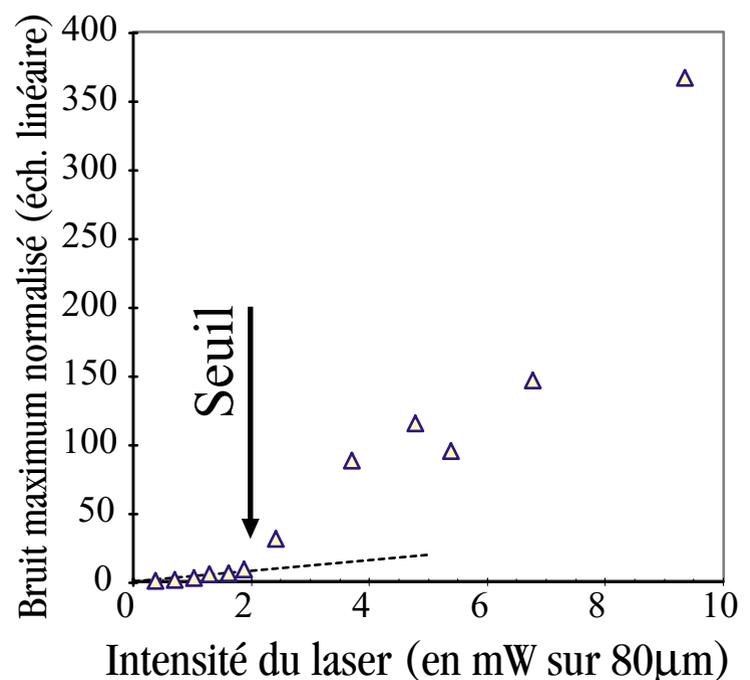
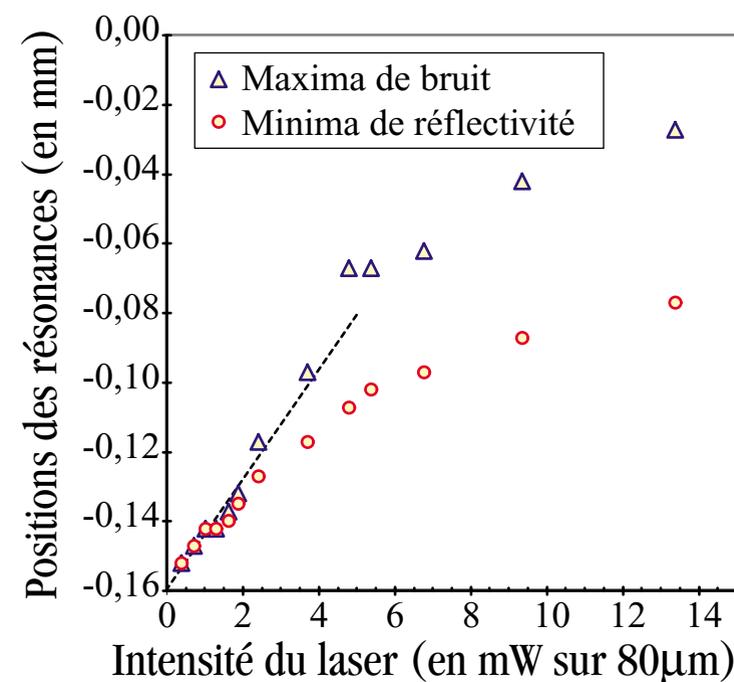
- Principe des mesures de bruit
- Dispositif expérimental de mesures de bruit
- Cadre théorique
- Mesures de bruit : effets non linéaires

Déplacement des résonances

On prévoit un déplacement des résonances avec l'intensité d'excitation :

- Au seuil, on attend $\Delta\delta_{0\ th} = 2\gamma$

Mesures du déplacement au point de désaccord nul entre exciton et cavité :



Déplacement mesuré au seuil : $\Delta\delta_{0\ th} = 0,26\ meV$

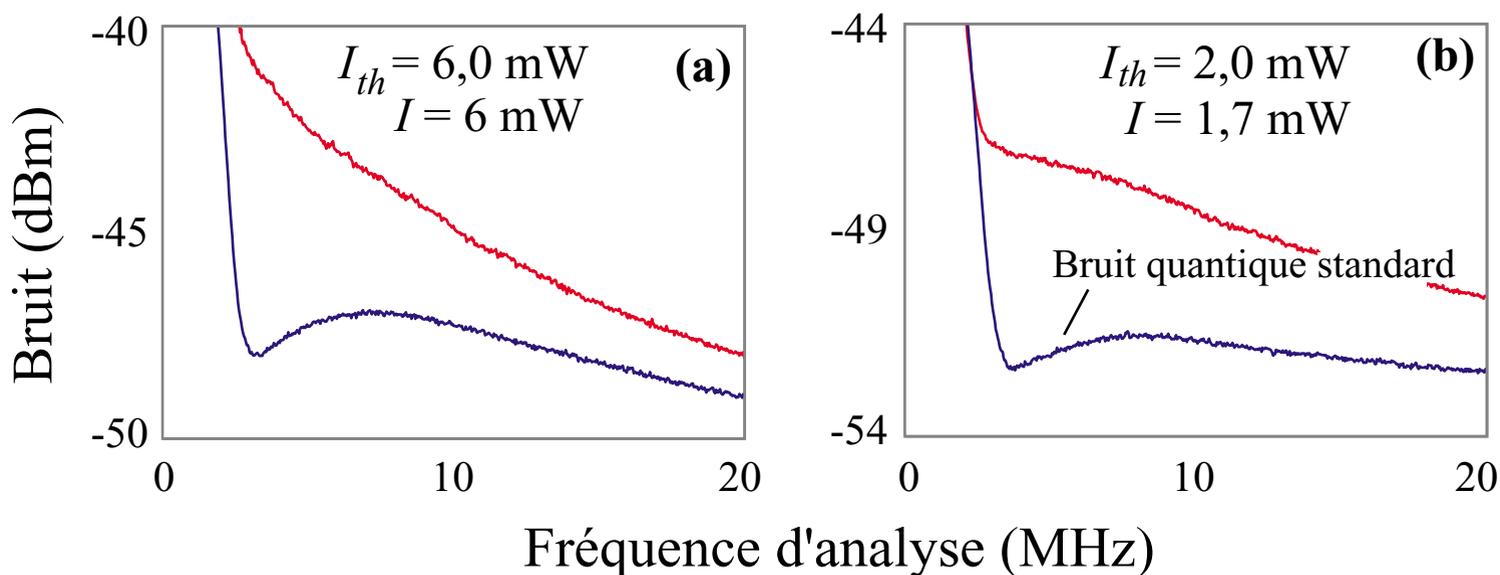
Largeur de la résonance de polariton à $\delta = 0$, estimée avec les paramètres des études de réflectivité :

$$2\gamma = \gamma_{exc} + \gamma_{cav} = 0,29\ meV$$

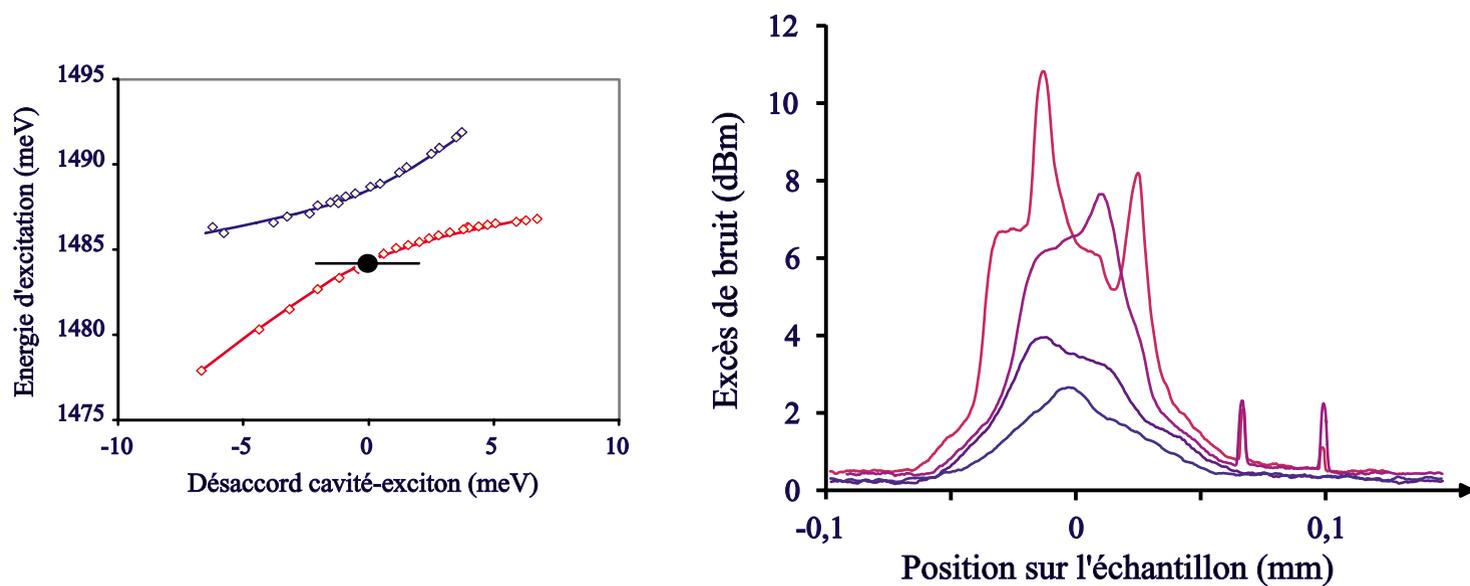
- Principe des mesures de bruit
- Dispositif expérimental de mesures de bruit
- Cadre théorique
- Mesures de bruit : effets non linéaires

Autres aspects non linéaires

Variations du bruit avec la fréquence d'analyse :



Instabilités spatiales comparables à celles obtenues dans un milieu Kerr optique, à différentes intensités, au-dessus du seuil :



Conclusion

- Étude de la réponse cohérente d'une microcavité semi-conductrice à puits quantiques :
 - ▶ Description comme un système d'oscillateurs couplés.
 - ▶ Mise en évidence du dédoublement de Rabi.
- En plus de la réponse cohérente, nous avons observé de la luminescence quasi-résonante émise à faible température (7K) :
 - ▶ Description par un modèle d'interaction entre excitons et phonons.
 - ▶ Paramètres du modèle déduits de l'étude de la réponse cohérente.
- Mesures de bruit sur le champ sortant avec une détection équilibrée :
 - ▶ Interprétation du signal de bruit comme de la luminescence.
 - ▶ Mise en évidence d'effets non linéaires comparables à ceux observés par d'autres équipes par une méthode originale.

Perspectives :

- Rôles comparés des collisions entre excitons et des interactions excitons-phonons.
- Étude plus détaillée des effets non linéaires.
- Mesures de bruit avec oscillateur local pour étudier toutes les quadratures : Squeezing?