

# *Influence de saturation optique sur le signal d'absorption et le profil de raie*

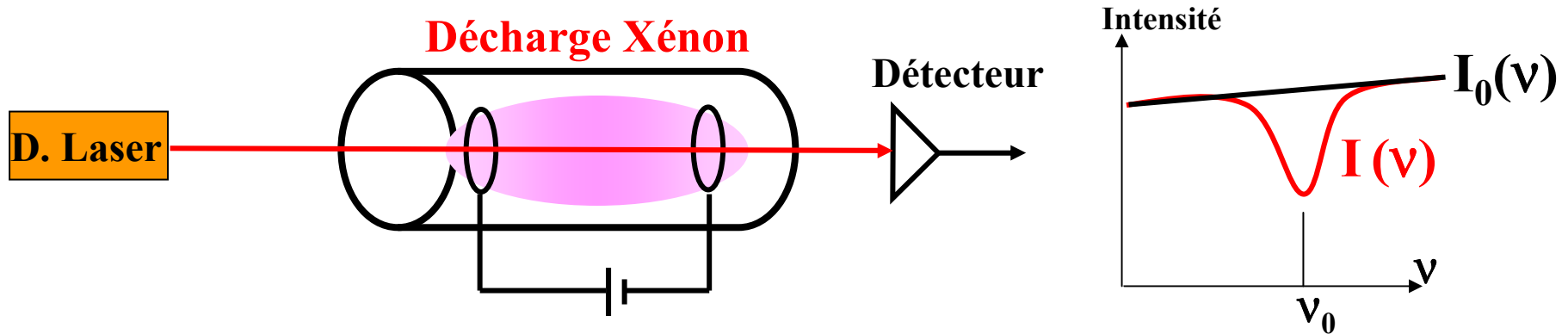
Nader SADEGHI

*LSP, Université Joseph Fourier- Grenoble I and CNRS, B.P. 87, 38 402 St  
Martin d 'Hères (France), E-mail: [Nader.Sadeghi@ujf-grenoble.fr](mailto:Nader.Sadeghi@ujf-grenoble.fr)*

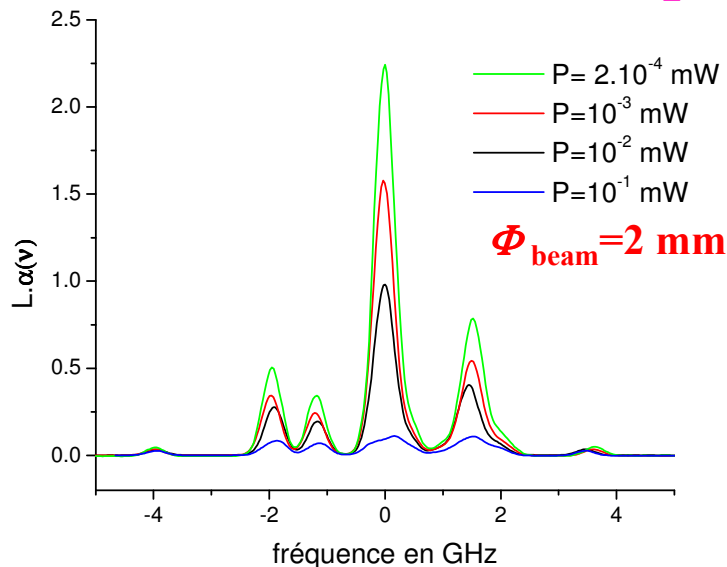


Atelier DL. 05

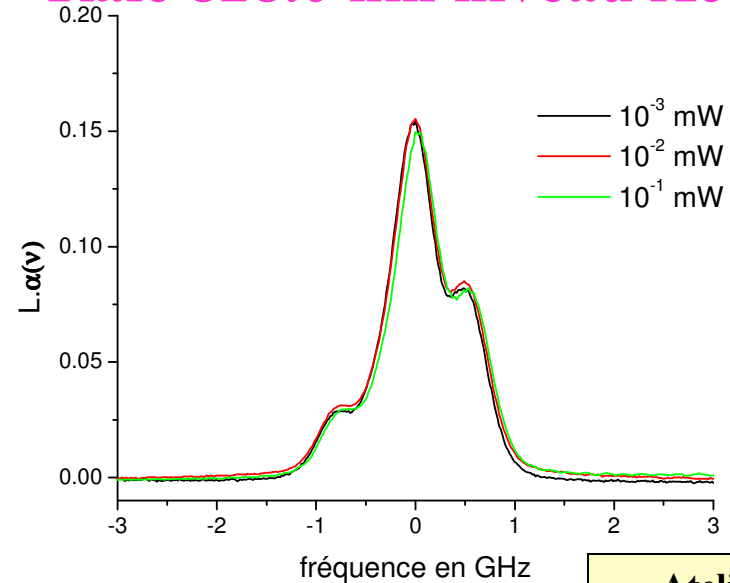
# Influence de la puissance laser sur le profil de raie et sur le taux d'absorption mesuré



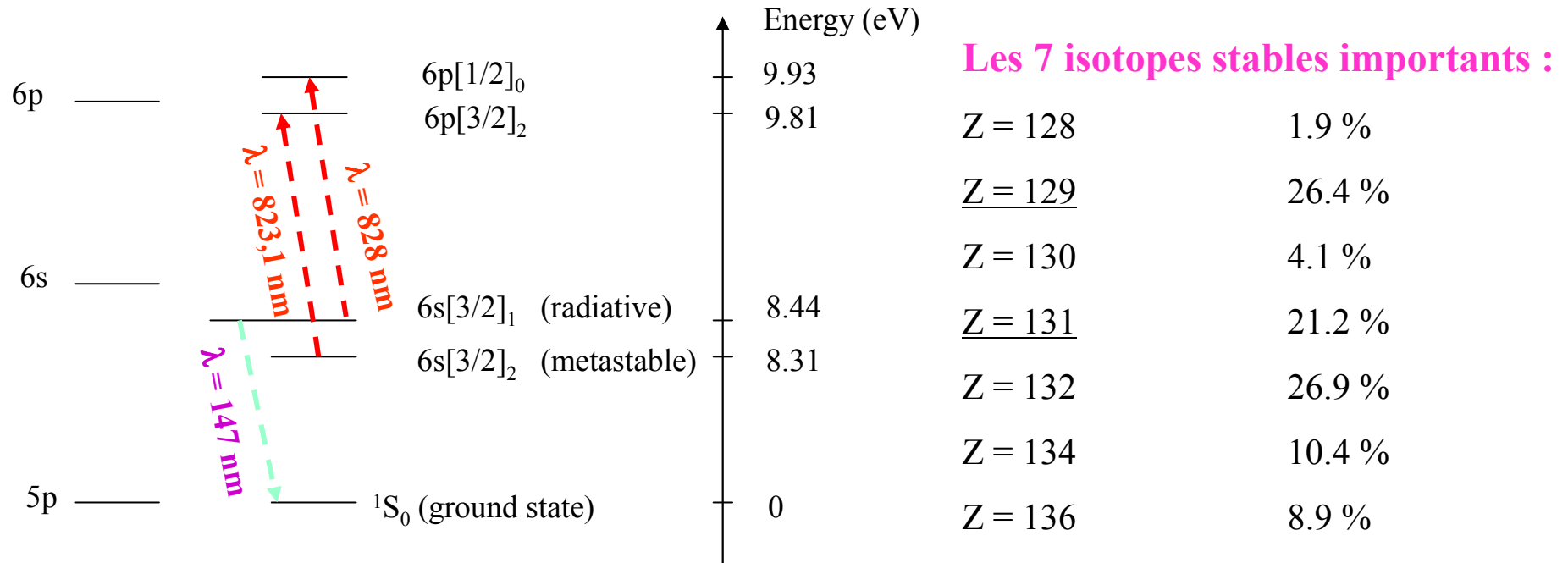
Raie 823.1 nm niveau Xe( $^3P_2$ )



Raie 828.0 nm niveau Xe( $^3P_1$ )

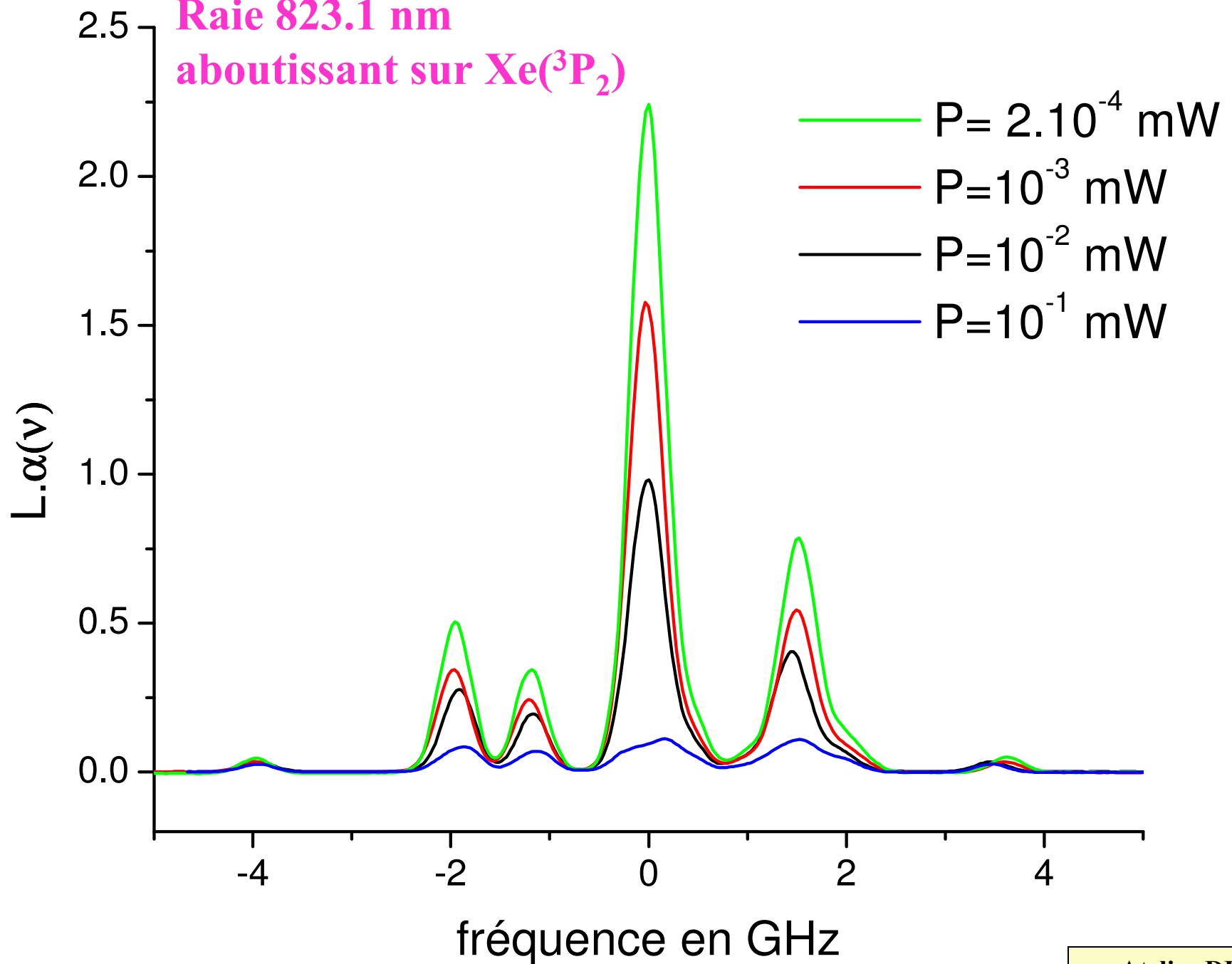


# Etats excités du Xénon concernés par l'étude



- \* La structure complexe de la raie est due aux déplacements Isotopiques et à la structure hyperfine.
- \* Saturation de la raie 823.1 nm car dépeuplement de  $Xe^*(^3P_2)$ .
- \* Pas de saturation de la raie 828 nm line car la durée de vie de  $Xe^*(^3P_1)$  est  $\cong 10$  ns

Raie 823.1 nm  
aboutissant sur  $\text{Xe}(^3\text{P}_2)$

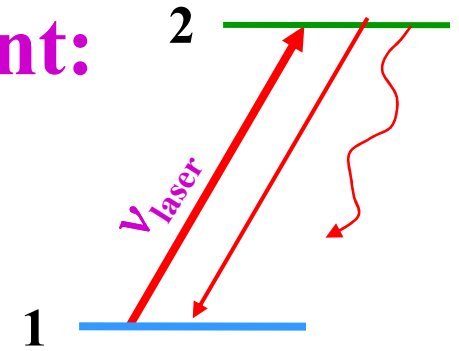


# Origine de la Saturation Optique ?

$$\alpha(\nu) = \frac{4hB_{12}}{\lambda\gamma} \left( n_1(\nu) - \frac{g_1}{g_2} n_2(\nu) \right) \quad \alpha \text{ n'est plus proportionnel à } n_1$$

- 1- Le faisceau laser transfère un nombre important d'atomes du niveau inférieur vers le niveau supérieur;  $n_2$  n'est plus négligeable devant  $n_1$ . (lasers forte puissance impulsional)
- 2- Les atomes du niveau supérieur sont perdus par radiation, ou transferts collisionnels, vers un 3<sup>ème</sup> état et le repeuplement du niveau inférieur se fait lentement: le niveau inférieur se dépeuple (lasers continus)

# Les équations de bilan pour la densité de population $N_1$ et $N_2$ des états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont:



$$dN_1/dt = (B_{21}\rho + A_{21})N_2 - (B_{12}\rho + 1/\tau_1 + \sum_q k_{1,q}M_q)N_1 + C_1$$

$$dN_2/dt = B_{12}\rho N_1 - \left( B_{21}\rho + A_{21} + A_{23} + \sum_q k_{2,q}M_q \right) N_2 + C_2$$

$B_{21} = B_{12}(g_1/g_2)$  est le coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée,

nous posons  $g = (g_1/g_2)$ ,  $\rho$  est la densité d'énergie dans le faisceau,

$C_i$  est le taux de repeuplement de l'état  $|i\rangle$  par différentes voies, incluant transport par diffusion dans le volume du laser et cascades radiatives

$$\mathcal{R}_1 = 1/\tau_1 + \sum_q k_{1,q}M_q$$

et

$$\mathcal{R}_2 = \sum_{i=lower} A_{2i} + \sum_q k_{2,q}M_q$$

sont les taux de relaxation totale des états

à l'état stationnaire, ( $dN_i/dt=0$ ), la différence pondérée des densités de  $|1\rangle$

et  $|2\rangle$  est: 
$$\Delta N = N_1 - gN_2 = \Delta N^0 / \left(1 + S \frac{\mathcal{R}_2 - A_{21} + g\mathcal{R}_1}{\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2}\right)$$

où  $\Delta N^0 = N_1^0 - gN_2^0 = \frac{C_1}{\mathcal{R}_1} - \frac{C_2}{\mathcal{R}_2} (g - A_{21}/\mathcal{R}_1)$  est sa valeur en absence du laser

( $\rho=0$ ), et  $S = B_{21}\rho / \mathcal{R}^*$  est **le paramètre de saturation**

relié au **taux moyen de relaxation**:  $\mathcal{R}^* = \mathcal{R}_1\mathcal{R}_2 / (\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2)$

La densité de population dans les deux états sera ainsi:

$$N_1 = \frac{C_1(gS + R_2/\mathcal{R}^*) + C_2(gS + A_{21}/\mathcal{R}^*)}{S[R_2 - A_{21} + gR_1] + (R_1 + R_2)}$$

$$N_2 = \frac{C_1S + C_2(S + R_1/\mathcal{R}^*)}{S[R_2 - A_{21} + gR_1] + (R_1 + R_2)}$$

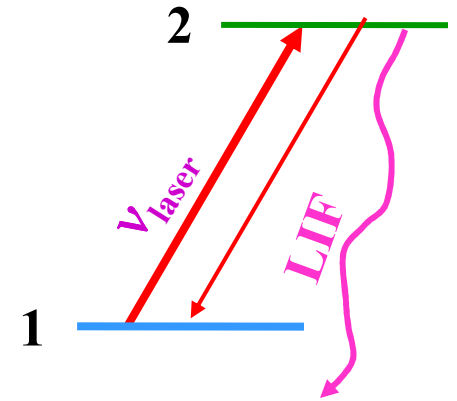
**Plus grand est S, plus faible sera la densité  $N_1$  mesurée**

Quand  $\rho \rightarrow 0$ ,  $N_1 = \frac{C_1}{\mathcal{R}_1} + \frac{C_2 A_{21}}{\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2}$  Pour  $\rho \rightarrow \infty$   $N_1 = \frac{g(C_1 + C_2)}{g\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2 - A_{21}}$

# L'intensité du signal de Fluorescence Induite par Laser

Le signal LIF est proportionnel à la densité  $N_2$ :

$$I_{23} \propto N_2 A_{23} \propto N_1(El, V, R) A_{23} \frac{B_{12} \rho}{B_{21} \rho + A_{21} + \mathcal{R}_2}$$



Quand LIF est utilisé pour déduire les densités relatives des niveaux:

A **faible puissance laser**, le rapport des signaux LIF est:

$$\frac{I_{23}(m \rightarrow 3)}{I_{23}(n \rightarrow 3)} = \frac{N_1(i)}{N_1(j)} \frac{B_{im}}{B_{jn}} \frac{A_{m3}}{A_{n3}} \frac{\tau_m}{\tau_n}$$

$\tau$  peut dépendre de  $p$  et de  $T$

A **forte puissance laser**, le rapport des signaux LIF est :

$$\frac{I_{23}(m \rightarrow 3)}{I_{23}(n \rightarrow 3)} = \frac{N_1(i)}{N_1(j)} \left( \frac{g_i}{g_m} \right) \left( \frac{g_n}{g_j} \right) \frac{A_{m3}}{A_{n3}}$$



# Profils des raies spectrales

**Largeur Homogène:** Pour une transition, identique pour tout les atomes:

Sa forme est une Lorentzienne

$$L_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\nu_L}{(\nu - \nu_0)^2 + (\delta\nu_L/2)^2}$$

**Largeur naturelle:**  $\delta\nu_n(FWHM) = \frac{1}{2\pi\tau}$

**Elargissement de puissance:**  $\delta\nu_S = \delta\nu_n \sqrt{1 + S_0}$   $S_0$  au centre de la raie  $\nu_0$

**Largeur Inhomogène:** due aux effets collectifs, par exemple l'agitation thermique des atomes (**Elargissement Doppler**):

Sa forme est une Gaussienne

$$L_D(\nu - \nu_0) = \frac{2\sqrt{\ln(2)/\pi}}{\delta\nu_D} \exp -4\ln(2) \frac{(\nu - \nu_0)^2}{(\delta\nu_D)^2}$$

**Largeur Doppler :**  $\delta\nu_D(GHz) = (2\nu_0 / c) \sqrt{2 \ln 2 (RT / M)} = 7.16 \cdot 10^{-16} \nu_0 \sqrt{T / M}$

Pour la raie 589.1 nm de sodium ( $\tau=16$  ns) à 500 K  $\delta\nu_n=0.01$  GHz

$$\delta\nu_D=1.7 \text{ GHz}$$

# Calcul du paramètre de saturation S

## 1- Laser pulsé:

$\lambda = 589 \text{ nm}$  ;  $\tau_2 = 16 \text{ ns}$  ;  $A_{21} = 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  ;  $R_2 = 1/\tau_2 = 6.25 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  ;  
 $R_1 = (1/\text{temps de transit dans le faisceau de } \phi = 2 \text{ mm}) = (0.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}) / (2 \text{ mm}) = 2.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$   $g_2 = g_1$   
**Pulse Laser : P=1 mJ** ;  $\Delta_L = 4 \text{ ns}$  durée de pulse ;  $\Delta\nu_L = 0.2 \text{ cm}^{-1} = 6 \text{ GHz}$  ;  $\phi = 2 \text{ mm}$

$$\rho = \frac{P}{\Delta_L \cdot s \cdot c \cdot \Delta\nu_L} = \frac{10^{-3}}{4 \cdot 10^{-9} \cdot \pi \cdot (10^{-3})^2 \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 6 \cdot 10^9} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{s} / \text{m}^3$$

$$B_{12} = \frac{\lambda^3 A_{21}}{8\pi h} = \frac{(589 \cdot 10^{-9})^3 \cdot 6 \cdot 10^6}{8 \cdot \pi \cdot 6.6 \cdot 10^{-34}} = 7.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^3 / \text{J} \cdot \text{s}^2$$

$$\bar{R} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = R_1 = 2.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$$

$$B_{12} \cdot \rho = 3 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} \gg R_2$$

$$S = \frac{B_{12} \cdot \rho}{R_1} = 1.2 \cdot 10^7$$

**Très grand**

Donc immédiatement pendant le pulse laser

$$\delta\nu_S = \delta\nu \cdot \sqrt{1+S} = 3500 \cdot \delta\nu = 35 \text{ GHz}$$

$$N_2 = N_1 = 0.5 \cdot N_1^0$$

**Plus large que le laser**

**Si  $\tau_2 = 5 \text{ ns}$  ;  $A_{21} = 2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  ;  $R_2 = 1/\tau_2 = 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  ;  $P = 1 \text{ mJ}$  ;  $\Delta_L = 40 \text{ ns} > \tau_2$**

$$B_{12} \cdot \rho = 1 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} \gg R_2$$

$$S = \frac{B_{12} \cdot \rho}{R_1} = 4 \cdot 10^6$$

**Très grand**

Donc à la fin du pulse laser

$$N_2 = N_1 = N_1^0 \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2} = \frac{2.5 \cdot 10^5}{2 \cdot 10^8} N_1^0 = 0.0012 \cdot N_1^0$$

# Calcul du paramètre de saturation S

## Laser continu:

$\lambda = 589 \text{ nm}$  ;  $\tau_2 = 16 \text{ ns}$  ;  $A_{21} = 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  ;  $R_2 = 1/\tau_2 = 6.25 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  ;  
 $R_1 = (1/\text{temps de transit dans le faisceau de } \phi = 2 \text{ mm}) = (0.5 \text{ km.s}^{-1})/(2 \text{ mm}) = 2.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$   $g_2 = g_1$   
**puissance Laser : P=10 mW;**  $\Delta\nu_L = 1 \text{ MHz} \ll 1/(2\pi\tau_2)$  ;  $\phi = 2 \text{ mm}$

$$\rho(\nu) = \rho_0 \frac{(\delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\delta\nu/2)^2} \quad \delta\nu = \frac{1}{2 * \pi * \tau_2} = \frac{R_2}{2 * \pi}$$

$$\int \rho(\nu) d\nu = \rho_0 \frac{\pi \delta\nu}{2} = \frac{P}{s * c} \quad \text{Donc:}$$

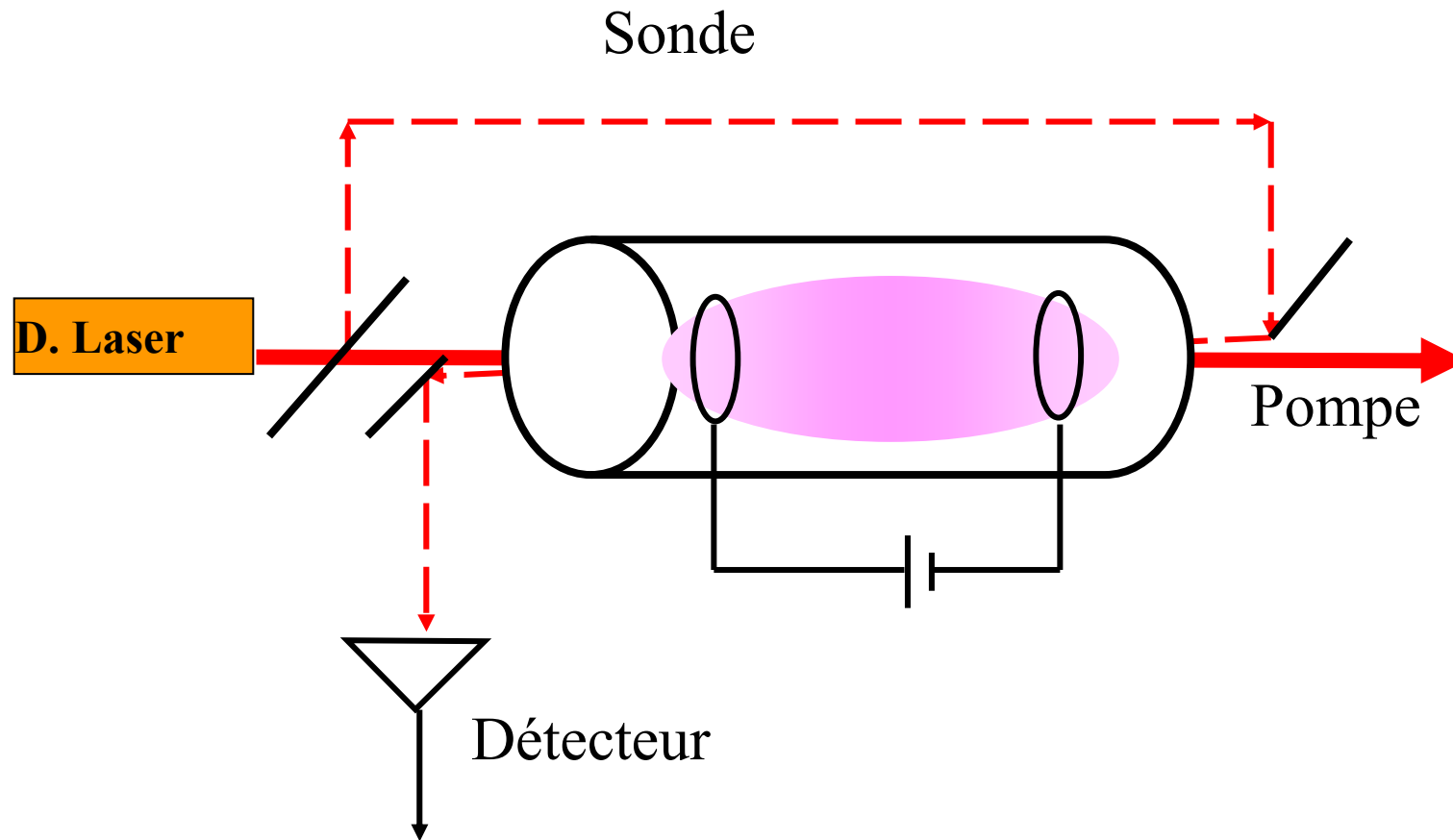
$$\rho_0 = \frac{4 * P}{s * c * R_2} = \frac{4 * 1 * 10^{-2}}{\pi * (10^{-3})^2 * 3 * 10^8 * 6.25 * 10^7} = 6.7 * 10^{-13} \text{ J.s/m}^3$$

$$B_{12} = \frac{\lambda^3 A_{21}}{8\pi h} = \frac{(589 * 10^{-9})^3 * 6 * 10^6}{8 * \pi * 6.6 * 10^{-34}} = 7.3 * 10^{19} \text{ m}^3/\text{J.s}^2 \quad S = \frac{B_{12} * \rho}{R_1} = 50$$

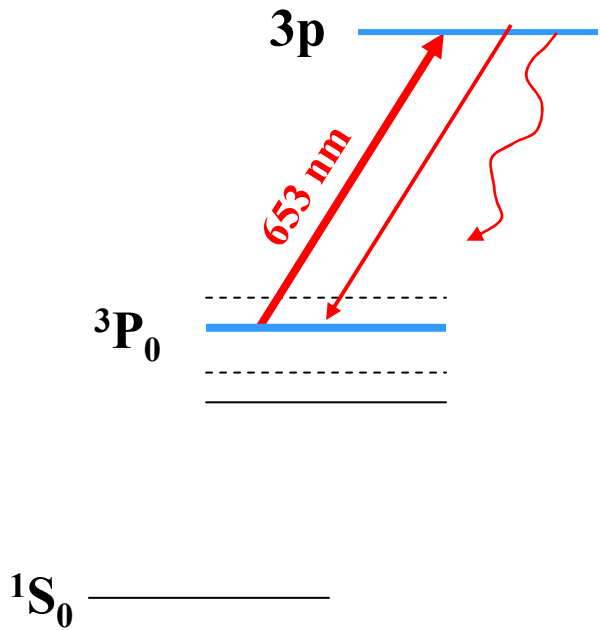
**Elargissement important:**  $\delta\nu_s = \delta\nu * \sqrt{1 + S} = 7 * \delta\nu = 70 \text{ MHz}$

**Mais bien inférieur à la largeur Doppler à 300 K**

# Une expérience d'absorption saturée

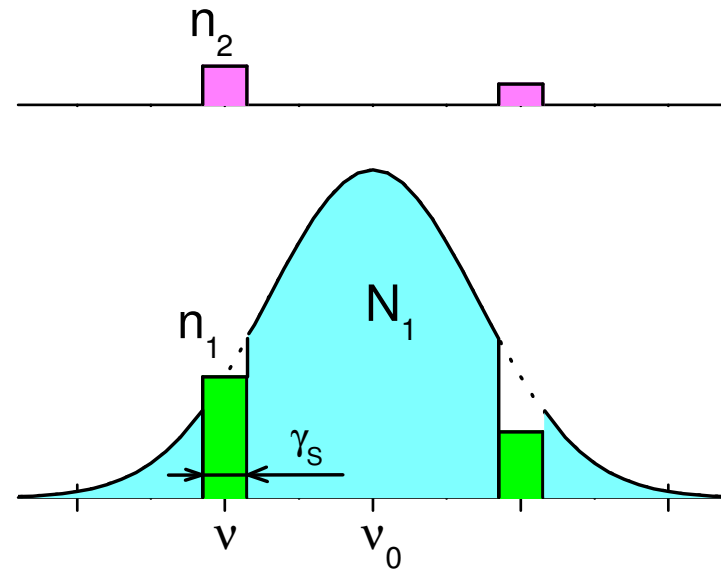


# Comment agissent les deux faisceaux qui se propagent en sens opposés



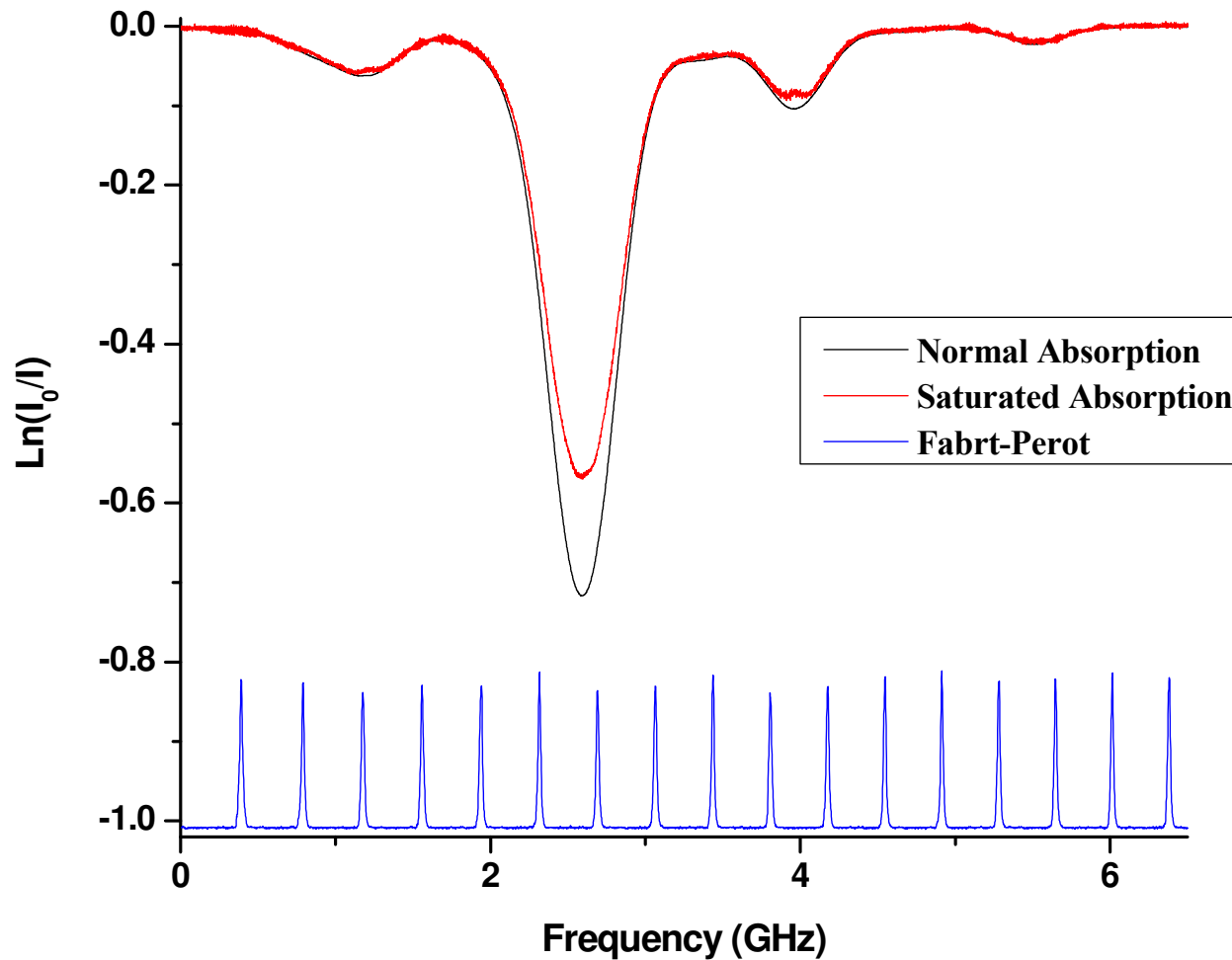
Neon energy levels

**Laser frequency is  $\nu = \nu_0 - \nu/c$**

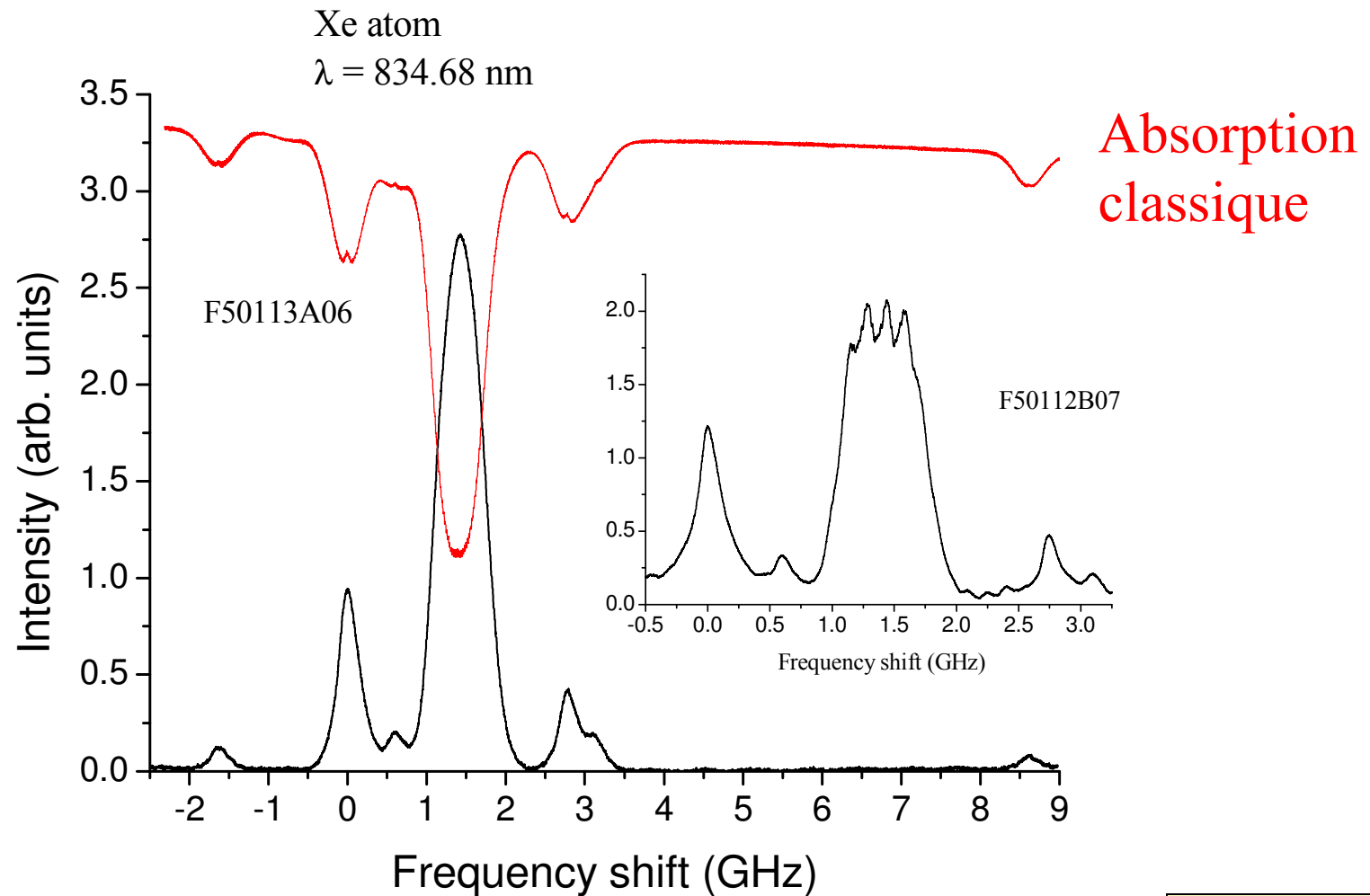


Groups of atoms in  $3P_0$  and  $3p$  states

# L'influence du faisceau pompe sur le profil d'absorption de la raie Xe (834.68 nm)



# Signal d'absorption saturée avec une détection synchrone à la fréquence de modulation du faisceau pompe



# Remarques concernant des mesures par absorption laser

## Pour mesure de la densité

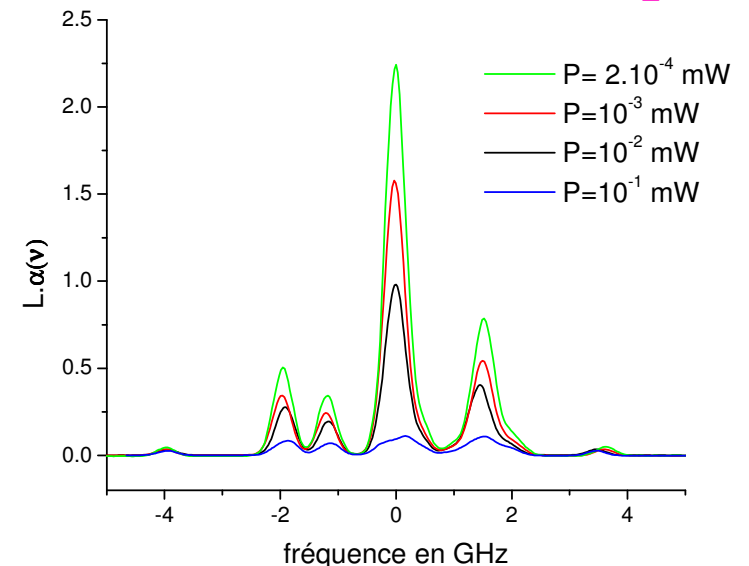
- \* L'intensité laser doit être très faible pour éviter la saturation optique :

$P \leq 1 \mu\text{W}/\text{mm}^2$  pour une transition atomique forte.

## Pour mesure de la température de gaz

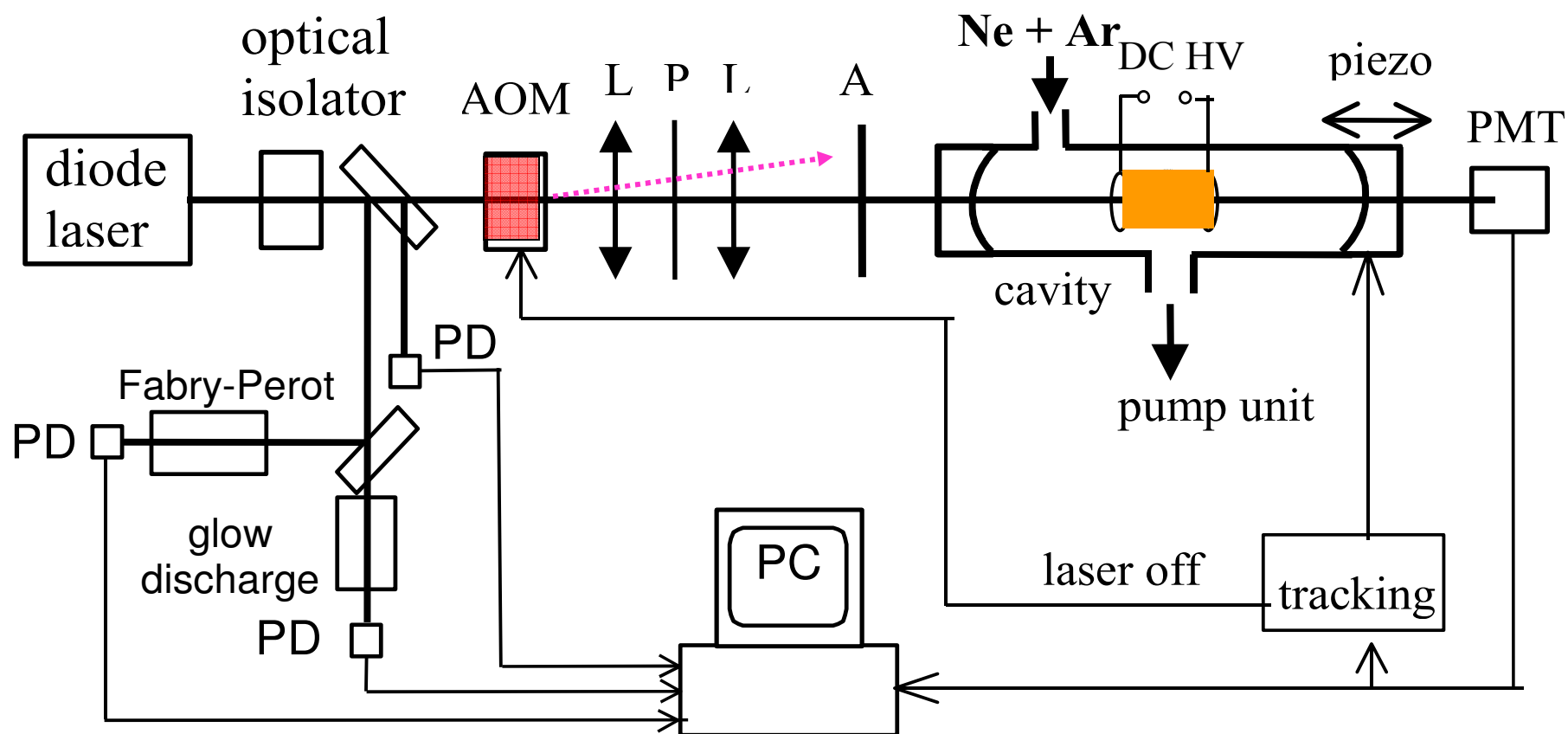
- \* Les Atomes en interaction avec le laser devraient être en équilibre collisionnel avec le gaz et leur libre parcours moyen bien inférieur aux dimensions de l'enceinte.
- \* Faire attention à la structure de la raie: Isotopes, Zeeman, Stark

## 823.1 nm from Xe( $^3P_2$ )

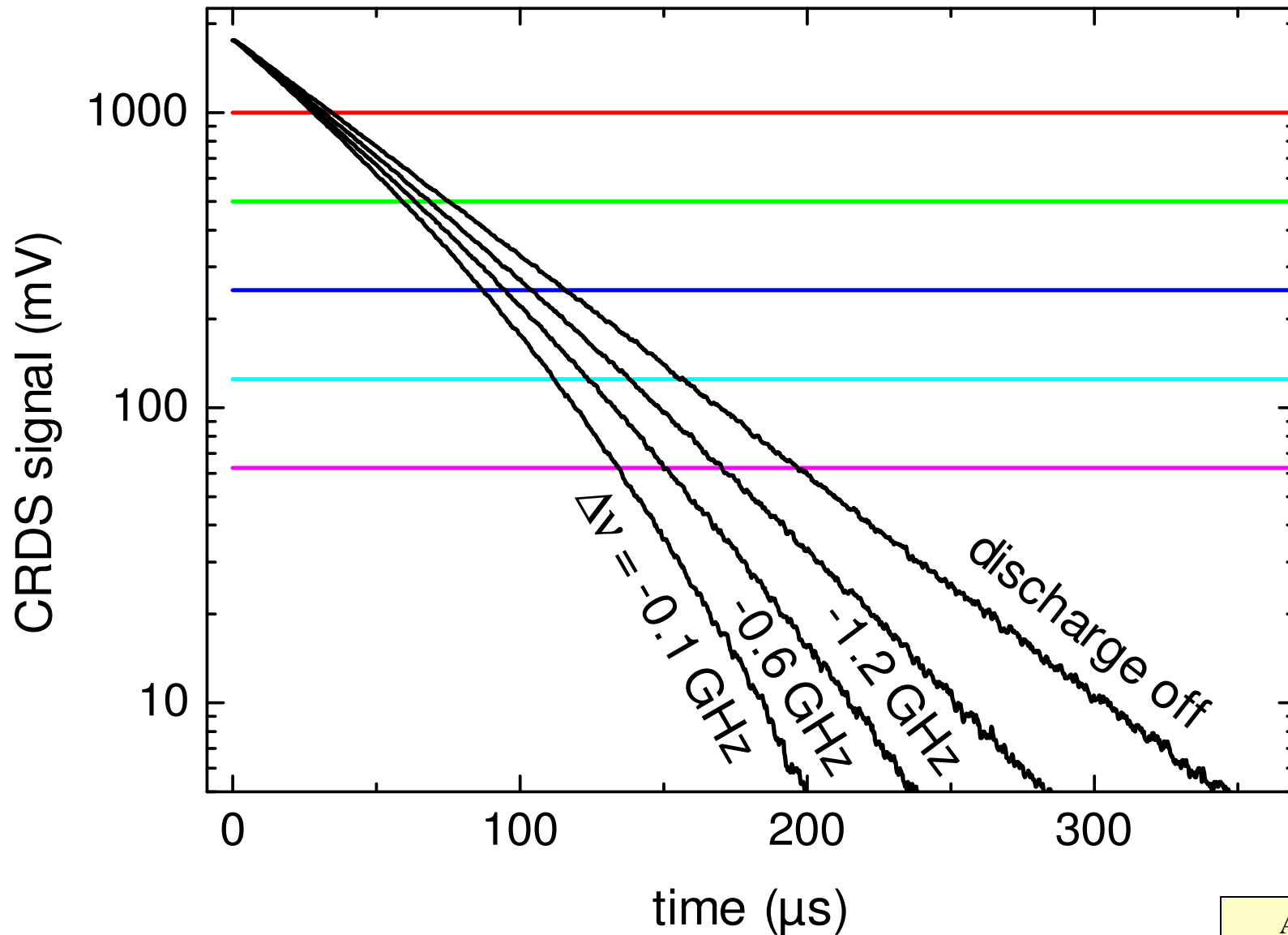




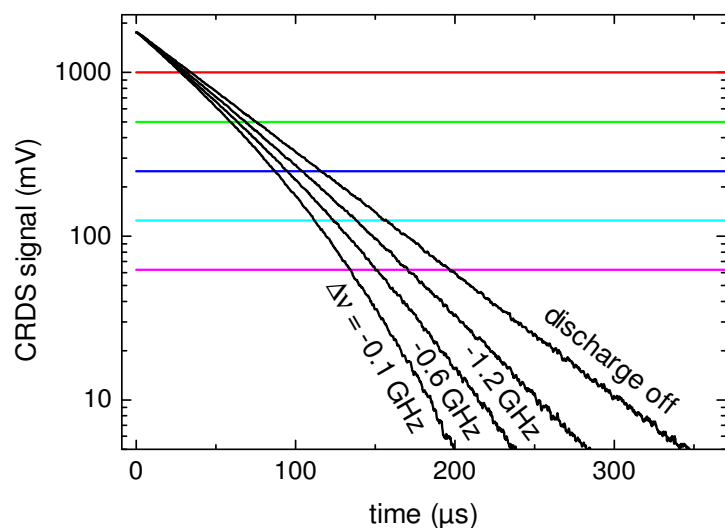
# Experimental set-up for cw-CRDS on neon metastable atoms



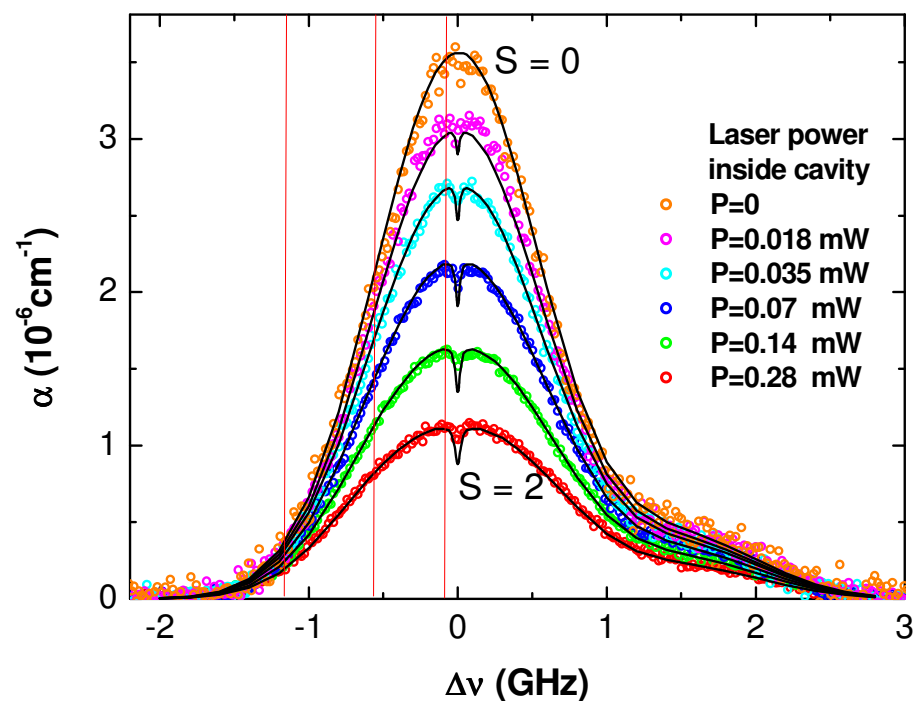
# Examples of experimental RD curves at different laser frequency



# Laser power and frequency dependence of the RingDown curves

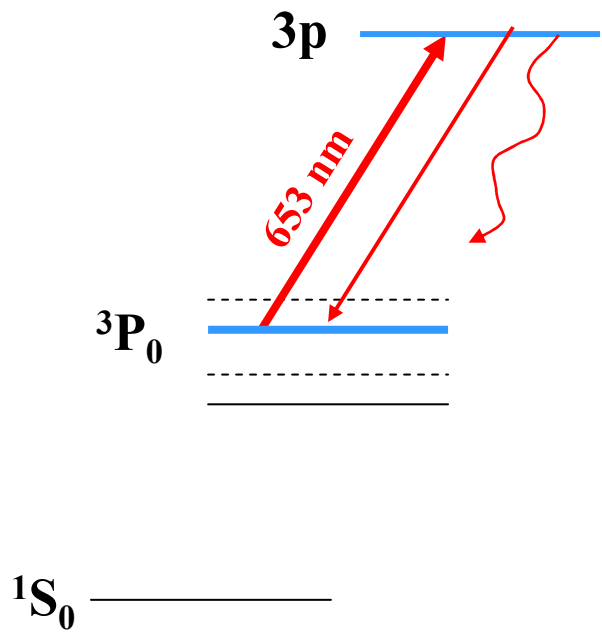


Decay curves of CRDS signal at 4 different laser frequency.



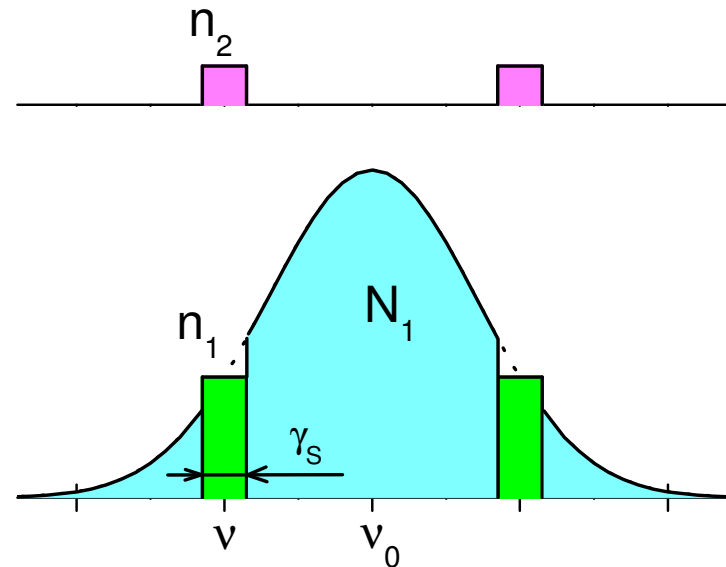
Line profiles built for 6 signal levels from the slopes of RD signal. ( $p = 1.9$  Torr, 14 % of Ar in Ne)

# Modeling the velocity selective excitation of $\text{Ne}^*(^3\text{P}_0)$ metastable atoms with 653 nm laser



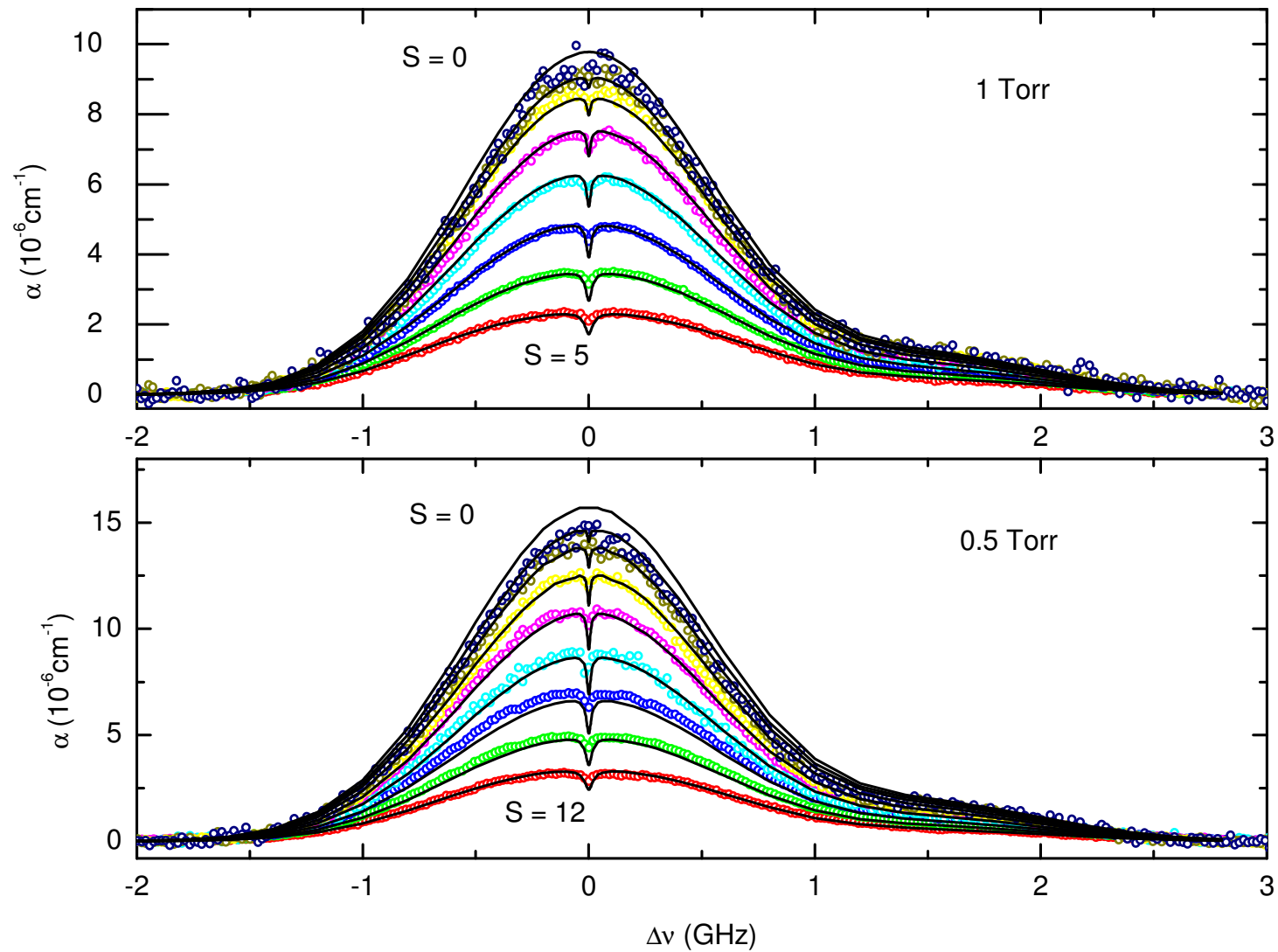
Neon energy levels

**Laser frequency is  $\nu = \nu_0 - v/c$**

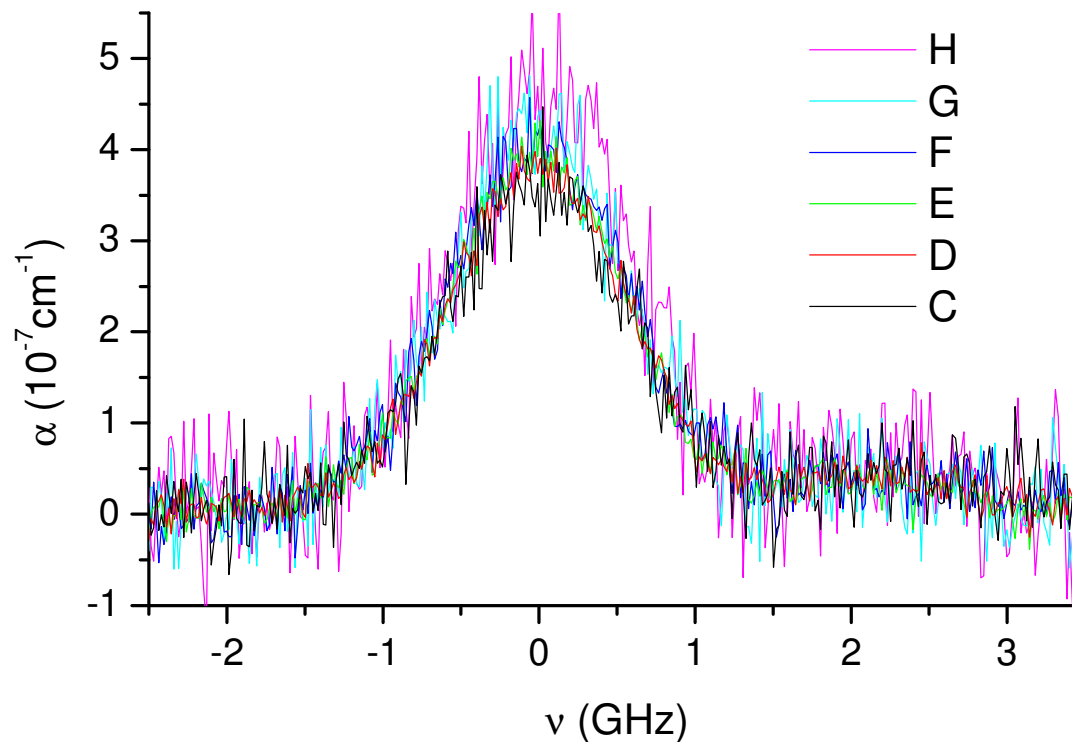


Groups of atoms in  $^3\text{P}_0$  and  $3\text{p}$  states

# Absorption line profiles for 0.5 and 1 Torr



# Absorption line profiles of the 659.9 nm line starting from the resonance level $\text{Ne}^*(^1P_1)$



**As the radiative lifetime of the lower state  $^1P_1$  is 2 ns, any saturation effect is observable on this line**