



**HAL**  
open science

# UN MODELE SUFFISANT DE PHOTO-, RADIO-ET PHOTO-RADIO-NOIRCISSEMENT DES FIBRES OPTIQUES EN SILICE DOPEES YTTERBIUM

Franck Mady, Jean-Bernard Duchez, Yasmine Mebrouk, Mourad Benabdesselam

► **To cite this version:**

Franck Mady, Jean-Bernard Duchez, Yasmine Mebrouk, Mourad Benabdesselam. UN MODELE SUFFISANT DE PHOTO-, RADIO-ET PHOTO-RADIO-NOIRCISSEMENT DES FIBRES OPTIQUES EN SILICE DOPEES YTTERBIUM. 34e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2014), Oct 2014, Nice, France. hal-01307718

**HAL Id: hal-01307718**

**<https://hal.science/hal-01307718v1>**

Submitted on 26 Apr 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# UN MODELE SUFFISANT DE PHOTO-, RADIO- ET PHOTO-RADIO-NOIRCISSEMENT DES FIBRES OPTIQUES EN SILICE DOPEES YTTERBIUM

**Franck Mady, Jean-Bernard Duchez, Yasmine Mebrouk, Mourad Benabdesselam**

*Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université Nice Sophia Antipolis,  
UMR CNRS 7336, Parc Valrose, 06108 NICE CEDEX, France*

[franck.mady@unice.fr](mailto:franck.mady@unice.fr)

## RÉSUMÉ

Nous proposons un modèle physique de photo-, radio- et photo-radio-noircissement des fibres optiques en silice dopées ytterbium. Ce travail est complémentaire de celui soumis par Duchez *et al.*, dans cette conférence, qui présente une caractérisation expérimentale des effets simultanés de la pompe (photo-noircissement) et des radiations ionisantes externes (radio-noircissement). Le modèle rend parfaitement compte d'une large gamme de propriétés expérimentales incluant celles du photo-noircissement et les observations originales de Duchez *et al.*

**MOTS-CLEFS :** *Fibres ytterbium; photo-noircissement; radio-noircissement; modèle.*

## 1. INTRODUCTION

Les fibres en silice dopées ytterbium (FDY) utilisées en environnement radiatif (comme dans l'espace) seront soumises à l'effet simultané de la pompe et des radiations ionisantes externes. Bien qu'essentielle, cette superposition n'a jamais été caractérisée avant l'étude détaillée de Duchez *et al.* (cette conférence). Nous présentons ici un modèle physique complémentaire fondé sur des mécanismes minimaux mais suffisants pour reproduire l'ensemble des observations rapportées dans la littérature pour le photo-noircissement (PN) et dans la soumission de Duchez *et al.* pour le photo-radio-noircissement (PRN, pompe et radiations ionisantes agissant simultanément).

## 2. MODELE

Les mécanismes de PN et RN demeurant controversés, le modèle s'appuie essentiellement sur nos caractérisations. Dans [1], nous avons conclu que le RN des FDY était lié à la réduction d'ions  $\text{Yb}^{3+}$  en ions  $\text{Yb}^{2+}$  accompagnés de trous piégés. Nous avons mis en évidence que les centres à trous piégés produits lors du PN étaient identiques à ceux impliqués dans le RN. Nous avons enfin montré que le blanchiment thermique des PN et RN était dû au dépiégeage des trous et à leur recombinaison avec les ions  $\text{Yb}^{2+}$ . Ces propositions sont à rapprocher de celles de Engholm *et al.* [2-4], pour qui la conversion d'ions  $\text{Yb}^{3+}$  en  $\text{Yb}^{2+}$  et trous piégés résulte de l'absorption d'un photon d'énergie  $>5$  eV dans la bande de transfert de charge des ions  $\text{Yb}^{3+}$  (photon virtuel résultant de la désexcitation coopérative de plusieurs ions  $\text{Yb}^{3+}$ ). Le PN peut être blanchi par des photons de 355 [5], 543 [6], 915 [7] et même 980 nm [7]. Si ce photo-blanchiment (PB) résulte de la photo-ionisation des trous piégés, la transition doit donc avoir lieu entre un état localisé et la bande de valence (BV).

Le modèle de la figure 1 est établi sur la base de ces « ingrédients ». L'irradiation ionisante, responsable du RN, crée des paires électrons-trous avec un taux de génération  $g_0$  représentatif du *débit de dose*. Les électrons de la bande de conduction (BC) sont piégés par des ions  $\text{Yb}^{3+}$  (densité initiale  $N$ ) pour former des ions  $\text{Yb}^{2+}$  (densité  $n$ ). Les trous de la BV se piègent sur des précurseurs (densité  $H$ ) pour former des centres à trous piégés considérés comme des centres colorés (densité  $h$ ). La transition  $\sigma_{\text{PD}}$  rend compte du transfert direct des trous des ions  $\text{Yb}^{3+}$  vers les niveaux précurseurs (transfert de charge, mécanisme de PN). Ces niveaux sont les mêmes que pour le RN (hypothèse cruciale du modèle). La transition  $\sigma_{\text{PB}}$  introduit la photo-ionisation des trous piégés vers la BV. Elle permet le PB du PN *et du RN*, les trous libérés pouvant se recombinaison avec les ions  $\text{Yb}^{2+}$ . Ces derniers (densité  $n$ ), tout comme les centres colorés (densité  $h$ ) peuvent contribuer aux pertes optiques induites dans leurs bandes d'absorption respectives. En fait, les populations transitoires dans les bandes sont toujours très petites de sorte que  $n$  et  $h$  sont presque identiques. Le coefficient d'atténuation induite, i.e. l'observable expérimentale à reproduire, est ainsi directement proportionnel à ces densités.

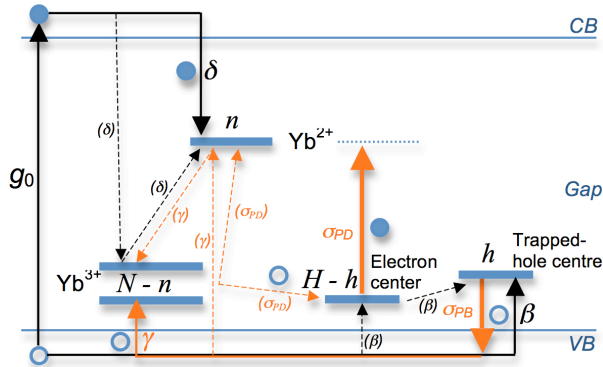


Fig. 1. Diagramme énergétique du modèle proposé. Flèches pointillées = transitions détaillées par étapes, flèches épaisses = transitions effectives. Disques pleins = électrons, cercles ouverts = trous.

Nous considérons que l'énergie cumulée de 3 ions  $\text{Yb}^{3+}$  excités est nécessaire au transfert de charge (transition  $\sigma_{PD}$ ) [3]. Si l'énergie d'ionisation thermique des centres à trous est de l'ordre de 1,3 eV [8,9], l'ionisation optique n'est pas directement assurée par les photons pompe (1,27 eV). Elle nécessite l'énergie produite par la désexcitation d'au moins 2 ions  $\text{Yb}^{3+}$ . Ce modèle minimal n'inclut qu'un seul niveau de trous piégés et néglige le dépiégeage thermique. Tout raffinement sur ces points peut améliorer le mérite quantitatif de la cinétique des dégradations simulées sans modifier la qualité de l'accord qualitatif.

Les transitions de la figure 1 ont été traduites par un jeu d'équations différentielles non linéaires couplées (non détaillées dans ce résumé), adimensionnées et résolues numériquement. A partir d'un matériau « vierge » de toute excitation électronique, on peut alors simuler les évolutions du PN (en posant  $g_0 = 0$ ), du RN (absence de pompe, cas  $\sigma_{PD} = \sigma_{PB} = 0$ ) ou de leur superposition (PRN). L'évolution du RN est déterminée par 3 rapports de coefficients (sans dimension) :  $r = N/H$ ,  $\alpha = \beta/\gamma$ , et  $\theta = \delta/\gamma$ . Les PN et PRN sont de surcroît contrôlés par 2 autres rapports sans dimension liés au PN et au PB :  $\eta_{PD} = \sigma_{PD} x_{inv}^4 N^3 / (\beta \tau^3)$  et  $\eta_{PB} = \sigma_{PB} x_{inv}^2 N N_V / (\beta \tau^2)$ , où  $x_{inv}$  est le taux d'inversion des ions  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\tau$  leur durée de vie non radiative, et  $N_V$  la densité équivalente d'états dans la BV.

### 3. RESULTATS

Le PB induit par la pompe s'oppose au développement du PN et du PRN de sorte que ces dégradations tendent toujours vers un état d'équilibre aux temps longs. L'existence de tels états stationnaires est conforme aux mesures pour le PN [7] et le PRN (soumission de Duchez *et al.*). Pour le PN, le modèle est aussi capable de rendre compte de dépendances établies expérimentalement, à savoir (i) la proportionnalité du niveau d'équilibre du PN (NEPN) avec le taux d'inversion  $x_{inv}$  des ions  $\text{Yb}^{3+}$  [7]; (ii) la variation en  $x_{inv}^{-3}$  de la constante de temps caractérisant la durée du PN transitoire [7]. Aucun exposant 3 n'ayant été introduit dans les équations, cette dépendance cubique par rapport à l'inversion apparaît comme une conséquence « naturelle » du modèle. S'agissant du PRN, nous avons reproduit par simulation les protocoles expérimentaux suivis par Duchez *et al.* (cette conférence). Les figures 2 à 4 en présentent les résultats (comparer aux figures 2 à 4 dans Duchez *et al.*).

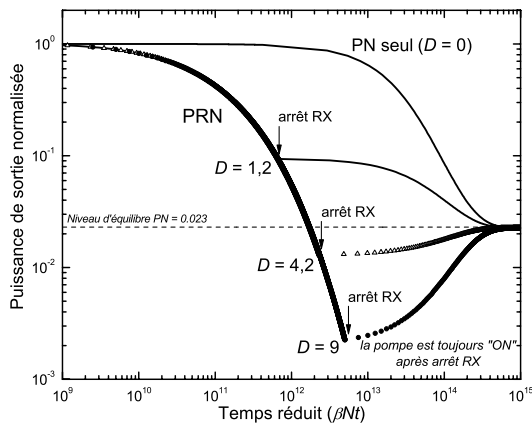


Fig. 2. Déclins de transmission simulés à diverses doses réduites  $D$  et rôle de la pompe après arrêt des rayons X ( $D =$  nombre paires créées par irradi. /  $N$ ).

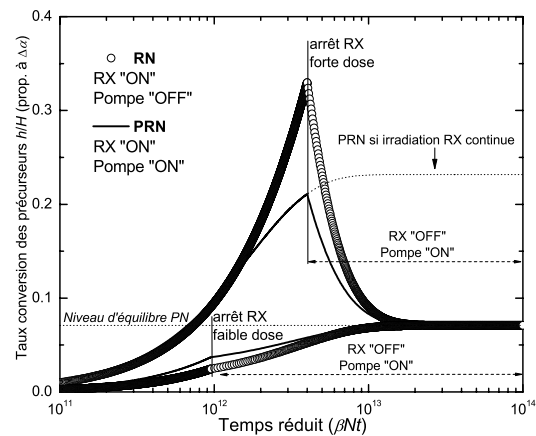


Fig. 3. Taux de conversion des précurseurs  $h/H$  (proportionnel à l'atténuation induite) et rôle de la pompe pendant l'irradiation X.

La figure 2 montre le déclin de la transmission normalisée, à diverses doses ionisantes, suivi du PN ou du PB sous la seule action de la pompe. Ces comportements simulés, exactement similaires à la mesure, montrent toute l'importance du NEPN : l'effet prédominant de la pompe (PN ou PB) à l'issue de l'irradiation dépend de la dose ionisante et du niveau de dégradation qu'elle a induite relativement au NEPN. La figure 3 montre qu'il en est également ainsi pendant l'irradiation. Elle compare l'effet de 2 doses conduisant à des niveaux de dégradation différents par rapport au NEPN, chaque dose étant délivrée avec et sans pompe (conditions PRN et RN respectivement). Les comportements simulés s'accordent parfaitement à l'expérience. Au terme de l'irradiation ionisante à faible dose (dégradation sous le NEPN), le niveau de PRN atteint est plus élevé que celui de RN : la pompe a contribué à augmenter la dégradation. Au terme de l'application de la forte dose (dégradation supérieure au NEPN), le niveau de PRN atteint est au contraire bien plus faible que celui de RN : la pompe a limité la dégradation de la fibre. Dès que le NEPN est dépassé, la pompe a donc un effet protecteur.

Si l'irradiation est poursuivie au dessus du NEPN, le niveau d'équilibre du PRN (ou NEPRN) est atteint (voir figure 3). Ce NEPRN dépend de la puissance de pompe (inversion des ions ytterbium) et du débit de dose. L'effet d'une diminution du débit de dose est illustré par la figure 4 qui reproduit exactement le protocole d'irradiation fractionnée de la figure 4 de Duchez *et al.* Là encore, la simulation reproduit les mesures et montre que le NEPRN diminue avec le débit de dose moyen.

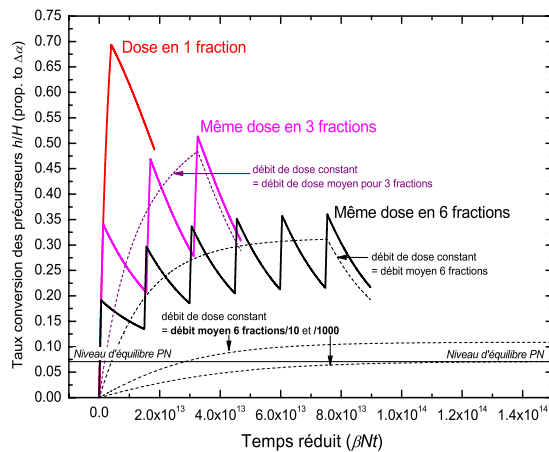


Fig. 4. PRN en fonction du temps réduit pour une même dose absorbée à débits décroissants : 1, 3 et 6 fractions et quelques débits constants.

Cette validation légitime l'utilisation du modèle pour prédire le comportement aux très faibles débits, comme les débits spatiaux, alors que ceux-ci ne sont pas accessibles aux travers d'expériences de durée raisonnable. Le calcul montre que le NEPRN finit par se confondre au NEPRN à très faible débit. Ce comportement est logique : le RN se développe très lentement à bas débit et la pompe a le temps de le blanchir de manière « adiabatique » à mesure qu'il passe au dessus du NEPN. Ainsi nous démontrons qu'en conditions de très bas débit, comme dans l'espace, les FDY ne pourront pas être plus dégradées que leur niveau d'équilibre du PN. Toute fibre photo-résistante sur terre résistera donc à une mission spatiale, quelle que soit la dose de radiation cumulée sur cette mission.

#### 4. CONCLUSION

Le modèle proposé est suffisant pour rendre compte qualitativement des phénomènes de PN et PRN. Il peut être raffiné (distribution de pièges par exemple) pour rapprocher les cinétiques calculées des cinétiques mesurées. Le très bon accord entre ses prédictions et une large gamme de résultats expérimentaux démontre la pertinence des ingrédients physiques. Un cadre physique simple et solidement validé est ainsi établi pour interpréter et prévoir la tenue des FDY dans les conditions de service, ainsi que pour expliquer le fonctionnement des recettes de durcissement empiriques déjà connues (co-dopage phosphore pour le PN, ou cérium pour le PN et le RN).

#### RÉFÉRENCES

- [1] F. Mady, M. Benabdesselam and W. Blanc, *Opt. Lett.*, vol. 35, p. 3541-3543, 2010.
- [2] M. Engholm, L. Norin and D. Aberg, *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 3352-3354, 2007.
- [3] M. Engholm and L. Norin, *Opt. Express*, vol. 16, p. 1260-1268, 2008.
- [4] S. Rydberg and M. Engholm, *Opt. Express*, vol. 21, 6681-6688, 2013.
- [5] I. Manek-Höninger *et al.*, *Opt. Express*, vol. 15, p. 1606-1611, 2007.
- [6] A.D. Guzman-Chávez *et al.*, *Laser Phys. Lett.*, vol. 4, p. 734-739, 2007.
- [7] S. Jetschke, S. Unger, U. Röpke, and J. Kirchhof, *Opt. Express*, vol. 15, p. 14838-14843, 2007.
- [8] M. Leich *et al.*, *Opt. Express*, vol. 17, p. 12588-12593, 2009.
- [9] M. J. Söderlund *et al.*, *Opt. Lett.*, vol. 34, p. 2637-2639, 2009.