

Les Nano-antennes (antennes sublambda)

absorption totale, tri de photons, exaltation du champ

Fabrice Pardo, Paul Chevalier, Charlie Koechlin,
Patrick Bouchon, Jean-Luc Pelouard, Riad Haïdar

MiNaO, Laboratoire Commun de Micro et Nano-Optique
LPN-CNRS, Marcoussis
ONERA-DOTA, Palaiseau



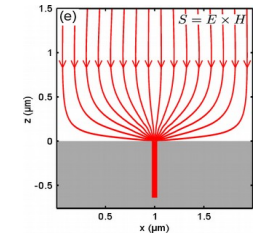
Pourquoi réduire le volume d'interaction ?

- Réduire le courant d'obscurité (et le bruit associé)
 - photodiodes IR
- Réduire les coûts matériau
- Augmenter le rendement énergétique
 - photovoltaïque sous concentration gain sur V_{optimum}
- Augmenter l'intensité du champ
 - sensibilité pour la détection chimie, bio
- Créer des fonctions spectrales dans le pixel
 - tri de photons (détecteur multispectral)

Plan

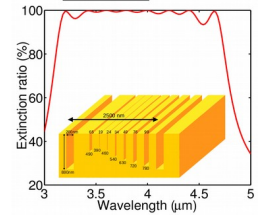
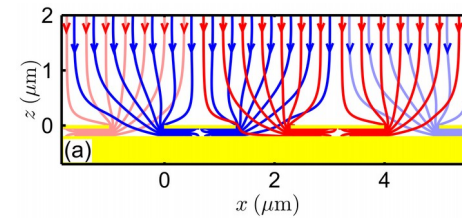
Hyperfocalisation

Par interférence magnéto électrique



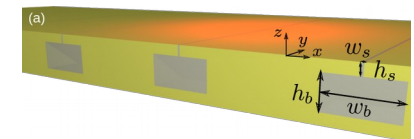
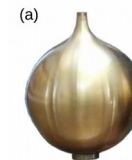
Tri de photons

Et absorption large bande



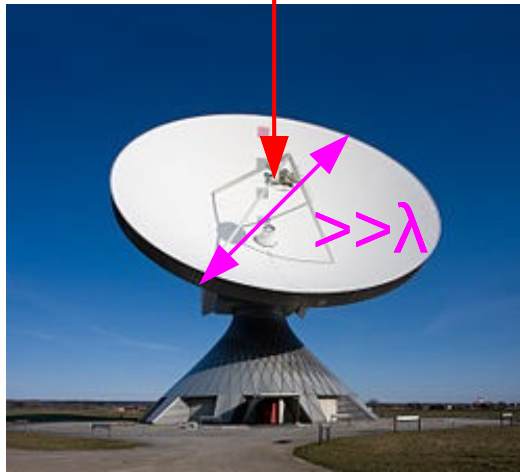
Résonateur de Helmholtz optique

Exaltation et confinement extrêmes



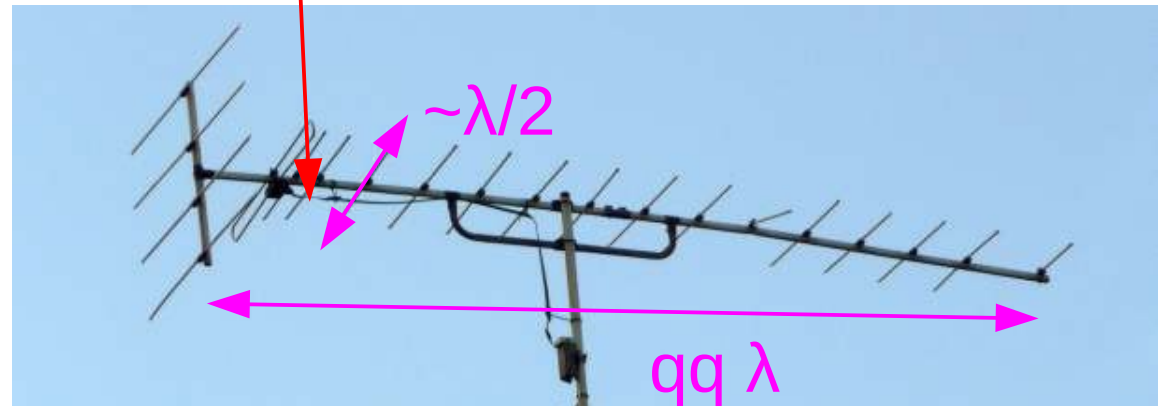
Les antennes

guide d'onde $\sim \lambda$



Antenne parabolique

Cable coaxial $\ll \lambda$



Antenne Yagi-Uda

Dimensions comparables à λ

En optique

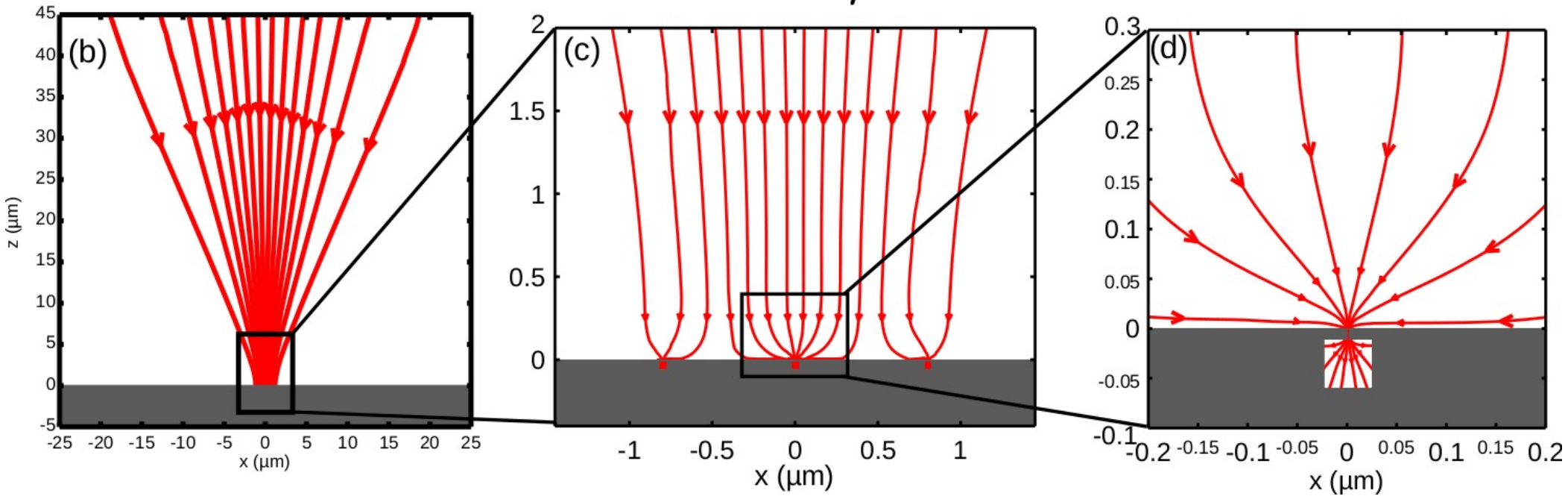


Lentille ou miroir

Taille de spot minimale $\sim \lambda$

Effet entonnoir (*funneling*)

$$\lambda = 1.7 \mu\text{m}$$



Calculs exacts Au@1.7 μm

Effet entonnoir dans les fentes simples

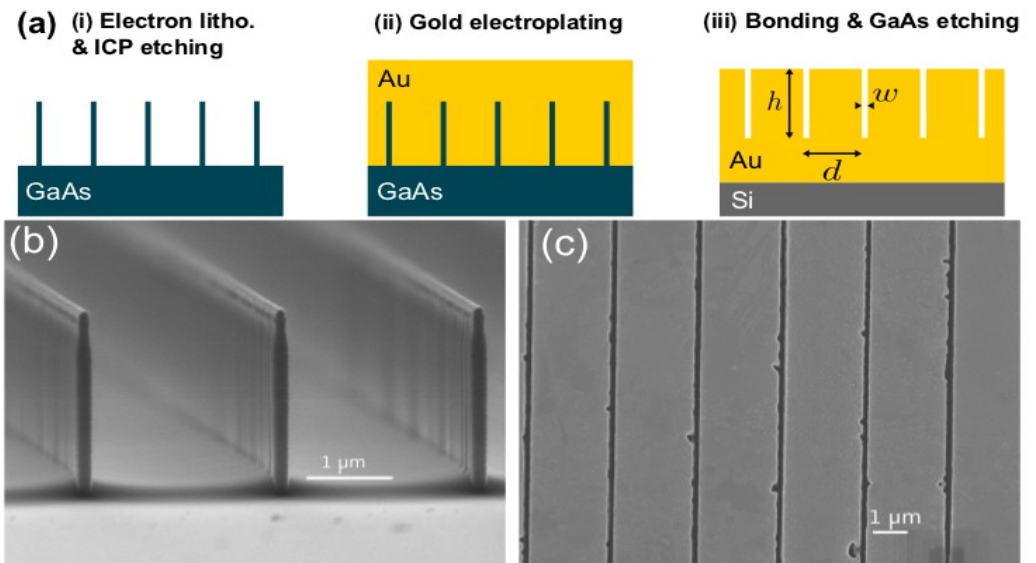
Étude facile (mesure de la réflectivité)

Modèle du noir d'or, noir d'argent

fentes intergrains, théorie avec un réseau de fentes

Le Perche et al, PRL 100, 066408 (2008)

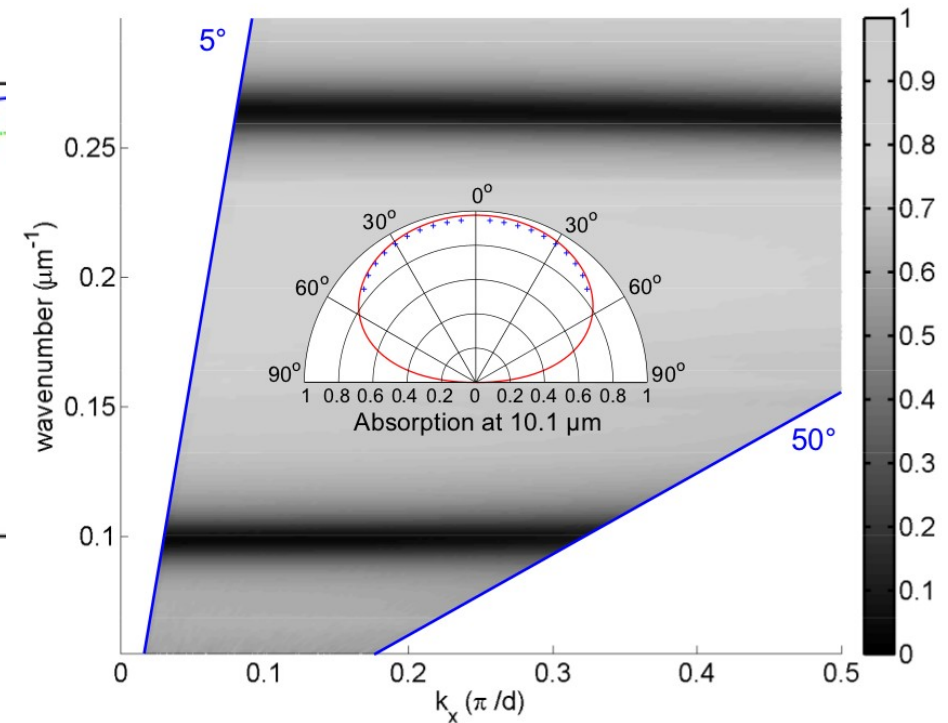
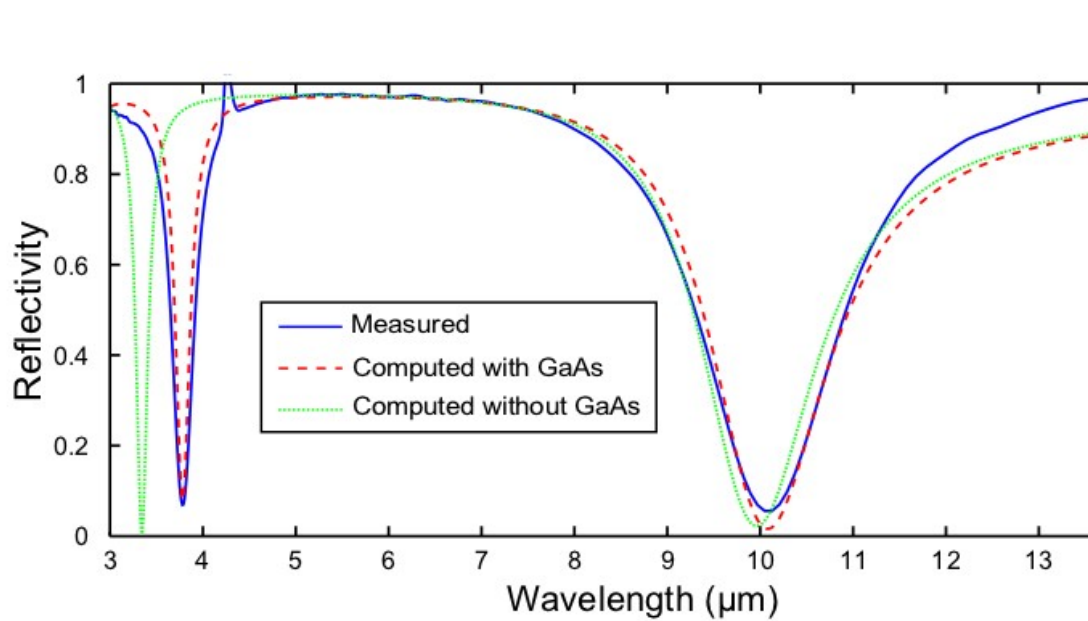
Réalisation d'un absorbant IR parfait



$d = 2500 \text{ nm}$, $h = 2000 \text{ nm}$, $w = 150 \text{ nm}$

*P. Bouchon et al,
Appl.Phys.Lett. 98 (2011) 191109*

Réseau de fentes, étude expérimentale



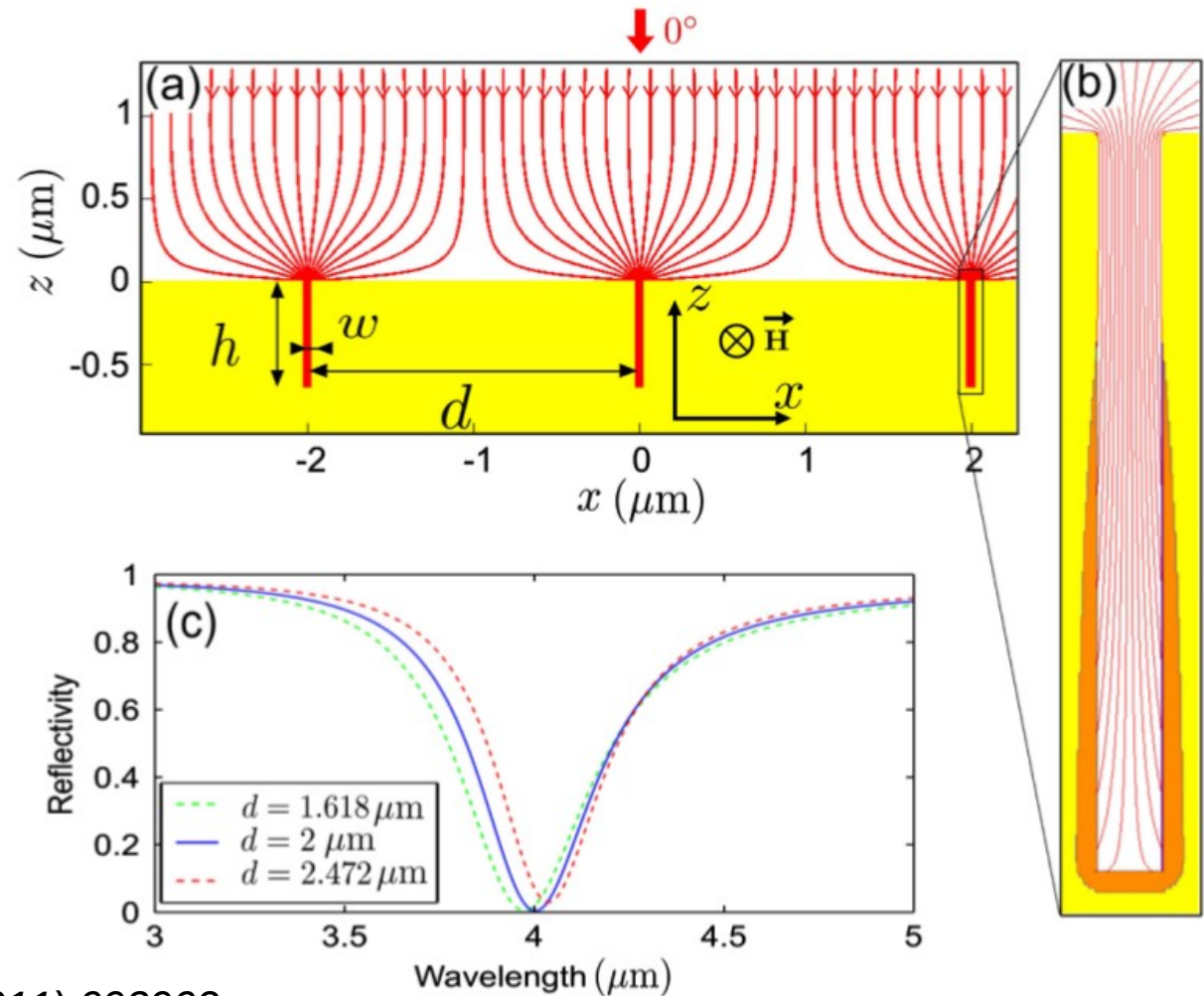
polarisation TM,
 $d = 2500 \text{ nm}$, $h = 2000 \text{ nm}$, $w = 150 \text{ nm}$

P. Bouchon et al, Appl.Phys.Lett. 98 (2011) 191109

résonance localisée : absorption dans les fentes

Absorption dans les sillons d'or = effet entonnoir

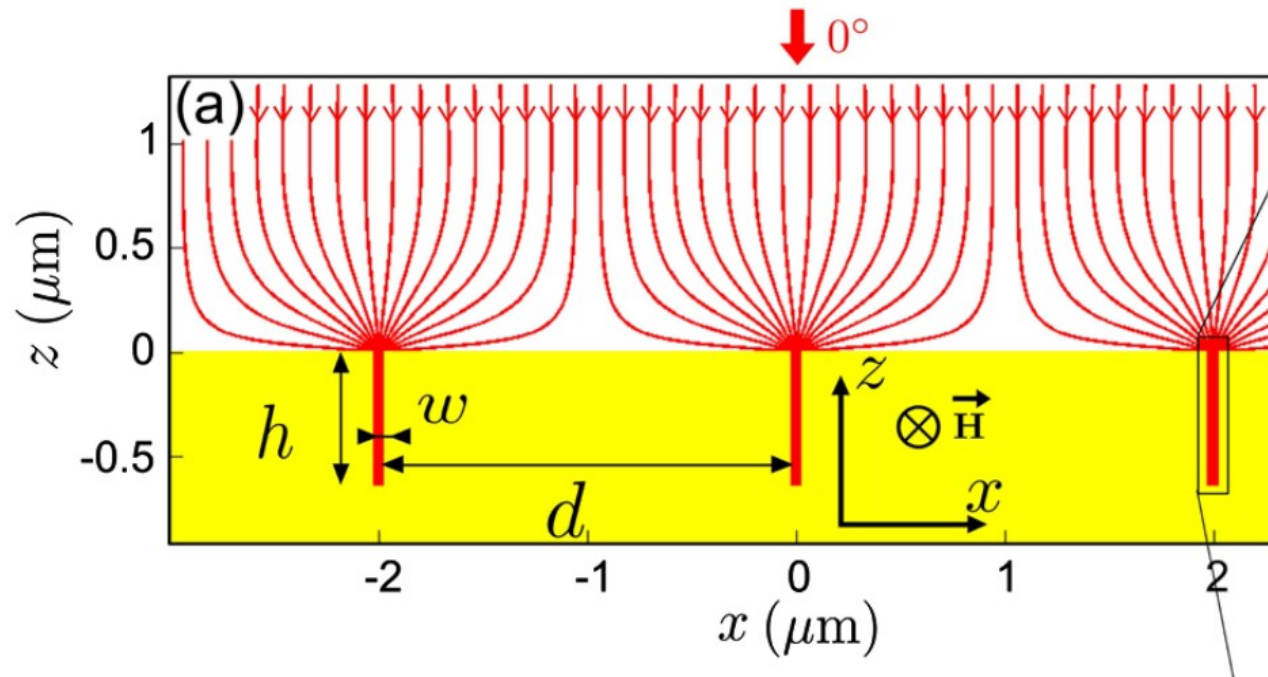
$h = 640 \text{ nm}$
 $w = 56 \text{ nm}$
 $d = 2000 \text{ nm}$
 $w/d = 3 \%$



F. Pardo et al, Phys.Rev.Lett. 107 (2011) 093902

résonance localisée : absorption dans les fentes

Mécanisme de l'effet entonnoir



H_i, E_i : onde incidente

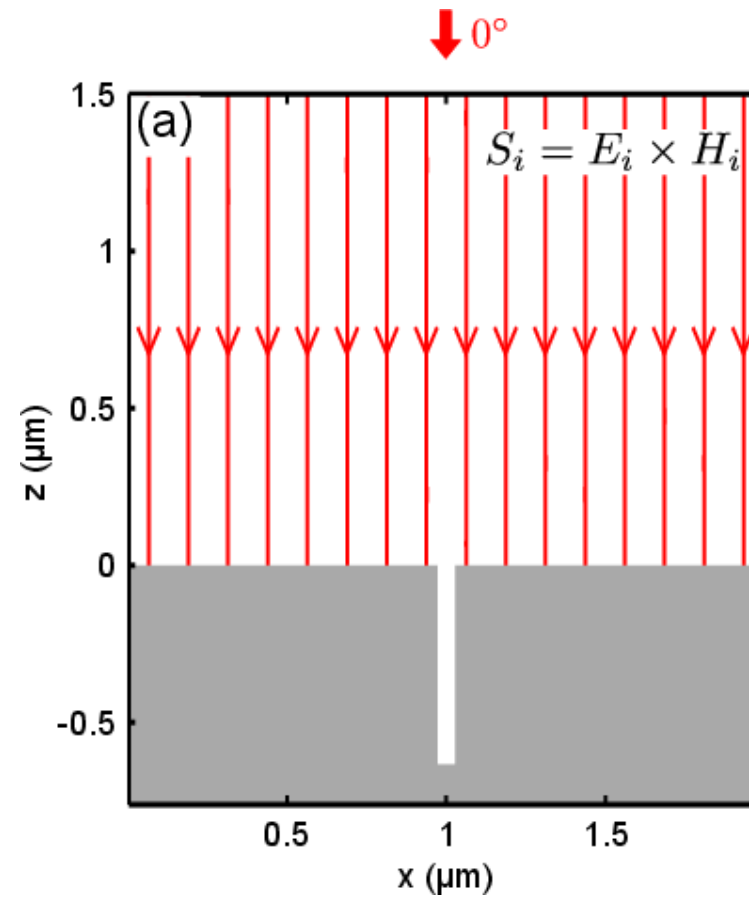
H_e, E_e : champ évanescent

H_r, E_r : onde réfléchie = 0 à la résonance

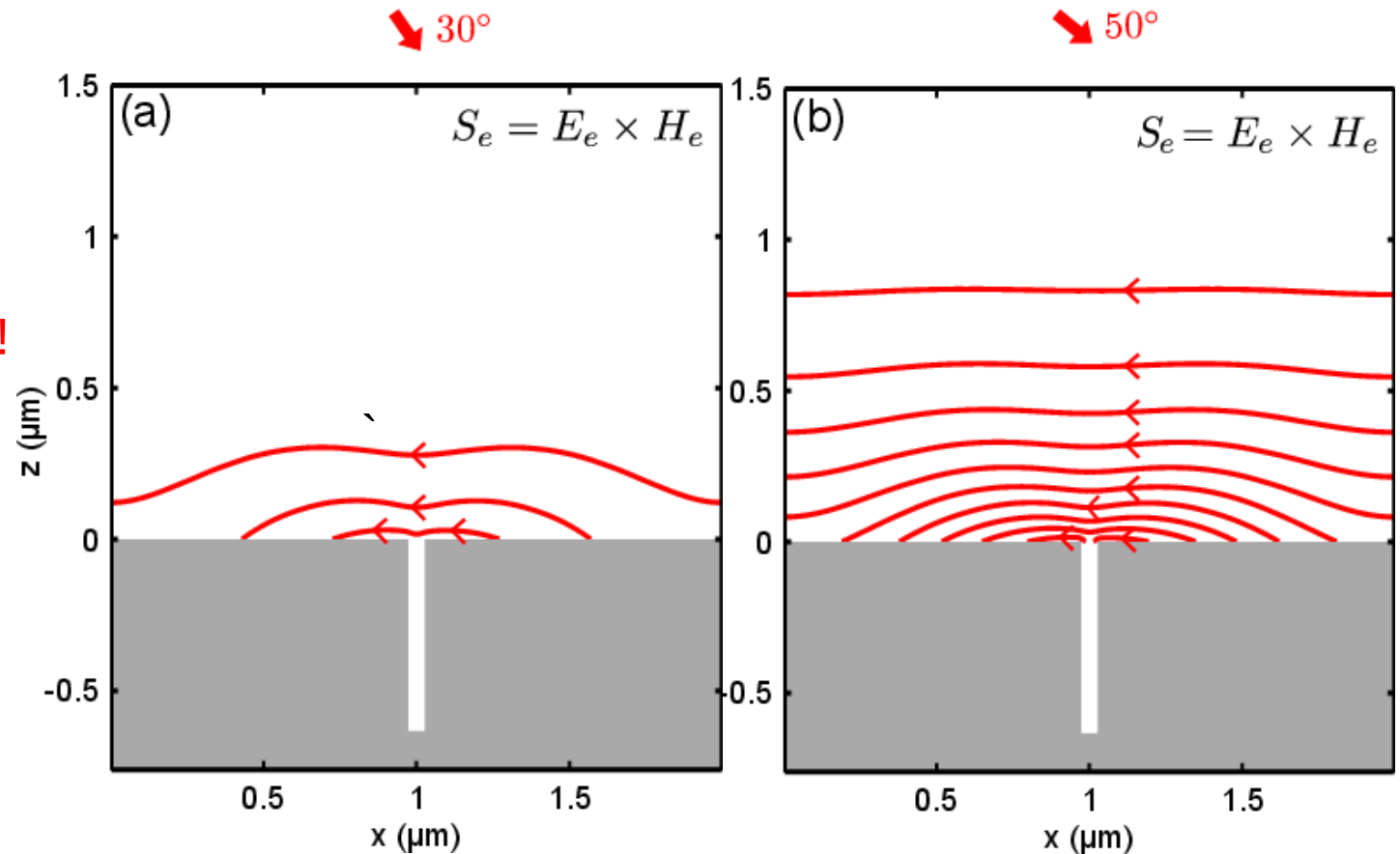
rôle des plasmons de surface dans la propagation de l'énergie ?

Vecteur de Poynting $S = E \times H$

Onde incidente



Champ évanescent



F. Pardo et al, Phys.Rev.Lett. 107 (2011) 093902

Les plasmons de surface **ne propagent pas ici** l'énergie vers le sillon

Interférence magnéto-électrique

Interférence classique E·E

$$|E_1 + E_2|^2 \longrightarrow E_1 \cdot E_2$$

Interférence magnéto-électrique

Interférence classique E·E

$$|E_1 + E_2|^2 \longrightarrow E_1 \cdot E_2$$

Interférence magnéto-électrique E×H

$$(E_1 + E_2) \times (H_1 + H_2) \longrightarrow E_1 \times H_2 + E_2 \times H_1$$

Interférence magnéto-électrique

Interférence classique E·E

$$|E_1 + E_2|^2 \longrightarrow E_1 \cdot E_2$$

Interférence magnéto-électrique E×H

$$(E_1 + E_2) \times (H_1 + H_2) \longrightarrow E_1 \times H_2 + E_2 \times H_1$$

- Évanescent × Évanescent
- Effet tunnel optique

Interférence magnéto-électrique

Interférence classique E·E

$$|E_1 + E_2|^2 \longrightarrow E_1 \cdot E_2$$

Interférence magnéto-électrique E×H

$$(E_1 + E_2) \times (H_1 + H_2) \longrightarrow E_1 \times H_2 + E_2 \times H_1$$

- Évanescent × Évanescent

- Effet tunnel optique

- Incident × Diffracté

- diffusion de Mie

généralisé par Miyazaki (IEEE JSTQE 2008)

Interférence magnéto-électrique

Interférence classique E·E

$$|E_1 + E_2|^2 \longrightarrow E_1 \cdot E_2$$

Interférence magnéto-électrique E×H

$$(E_1 + E_2) \times (H_1 + H_2) \longrightarrow E_1 \times H_2 + E_2 \times H_1$$

- Évanescent × Évanescent

- Effet tunnel optique

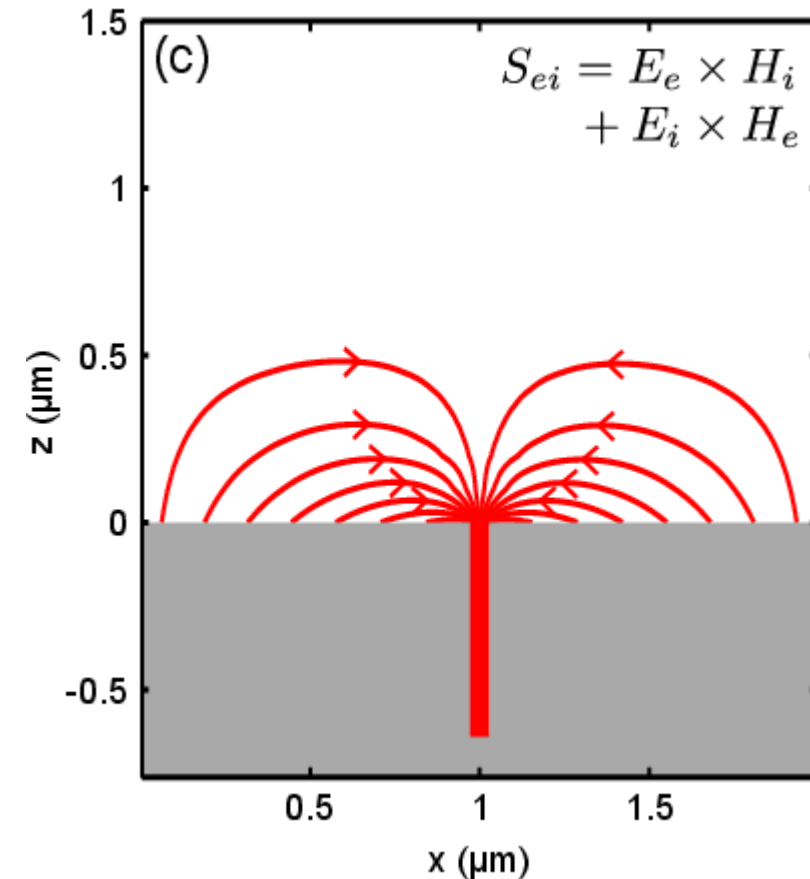
- Incident × Diffracté

- diffusion de Mie

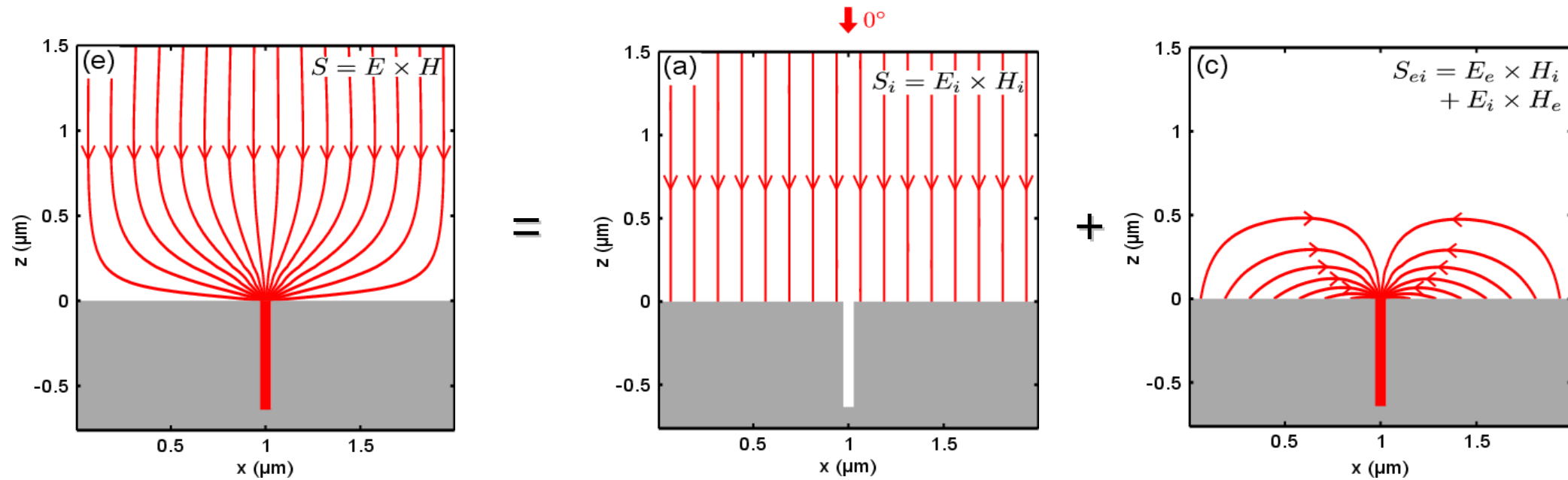
généralisé par Miyazaki (IEEE JSTQE 2008)

- Champ Incident Donné × Champ Évanescent Construit

IME redirige l'énergie depuis la surface vers le sillon



Interférence magnéto-électrique



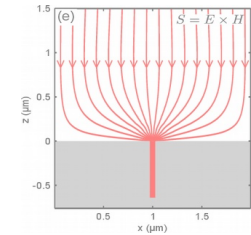
Champ évanescent construit autour du sillon, renforcé par la résonance

F. Pardo et al, Phys.Rev.Lett. 107 (2011) 093902

Plan

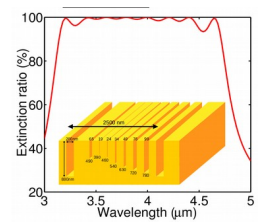
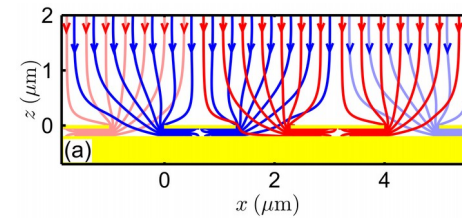
Hyperfocalisation

Par interférence magnéto électrique



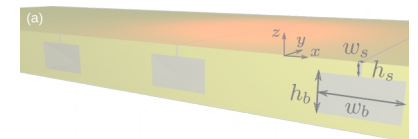
Tri de photons

Et absorption large bande

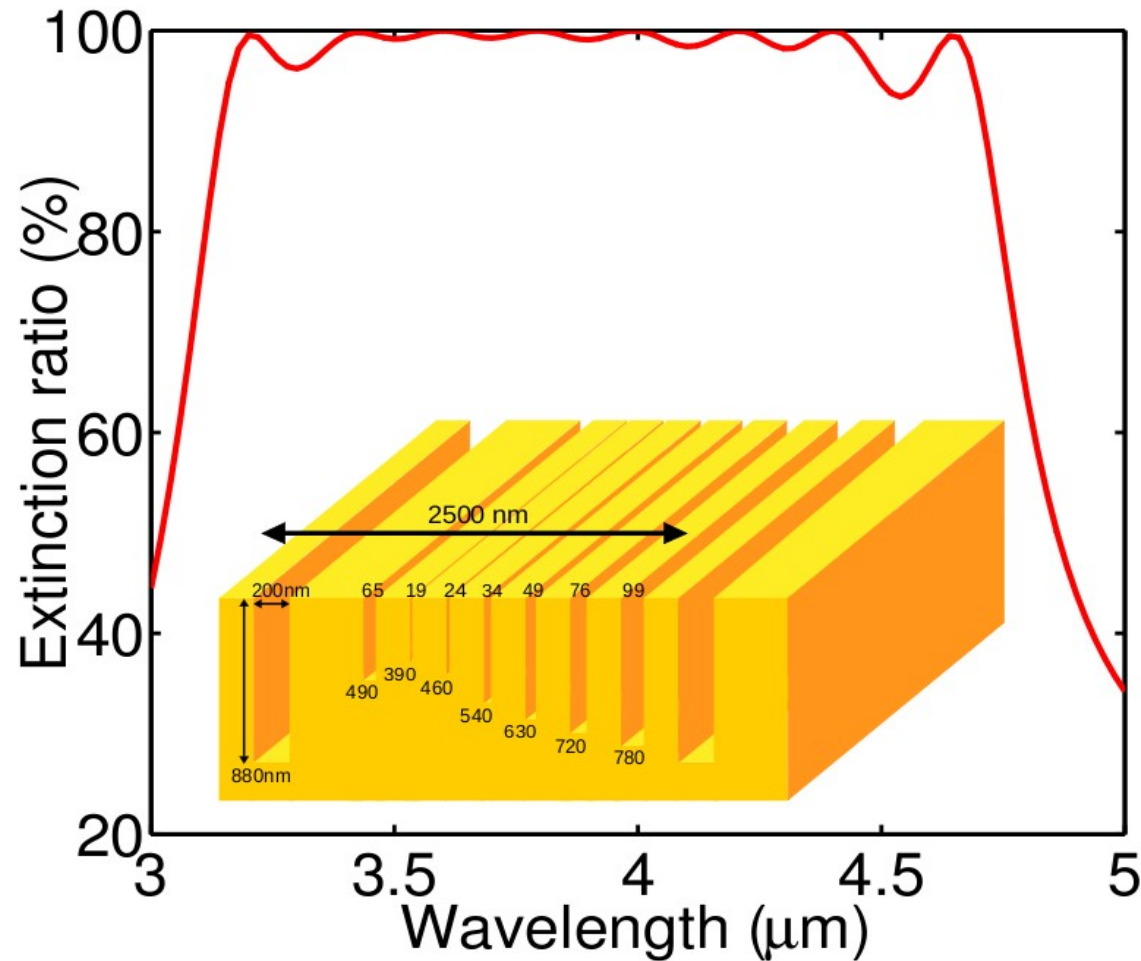


Résonateur de Helmholtz optique

Exaltation et confinement extrêmes

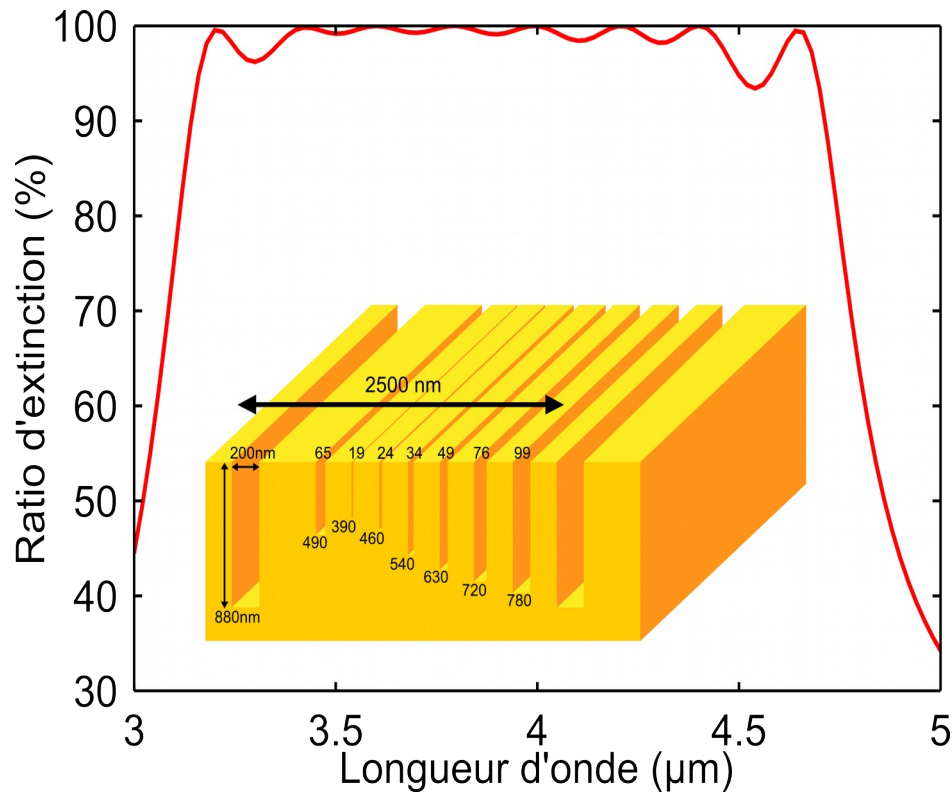


Combinaison de résonateurs sillons



Absorption totale sur une large bande

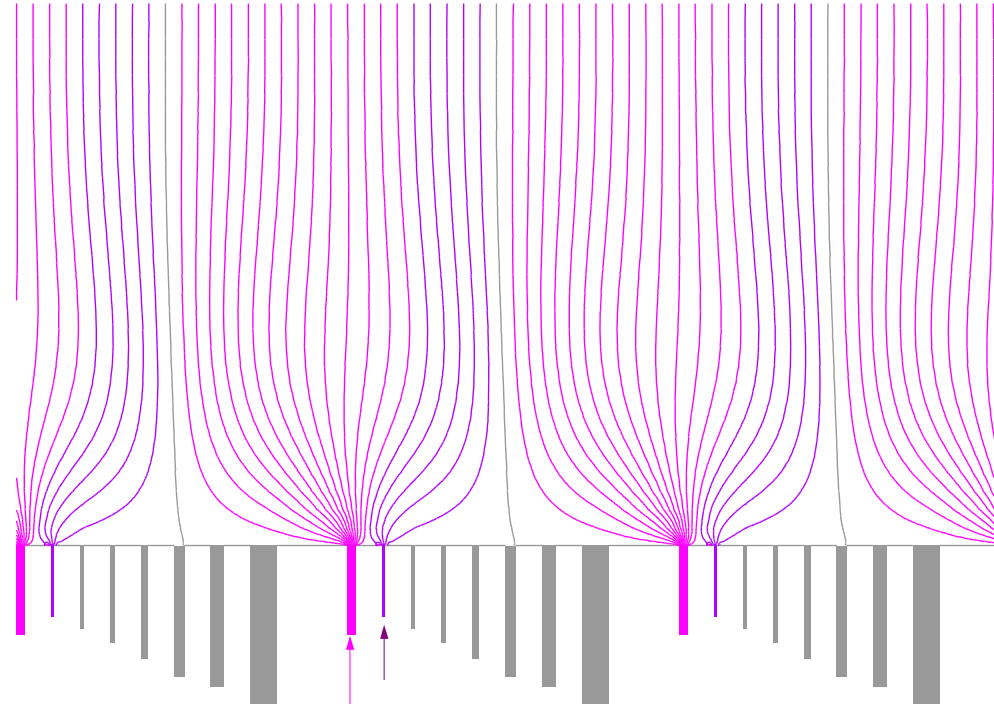
Combinaison de résonateurs sillons



largeur (nm)	hauteur (nm)	pic (nm)
65	491	3200
19	390	3400
25	460	3600
34	540	3800
49	630	4000
76	720	4200
99	784	4400
200	880	4650

Tri de photons

$$\lambda = 3.200 \mu\text{m}$$

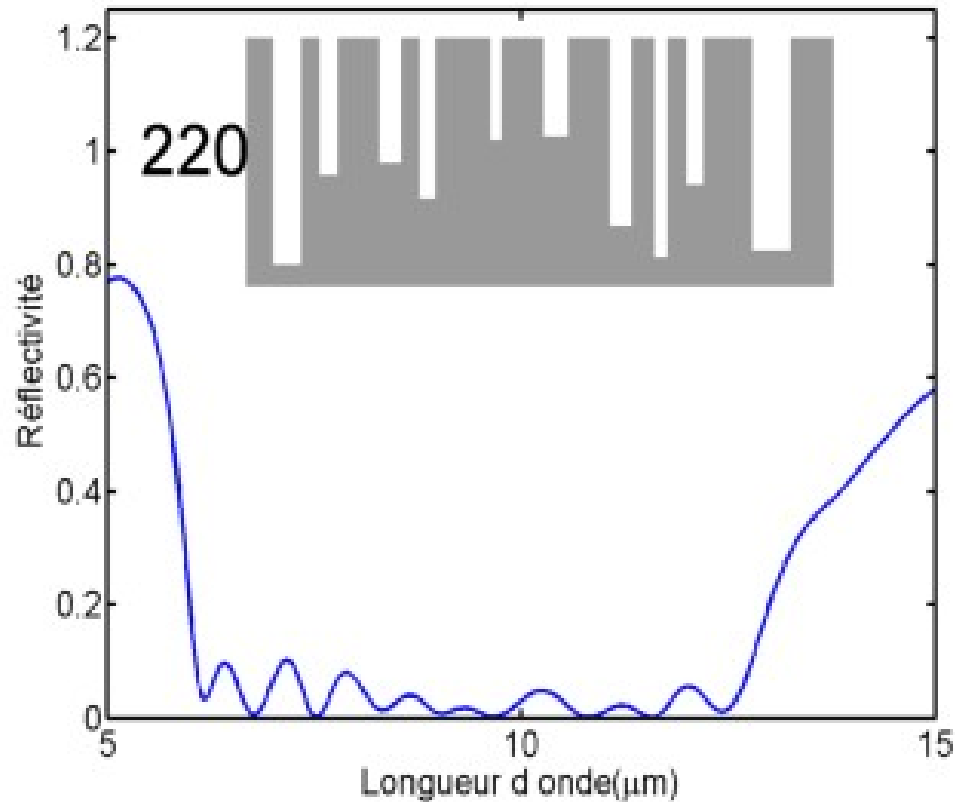


$$w = 0.019 \mu\text{m}$$

$$w = 0.065 \mu\text{m}$$

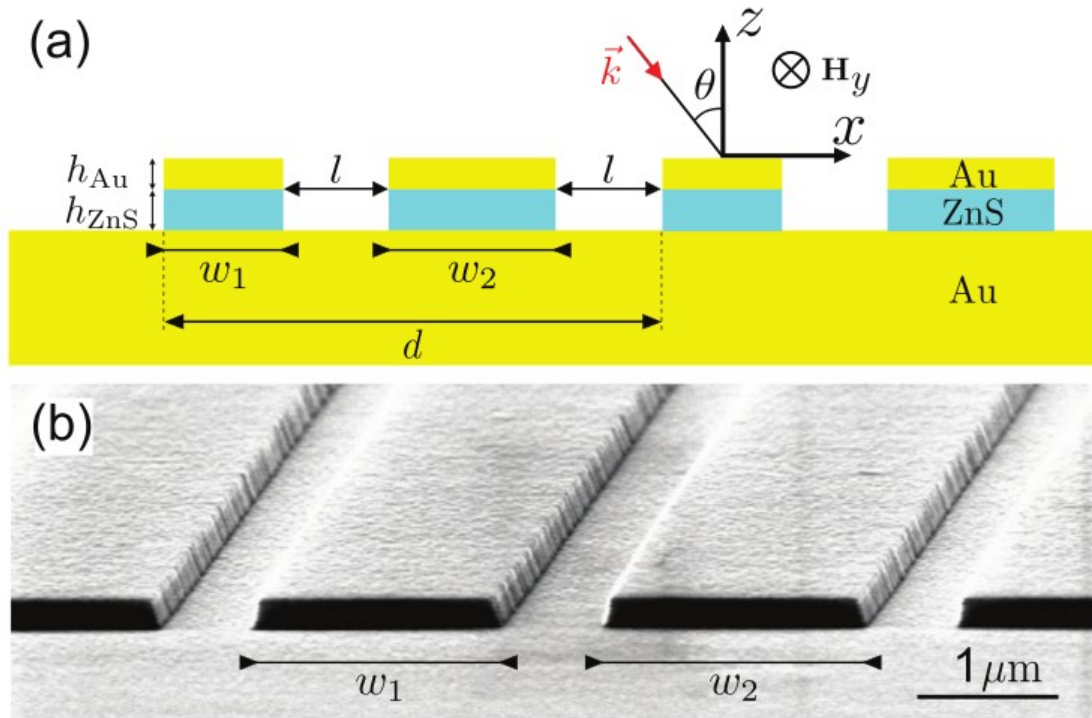
$$d = 2.500 \mu\text{m}$$

Optimisation génétique



Absorption totale une octave

Réalisation avec des structures biMIM



“fentes” horizontales

Structure BiMIM

Tri de photons

Absorption totale localisée

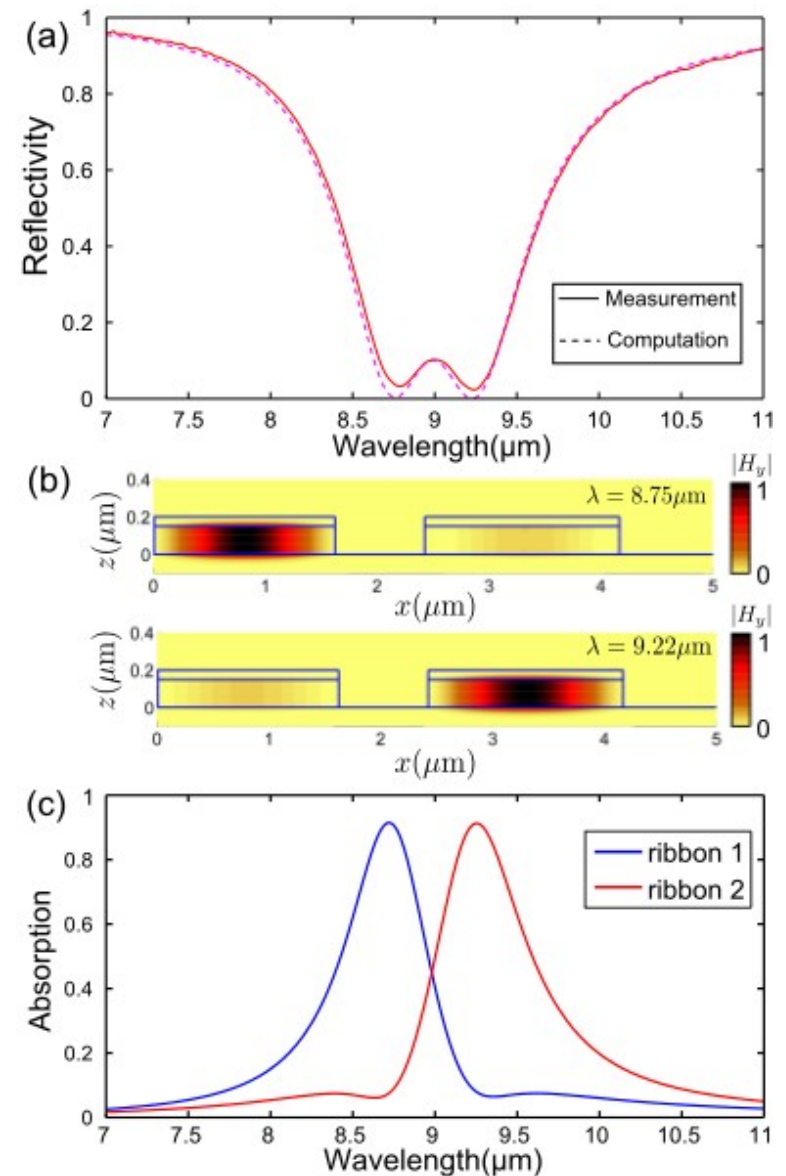
Loi de combinaison

$$\cancel{A = A_1 + A_2}$$

$$R = R_1 \times R_2$$

(probabilité d'échapper)

C. Koechlin et al, Appl.Phys.Lett. 99 (2011) 241104



Optique de l'or (infrarouge)

Modèle des électrons libres (Drude 1900)

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \frac{1}{\left(\frac{\lambda_p}{\lambda} + i\gamma\right) \frac{\lambda_p}{\lambda}}$$

+ transitions interbandes dans le visible (l'or est jaune)

Au : $\lambda_p = 140 \text{ nm}$

$$\lambda_p = \frac{2\pi}{e} \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 N}} = \sqrt{\frac{\pi}{N r_e}}$$

$r_e = 2.8 \text{ fm}$ (rayon classique de l'électron)

basse fréq. : $\gamma = 0.0025$

infrarouge : $\gamma = 0.005$ (Palik : 0.007)

Olmon et al, Phys. Rev. B, 86, 235147 (2012)

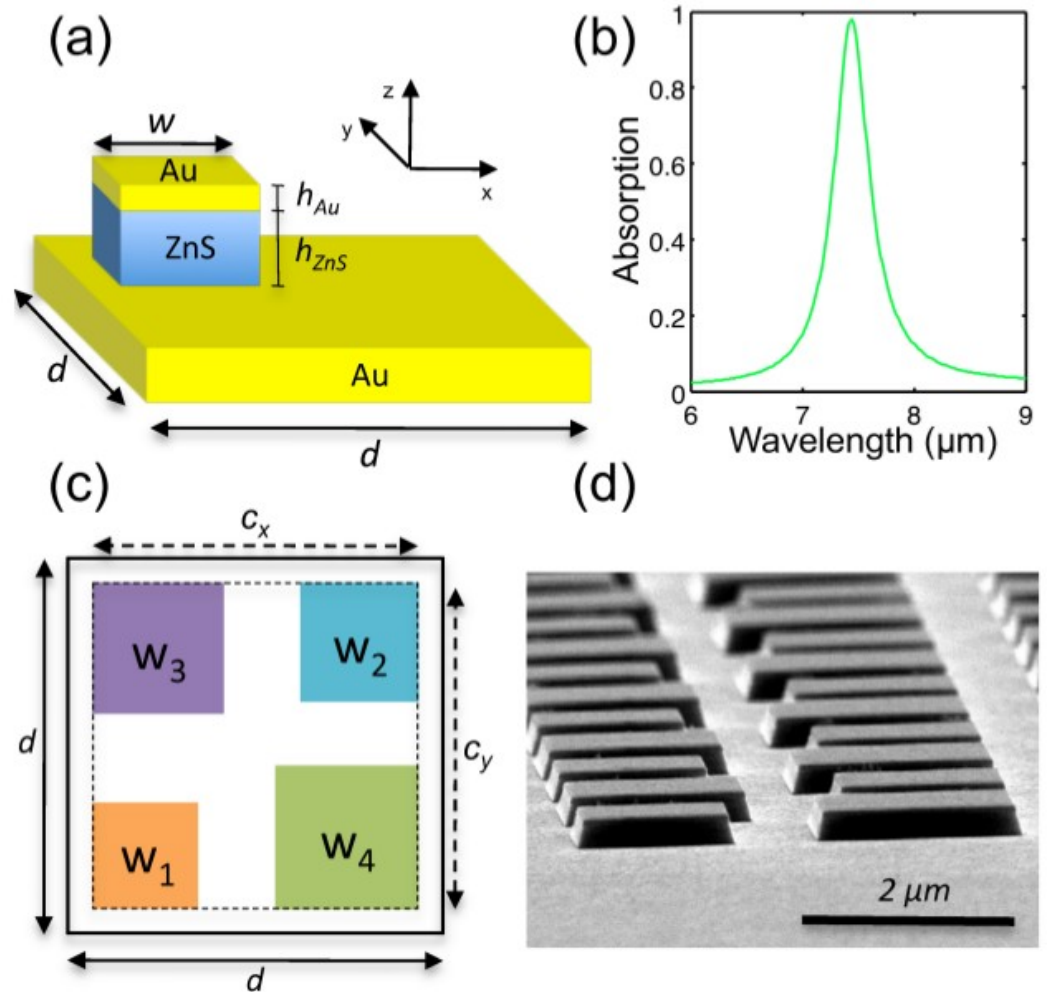
...many of the previous measurements have been plagued by systematic errors...

Nos mesures MIM IR : $\gamma = 0.0048$

Charlie Koechlin et al, Appl. Phys. Lett. 99, 241104 (2011)

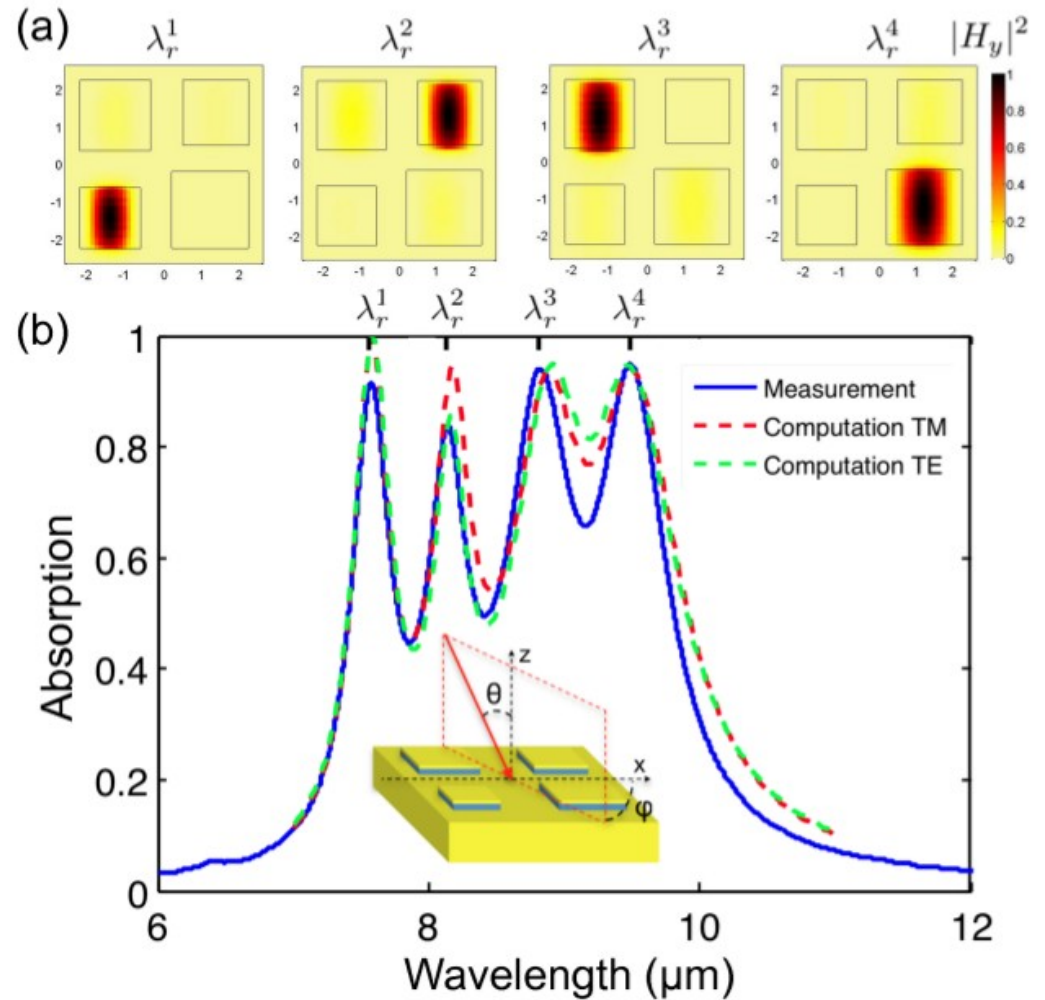
QuadriMIM non polarisant

$d = 5.3 \mu\text{m}$
 $w = 1.64, 1.78, 1.91, 2.07 \mu\text{m}$
 $h_{\text{Au}} = 50 \text{ nm}$
 $h_{\text{ZnS}} = 290 \text{ nm}$

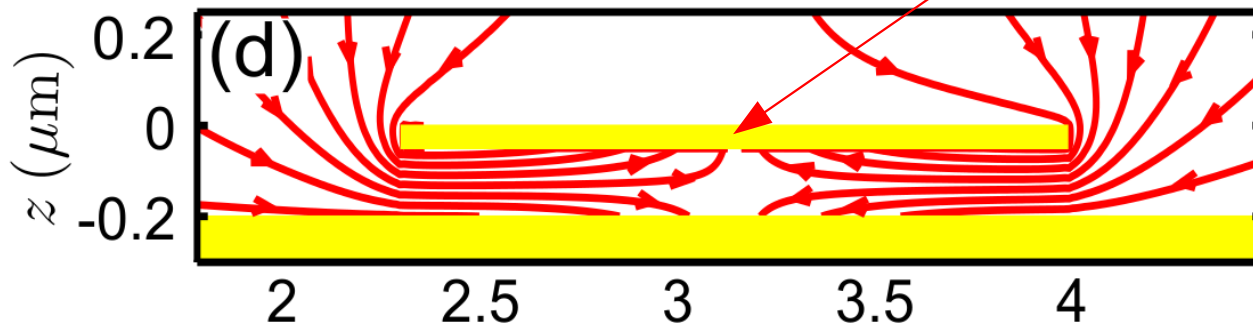
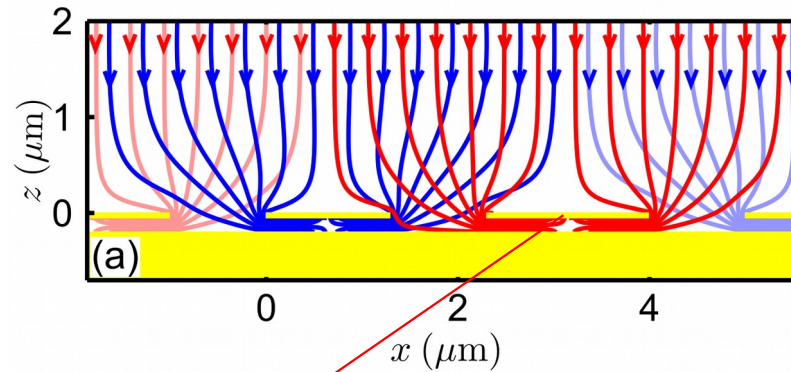


QuadriMIM non polarisant

4 canaux indépendants

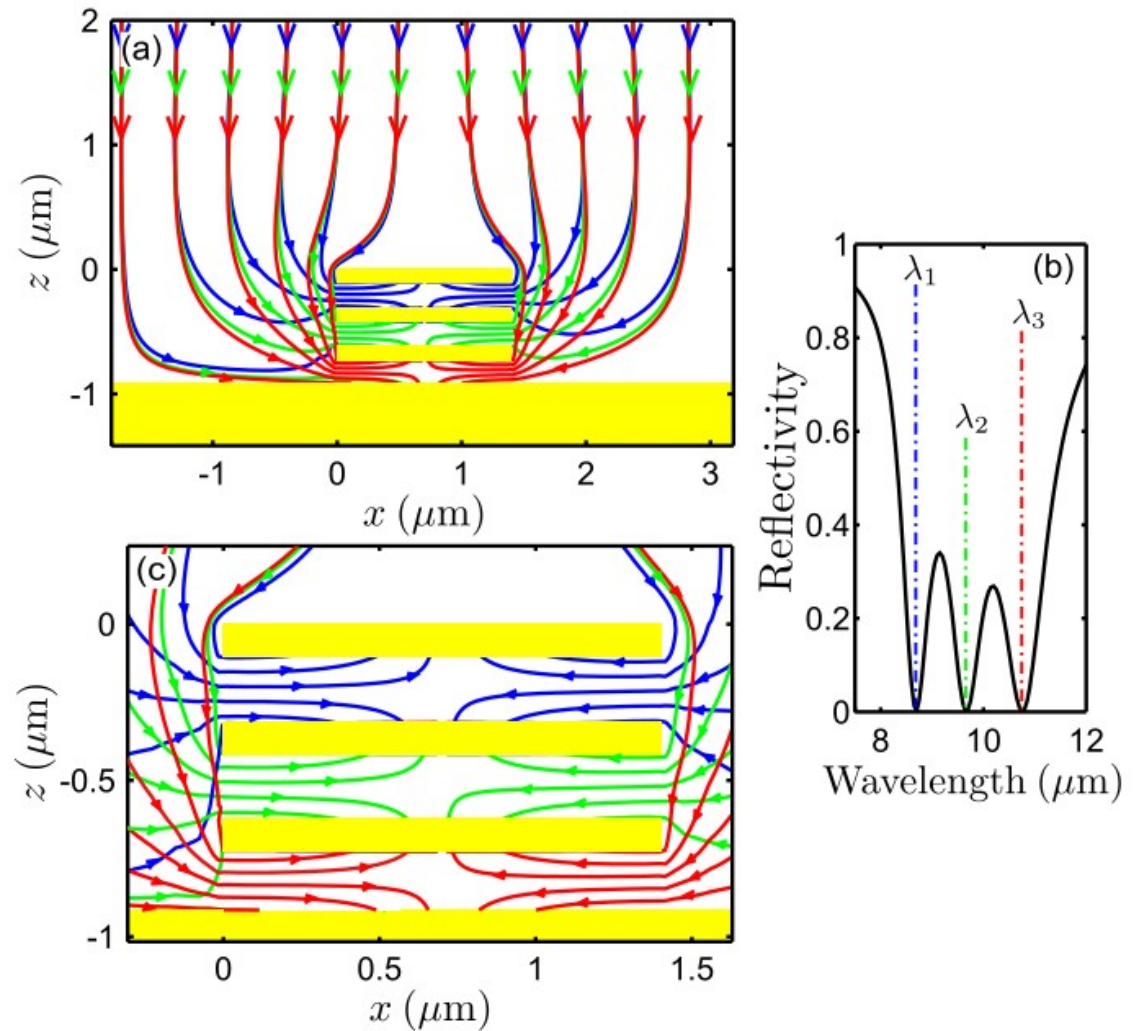


tri de photons BiMIM



L'interference magnéto-électrique redirige l'énergie

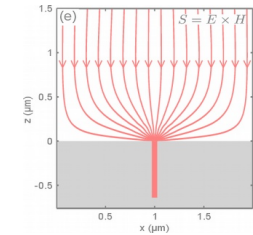
Empilement MIM vertical



Plan

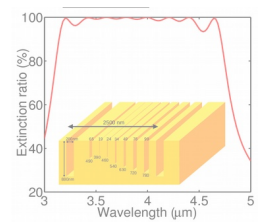
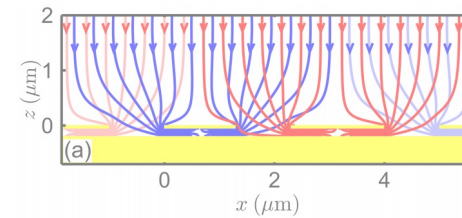
Hyperfocalisation

Par interférence magnéto électrique



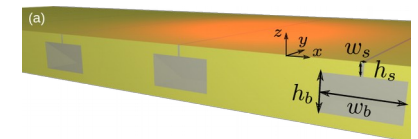
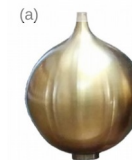
Tri de photons

Et absorption large bande

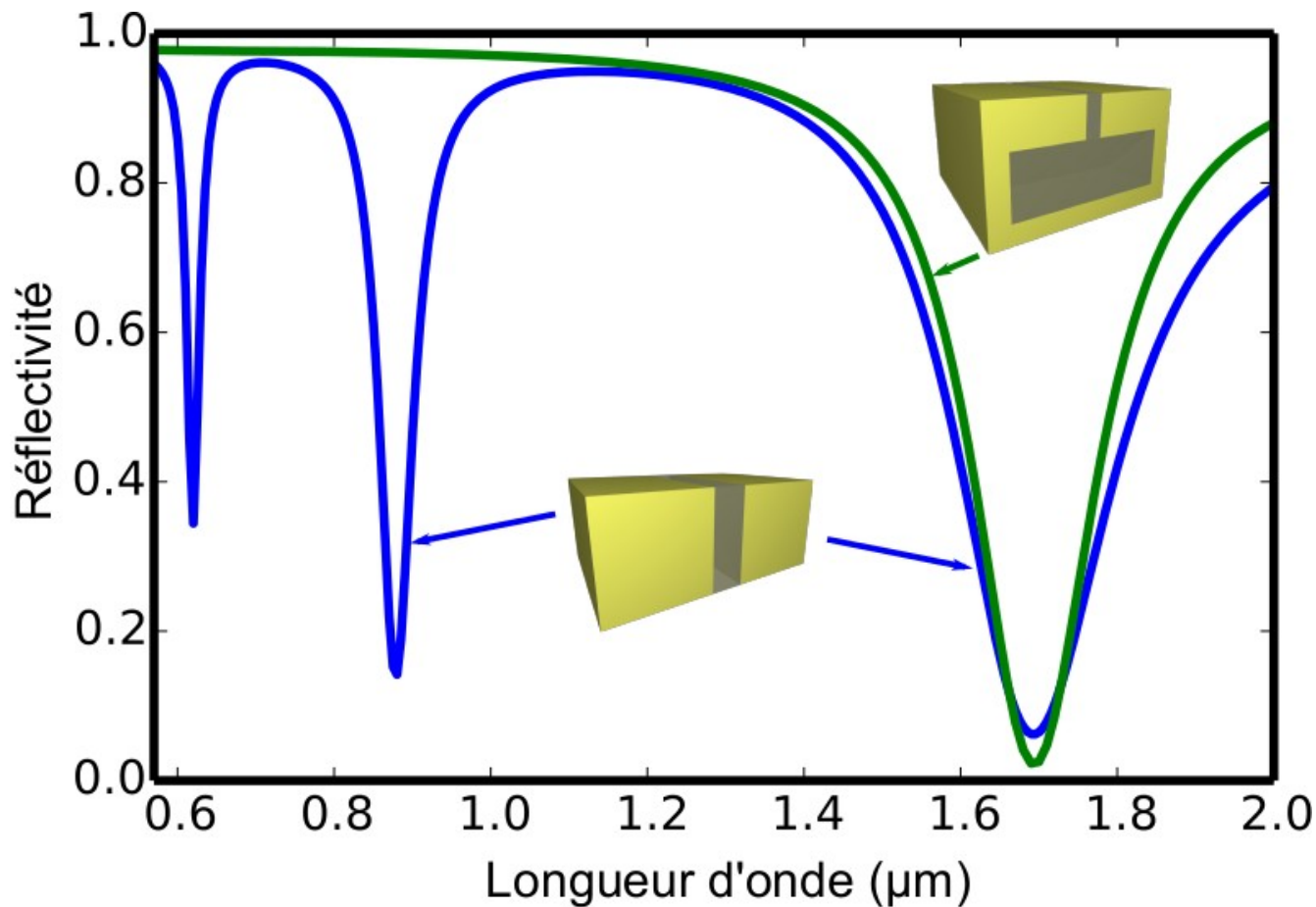


Résonateur de Helmholtz optique

Exaltation et confinement extrêmes



Résonateur de Helmholtz vs. Fente ouverte



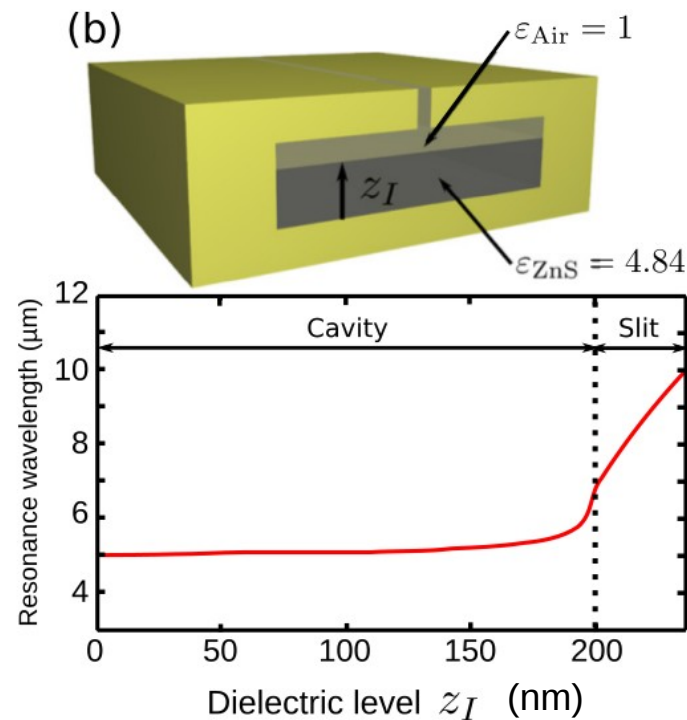
$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{w_b h_b h_s}{w_s}}$$

$$\lambda = \frac{2h}{p}$$

Pas d'harmoniques

Paul Chevalier et al, Appl. Phys. Lett. 105, 071110 (2014)

La boîte est purement magnétique...

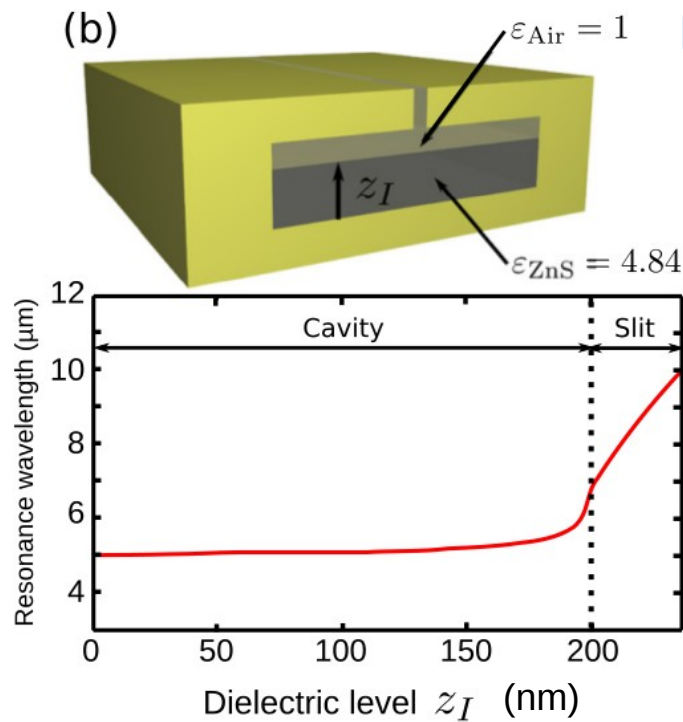


Aucune influence d'un remplissage diélectrique

Paul Chevalier et al, Appl. Phys. Lett. 105, 071110 (2014)

La boîte est purement magnétique...

...la fente est une simple capacitance



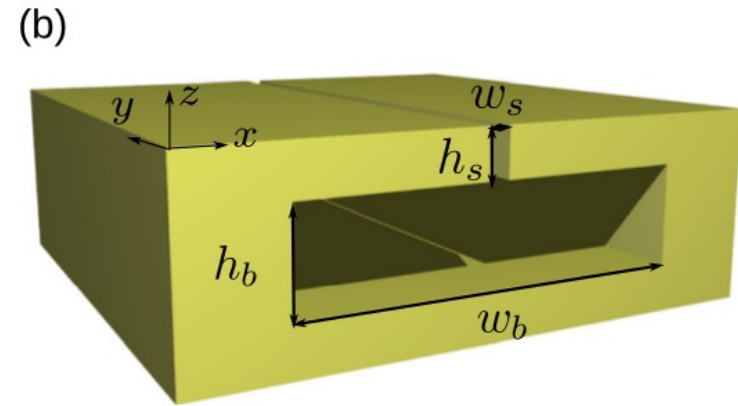
$$\lambda = 2\pi \sqrt{\mu w_b h_b \frac{\epsilon h_s}{w_s}}$$

fonctionnement quasistatique : circuit LC

Paul Chevalier et al, Appl. Phys. Lett. 105, 071110 (2014)

Résonateur de Helmholtz

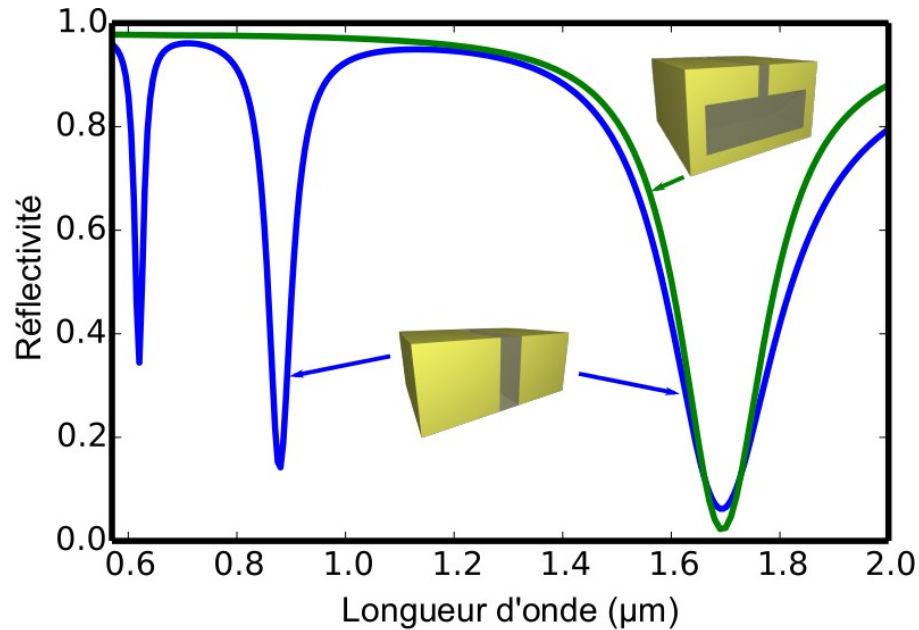
$$\lambda = 2\pi \sqrt{w_b h_b \frac{h_s}{w_s}}$$



- Acoustique : ressort-masse
- Optique : LC
- Couplage par la fente, contrairement aux résonateurs split-ring
les flancs de la self-boite peuvent être fermés si $L_y > \lambda/2$

Paul Chevalier et al, Appl. Phys. Lett. 105, 071110 (2014)

Résonateur de Helmholtz au couplage critique

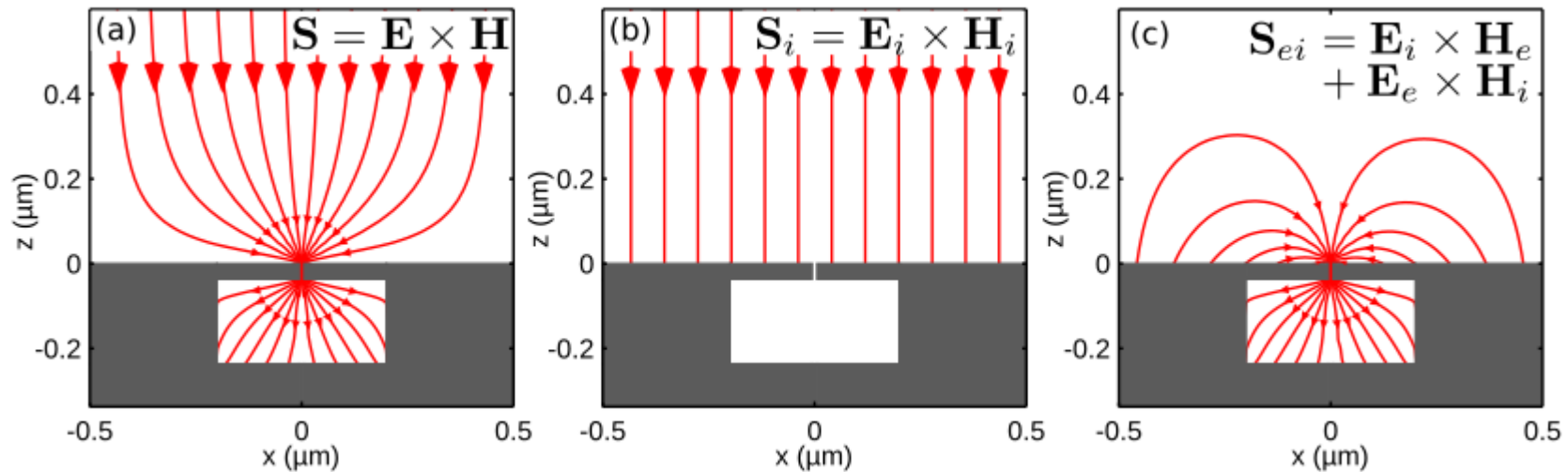


Q (IR) ~ 10 à 20

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Re(1/n_m)} \frac{\sqrt{w_b h_b}}{2(h_b + w_b)} \right)^{2/3} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^{1/3}$$

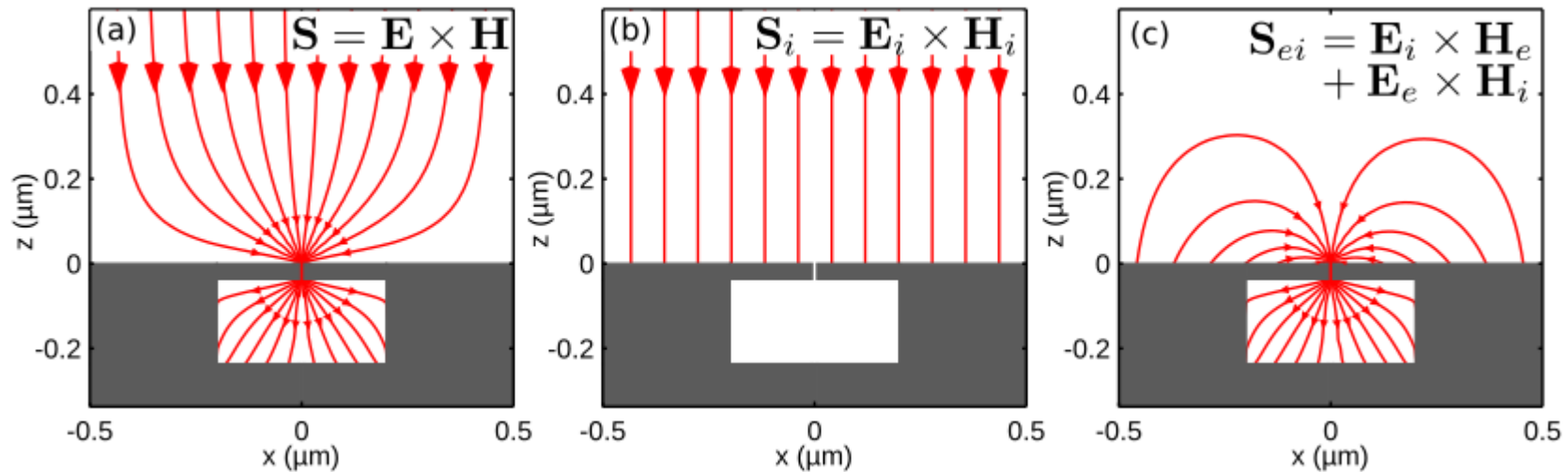
$$\Re(1/n_m) = \gamma/2 \dots$$

Exaltation du champ par l'effet entonnoir



Au couplage critique, section efficace $\sim \lambda$
Flux d'énergie multiplié par λw
Intensité E^2 multipliée par λw ?

Exaltation du champ par l'effet entonnoir

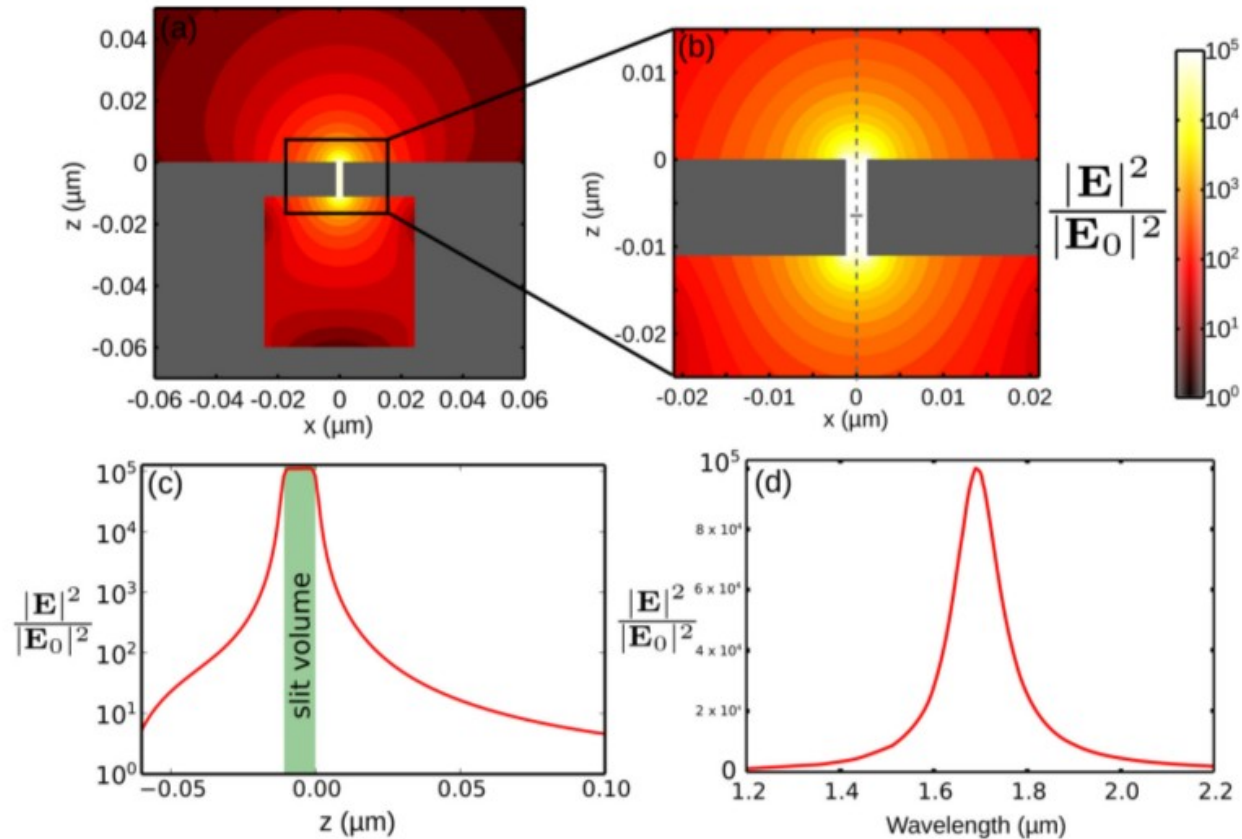


Au couplage critique, section efficace $\sim \lambda$
Flux d'énergie multiplié par λ/w
Intensité E^2 multipliée par λ/w ?

Non, intensité multipliée par $(\lambda/w)^2$

Le champ H reste faible et déphasé

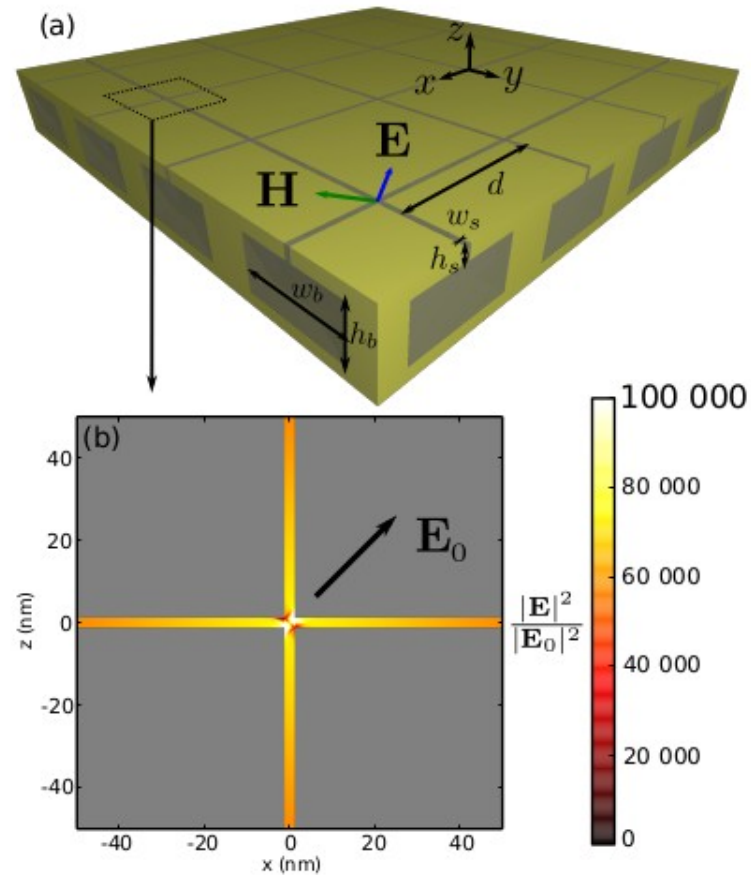
Exaltation du champ dans le résonateur



Uniforme, 10^5 @ 1.7 μm

Paul Chevalier et al, Phys. Rev. B 90, 195412 (2014)

Systeme independant de la polarisation



Paul Chevalier et al, Phys. Rev. B 90 (2014) 195412

Résonateur de Helmholtz

Couplage par la fente

Grande indépendance angulaire

Section efficace $\sim \lambda$

Fente arbitrairement étroite

Exaltation $|E/E_0|^2 \sim (\lambda/w)^2$

10^8 @ 200 μm (1.5 THz)

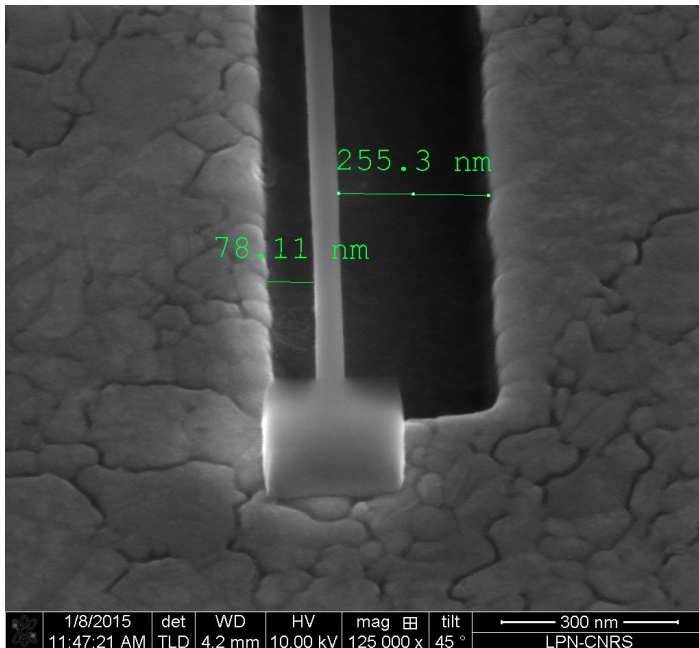
Malgré un facteur de qualité modéré (10 à 20)

avenir brillant !

Résonateur de Helmholtz : technologie

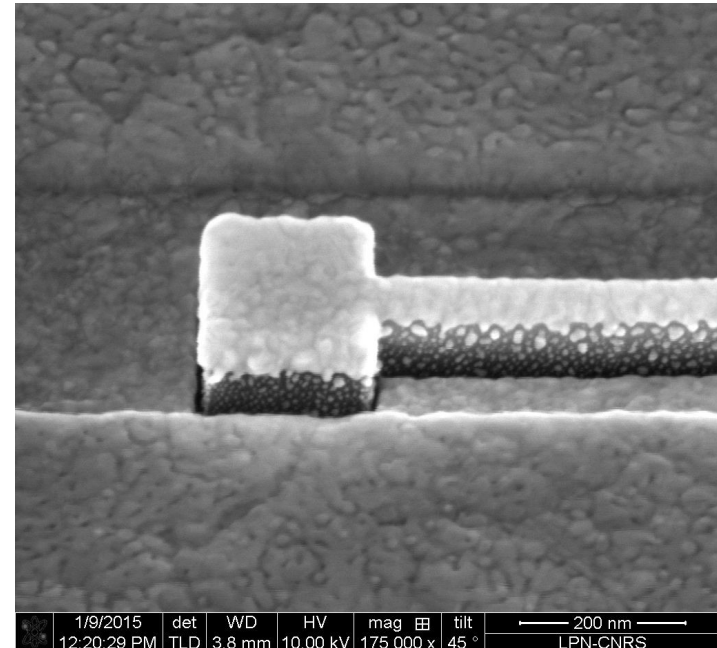
Objectifs du premier démonstrateur

- couplage critique
- nanopince optique (Claire Deeb, avec J. Feldmann Munich)



Litho e
N. Bardou

Images
C. Dupuis



Moule de fente en HSQ $w = 40$ nm

Après dépôt final

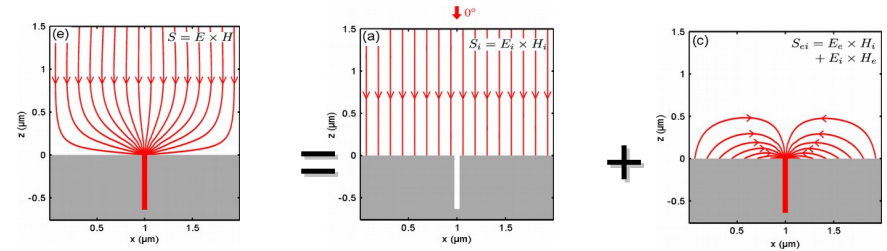
Conclusion

Interférence magnéto-électrique

Nouveau paradigme pour la nano-optique

L'énergie est focalisée par interférence incident \times évanescent

Non par la propagation latérale de l'onde évanescente (sauf cas particulier)

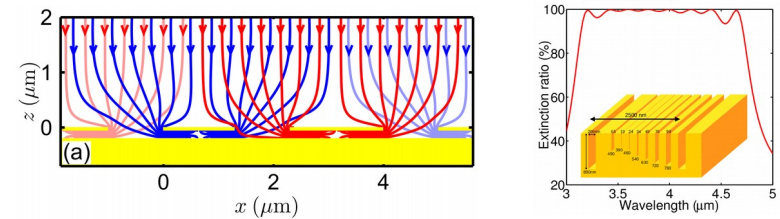


Combinaison de systèmes résonnants dans un espace sub- λ

Détecteurs large bande

Détecteurs à réponse spectrale choisie

Tri des photons pour des détecteurs multispectraux et le photovoltaïque



Résonateur de Helmholtz Optique

Exaltation géante (jusqu'à 10^8) dans toute la fente

Facteur de qualité modéré

