

Réalisation d'un laser à 532 nm par génération de seconde harmonique

Alexandre Fouquet

31 août 2023

Stage L3

Groupe Gaz quantiques
Laboratoire Kastler Brossel
Collège de France
Équipe Rubidium



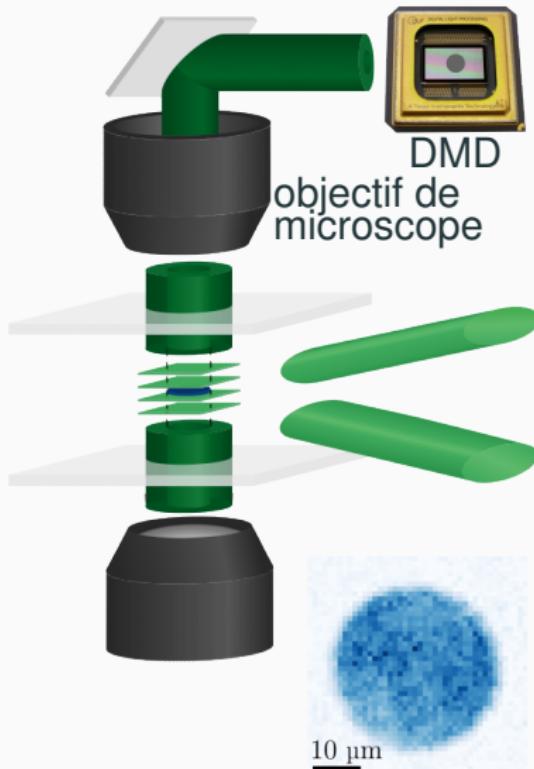
Maître de stage : Jérôme Beugnon

Obtention d'un gaz dégénéré à 2 dimensions

Condensats 2D de gaz de rubidium soumis à un potentiel contrôlé

À partir d'un condensat 3D, piégeage dans les zones sombres par un laser à 532 nm (force dipolaire) :

- plan : réseau optique
- potentiel (disque) : DMD
(*digital micromirror device*)



Objectif du stage

- Lasers verts coûteux et fragiles
- Fabriquer le laser dans le labo à partir d'un laser à 1064 nm plus facile d'accès
- par doublage de fréquence (génération de seconde harmonique)

Objectif : réalisation du laser à 532 nm de $\sim 2\text{ W}$ et étude de l'efficacité du doublage et de sa stabilité

Principe de la génération

Présentation du stage

Principe de la génération

Mise en œuvre

Efficacité de doublage à basse puissance

Recherche d'un régime exploitable à haute puissance

Conclusion

Milieu non linéaire

Équation d'onde dans un milieu non magnétique linéaire, dans le domaine de Fourier (équation de Helmholtz) :

$$\nabla^2 \mathcal{E}_q + \frac{\omega_q^2}{c^2} \underline{\epsilon}^{(1)}(\omega_q) \cdot \mathcal{E}_q(\mathbf{r}) = 0$$

avec $\underline{\epsilon}^{(1)}$ le tenseur de permittivité diélectrique relative (linéaire)

Milieu non linéaire

Équation d'onde dans un milieu non magnétique **non** linéaire, dans le domaine de Fourier (équation de Helmholtz) :

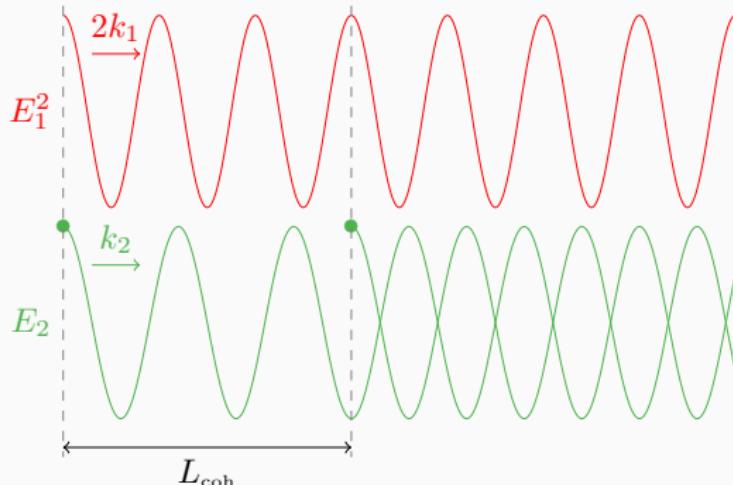
$$\nabla^2 \mathcal{E}_q + \frac{\omega_q^2}{c^2} \underline{\epsilon}^{(1)}(\omega_q) \cdot \mathcal{E}_q(\mathbf{r}) = -\frac{\omega_q^2}{\epsilon_0 c^2} \mathcal{P}_q^{\text{NL}}(\mathbf{r})$$

avec $\underline{\epsilon}^{(1)}$ le tenseur de permittivité diélectrique relative (linéaire) et $\mathcal{P}_q^{\text{NL}}$ la q -ème harmonique de la polarisation non-linéaire

En particulier, $\mathbf{P}^{(2)} \propto \underline{\chi}^{(2)} \mathbf{E}^2$ avec $\underline{\chi}^{(2)}$ la susceptibilité d'ordre 2

$\rightarrow \mathbf{P}_2^{(2)} \propto \underline{\chi}^{(2)} \mathbf{E}_1^2$: terme source à la fréquence double

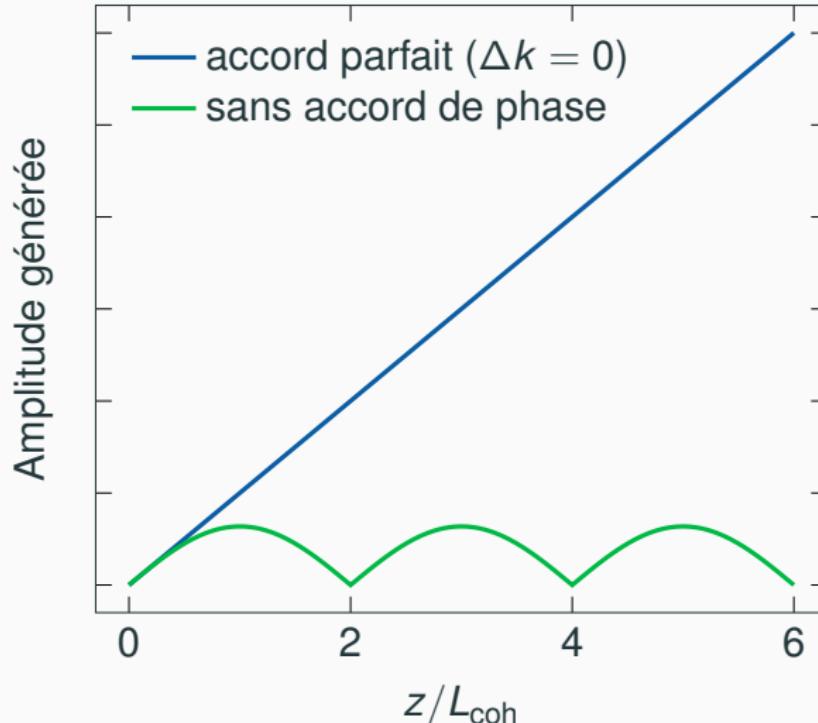
Accord de phase (onde plane)



Interférence destructive du rayonnement émis en 2 points distants de $L_{coh} = \frac{\pi}{\Delta k}$ où $\Delta k = k_2 - 2k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_2} (n_2 - n_1)$

Accord de phase $\Delta k = 0$, $n_1 = n_2$ exclu

Accord de phase (onde plane)



$n_1 \neq n_2$, $L_{\text{coh}} \approx 3 \mu\text{m} \ll L = 2 \text{ cm}$: on perd 4 ordres de grandeur sur l'amplitude !

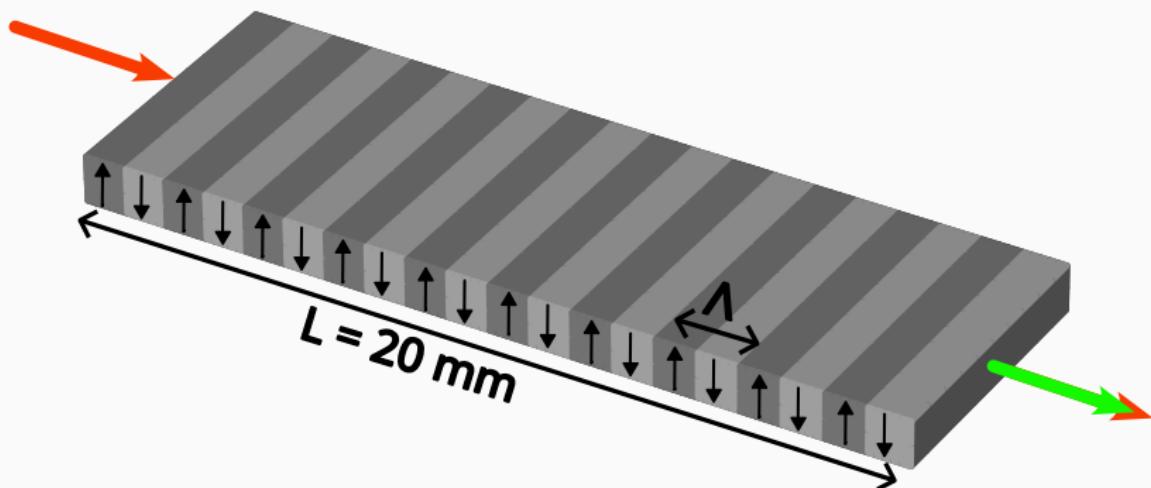
Quasi-accord de phase

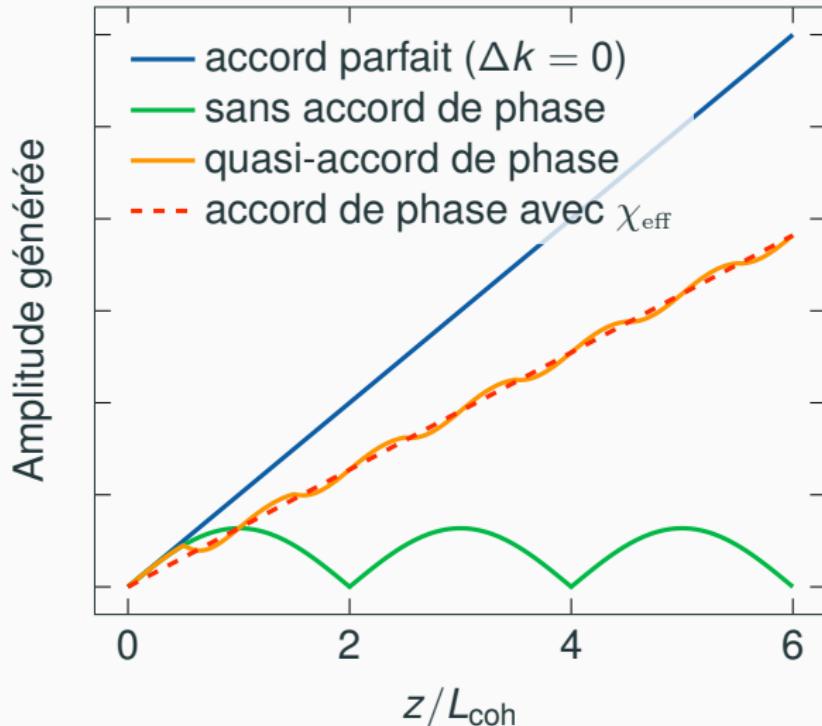
Solution : $\chi^{(2)}(z)$ variant spatialement avec un nombre d'onde
 $k_\chi = \Delta k$: remplace Δk par $\Delta k_{\text{eff}} := \Delta k - k_\chi = 0$

Quasi-accord de phase

Solution : $\chi^{(2)}(z)$ variant spatialement avec un nombre d'onde
 $k_\chi = \Delta k$: remplace Δk par $\Delta k_{\text{eff}} := \Delta k - k_\chi = 0$

En pratique,





On retrouve la croissance linéaire de l'amplitude avec $\chi^{(2)} \rightarrow \chi_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} \chi^{(2)}$ (pour $k_x = \frac{2\pi}{\Lambda} = \Delta k$)

Influence du profil transverse — faisceaux gaussiens

Faisceau incident gaussien de longueur de Rayleigh z_R

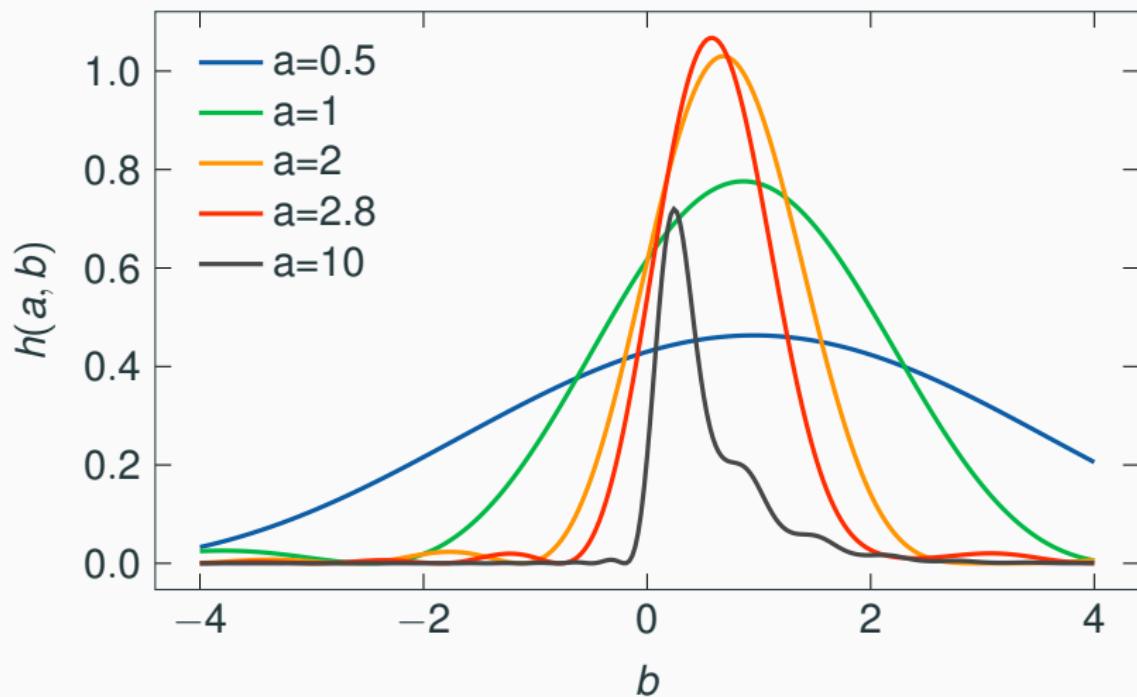
Théorie de Boyd-Kleinman : efficacité de conversion $\alpha = \frac{\mathcal{P}_2}{\mathcal{P}_1^2}$

$$\alpha = \frac{\omega^3 \chi_{\text{eff}}^2 L}{2\varepsilon_0 c^4 \pi n_1 n_2} h(a, b)$$

avec $a = \frac{L}{2z_R}$ (focalisation), $b = -\Delta k_{\text{eff}} z_R$ (déphasage)

 ↳ choix du faisceau ↳ réglage température
et $h(a, b)$ le facteur de Boyd-Kleinman

Optimum de conversion : $h(2.8, 0.58) = 1.068$



Mise en œuvre

Présentation du stage

Principe de la génération

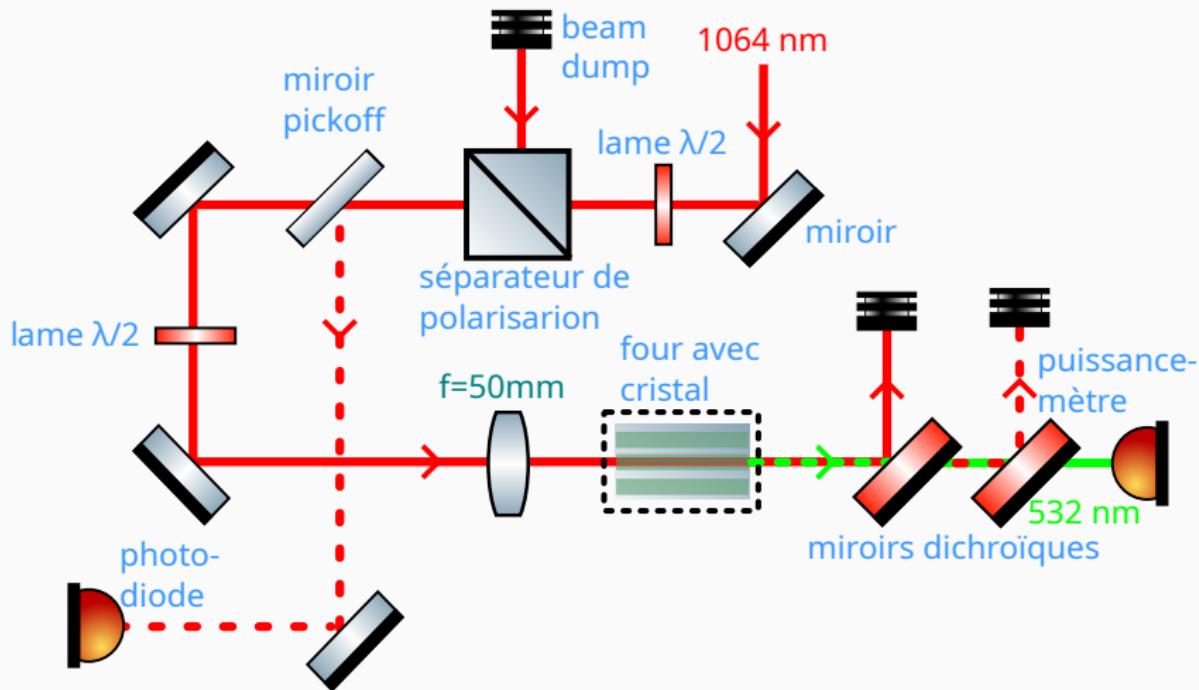
Mise en œuvre

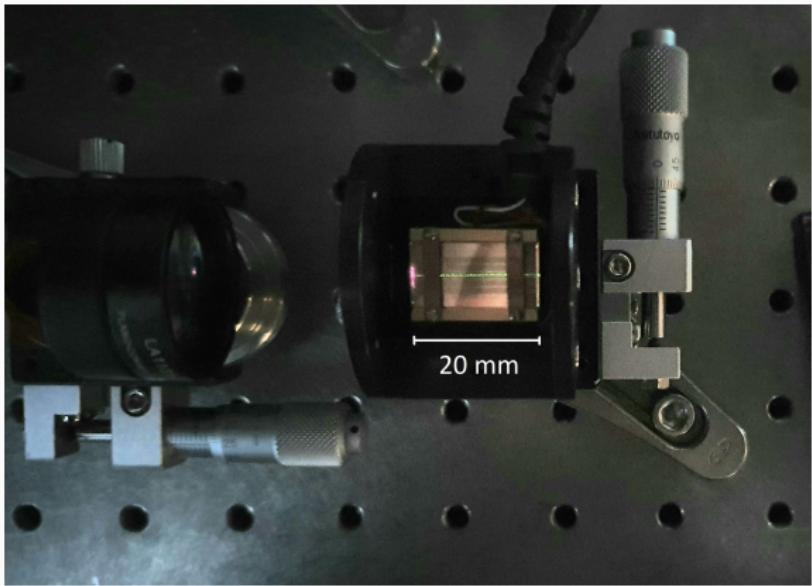
Efficacité de doublage à basse puissance

Recherche d'un régime exploitable à haute puissance

Conclusion

Montage





Efficacité de doublage à basse puissance

Présentation du stage

Principe de la génération

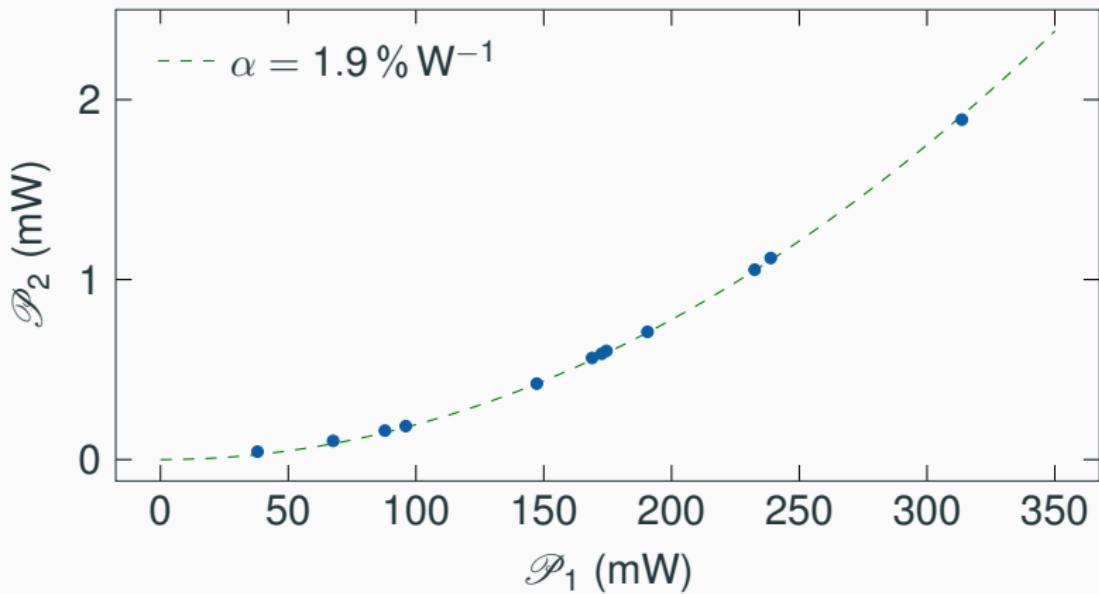
Mise en œuvre

Efficacité de doublage à basse puissance

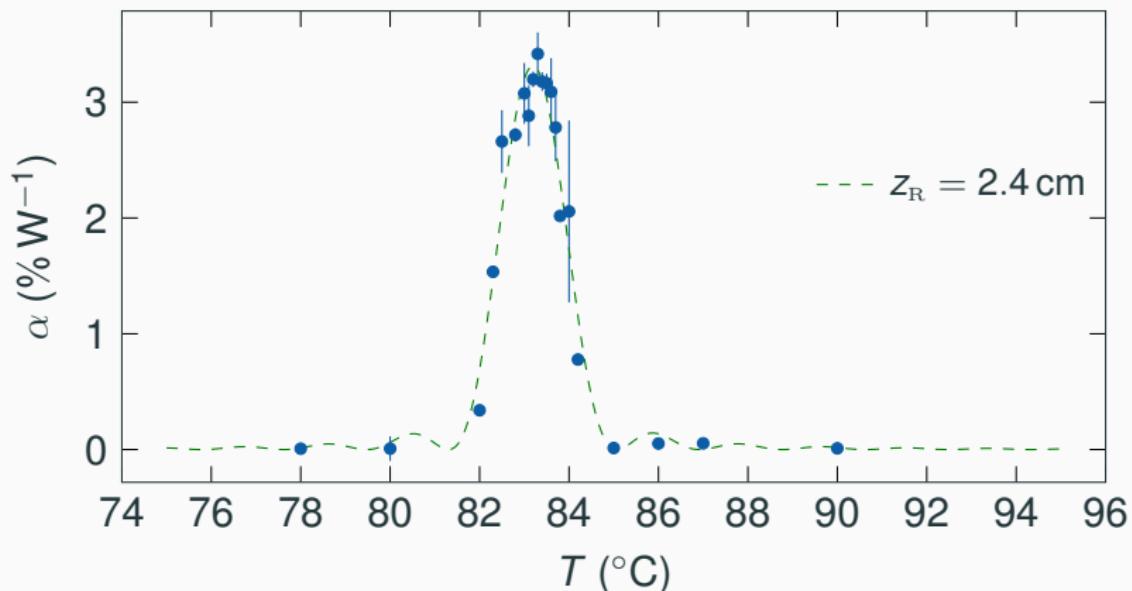
Recherche d'un régime exploitable à haute puissance

Conclusion

Vérification de la relation $\mathcal{P}_2 = \alpha \mathcal{P}_1^2$ ($\Lambda = 6.9 \mu\text{m}$, $T = 82.5^\circ\text{C}$)

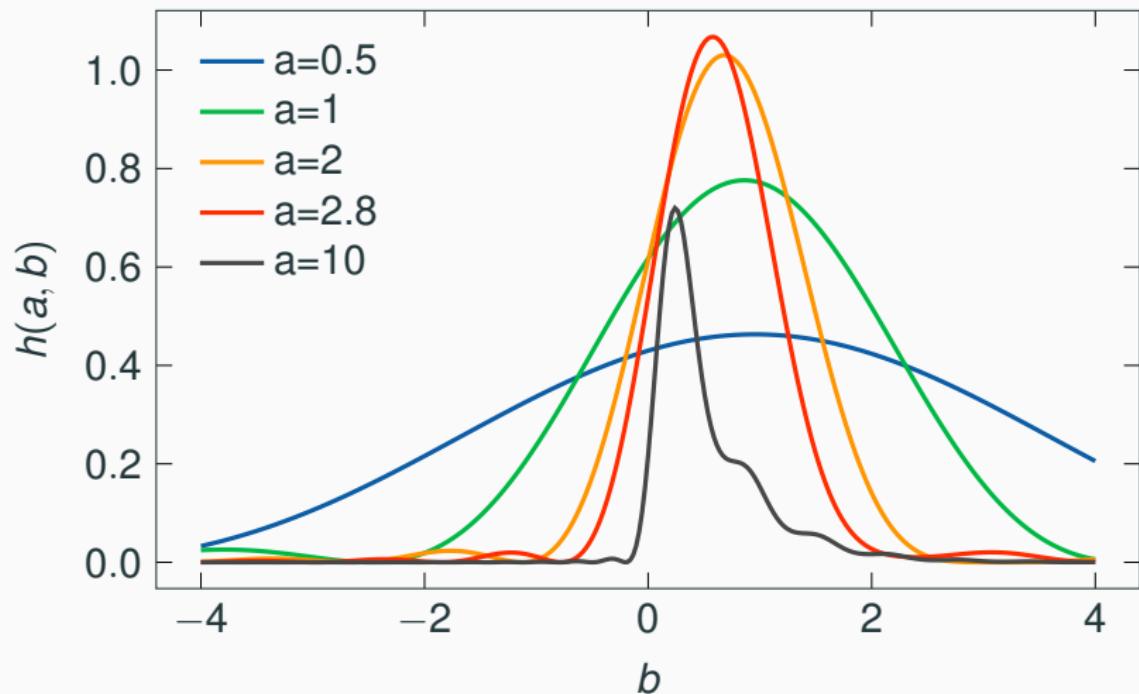


Dépendance en température de l'efficacité de conversion $(\Lambda = 6.9 \mu\text{m})$

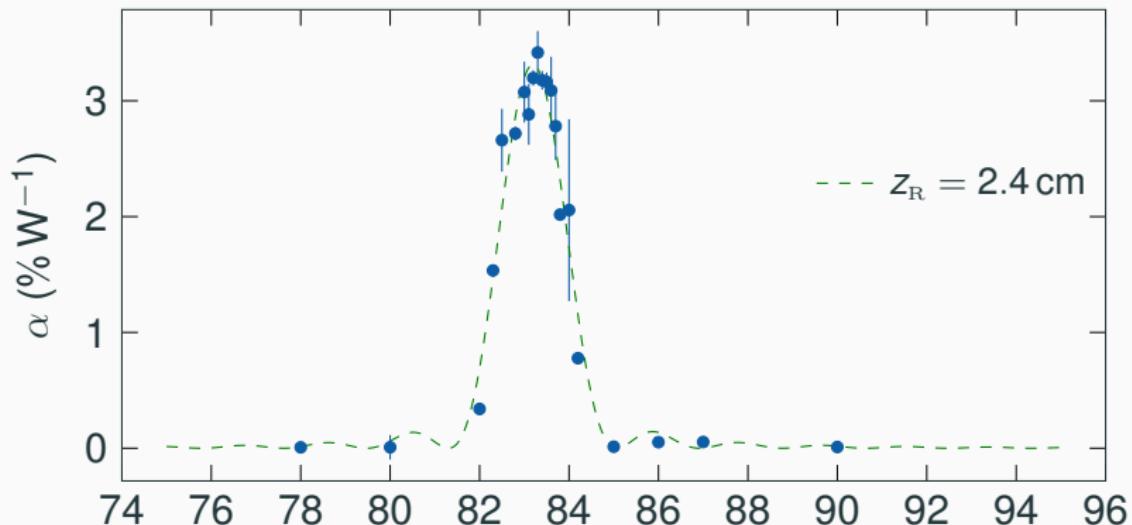


Dépendance en température de l'efficacité de conversion

($\Lambda = 6.9 \mu\text{m}$)



Dépendance en température de l'efficacité de conversion $(\Lambda = 6.9 \mu\text{m})$



ajustement de $\frac{\partial(\Delta k_{\text{eff}})}{\partial T}$: $1.7 \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$

raisonnable selon la précision du dopage, mais α trop grand pour $z_R = 2.4 \text{ cm}$ ($\chi_{\text{eff}} = 42 \text{ pm/V}$ contre $\chi_{\text{eff}} = 32 \text{ pm/V}$)

Recherche d'un régime exploitable à haute puissance

Présentation du stage

Principe de la génération

Mise en œuvre

Efficacité de doublage à basse puissance

Recherche d'un régime exploitable à haute puissance

Conclusion

Conversion à haute puissance

- Effets parasites à haute intensité réduisent l'efficacité de conversion

Conversion à haute puissance

- Effets parasites à haute intensité réduisent l'efficacité de conversion
- Doublage extrêmement instable

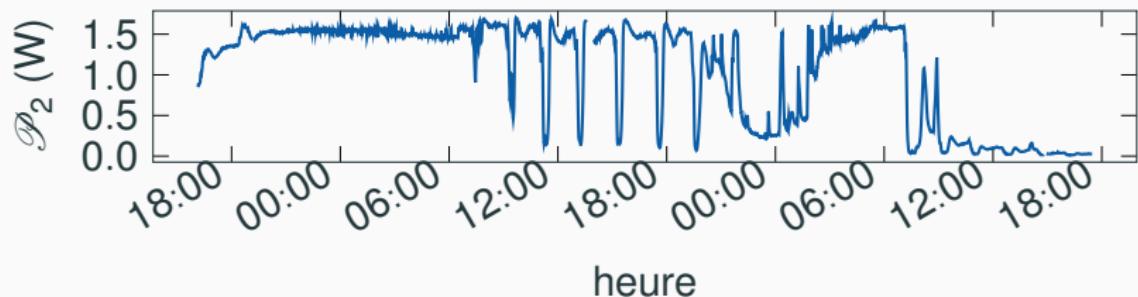
Conversion à haute puissance

- Effets parasites à haute intensité réduisent l'efficacité de conversion
- Doublage extrêmement instable
- Des configurations moins instables que d'autres

Recherche d'un régime stable

Meilleur résultat ($\Lambda = 6.83 \mu\text{m}$, $T = 127^\circ\text{C}$)

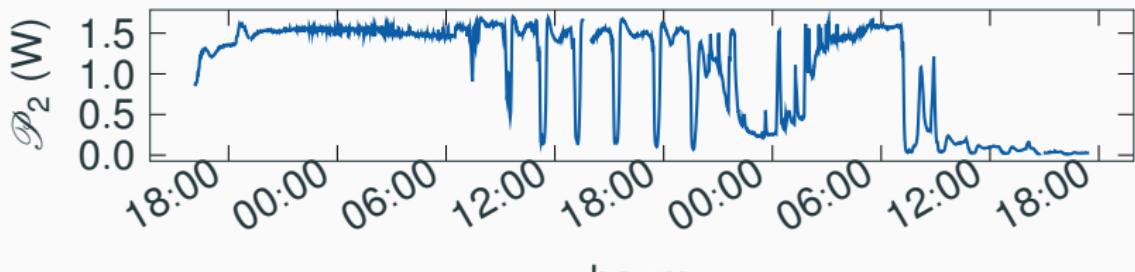
Avec ventilation :



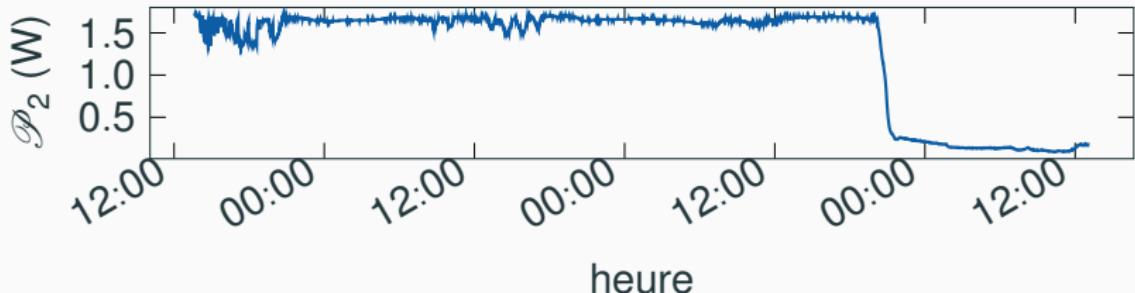
Recherche d'un régime stable

Meilleur résultat ($\Lambda = 6.83 \mu\text{m}$, $T = 127^\circ\text{C}$)

Avec ventilation :



Sans ventilation :



Conclusion

Présentation du stage

Principe de la génération

Mise en œuvre

Efficacité de doublage à basse puissance

Recherche d'un régime exploitable à haute puissance

Conclusion

Conclusion

- Doublage réussi
 - Résultat sans ventilation probant
 - Mise en évidence d'un manque de stabilité
 - Utilisation robuste difficile
- ↪ avantage pratique pas évident
- Pistes d'approfondissement :
 - Statistique sur plusieurs cristaux
 - Faisceau pulsé pour caractériser le doublage à haute puissance sans effets thermiques

Annexes

Annexes

Travail de l'équipe

Condensats 2D de gaz de rubidium soumis à un potentiel contrôlé

Exemples :

- Fraction superfluide dans un condensat de Bose-Einstein en interaction modulé spatialement
- Soliton de Townes dans un gaz de Bose à deux composantes

Utilisation des lasers à 532 nm

Force de piégeage dipolaire (polarisation de l'atome)

$$\mathbf{F}_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\nabla U_{\text{dip}}(\mathbf{r}), \quad U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\tilde{\Delta}} I(\mathbf{r}),$$

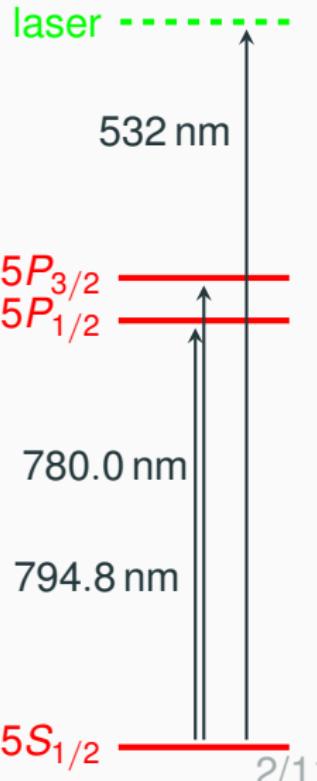
Γ la largeur naturelle de la transition ,

$$\frac{1}{\tilde{\Delta}} = \frac{1}{\omega - \omega_0} + \frac{1}{\omega + \omega_0} \approx \frac{1}{\omega - \omega_0}.$$

Force de pression de radiation $\mathbf{F} = \hbar \mathbf{k} \gamma$ avec γ le taux d'émission spontanée

$$\gamma(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\tilde{\Delta}} \right)^2 I(\mathbf{r}).$$

Laser désaccordé vers le bleu : piégeage dans les zones sombres et faible diffusion ($\propto \frac{1}{\tilde{\Delta}^2}$)



Milieu non linéaire

Équation d'onde dans un milieu non magnétique non linéaire :

$$\nabla^2 \mathcal{E}_q + \frac{\omega_q^2}{c^2} \underline{\epsilon}^{(1)}(\omega_q) \cdot \mathcal{E}_q(\mathbf{r}) = -\frac{\omega_q^2}{\epsilon_0 c^2} \underline{\mathcal{P}_q^{\text{NL}}(\mathbf{r})}$$

avec

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \Re \left\{ \sum_{q \in \mathbb{N}} \mathcal{E}_q(\mathbf{r}) e^{-i\omega_q t} \right\}$$

$$\mathbf{P}^{\text{NL}}(\mathbf{r}, t) = \Re \left\{ \sum_{q \in \mathbb{N}} \mathcal{P}_q^{\text{NL}}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_q t} \right\}$$

$\underline{\epsilon}^{(1)}$ le tenseur de permittivité diélectrique relative (linéaire)

$\mathcal{P}_q^{\text{NL}}$ la partie non-linéaire de la polarisation

Génération de seconde harmonique

Polarisation quadratique pour une onde incidente à la pulsation ω

$$\mathbf{E} = \Re \{ \mathcal{E}_1 e^{-i\omega t} \}$$

$\mathbf{P}^{(2)} = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \mathbf{E}^2$ avec $\underline{\chi}^{(2)}$ la susceptibilité d'ordre 2

$$= \frac{\varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)}}{4} \left\{ \mathcal{E}_1 e^{-i\omega t} + \mathcal{E}_1^* e^{i\omega t} \right\}^2$$

$$= \frac{\varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)}}{4} \left\{ \underbrace{\mathcal{E}_1^2 e^{-2i\omega t} + \mathcal{E}_1^{*2} e^{2i\omega t}}_{\text{seconde harmonique}} + 2|\mathcal{E}_1|^2 + \mathcal{O}(\mathcal{E}_2^2) \right\}$$

La polarisation quadratique conduit à un terme source à 2ω , quadratique en l'amplitude incidente !

Équation d'évolution

Hypothèses simplificatrices :

- polarisation linéaire selon l'un des axes principaux

$$\rightarrow \mathcal{E}_q \text{ scalaires, } n_q = \sqrt{\varepsilon^{(1)}(\omega_q)}$$

- $\mathcal{E}_q = \mathcal{A}_q(x, y, z) e^{ik_q z}$ avec $k_q = \frac{n_q \omega_q}{c}$ et $\frac{\partial^2 \mathcal{A}_q}{\partial z^2} \ll k_q \frac{\partial \mathcal{A}_q}{\partial z}$

\rightarrow équation d'onde paraxiale avec terme source quadratique en \mathcal{A}_1

$$\left\{ \nabla_{\perp} + 2ik_2 \frac{\partial}{\partial z} \right\} \mathcal{A}_2 = -\frac{2\chi^{(2)}\omega^2}{c^2} \mathcal{A}_1^2 e^{-i(k_2 - 2k_1)z}$$

Accord de phase

Pour des ondes planes $\mathcal{A}_q = \mathcal{A}_q(z)$,

$$\frac{d\mathcal{A}_2}{dz} = i \frac{\chi^{(2)} \omega}{2cn_2} \mathcal{A}_1^2 e^{-i\Delta kz} \text{ avec } \Delta k = k_2 - 2k_1$$

$$\text{soit } \mathcal{A}_2(L) = i \frac{\chi^{(2)} \omega}{2cn_2} \mathcal{A}_1^2 L \underbrace{\text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}_{\text{en sortie du cristal}} e^{-i\frac{\Delta k L}{2}}$$

en sortie du cristal en $z = L$ avec $\mathcal{A}_2(0) = 0$ à l'entrée.

$$|\mathcal{A}_2(L)| \approx \frac{\chi_{\text{eff}} \omega}{2cn_2} \mathcal{A}_1^2 L \left| \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_{\text{eff}} L}{2}\right) \right|$$

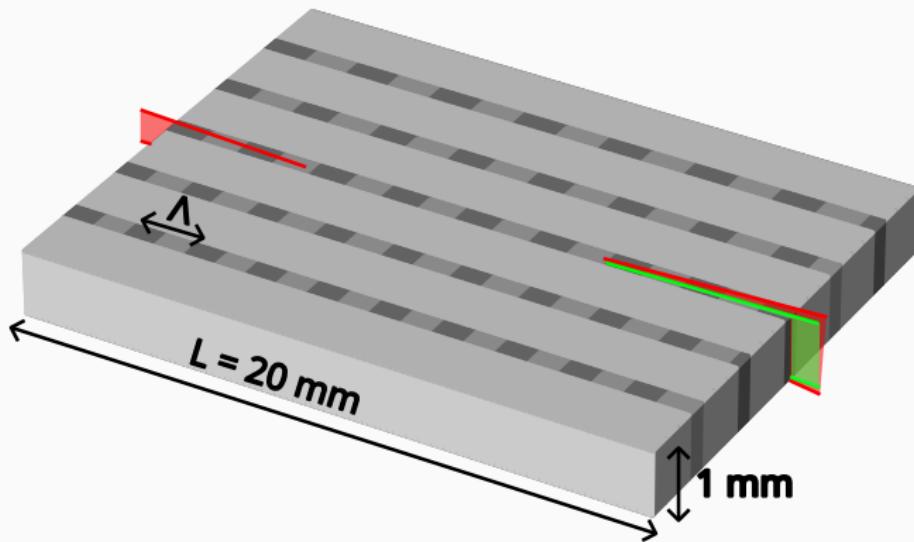
Choix du cristal doubleur

Cristal de niobate de lithium polarisé périodiquement dopé au magnésium (MgO:PPLN) :

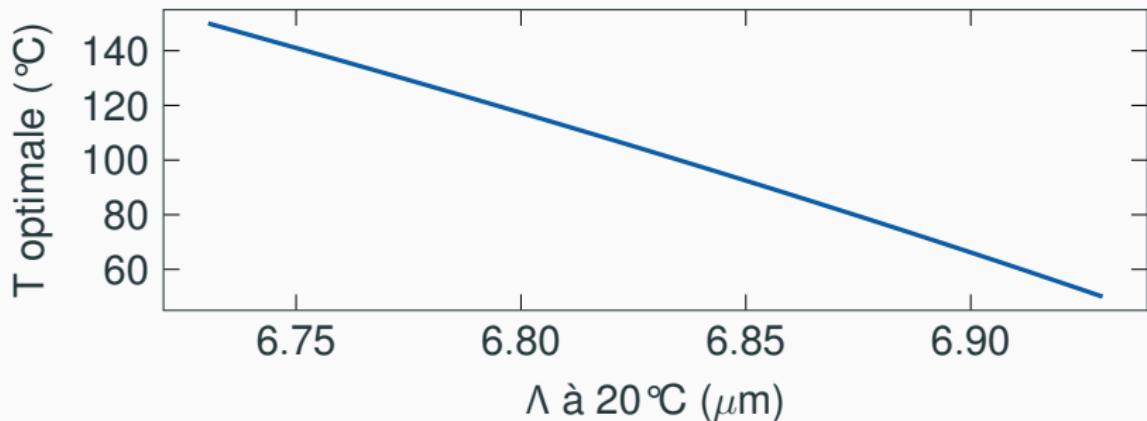
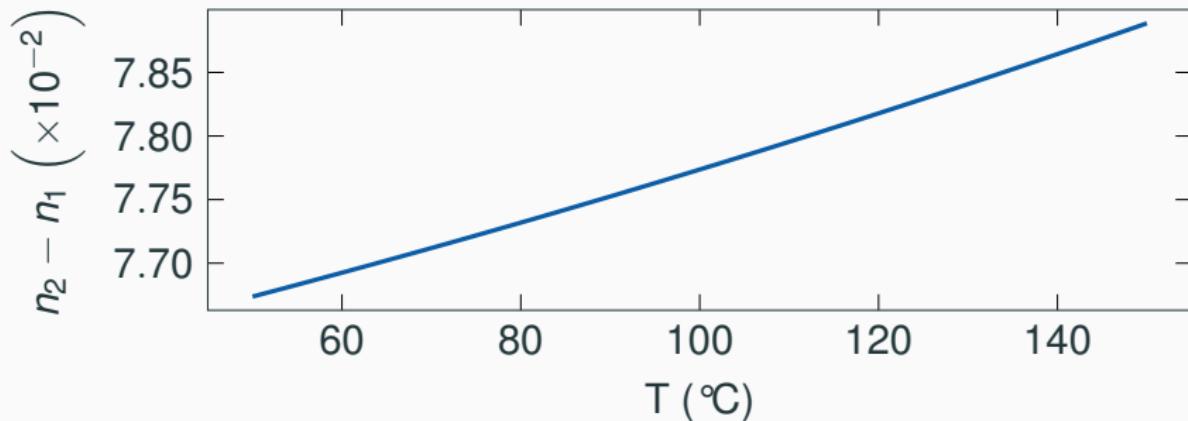
- $\chi^{(2)}$ important selon l'axe extraordinaire
- bonne efficacité de conversion
- effets non-linéaires parasites à haute intensité :
 - inhomogénéités d'indice optique et couplage entre les faisceaux (effet photoréfractif)
 - absorption de l'infrarouge induite par le vert (*green-induced infrared absorption—GRIIRA*)
- avantageux pour produire jusqu'à 2–3 watts de lumière verte

Choix du cristal doubleur

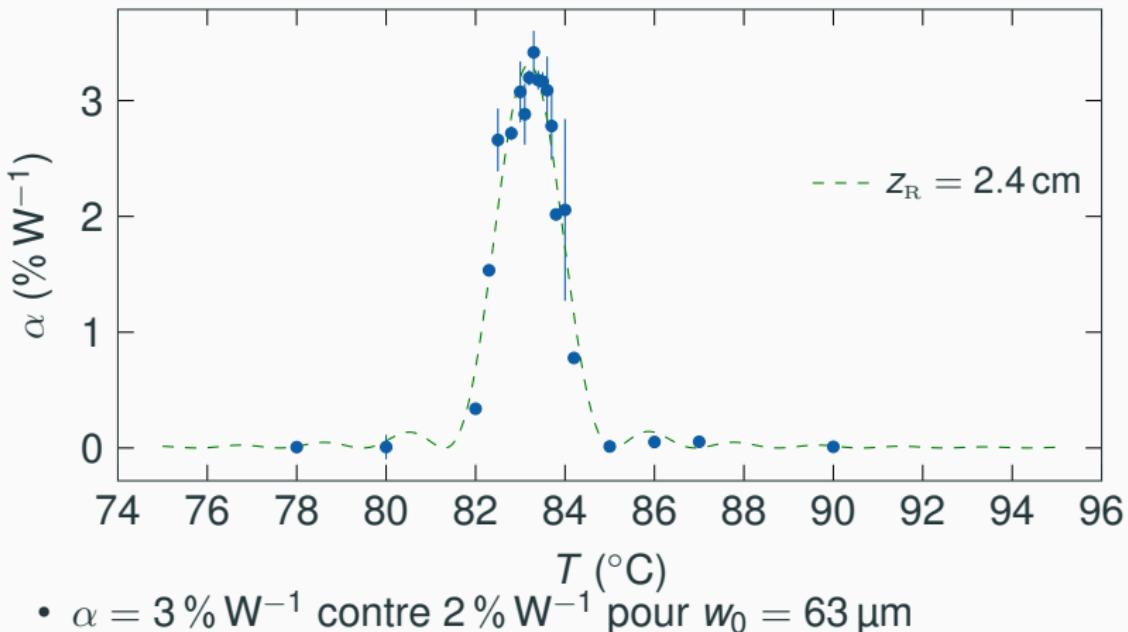
Cristal Coversion de longueur $L = 20 \text{ mm}$
 $\Lambda = 6.83, 6.86, 6.90, 6.93 \text{ et } 6.96 \mu\text{m}$



Estimation de la température optimale



Dépendance en température de l'efficacité de conversion

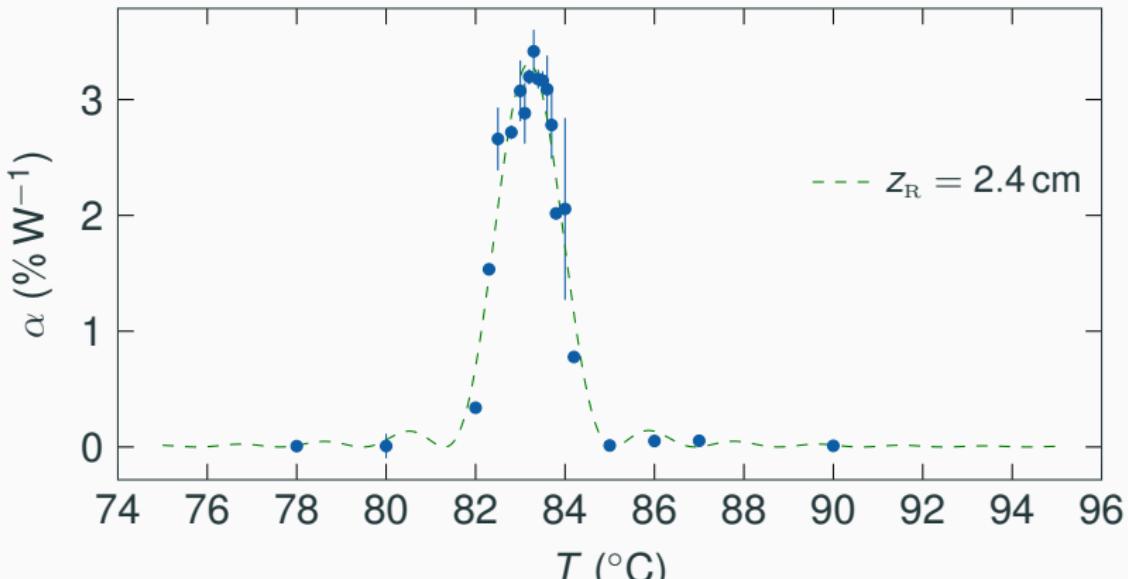


Dépendance en température de l'efficacité de conversion

w_0 (μm)	z_R (cm)	$a = \frac{L}{2z_R}$	α théorique ($\% \text{W}^{-1}$)	α mesuré ($\% \text{W}^{-1}$)
63	2.5	0.4	1.6	3.5
30	0.6	1.7	4.2	2.8
38	0.9	1.1	3.4	3.1
64	2.6	0.4	1.6	1.2

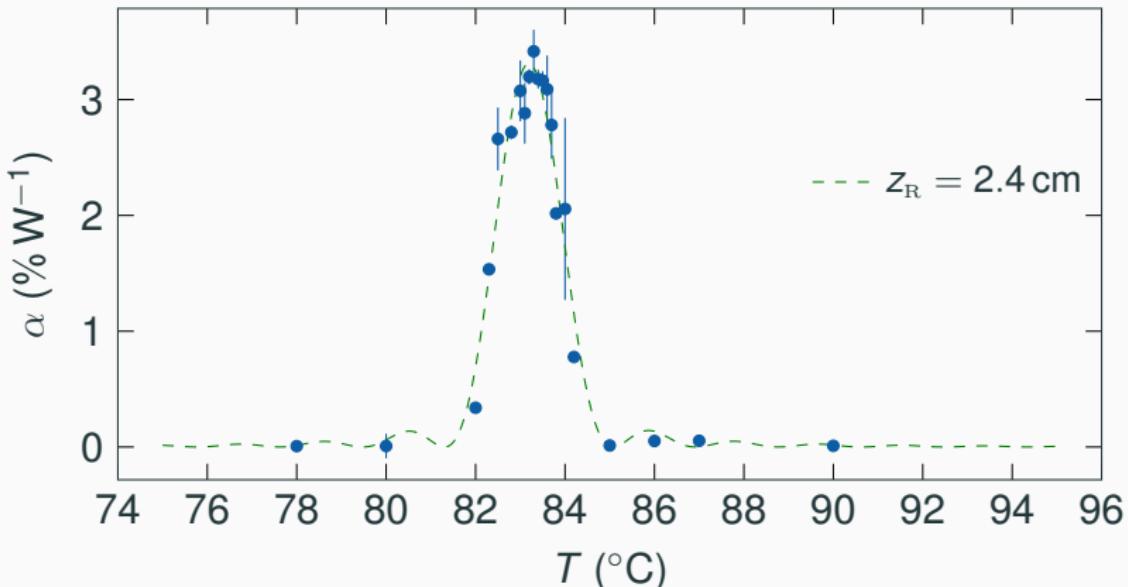
- $\alpha = 3 \% \text{W}^{-1}$ contre $2 \% \text{W}^{-1}$ pour $w_0 = 63 \mu\text{m}$

Dépendance en température de l'efficacité de conversion



- $\alpha = 3 \text{ \% W}^{-1}$ contre 2 \% W^{-1} pour $w_0 = 63 \mu\text{m}$
- $\delta T \text{ FWHM} \approx 1.6^{\circ}\text{C}$ contre 1.2°C

Dépendance en température de l'efficacité de conversion



- $\alpha = 3 \% \text{W}^{-1}$ contre $2 \% \text{W}^{-1}$ pour $w_0 = 63 \mu\text{m}$
- $\delta T \text{ FWHM} \approx 1.6^{\circ}\text{C}$ contre 1.2°C
- ajustement de $\frac{\partial(\Delta k_{\text{eff}})}{\partial T}$: $1.7 \text{ cm}^{-1} \text{K}^{-1}$
raisonnable selon la précision du dopage

Efficacité de conversion à haute puissance

Λ (μm)	z_R (cm)	théorique		basse puissance		haute puissance	
		T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)	T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)	T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)
6.9	0.6	66.0	4.2	84.0	2.8	77.0	2.3
6.9	0.9	66.0	3.4	84.2	3.1	75.0	2.2
6.9	2.6	66.2	1.6	84.0	1.2	75.0	2.7

- Effets parasites à haute intensité réduisent l'efficacité de conversion

Efficacité de conversion à haute puissance

Λ (μm)	z_R (cm)	théorique		basse puissance		haute puissance	
		T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)	T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)	T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)
6.9	0.6	66.0	4.2	84.0	2.8	77.0	2.3
6.9	0.9	66.0	3.4	84.2	3.1	75.0	2.2
6.9	2.6	66.2	1.6	84.0	1.2	75.0	2.7

- Effets parasites à haute intensité réduisent l'efficacité de conversion
- Augmenter le waist pour diminuer l'intensité et donc les effets parasites

Efficacité de conversion à haute puissance

Λ (μm)	z_R (cm)	théorique		basse puissance		haute puissance	
		T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)	T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)	T ($^{\circ}\text{C}$)	α ($\% \text{W}^{-1}$)
6.9	0.6	66.0	4.2	84.0	2.8	77.0	2.3
6.9	0.9	66.0	3.4	84.2	3.1	75.0	2.2
6.9	2.6	66.2	1.6	84.0	1.2	75.0	2.7

- Effets parasites à haute intensité réduisent l'efficacité de conversion
- Augmenter le waist pour diminuer l'intensité et donc les effets parasites
- Doublage extrêmement instable