

SOMMAIRE

Préambule	6
Comité Scientifique	7
Comité d'Organisation	8
Liste des Participants	9
Liste des Communications	11
Thème A	18
Communication Orales	19
Communication par Posters	52
Thème B	146
Communication Orales	147
Communication par Posters	165
Thème C	207
Communication Orales	208
Communication par Posters	258
Index des auteurs	425

PREFACE

Après cinquante ans de leur invention, les lasers continuent à nous étonner. Leurs performances sont toujours plus extraordinaires et le champ de leurs applications ne cesse de s'étendre. Les lasers sont omniprésents dans notre vie quotidienne: les télécommunications, instrumentation, télédétection militaire et civile, médecine, environnement, réseaux d'informations etc. Ils permettent aussi des avancées spectaculaires de la recherche fondamentale : optique quantique, horloges ultra précises, lasers à atomes, tests de la relativité générale. Le Séminaire Nationale sur les lasers et ses Applications (SENALAP) est une rencontre regroupant, tous les deux ans, la communauté scientifique nationale travaillant dans les domaines des lasers, de l'optique et de la photonique. Sa Sixième édition s'est tenue à El-Oued, du 17 au 18 Janvier 2012, sur le campus du centre universitaire. Cette réunion a pour but de favoriser les rencontres entre les membres des différents laboratoires universitaires nationaux publics ou privés travaillant sur ces sujets. C'est donc un moyen privilégié de resserrer les liens de cette communauté et d'y intégrer les jeunes chercheurs. Une dimension importante de SENALAP est de permettre aux jeunes chercheurs de se connaître, de se faire connaître, de découvrir la communauté à laquelle ils appartiennent et d'élargir leurs connaissances des thèmes qui la structurent. La participation de 120 chercheurs spécialisés dans les lasers et l'optoélectronique témoigne de la vitalité du SENALAP. Le programme de SENALAP a comporté des conférences thématiques, des communications orales et des séances de communications par voie d'affiches. Les thèmes proposés sont:

A-PHYSIQUE DU LASER (fondements et modélisation théorique)

B-TECHNOLOGIE DU LASER : (Laser solide, laser liquide, laser à gaz, laser à semi-conducteurs et autres).

C-APPLICATIONS:(Médecine, Environnement, Industrie, Télécom.).

Ce recueil regroupe la presque totalité des communications orales et des communications par affiches. La réussite de cette manifestation est due, avant tout, à la qualité scientifique des présentations, mais elle repose aussi sur l'action conjuguée du comité d'organisation local et du comité scientifique national, au généreux soutien de l'administration du centre universitaire d'El-Oued, l'Agence Nationale de la Recherche Universitaire (ANDRU) et le laboratoire VTRS. Que tous soient ici remerciés.

Pr. Ferhat REHOUMA

Coordonnateur du comité scientifique

Président d'honneur

T. SAADALLAH, Directeur du Centre Universitaire d'El-Oued

Président

E. H. GUEDDA, Directeur de l'Institut des Sciences et Technologie du Centre Universitaire d'El-Oued

Comité Scientifique

Coordonnateur :

F. REHOUMA, CUE, El-Oued

Membres :

K.E. AIADI, UKMO, Ouargla

E.H. AMARA, CDTA, Alger

A. BENDIB USTHB, Alger

A. BOUKRAA, UKMO, Ouargla

M. DIAF, UBM Annaba

D. DOU, CUE, El-Oued

A. ELAKRMI, UBM Annaba

A. HELMAOUI, U. Béchar

A. KELLOU USTHB, Alger

T. KERDJA, CDTA, Alger

F. KHELFAOUI, UKMO, Ouargla

O. LAMROUS, UMMTO, Tizi-Ouzou

T. LANEZ, CUE, El-Oued

D. LOUHIBI, CDTA, Alger

M.T. MEFTAH, UKMO, Ouargla

M.D. MITICHE, UMMTO, Tizi-Ouzou

R. MOKDAD, UMMTO, Tizi-Ouzou

M. NEMMOUCHI, USTHB, Alger

M.K. RABIA, UBM Annaba

F. REHOUMA, CUO, El-Oued

L. M. SIMOHAMED, EMP, Alger

A. TALEB USTHB, Alger

H. TRIKI UBM Annaba

O. ZIANE USTHB, Alger

Comité d'Organisation

Coordonnateur :

M. S. MAHBOUB, CUE, El-Oued

Membres :

R. AHMIM, CUE, El-Oued

S. BENHAMIDA, CUE, El-Oued

B. BENHAOUA, CUE, El-Oued

S. BENMAHMOUD, CUE, El-Oued

Z. BESR, CUE, El-Oued

M. DIFALLAH, CUE, El-Oued

S. GHENDIR, CUE, El-Oued

A. GUEDIRI, CUE, El-Oued

F. LETAIM, CUE, El-Oued

A. MADJOURI, CUE, El-Oued

T. NAMOUSSA, CUE, El-Oued

Liste des Participants

Abdelouahab Hamadou	C. U. Bordj Bou Arreridj	abd_hamado@yahoo.fr	Poster
Aggoune Samia	CDTA Alger	saggoune@cdta.dz	Poster
Aissani Ahmed	USTHB Alger	aaissani@yahoo.fr	Poster
Alim Mohamed Mounès	CDTA Alger	malim@cdta.dz	Poster
Alliche Madjid	USTHB Alger	malliche@gmail.com	Poster
Almabouada Fatah	CDTA Alger	falmabouada@yahoo.fr	Orale
Amour Rabia	USTHB Alger	amouraz.80@gmail.com	Poster
Amrane Leila	CU d'El oued	amranetggt@yahoo.fr	Orale
Arras Salima	USTO-El M'naouer Oran	titemam2006@yahoo.fr	Poster
Ayadi Samia	USTHB Alger	samia_ay@yahoo.com	Poster
Azzouzi Faïçal	CU Souk Ahras	faical.lpr@gmail.com	Poster
Bara djemai	USTHB Alger	barajimy2009@yahoo.fr	Poster
Benahmed Amel	U.Mentouri Constatine	amel_benahmed@yahoo.fr	Poster
Bencheikh Abdelhalim	U.Ferhat Abbas Sétif	haben76@hotmail.com	Poster
Bencheikh Yasmina	U.Ferhat Abbas Sétif	y.optique@yahoo.fr	Poster
Bendjedaa Faiza	U. Badji Mokhtar Annaba	faiza_bendjedaa@yahoo.fr	Poster
Benhamida Soufiane	CU d'El oued	benhamidas9@gmail.com	Poster
Bennaceu-Doumaz Djamilia	CDTA Alger	ddoumaz@gmail.com	Orale
Bentouhami Billel	USTHB Alger	bentouhamibilal@yahoo.com	Orale
Benyamina Mokhtaria	USTO-El M'naouer Oran	benyamina_amina@hotmail.com	Poster
Benzekka Moufida	USTHB Alger	benzmoufida9@gmail.com	Poster
Bessalem Chaouki	Univ, Badji, Annaba	bensalemww@yahoo.fr	Poster
Bouadjemine Rachdi	USTHB Alger	rbouadjemine@cdta.dz	Orale
Bouakil Mohand	USTHB Alger	mohphy@hotmail.fr	Poster
Boubir Badreddine	U. Badji Mokhtar Annaba	boubir11@gmail.com	Orale
Boutaka Rabah	USTHB Alger	rboutaka@yahoo.com	Poster
Chabha Boucheneb	E.M.Polytec. Alger	boucheneb_ch@hotmail.fr	Poster
Chakhrit Abderrek	U. de Batna	a.chakhrit@yahoo.fr	Poster
Cherif Sabah	U.Ferhat Abbas Sétif	sh_cherif@yahoo.fr	Poster
Chettat Hichem	E.M.Polytec. Alger	hichemchettat@yahoo.fr	Poster
Djaidri Fahima	USTHB Alger	fahimadjaidri@yahoo.fr	Orale
E.H.Amara	CDTA Alger	amara@cdta.dz	Orale
H.Djellout	Univ de Tizi Ouzou		Poster
Haddadi Sofiane	CDTA / USTHB Alger	sofianehaddadi@yahoo.fr	Orale
Hamadi Farida	CDTA Alger	fhamadi@cdta.dz	Orale
Hamaizi Yamina	U. Badji Mokhtar Annaba	hend_ida@yahoo.fr	Orale

K. Ferria	U.Ferhat Abbas Sétif	Ferria_k@yahoo.fr	Poster
Karima Boumrar	Univ de Tizi Ouzou	omarlamrous@yahoo.fr	Poster
Kheloufi Karim	CDTA Alger	kkheloufi@cdta.dz	Poster
Klouch Nawel	USTO-El M'naouer Oran	klouch.nawel@gmail.com	Poster
Lafane Slimane	CDTA Alger	slafane@cdta.dz	Orale
Lalmi Djemoui	U. El Bouaghi	Eldjemoui@gmail.com	Orale
Lemkeddem Soumaya	U. de Ouargla	slemkeddem@gmail.com	Poster
Mahboub Mohammed Fouzi	USTHB Alger	faouzit2011@gmail.com	Orale
Mallek Bouras Djouher	USTHB Alger	djouher.mallek@umbb.dz	Poster
Mayout Saliha	USTHB Alger	salihathairi@yahoo.fr	Poster
Medjadba Hocine	E.M.Polytec. Alger	hocine.medjadba@etu.unistra.fr	Poster
Medjouri Abdelkader	CU d'El oued	madjourikader@gmail.com	Poster
N.Boudia	Univ de Tizi Ouzou	omarlamrous@yahoo.fr	Poster
Ouacifi Malika	U. de Batna	h.ouacifi@yahoo.fr	Poster
Rabia Mohammed Kamel	U. Badji Mokhtar Annaba	mkamel.rabia@gmail.com	Orale
Regoui Cherif	U.Ferhat Abbas Sétif	rcher615@yahoo.com	Orale
Saoula Nadia	CDTA Alger	nsaoula@yahoo.fr	Poster
Sekkour Lidia	USTHB Alger	lidiaphy@yahoo.fr	Poster
Selmane Sabah	CDTA Alger	physique19@hotmail.fr	Poster
Si-Fodil Rachid	USTHB Alger	sifodilrachid@yahoo.fr	Poster
Soltani Med Toufik	U. de Biskra	soltanimtoufik@yahoo.fr	Orale
Tadjine Rabah	CDTA Alger	rtadjine@cdta.dz	Poster
Tamsaout Toufik	CDTA Alger	ttamsaout@cdta.dz	Poster
Terniche Said	USTHB Alger	sterniche@yahoo.fr	Poster
Yanallah Hocine	USTO-El M'naouer Oran	hoc-ine31@live.fr	Poster
Zaiba Soraya	Univ Med B., Boumerdès	szaiba@umbb.dz	Orale
Zizi Louiza	USTHB Alger	kanz_zizi@yahoo.fr	Poster

Communications Orales

Thème A

- B. BENTOUHAMI, Z. DERRAR KADDOUR** **20**
[OA1] «EFFET D'UNE SUCCESSION DE DIAPHRAGMES SUR LE PROFIL DU CHAMP»
- R BOUADJEMINE** **25**
[OA2] «FACTEURS LIMITANT LA FREQUENCE DE REPETITION DES TIRS DANS UN LASER A SOLIDE : CAS DES POMPAGES PAR LAMPE FLASH ET DIODE LASER»
- B. BOUBIR, A.EL Akrmi , H. TRIKI** **29**
[OA3] «CARACTERISATION PAR SIMULATION NUMERIQUE D'UN EDFA ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIER »
- D. BENNACEUR-DOUMAZ, E.H AMARA** **34**
[OA4] «MODELISATION DE LA CINETIQUE D'OXYDATION D'UN METAL LORS DU ARQUAGE PAR LASER »
- F. BRIHMAT-HAMADI, E.H AMARA** **39**
[OA5] «MODELISATION DE LA CROISSANCE DE LA COUCHE D'OXYDE DE TITANE PRODUITE PAR FAISCEAU LASER »
- D .LALMI , R. HADEF** **46**
[OA6] «APPLICATION DE L'INCANDESCENCE INDUITE PAR LASER A UNE FLAMME LAMINAIRE»

Thème B

- F. ALMABOUADA, D. LOUHIBI** **148**
[OB1] «CIRCUIT DE COMMANDE D'UNE CELLULE DE POCKELS K*DP»
- M. DIAF, S. KHIARI, K. LABBACI** **155**
[OB2] «PROPRIÉTÉS SPECTROSCOPIQUES DES CRISTAUX MF2 (M=Cd, Sr, Ba) DOPÉS AUX IONS DE TERRES RARES»

S. HADDADI, D. LOUHIBI, A. LOUHIBI	160
<i>[OB3] «Utilisation d'une couche céramique comme réflecteur dans une cavité de pompage d'un laser à solide»</i>	

Thème C

L .AMRANE	209
<i>[OC1] «LES EFFETS D'INTERACTION LASER - TISSU BIOLOGIQUE»</i>	
F. DJAIDRI, N. MOUSSAOUI	213
<i>[OC2] « EFFETS DES COUCHES SPORADIQUES DE SODIUM SUR LES SODIUM LGS»</i>	
S. DJETTAOU, B.DERRADJI	218
<i>[OC3] «MODELISATIONS DE L'EMISSION A 1600 NM DANS UNE FIBRE MONOMODE DOPEE ERBIUM»</i>	
E H. AMARA, K. KHELOUFI	223
<i>[OC4] «MODELISATION DES MOUVEMENTS DU FRONT DE SAIGNEE LORS D'UNE DECOUPE PAR LASER»</i>	
Y. HAMAIZI, W. BALA, B. KRAJEWSKI	228
<i>[OC5] «NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES IN ZnO:Al THIN FILMS»</i>	
S. LAFANE, T. KERDJA, S. ABDELLI-MESSACI	231
<i>[OC6] «PLASMA-OXYGEN INTERACTION DURING THIN FILMS DEPOSITION BY LASER ABLATION: DETERMINATION OF THE INTERACTION PRESSURE THRESHOLD AND EFFECT ON THE THIN FILMS PROPERTIES»</i>	
M.F.MAHBOUB, M.DJEBLI	236
<i>[OC7] «EFFET DU PARAMETRE D'IONISATION SUR L'EXPLOSION ISOTHERME D'UN PLASMA PARTIELLEMENT IONISE PRODUIT PAR ABLATION LASER»</i>	
M. K. RABIA, M. MAYOUFI, H. TRIKI	242
<i>[OC7] «ÉTUDE DU POLYMORPHISME DU VERRE BOROVANADATE DE SODIUM PAR SPECTROSCOPIE RAMAN BASSES FREQUENCES»</i>	

C. REGOUI, L. BOUAMAMA	247
<i>[OC8] «SIMULATION OF LIGHT SCATTERING BY A MICROPARTICLE ILLUMINATED WITH COHERENT LIGHT»</i>	
S. ZAIBA, F.LEROUGE	253
<i>[OC9] «MICROSPECTROSCOPIE ET SIMULATION FDTD DE NANOPARTICULES METALLIQUES HYBRIDES»</i>	

Communications Posters

Thème A

A. HAMADOU, S. LAMARI, J.L.THOBEL	53
<i>[PA1] «LASER A CASCADE QUANTIQUE A EFFET KERR OPTIQUE»</i>	
A. AISSANI, M. ALLICHE, M.CHAALAL	58
<i>[PA2] «ECART FREQUENTIEL DANS UN LASER He-Ne A 632.8 nm»</i>	
M. ALLICHE, M. CHALAL, A.AISSANI	65
<i>[PA3] «CHARACTERISATION DE LA DIODE POMPE ET D'UN MICRO-LASER ND-YAG DOUBLE EN FREQUENCE»</i>	
S.ARRAS, B. BOUHAFS	70
<i>[PA4] «SPECTRSCOPIE A L'INTERFACE VAPEUR/ SOLIDE: EFFET DE L'INCIDENCE OBLIQUE SUR LE PROFIL DE LA REFLEXION»</i>	
S. AYADI	75
<i>[PA5] «EXPRESSION ANALYTIQUE POUR LE CHAMP ELECTRIQUE DU LASER MONOMODE A ELARGISSEMENT HOMOGENE DANS LE REGIME PULSE»</i>	
F.AZZOUZI,H.TRIKI	80
<i>[PA6] «DYNAMIQUE NON LINEAIRE DE LA PROPAGATION DES SOLITONS OPTIQUES DANS LES SYSTEMES DE COMMUNICATION OPTIQUE A HAUT DEBIT»</i>	
A.BENAHMED, A.LECHEHEB	89
<i>[PA7] «TRAITEMENT DES PROCESSUS ET DES MECANISMES DU LASER PAR UNE APPROCHE PLUS SATISFAISANTE»</i>	

A.BENCHEIKH, M.BOUAFIA, A.MEDJAHED	94
<i>[PA8] «EFFET DE L'ABERRATION SPHERIQUE SUR LA FOCALISATION D'UN FAISCEAU LASER GAUSSIEN»</i>	
R.BOUTAKA,E.H. AMARA	100
<i>[PA9] «LE MARQUAGE PAR LASER A FIBRE DE L'ACIER INOXYDABLE»</i>	
M. DEBBAL	105
<i>[PA10] «MODELING THE OPTICAL PHOTONIC CRYSTAL FIBER»</i>	
S. DILMI, E.H. GUEDDA	111
<i>[PA11] «CALCUL DES COEFFICIENTS DE TAUX D'IONISATION DU FER HELIUMOIDE»</i>	
H.DJELLOUT, L. DJEBALA	115
<i>[PA12] «INFLUENCE DE LA DENSITE D'IONS ABSORBANT SATURABLE CR4+ SUR LA PUISSANCE CRETE D'UN LASER A FIBRE PASSIVEMENT Q-DECLENCHE DOPE AU Nd³⁺»</i>	
K. BOUMRAR, A. BOUKELLAL, P.PFEIFFER, OLAMROUS	121
<i>[PA13] «RESTITUTION DES PROFILS DE PHASE D'UN INTERFÉROGRAMME PAR UNE MÉTHODE HAUTE RÉOLUTION»</i>	
D. M.BOURAS, A. KELLOU	128
<i>[PA14] «L'INSTABILITE BRILLOUIN DANS LES LASERS A FIBRE DOPEE DE PUISSANCE».</i>	
N. BOUDIA, R. MOKDAD	134
<i>[PA15] «ETUDE D'UN LASER COMPLETEMENT FIBRE PASSIVEMENT Q-DECLENCHE EN MODE LOCKING. ».</i>	
S. TERNICHE, A. KELLOU	139
<i>[PA16] «ÉTUDE DE LA PROPAGATION D'UNE IMPULSION COURTE EN CAVITE LASER AVEC UN LOGICIEL DE SIMULATION NUMERIQUE».</i>	

Thème B

Y. BENCHEIKH, A.MEDJAHED, H. AMARDJIA	166
<i>[PB1] «CONTROLE DE L'EFFET DU TEMPS DE RECUIT DES COUCHES MINCES DE TIO2 PAR INTERFEROMETRIE LASER».</i>	

F. BENDJEDAA, M. DIAF	172
<i>[PB2] «ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES CENTRES ACTIFS LASERS Tm^{3+} DANS DES MATRICES FLUORURES».</i>	
C. BENSSALEM, M. DIAF, M. MORTIER	177
<i>[PB3] «SYNTHESE ET CARACTÉRISATION SPECTROSCOPIQUE DE MATRICES VITROCÉRAMIQUES A BASE D'OXYFLUORURES MONODOPÉES Eu^{3+} ET CODOPÉES Gd^{3+}».</i>	
C. BOUCHENEB, M. LAZOUL	183
<i>[PB4] «SOURCE LASER MULTI-LONGUEUR D'ONDE À BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINÉAIRES».</i>	
R. SI FODIL , S.BENDAHMANE , A.KELLOU	187
<i>[PB5] «DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE FIBRAGE ET DE MESURE DE L'ATTENUATION DE LA LUMIERE DANS UNE FIBRE OPTIQUE DOPEE TERRE RARE. MESURE DU PROFIL D'INDICE DANS UNE FIBRE OPTIQUE».</i>	
R.TADJINE, M. KECHOUANE, M.ALIM	192
<i>[PB6] «MESURE DE LA PUISSANCE REELLE ABSORBEE PAR UN PLASMA RADIOFREQUENCE».</i>	
B. TIOUA, M. T. SOLTANI, M. HAMZAOU	198
<i>[PB7] «NEW ERBIUM DOPED ANTIMONY GLASSES FOR LASER AND GLASS AMPLIFICATION».</i>	

Thème C

S. AGGOUNE, E. H. AMARA	259
<i>[PC1] «INFLUENCE DE LA VITESSE DU JET DE GAZ SUR UN FILM LIQUIDE METAL LIQUE PRODUIT LORS D'UNE DECOUPE LASER».</i>	
M. M. ALIM, B. J. HADJ-ALI, R.TADJINE	265
<i>[PC2] «CARACTERISATION SPECTROSCOPIQUE DES ECHANTILLONS EN PVC DESTINE AU CONDITIONNEMENT ALIMENTAIRE TRAITÉ PAR UNE DECHARGE D'ARGON».</i>	
R .AMOUR, M. BACHA M.TRIBECHÉ	271
<i>[PC3] «ONDES DE CHOC NON COLLISIONNELLES ASSOCIEES UN PLASMA COMPLEXE A CHARGE VARIABLE EN PRESENCE D'IONS NON EXTENSIFS».</i>	

D. BARA, D. BENNACEUR-DOUMAZ , M. DJEBLI	277
[PC4] «L'EFFET DU PIEGEAGE ELECTRONIQUE SUR L'EXPANSION D'UN PLASMA CREE PAR LASER DANS LE VIDE».	
S.BENHAMIDA, F.REHOUMA	284
[PC5] «MODELLING OF EXTRINSIC FIBER OPTIC SAGNAC ULTRASOUND INTERFEROMETER USED FOR DISPLACEMENT MEASUREMENTS».	
M. BENYAMINA , F.GHALEB ,K. HAMEURALINE	289
[PC6] «ETUDE CINETIQUE DE LA DECHARGE DANS L'AIR».	
M.BENZEKKA , M. TRIBECHÉ	295
[PC7] «SOLITONS ACOUSTIQUES POUSSIÉREUX ASSOCIÉS A UN PLASMA ELECTRONEGATIF A CHARGE VARIABLE».	
M. BOUAKIL, T. KERDJA, C. SIOUANI	301
[PC8] «ETUDE PAR SPECTROSCOPIE D'EMISSION ET IMAGERIE RAPIDE D'UN PLASMA D'ABLATION CREE SUR UNE CIBLE DE PENTAOXYDE DE VANADIUM (V ₂ O ₅) ».	
A.CHAKHRIT	308
[PC9] «TYPES DE LASER UTILISE DANS LES TELECOMMUNICATIONS».	
S.CHERIF, A.MEDJAHED, A.BENCHEIKH	313
[PC10] «IMAGERIE LASER PAR FILTRAGE DIRECTIONNEL A TRAVERS UN MILIEU DIFFUSANT».	
H. CHETTAT, N.AZZOUZ	319
[PC11] «ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN BANC DE TRANSMISSION DE SIGNAUX AUDIO SUR FIBRE MULTIMODE».	
F. HAID, E.H. AMARA	330
[PC12] «MARQUAGE D'UN ACIER INOXYDABLE PAR UN LASER À FIBRE».	
A. IKHLEF , M. CHIKH-BLED	335
[PC13] «EFFET DU DEBIT BINAIRE SUR LES IMPULSIONS DES DIODES LASER POUR LES TRANSMISSIONS OPTIQUES».	
K.FERRIA , N.BELKHIR	343
[PC14] «DEVELOPPEMENT D'UN ATTENUATEUR DE LUMIERE BASE SUR DES REFLEXIONS VITREUSES».	
K. KHELOUFI, E.H.AMARA	349
[PC15] «ÉTUDE NUÉRIQUE DE L'EFFET DE QUELQUES PARAMETRES OPÉRATOIRES DANS LE PROCÉDÉ DE DÉCOUPE LASER».	
N. KLOUCH , H. RIANE, F.HAMDACHE, D. ADDI	357
[PC16] «MODELISATION DE L'INTERACTION LUMIERE LASERS – TISSUS BIOLOGIQUE».	

S.LEMKEDDEM . F KHELFAOUI	363
<i>[PC17] «MODELISATION DU COMPORTEMENT THERMIQUE AU COURS DU SOUDAGE DES METAUX PAR FAISCEAU LASER».</i>	
S. MAYOUT,M.TRIBECHE	369
<i>[PC18] «ARBITRARY AMPLITUDE DUST ACOUSTIC SOLITARY WAVES IN ELECTRON-DEPLETED DUSTY PLASMA».</i>	
H. MEDJADBA, S.E. HICHEUR, A.LAIEB	375
<i>[PC19] «RECONSTITUTION 3D DE FORMES PAR PROJECTION DE FRANGES».</i>	
A. MEDJOURI, L. M. SIMOHAMED	381
<i>[PC20] «ANALYSIS OF INDEXED-GUIDED HIGHLY BIREFRINGENT PHOTONIC CRYSTAL FIBER EMPLOYING DIFFERENT CLADDING GEOMETRIE».</i>	
M. OUACIFI, N. HEDJAZI, R. BOUCHOUAREB	387
<i>[PC21] « MODELISATION DES VIBRATIONS DANS LA COMMUNICATION OPTIQUE PAR LES SATELLITES LASERS».</i>	
N.SAOULA, M.TAZEROUT, K.HENDA	392
<i>[PC22] « STUDY OF THE DEPOSITION OF TITANIUM CARBONITRIDE BY REACTIVE RF SPUTTERING».</i>	
L.SEKKOUR, D.BOURAS-MALLEK,A.KELLOU	396
<i>[PC23] « L'INFLUENCE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE SUR LE FONCTIONNEMENT DYNAMIQUE DES LASERS A FIBRE OPTIQUE DOPEE YTTERBIUM».</i>	
S. SELMANE, T.KERDJA	401
<i>[PC24] « SYNHTESE DES NANOPARTICULES DE SILICIUM DANS UN MILIEU AQUEUX».</i>	
T.TAMSAOUT, E.H.AMARA	407
<i>[PC25] « SIMULATION NUMERIQUE DE L'ECOULEMENT D'UN JET DE GAZ D'ASSISTANCE DANS LE PROCESSUS DE DECOUPE LASER».</i>	
H .YANALLAH, A. Belasri	414
<i>[PC25] «DEPOLLUTION DES EFFLUENTS GAZEUX PAR PLASMA. APPLICATION AU TRAITEMENT DES MOLECULES CO₂ ET NO_x DANS LE MELANGE CO₂/N₂/O₂».</i>	
L.ZIZI, H .BEN MAAMER, A.KELLOU	419
<i>[PC26] « DIFFRACTION D'ORDRE SUPERIEURE DES HOLOGRAMMES EPAIS DE PHASE».</i>	

THÈME A

PHYSIQUE DU LASER

COMMUNICATIONS

ORALES

EFFET D'UNE SUCCESSION DE DIAPHRAGMES SUR LE PROFIL DU CHAMP

Billel BENTOUHAMI et Zaia DERRAR KADDOUR

Laboratoire d'électronique quantique, Faculté de physique, U.S.T.H.B,

B.P 32, El-Alia, 16111 Bab- Ezzouar, Alger

bentouhamibilal@yahoo.com

Résumé:

Différents éléments optiques peuvent être insérés dans la cavité laser afin de répondre à des besoins particuliers. L'étude du processus de transformation du champ au cours de sa propagation est alors très importante pour déterminer la structure et la qualité du faisceau laser. Nous allons montrer ici comment la conversion de modes ainsi que le formalisme *ABCD* simplifient l'étude des systèmes optiques diaphragmés.

Mots-clés: Diffraction, Conversion de modes, Diaphragme

1. Introduction

Dans l'approche différentielle, l'étude de la propagation du champ consiste à utiliser l'équation d'onde paraxiale [1]

$$\nabla^2 \vec{E} + \epsilon\mu\omega^2 \vec{E} = 0 \quad (1)$$

Les modes normalisés de Laguerre Gauss sont des solutions mathématiques exactes à cette équation. En symétrie cylindrique (r, θ, z), ils s'écrivent [2, 3]:

$$TEM_{pl} = \frac{1}{r} \left(\frac{2}{w\sqrt{1+\delta_{0l}}} \sqrt{\frac{p!}{\pi(l+p)!}} \right) \left(\frac{r}{w} \sqrt{2} \right)^l L_p^l \left(2 \frac{r^2}{w^2} \right) \exp \left\{ -\frac{r^2}{w^2} - jkz - (2p+l+1) \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R} \right) + \frac{kr^2}{2R(z)} \right\} \begin{cases} \cos(l\varphi) \\ \sin(l\varphi) \end{cases} \quad (2)$$

L_p^l sont les polynômes de Laguerre généralisés. R est le rayon de courbure du front d'onde et w le rayon du faisceau. $\psi(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R} \right)$ est la phase de Gouy (z_R est la longueur de Rayleigh).

2. Formalisme ABCD

La loi de transformation du paramètre complexe q du faisceau Gaussien est particulièrement simple. Avec A, B, C et D les éléments de la matrice de transfert décrivant le système optique traversé, les paramètres complexes d'entrée q_1 et de sortie q_2 d'un système optique sont reliés par la transformation bilinéaire appelée loi ABCD ou transformation de Kogelnik [1, 4]: $q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}$.

3. Conversion de modes

Soit un mode $TEM_{p\bar{l}}$ provenant d'un premier système optique. La conversion de modes se produit lorsque ce mode va exciter, au niveau d'un plan de référence infini, un ensemble de modes d'un deuxième système avec une contribution $C_{p\bar{l}pl}^- TEM_{pl}$ (Fig.1). Kogelnik égalise le champ dans ce plan afin de trouver les valeurs des coefficients de couplage $C_{p\bar{l}pl}^-$ en écrivant:

$$TEM_{p\bar{l}} = \sum_p \sum_l C_{p\bar{l}pl}^- TEM_{pl} \quad (3)$$

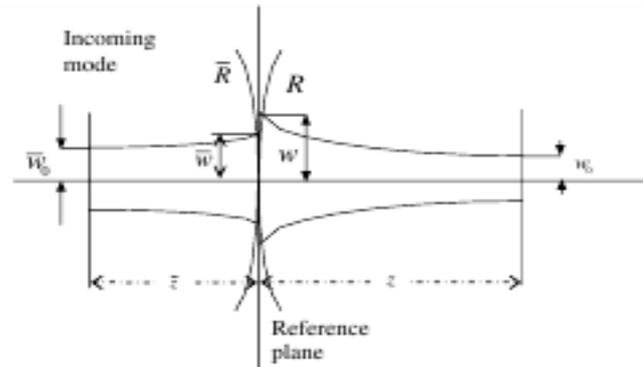


Figure. 1 : Conversion de modes

Les fonctions trigonométriques sont orthogonales entre elles et il n'y a donc pas de couplage entre les modes de nombres angulaires différents. La notation précédente peut alors être simplifiée en écrivant : $C_{p\bar{l}pl}^- = C_{ppl}^-$.

3.1 Coefficients de couplage

Les coefficients de couplage sont donnés par l'expression suivante [2, 3]:

$$C_{ppl}^- = \left(\frac{2}{ww} \right)^{l+1} \sqrt{\frac{\bar{p}!p!}{(1+p)!(1+p)!}} \int_0^\infty dr^2 L_p^l(\alpha r^2) L_p^l(\beta r^2) r^{2l} \exp(-Qr^2) \quad (4)$$

$$\text{Avec } \alpha' = \frac{2}{w}, \quad \beta' = \frac{2}{w} \quad \text{et } Q' = \frac{1}{w^2} + \frac{1}{w^2} + \frac{jk}{2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R} \right).$$

3.2 Application de la technique au cas de l'ouverture circulaire

Pour une ouverture de rayon a_0 , la borne supérieure infinie devient une borne finie. Dans le cadre de la symétrie circulaire $l=0$ et avec $\alpha = \alpha' a_0^2$, $\beta = \beta' a_0^2$ et $Q = Q' a_0^2$, le coefficient de couplage est alors donné par [3]:

$$C_{ppl}^- = \left(\frac{2\pi a_0^2}{ww} \right) \int_0^1 dX L_p^-(\alpha X) L_p(\beta X) \exp(-QX) \quad (5)$$

3.3 Calcul des coefficients de couplage:

L'intégrale donnée par l'expression précédente contient le produit de deux polynômes de Laguerre généralisés et une fonction exponentielle complexe (trois fonctions oscillantes).

Cette intégrale est difficile à calculer par les méthodes numériques classiques d'intégration. La formule de récurrence [3] offre un outil mathématique efficace pour s'affranchir de ce problème.

3.4 Réalisation de la condition de Kirchhoff

La nécessaire réalisation de la condition de Kirchhoff à l'ouverture, exige le bon choix des paramètres w et R de la nouvelle base.

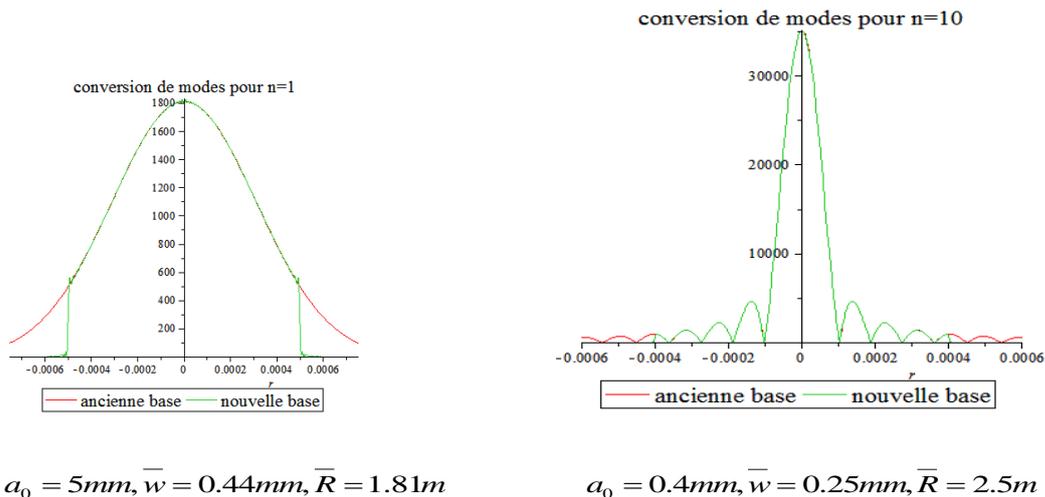


Figure 2 : Conversion des modes TEM_{00} et TEM_{100}

4. Traversée d'une succession de diaphragmes

Le formalisme ABCD offre un outil simple pour étudier la propagation du faisceau à travers les éléments optique tel que le vide, la lentille, le télescope...etc.

La technique de conversion de modes, qui nécessite le calcul d'une matrice dont les éléments sont les coefficients de couplage, est appliquée au diaphragme

5. Résultats

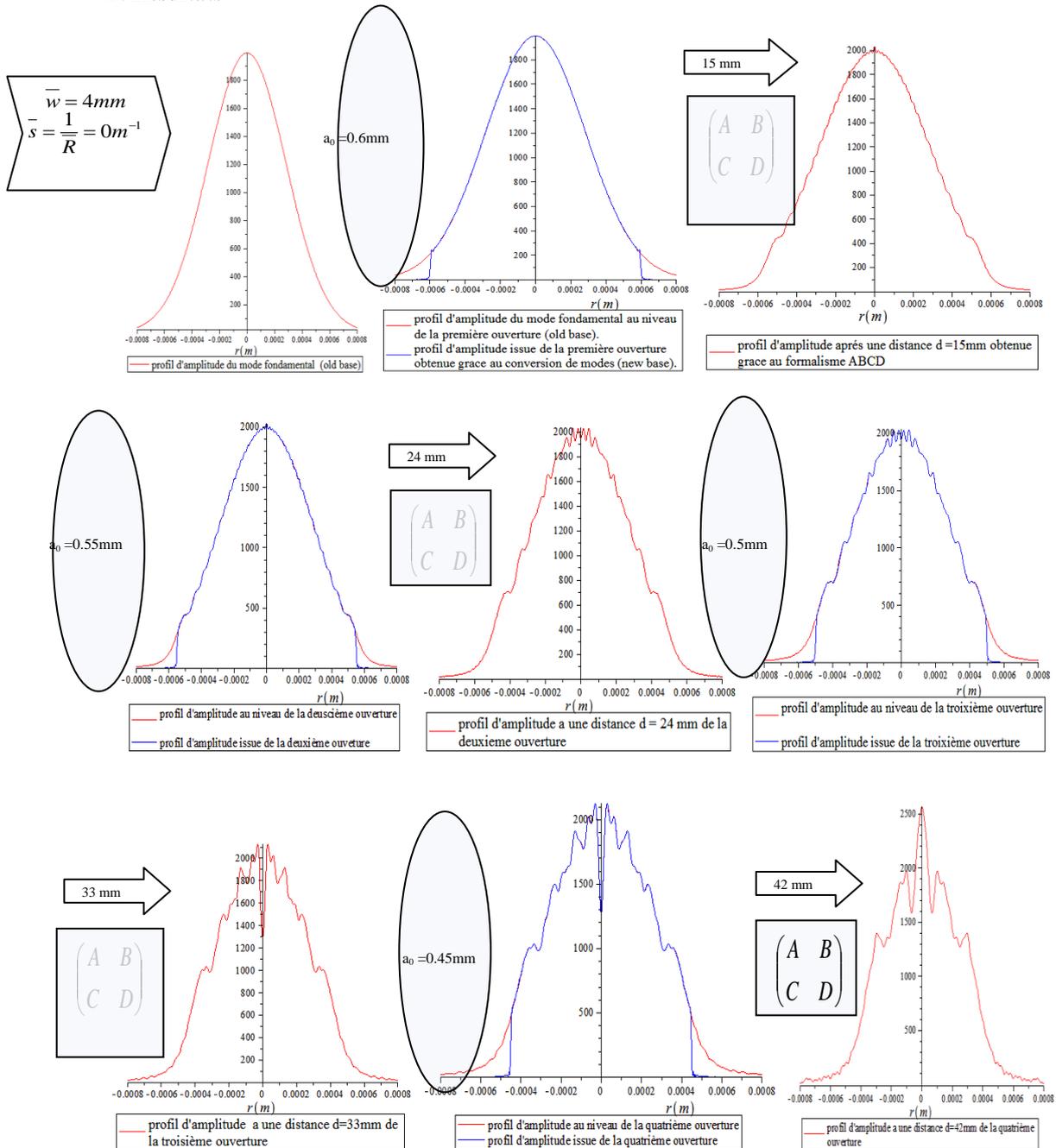


Figure 3 : Transformation du mode fondamental TEM₀₀ par une succession de quatre ouvertures circulaires.

6. Conclusion

Dans cette étude, nous montrons que la conversion de modes pour le traitement des diaphragmes et le formalisme $ABCD$ pour la prise en charge des structures optiques décrites par les matrices de transfert $ABCD$ offrent un outil performant pour l'étude de la transformation du champ dans les systèmes optiques diaphragmés.

Références

- [1] A. E. Siegman; *Lasers*, University Science Books Mill Valley, California, 1986.
- [3] H. Kogelnik, Coupling and conversion coefficients for optical modes, presented at the Symposium on quasi-optics, polytechnic institute of Brooklyn, june 8,9,10, (1946), 333-347.
- [3] Z. Derrar Kaddour et al, Alternative model for computing intensity patterns through apertured $ABCD$ systems, *Opt. Commun.*281 (2008) 1384-1395.
- [4] L. Tarassov, *Physique des processus dans les générateurs de rayonnement optique cohérent*, Ed Mir, Moscou; 1985.

FACTEURS LIMITANT LA FREQUENCE DE REPETITION DES TIRS DANS UN LASER A SOLIDE : CAS DES POMPAGES PAR LAMPE FLASH ET DIODE LASER

* BOUADJEMINE Rachdi, * LOUHIBI Djelloul, ** KELLOU Abdelhamid, ALMABOUADA Fatah

**Division Milieux Ionisés et Laser, Centre de Développement des Technologies Avancées CDTA*

BP 17, Cité du 20 Août 1956, Baba Hassen, Alger . Tél. : 021 351075/40 Fax : 021351039

***USTHB BP 32 El-Alia, Bab-Ezzouar, Alger. Fax : 213 021 24 73 44*

E-mail : rbouadjemine@cda.dz

Résumé:

Les performances que doit avoir un laser (qualité du faisceau, encombrement, puissance, fréquence de répétition,...) sont dictées par les applications envisagées [1, 2].

Dans cette communication nous restreignons notre étude aux facteurs limitant la fréquence de répétition de tir pour un pompage par lampe flash. Ce qui nous permet de déterminer les limites d'utilisation de ce dernier. A titre comparatif nous donnons les limites atteintes par la fréquence de répétition dans un pompage par diode laser.

MOTS-CLÉS: flash lamp, laser diode, solid-states laser, pumping solid-state laser.

1. Introduction:

Le pompage par lampe flash malgré ses limitations, présente un certain nombre d'avantage par rapport au pompage par diode laser [3]. La fréquence de répétition des tirs d'un laser pompé par flash est de quelques centaines de hertz. Avec un pompage par diode nous pouvons atteindre plusieurs centaines de kilo hertz. Le mauvais rendement du pompage par lampe flash est du aux spectres d'émission très large de celui-ci [3]. Mais le pompage par flash reste avantageux pour une tête laser universelle utilisable par différents milieux actifs (dans notre cas nous l'utiliserons pour une caractérisation de divers matériaux laser). De plus le flash permet un pompage assez homogène pour assurer une bonne qualité du faisceau laser. Un oscillateur laser pompé par flash revient moins cher qu'un pompage par diode.

Afin de pouvoir tirer un meilleur parti d'un pompage par flash, nous nous intéressons dans la suite à déterminer les facteurs limitant la fréquence de répétition des tirs.

2. Facteurs limitant la fréquence de répétition des tirs des lasers à solides :

2.1. Pour le pompage par lampe flash : [4, 5, 6]

Nous allons estimer les limites des énergies d'excitation d'une lampe flash. Deux cas de figures se présentent :

- ❑ Limitation par contraintes mécaniques.
- ❑ Limitation par contraintes thermiques.

2.1.1. Limitation mécanique :

A partir de la relation suivante [2]:

$$N_{\text{tirs}} \cong \left(\frac{E_{\text{exp}}}{E_{\text{in}}} \right)^{8.5} \tag{1}$$

Où E_{in} est l'énergie d'excitation de la lampe.

On peut ressortir l'énergie maximale d'excitation de la lampe flash en fonction du nombre de tirs maximal donné par cette relation :

$$E_{\text{in max}} = \left(\frac{E_{\text{exp}}}{N_{\text{tirs max}}^{2/17}} \right) \tag{2}$$

$N_{\text{tirs max}}$: le nombre de tirs maximal,

E_{exp} : l'énergie d'explosion donnée par la relation suivante [2]:

$$E_{\text{exp}} = (1.2 \times 10^4) \cdot \ell_F \cdot D_F \cdot t_p^{1/2} \tag{3}$$

Pour une durée de vie de 240 μs , l'énergie maximale d'excitation est de : 217 J

2.1.2. Limitation thermique

A partir du tableau 1, nous tirons les densités de puissance maximale admissibles pour différents modes de refroidissement.

Tableau 1. Densités de puissance admissibles. [2]

Densité de puissance	Le type de refroidissement
< 15 Wcm^{-2}	par convection à air
15-30 Wcm^{-2}	par air forcé
30-200 Wcm^{-2}	par liquide

A partir de ces densités de puissance, on peut déduire la puissance moyenne tolérée d'excitation donnée par la relation suivante :

$$P_{moyt} = Q_t \times S_F \quad (4)$$

Q_t : la densité de puissance, S_F : la surface de la lampe flash.

Et par conséquent, l'énergie d'excitation en fonction de la fréquence :

$$P_{moy} = E_{inf} f = \frac{1}{2} C V_0^2 f \leq P_{moyt} = Q_t S_F \quad (5)$$

$$E_{in} = \frac{Q_t S_F}{f} \leq E_{inmax} \quad (6)$$

Pour E_{inmax} nous obtenons la fréquence limite entre les deux processus de limitation

f_{lim} (convection à air)= 1 Hz, f_{lim} (air forcé)= 4 Hz, f_{lim} (air forcé)=7 Hz.

Les courbes E_{in} (convection à air), E_{in} (air forcé), E_{in} (liquide), en fonction de la fréquence.

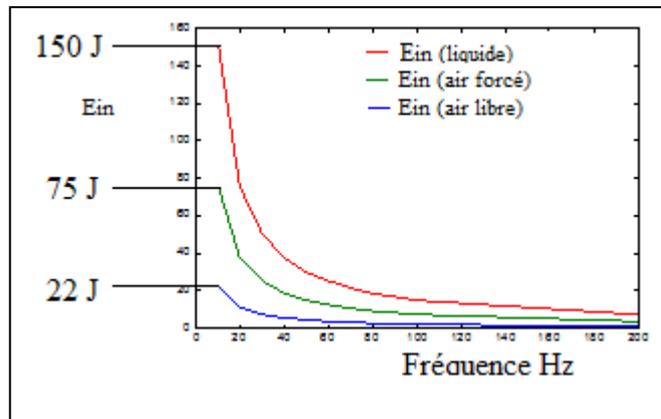


Figure. 1. Les énergies d'excitation en fonction de la fréquence.

Suivant la courbe de figure 1, nous pouvons constater que l'énergie d'excitation est proportionnelle à la fréquence, lorsqu'on augmente la fréquence l'énergie d'excitation diminue. L'énergie d'excitation diminue on augmente la fréquence pour éviter toute rupture de tube flash.

2.2. Pour le pompage des lasers à solide par diode laser : [7, 8]

La limitation en fréquence dans le cas d'un pompage par diodes laser est due essentiellement à l'efficacité du refroidissement des diodes. Nous avons ici le même problème de refroidissement que celui des semi-conducteurs classiques. Donc pour un radiateur infini, nous pouvons tirer le maximum de puissance. Dans la pratique la puissance exploitable dépend des résistances thermiques du refroidissement et les fréquences de répétitions atteintes sont de plusieurs centaines de kHz.

3. Conclusion :

D'après ce travail, on peut dire qu'il y a deux facteurs qui limitent la fréquence de répétition des tirs : les contraintes mécaniques et thermiques.

Pour le pompage par diode laser la limitation de la fréquence de répétition des tirs est liée directement à l'efficacité du refroidissement.

Références

- [1] A. Sennaroglu "Solid-state laser and applications" University of New York (2007).
- [2] W.Koechner , "solid state laser Engineering", Sixth revised and updated edition 2006 USA.
- [3] Bruno le Garrec, "laser-diode and Flash Lamp Pumped Solid-State Lasers", AIP Conference Proceedings, Volume 1228, pp. 111-116 (2010).
- [4] Samad, Ricardo Elgul; "30 W Cr:LiSrAlF6 flashlamp-pumped pulsed laser" , Optics Letters, Vol. 32 Issue 1, pp.50-52 (2007)
- [5] Rasiah, "Voltage-current relationship for flashlamps: an empirical approach"
- [6] Samad, Ricardo Elgul, "Development of a flashlamp-pumped Cr:LiSAF laser operating at 30 Hz", Applied Optics, Vol. 45 Issue 14, pp.3356-3360 (2006)
- [7] Antonio Agnesi, "Diode-pumped Nd:BaY₂F₈ picoseconds", laser Optics (2008).
- [8] R GW Brown, E R Pike, "Diode laser", Series in Optics and Optoelectronics 2005, University of Hull, UK, p 233-270.

CARACTERISATION PAR SIMULATION NUMERIQUE D'UN EDFA « ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIER »

Badreddine Boubir, A. EL Akrimi et H. Triki

*Laboratoire de Physique des Rayonnements, Faculté des Sciences, Département de Physique,
Université Badji Mokhtar Annaba ; 23000 Annaba. Tel/Fax : 038 87 28 35.*

E-mail : boubir11@gmail.com

Résumé

Dans cette étude, une des caractéristiques les plus importantes de l'amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) : le gain, est simulé et analysé par un programme écrit dans un environnement Matlab. Les résultats de simulation prouvent que le gain d'EDFA est affecté par certains paramètres tels que la longueur de fibre, la longueur d'onde de pompe, la puissance de pompe, la densité des ions d'Erbium et la géométrie de la fibre optique (le rayon du cœur).

Mots-Clés : Amplificateurs à fibres optiques, EDFA, Télécommunications optiques, Fibre optiques dopées terres rares.

1. Introduction

Un des facteurs les plus importants limitant la distance de transmission dans les systèmes de télécommunication optiques à fibres est la perte de puissance du signal optique provoquée par la dispersion et l'absorption dans le guide d'onde [1]. A partir de 1990, les amplificateurs optiques (Raman, Brillouin, fibres optiques dopées terres rares), on permit d'amplifier directement le signal optique sans passer par la conversion électrique-optique.

Les amplificateurs à base de fibres optiques dopées aux ions terres rares sont les plus utilisées car ils peuvent fonctionner à des longueurs d'ondes spécifiques allant du visible jusqu'à l'infrarouge moyen, tout dépend de l'ion terre rare utilisé (Er^{3+} , Ho^{3+} , Pr^{3+} , Yb^{3+} , Nd^{3+}). Cependant l'élément le plus intéressant indiqué ci-dessus est l'Erbium (Er^{3+}) à cause de son émission situé dans la bande conventionnelle dite bande C (1525 – 1565nm) ou l'atténuation du signal est minimale dans les fibres en silice utilisées actuellement dans les systèmes de transmissions optiques à haut débit.

2. Théorie et modélisation

2.1. Théorie

Les EDFA reposent sur deux principes fondamentaux, l'absorption et l'émission stimulée. La configuration énergétique de l'Erbium dans la silice (Figure.1) procure un environnement type pour l'amplification optique i.e., présence d'un niveau métastable

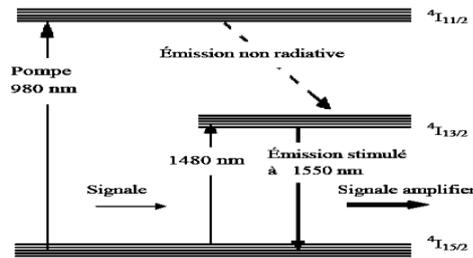


Figure.1 : Niveaux énergétiques et phénomène d'amplification.

2.2. Modélisation

Comme on peut le voir dans la figure.1 quant on pompe à 980 nm, trois niveaux d'énergies interviennent dans l'amplification, il y a alors trois équations d'inversion de population. Mais, étant donné que le niveau supérieur $^4I_{11/2}$ a une durée de vie très courte par rapport à celle du niveau métastable ($^4I_{13/2}$) [2], on obtient un système à deux équations. Signalons que le même système est obtenu pour un pompage à 1480 nm.

$$\frac{dN_1}{dt} = -(R + W_a) \cdot N_1 + \left(W_e + \frac{1}{\tau}\right) \cdot N_2 \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (R + W_a) \cdot N_1 - \left(W_e + \frac{1}{\tau}\right) \cdot N_2 \quad (2)$$

avec : $N_{\text{total}} = N_1 + N_2 \quad (3)$

où :

$$R = \sigma_p^a \cdot I_p / h \cdot \nu_p$$

$$W_a = \sigma_s^a \cdot I_s / h \cdot \nu_s$$

$$W_e = \sigma_s^e \cdot I_s / h \cdot \nu_s$$

τ : temps de vie du niveau métastable.

h : constante de Plank.

$\nu_{s,p}$: Fréquence du signal et pompe respectivement.

$I_{s,p}$: intensité du signal et pompe respectivement.

$\sigma_{s,p}^a$: Section efficace d'absorption du signal et pompe respectivement.

σ_s^e : Section efficace d'émission du signal.

Où N_1 et N_2 sont les taux de populations des niveaux fondamental ($^4I_{15/2}$) et métastable respectivement (ions.cm⁻³), R , W_a et W_e sont les taux de transitions de pompage, d'absorption stimulé et d'émission stimulé respectivement(s⁻¹).

L'évolution de l'intensité du pompage et du signale dans la fibre est donné par :

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = -\alpha_p \cdot I_p(z) - I_p(z) \cdot (1 - N_2) \cdot \sigma_p^a \cdot \Gamma_p \cdot \rho_{Er} \quad (4)$$

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = -\alpha_s \cdot I_s(z) - I_s(z) \cdot (1 - N_2) \cdot \sigma_s^a \cdot \Gamma_s \cdot \rho_{Er} + I_s(z) \cdot N_2 \cdot \sigma_s^e \cdot \Gamma_s \cdot \rho_{Er} \quad (5)$$

où ρ_{Er} : est la concentration des ions Erbium dans la fibre ; $\alpha_{s,p}$: est le coefficient de perte de la fibre a la longueur d'onde du signal et pompe respectivement ; $\Gamma_{s,p}$: est le facteur de recouvrement entre les ions excités et le signal et pompe respectivement.

Maintenant que l'évolution de l'intensité du signale a travers la fibre est obtenue, le gain de l'amplificateur est donné par :

$$G = \ln \frac{I(z)}{I(z=0)} \quad (6)$$

2.3. Le Bruit

L'ASE (Amplified Spontaneous Emission), est la source premiere du bruit dans les EDFA [3]. L'évolution de l'ASE le long de la fibre est décrite par :

$$\frac{dI_{ASE}(z)}{dz} = -\alpha_s \cdot I_{ASE}(z) - I_{ASE}(z) \cdot (1 - N_2) \cdot \sigma_{ASE}^a \cdot \rho_{Er} + I_{ASE}(z) \cdot N_2 \cdot \sigma_{ASE}^e \cdot \rho_{Er} - I_{ASE}^0 \cdot \rho_{Er} \cdot N_2 \cdot \sigma_{ASE}^e \quad (7)$$

avec : $I_{ASE}^0 = \frac{\Gamma}{\pi r^2} \frac{2hc}{\lambda_{ASE}} \Delta\nu$

où r : représente le rayon du cœur de la fibre, c : la vitesse de la lumière, $\Delta\nu$: la bande de fréquence de l'ASE (Hz).

3. Simulation et Résultats

Dans notre étude, nous avons résolu les équations (4,5,6,7) à l'aide d'un programme écrit dans un environnement Matlab, le gain a été simulé en fonction de quatre paramètres fondamentaux pour deux longueurs d'onde de pompage (980-1480nm) : la longueur de la fibre (L), le rayon de la fibre (r), la densité de l'Erbium (ρ_{Er}) et la puissance de pompage (P_p). Les paramètres types pour une amplification optimale obtenue par notre simulation sont donnés dans le tableau 1.

Le gain $f(L, P_p)$

On fixe les valeurs de la densité de l'Erbium et le rayon du cœur de la fibre et on varie L de 10 à 60 m. Les résultats sont montrés dans les figures 2 et 3.

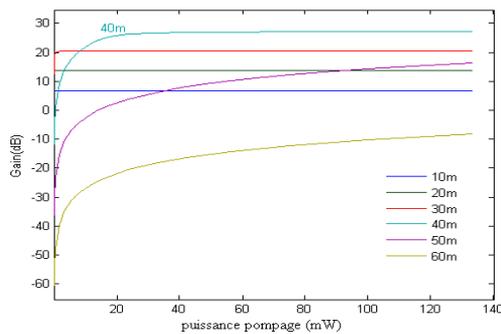


Figure.2 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $L=10$ à 60 m, pour un pompage à 980nm

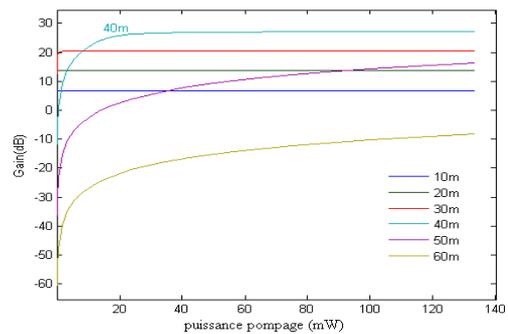


Figure 3 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $L=10$ à 60 m, pour un pompage à 1480nm

En pompant à 1480 nm , on comprend bien que le rendement sera meilleur à cause de l'écart entre l'énergie du photon pompe et celle du photon signal, qui est plus faible que lorsque l'on pompe à 980 nm . En effet, lorsque l'on pompe à 980nm , chaque fois qu'un photon pompe est absorbé, on absorbe une énergie de 1.26 eV . Puis on a une transition vers le niveau à 1550 nm , soit 0.81 eV , ce qui représente une perte d'énergie de 0.45 eV . Autrement dit, le simple écart de longueur d'onde fait que le

rendement du système est limité au maximum à : $\frac{0.81}{1.26} \approx 65\%$, à 1480nm , ce rapport est plus proche

de 100% . En effet, 1480nm correspond à 0.839 eV , d'où une limite de : $\frac{0.81}{0.839} \approx 97\%$.

4. Conclusion

En conclusion de cette étude basée sur la simulation numérique, nous avons mis en évidence l'apport de chaque paramètre sur le gain de l'amplificateur à fibre optique dopée par des ions Erbium. Le tableau 1 résume les paramètres obtenus par notre simulation numérique et qui nous permettent une amplification optimale pour deux différentes longueurs d'onde de pompage. Ces paramètres ont été validés par la littérature, et on peut affirmer que le programme de simulation utilisé peut en effet prédire l'évolution du gain d'un amplificateur à fibre dopée Erbium, qui a été le but de cette étude.

Tableau 1 : les résultats obtenus par simulation

	980 nm	1480 nm
L	40 m	50 m
r	1 μm	1 μm
ρ_{Er}	$2.6 \times 10^{24} \text{ m}^{-2}$	$2.6 \times 10^{24} \text{ m}^{-2}$
Pp	60 mW	60 mW
Gain	+27.16 dB	+28.14 dB
ASE	-115 dBm	-100 dBm

Références

- [1] G. P. Agrawal, Fiber Optic Communication Systems, John Wiley & Sons, New York, 1997.
- [2] Giles C.R., Desurvire E., "Modelling Erbium-Doped Fiber Amplifiers", Journal of Lightwave Technology Letters, Vol. 9, No 2, 271-283, 1991.
- [3] P.C. Becker, N.A. Olsson, J.R. Simpson, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology

MODELISATION DE LA CINETIQUE D'OXYDATION D'UN METAL LORS DU MARQUAGE PAR LASER

Djamila BENNACEUR-DOUMAZ, El-Hachemi AMARA et Farida HAMADI

CDTA, Equipe de Traitement des Matériaux par Laser, BP. 17, Baba-Hassen,

16303, Alger, Algérie

doumaz@cdta.dz et ddoumaz@gmail.com

Résumé:

Le concept du marquage de métaux par laser est d'oxyder localement la surface métallique en utilisant un rayonnement laser. Il se forme alors une couche d'oxyde avec une certaine épaisseur. Par interférence de la lumière, cette couche mince crée la couleur. En changeant les paramètres laser, l'épaisseur de la couche peut être accordée à la couleur désirée. Pour modéliser la croissance de la couche d'oxyde à la surface du métal (cinétique d'oxydation), l'approche systémique consiste à intégrer progressivement dans un même modèle l'ensemble des phénomènes régissant le processus d'oxydation. Ces phénomènes sont complexes, faisant intervenir de nombreux processus qui peuvent être traités indépendamment et qui interviennent à des échelles de temps et d'espace différentes. La modélisation de l'oxydation consiste à incorporer dans des modèles macroscopiques basés sur la thermodynamique irréversible, l'influence des phénomènes microscopiques qui étudient le comportement thermomécanique des différentes interfaces de l'oxyde. Dans ce travail, nous nous proposons de donner une revue globale des différents modèles de simulation déjà utilisés dans la littérature pour comprendre le processus de la croissance d'une couche d'oxyde à la surface d'un métal, lors du marquage par laser

Mots-clés: Marquage Laser, Modélisation, Cinétique d'oxydation, Simulation numérique.

1. Introduction

Le principe du marquage laser est d'envoyer un faisceau laser sur un métal qui va être chauffé localement en dessous de son point de fusion, en présence d'oxygène de l'air environnant. Il se crée alors à la surface des couches d'oxydes dont l'épaisseur est déterminée par les paramètres du traitement du laser.

En conséquence, il apparaît une coloration de surface par phénomène d'interférences de la lumière blanche. En effet, en brisant des liaisons moléculaires et donc en changeant les propriétés optiques de la matière, il se produit un changement de couleur (marquage clair sur matière foncée, marquage foncé sur matière claire). Si les ondes de lumière réfléchies par l'oxyde sont en phase, il y aura des

interférences constructives, et dans cet angle d'observation, on pourra observer une couleur; contrairement aux ondes qui sont en opposition de phase et donc les interférences sont destructives, il n'y aura pas de formation de couleur.

Dans ce travail, on s'intéresse à la description des modèles à différentes échelles qui décrivent les processus physiques qui déterminent la formation des différentes couleurs lors d'un marquage de métal. La couleur étant intimement liée à l'épaisseur de l'oxyde formé, on s'intéresse donc à la modélisation de la cinétique d'oxydation dans les métaux.

2. Modélisation

L'oxydation des métaux et la croissance des oxydes sont des phénomènes complexes faisant intervenir de nombreux processus qui peuvent être traités indépendamment et qui interviennent à des échelles de temps et d'espace différentes.

Cette croissance est activée par des processus de diffusion, de transfert et également des réactions d'interface qui se font globalement en cinq étapes :

- adsorption et dissociation du dioxygène sur la surface du métal ;
- réaction entre les atomes d'oxygène adsorbés et le métal pour former les germes d'oxyde ;
- croissance des germes et formation d'un film continu ;
- croissance du film d'oxyde en épaisseur par diffusion à travers le film d'oxyde.

Dans l'étude de la croissance d'une couche d'oxyde à la surface d'un métal (cinétique d'oxydation), la modélisation du phénomène consiste à incorporer dans des modèles macroscopiques basés sur la thermodynamique irréversible, l'influence des phénomènes microscopiques qui étudient le comportement thermomécanique des différentes interfaces de l'oxyde [1, 2].

3. Méthodes de simulation numérique

Les différentes méthodes de simulation numérique servent à l'étude d'objets ou de systèmes de tailles et de durées de vie différentes. On divise les méthodes de simulation en trois groupes : le régime microscopique, le régime mésoscopique et le régime macroscopique.

La figure 1 montre les méthodes liées à ces régimes.

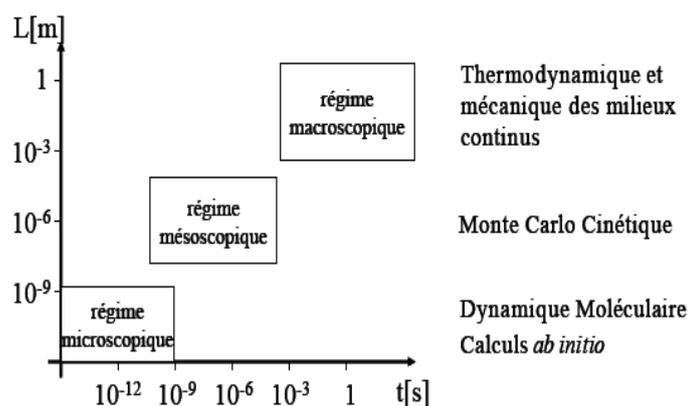


Figure 1: Les méthodes de simulation numérique dans les échelles de temps et d'espace [2].

Les propriétés électriques, thermodynamiques, et plus généralement macroscopiques d'un matériau n'ont de sens qu'à partir d'une taille de système suffisante, et sur des durées permettant les mesures. Ceci est une des définitions de l'échelle mésoscopique. Les méthodes quantiques ont un champ d'application restreint à l'échelle microscopique et aux faibles durées. C'est pourquoi des techniques heuristiques, prenant en compte des considérations à l'échelle atomique aussi bien que les propriétés macroscopiques, doivent être mises en œuvre. De plus, dans le cadre de l'étude d'un procédé de croissance hors équilibre, les techniques permettant l'étude de l'évolution d'un système au cours du temps seront des outils particulièrement intéressants.

3. 1. Monte Carlo Cinétique (MCC)

La croissance des oxydes a des paramètres espace-temps qui correspondent au régime mésoscopique. La méthode de simulation appropriée à ce phénomène est bien la Monte Carlo Cinétique (MCC). LA MCC permet de prédire précisément le comportement temporel d'un système et donc de résoudre implicitement l'équation maîtresse qui lui est associée. Elle se base sur les probabilités des événements et sur la théorie de l'état de transition. Cette théorie décrit la fréquence d'une transition au cours d'une réaction chimique entre les états initial *A* et final *B* du système.

La méthode de MCC a deux formes essentielles.

La première est le MCC sur réseau rigide qui est bien adapté pour modéliser les couches minces et la croissance cristalline ou les réactions catalytiques sur une surface. Ce Monte Carlo cinétique est basé sur la simplification du modèle à un réseau cristallin, où les atomes sont confinés à occuper les sites d'un cristal parfait. Dans le cas des couches minces, les modèles sont faits pour suivre l'évolution des événements de la croissance et de la morphologie de la surface, les simulations doivent alors correspondre au temps réel du dépôt. Il s'agit d'un temps de l'ordre d'une seconde et plus. Cependant, il est également nécessaire d'inclure tous les mouvements de diffusion qui prennent beaucoup de temps de calcul pour déplacer les adatoms sur la surface.

La deuxième forme est le MCC continu ("off lattice") qui est bien adapté à la simulation de la diffusion de défauts comme les atomes interstitiels et les lacunes et leur recombinaison. Cette méthode sert notamment à la modélisation de l'implantation ionique et des effets d'irradiation.

Seulement, la méthode de MCC n'est pas autosuffisante. Une étude préalable complète, à l'échelle des atomes, de la nature des interactions et des transferts de charges, de la façon dont les nouvelles liaisons se créent, et de l'importance des phénomènes de diffusion surtout au niveau des interfaces est indispensable. Ces phénomènes élémentaires sont le plus souvent des processus activés dont on détermine l'énergie d'activation soit par la Molecular Dynamics (MD) soit par la Density Functional Theory (DFT).

2. Théorie de la Fonctionnelle de la Densité (DFT)

La DFT consiste à déterminer à partir de la densité électronique, les propriétés de l'état fondamental d'un système composé d'un nombre donné d'électrons en interaction coulombienne avec des noyaux fixes. Cette méthode repose sur une approximation: remplacer la fonction d'onde multiélectronique par la densité électronique. L'idée fondatrice de la théorie de la fonctionnelle de la densité consiste à considérer que les propriétés du système étudié, et en particulier son énergie totale dans l'état fondamental, ne dépendent que de cette densité, par le biais d'une fonctionnelle. La densité dépend de seulement 3 variables spatiales alors que la fonction d'onde des N électrons du système dépend de 3N variables spatiales: la complexité est reportée sur la fonctionnelle de la densité, ramenant ainsi au continu un grand nombre de variables. Cette méthode démontre l'existence d'un lien entre la densité électronique et l'énergie totale, dans l'état fondamental du système.

3. 3. Dynamique moléculaire (DM)

Les techniques de dynamique moléculaire reposent sur la résolution numérique de l'équation de la dynamique classique (deuxième loi de Newton) appliquée à un système moléculaire. Ainsi, la dynamique moléculaire permet d'accéder à des propriétés évoluant au cours du temps, contrairement à la majorité des méthodes quantiques qui sont restreintes à des états stationnaires. La résolution des équations du mouvement est rendue possible par la donnée d'un potentiel représentant les interactions entre les particules constituant le système étudié.

Ce potentiel peut être construit à partir d'un modèle quantique ou classique. Dans le premier cas, on obtient un niveau de précision plus important mais on rencontre des difficultés calculatoires comparables à celles des méthodes quantiques, limitant la taille du système étudié mais aussi l'échelle de temps des phénomènes explorés. Le second cas, utilisant un champ de forces classique, semble plus adapté si l'on s'intéresse à un système plus complexe et évoluant sur des durées plus importantes.

La MD peut être utilisée pour résoudre des problèmes inaccessibles aux méthodes quantiques: nombre d'atomes trop important, étude en fonction du temps, phénomènes dépassant la picoseconde. Ainsi,

sans atteindre la précision des méthodes *ab initio* ou DFT, on peut par exemple s'intéresser à la formation d'interfaces, à la diffusion d'oxygène, aux transitions de phases ou encore à ses propriétés thermodynamiques.

La figure 2 présente un schéma qui montre les liens, entre ces méthodes, menant à la modélisation de la croissance des oxydes.

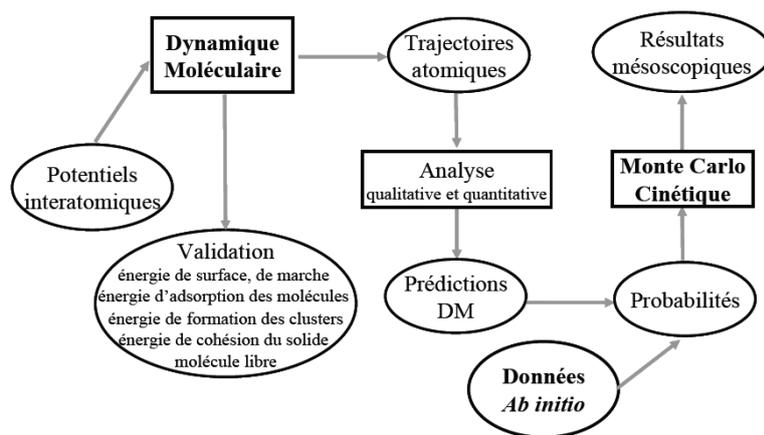


Figure 2: Modélisation de la croissance d'oxyde aux échelles atomique et mésoscopique [2]

4. Résumé

Les méthodes de la DM et de la DFT sont des sources des données nécessaires à la mise en œuvre du MCC qui permet de réaliser des simulations sur des échelles d'espace et de temps inaccessibles par les deux premières techniques. Le grand avantage de la DM comme source de probabilités pour la modélisation par MCC est la possibilité de découvrir des mécanismes et d'analyser le comportement des atomes et des molécules. Les probabilités des événements intervenant dans le MCC peuvent être obtenues par les deux méthodes. Avec la méthode de la DM, on les obtient par une mesure directe des fréquences des événements (calcul dynamique; $T \neq 0$ K). Avec les méthodes *ab initio* ou DFT, on obtient la probabilité par l'énergie totale du système calculée pour une séquence de configurations atomiques reproduisant la barrière d'activation associée à un événement (calculs statiques à $T=0$ K).

Références

- [1] Garruchet S. (2006), *Modélisation de phénomènes locaux : vers leur prise en compte dans la simulation de la cinétique d'oxydation d'un métal*, thèse de doctorat, Université de Bourgogne
- [2] Antoshchenkova E. (2010), *Simulation à l'échelle atomique de la croissance de couches d'oxydes de métaux à la surface d'un substrat monocristallin*, thèse de doctorat, l'Ecole Polytechnique.

MODELISATION DE LA CROISSANCE DE LA COUCHE D'OXYDE

DE TITANE PRODUITE PAR FAISCEAU LASER

Farida BRIHMAT-HAMADI¹, El-Hachemi AMARA¹,

Djamila BENNACEUR- DOUMAZI, Abdelhamid KELLOU²

¹CDTA/DMIL, Equipe Traitement des Matériaux par Laser, B.P 17, Baba-Hassen, 16303, Alger

²USTHB, Faculté de Physique, Département Rayonnement, B.P 32 Bab-Ezzouar, 16123, Alger

email: fhamadi@cdta.dz

Résumé:

On s'intéresse au processus d'oxydation lors du chauffage de la surface d'un échantillon métallique de Titane (Ti) par un faisceau laser pulsé (Nd-YAG). Une approche qui considère à la fois la solution tridimensionnelle de l'équation de diffusion de la chaleur couplée et la loi d'oxydation parabolique (cinétique de l'oxydation) donne une description complète de la croissance de la couche d'oxyde sous l'action d'un faisceau laser pulsé. L'équation de la chaleur résolue numériquement, permet d'obtenir un champ de températures, par la suite la croissance du film d'oxyde est simulée par implémentation d'une technique de maillage dynamique. On élabore des procédures de calcul dites UDF (User Defined Function) fonctionnant interactivement avec le logiciel de dynamique des fluides Fluent qui met en œuvre la méthode des volumes finis. Ces UDFs permettent de prendre en compte la spécificité du problème traité dont la solution ne peut être obtenue par la version standard. Dans ce travail, les UDFs sont élaborées pour insérer dans le calcul la loi d'oxydation à travers le champ de températures, les conditions aux limites spécifiques, et la déformation du maillage.

Mots-clés: Marquage, Titane, laser à fibre, croissance, couche d'oxyde.

1. Introduction

Lors de l'interaction laser-métal sous environnement d'air, une couche d'oxyde se forme sur la partie irradiée. On observe par effet d'interférence une coloration de la surface traitée, qui dépend des paramètres opératoires qui sont ceux du faisceau laser (longueur d'onde, puissance, fréquence, vitesse de balayage) et ceux de l'environnement. L'oxydation par laser pulsé est utilisée pour la coloration et la synthèse de matériaux nouveaux dans des applications industrielles, médicales et de décoration esthétique. Le phénomène de la croissance d'une couche d'oxyde est expliqué par une théorie donnée par Mott (1947) qui dit que la différence de potentiel chimique entre le métal et l'oxygène adsorbée,

permet aux ions métallique et à l'oxygène réduit de se déplacer. La croissance de l'épaisseur de la couche d'oxyde, qui est une mesure de la vitesse d'oxydation est fortement influencée par la température du métal, par le temps d'exposition et par la pression du gaz environnant. La plupart des travaux de recherche menés sont principalement expérimentaux, rarement théoriques à cause de la relative nouveauté du procédé, et notre contribution dans l'effort d'enrichissement de l'aspect théorique, apparaît dans ce travail à travers une modélisation numérique. Notre approche numérique tridimensionnelle est basée sur la résolution de l'équation de diffusion de flux de chaleur couplée avec la loi d'oxydation parabolique (cinétique de l'oxydation) donné par Wagner (1933).

2. Modélisation 3-D de la distribution de température

Un modèle 3D [2,5] de diffusion de la chaleur par conduction dans le film d'oxyde préalablement formé sur du Titane pur permet de déterminer l'évolution du champ de température $T(x,y=0,z,t)$ à la surface de l'oxyde soumis à une succession d'impacts laser. Le déplacement du faisceau permet de construire des lignes parallèles, et la fréquence de tir, la vitesse de déplacement du faisceau et l'interligne induisent un recouvrement important des impacts. Le domaine de calcul et son maillage sont représentés sur la figure (1).

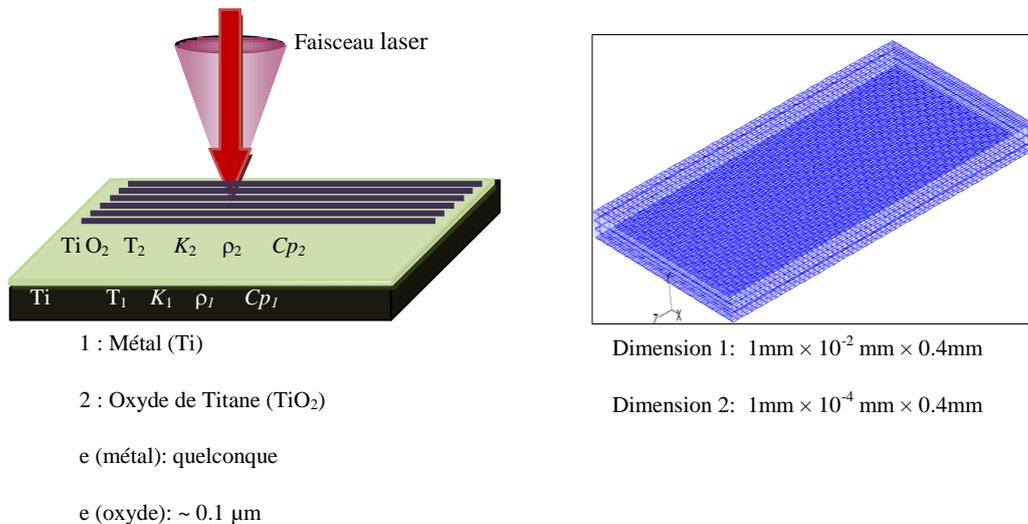


Figure 1 : Représentation schématique de la géométrie adoptée dans le modèle et du champ de calcul tridimensionnel pour la croissance de l'oxyde de Titane par une source laser pulsée (Nd-YAG)

La conduction de chaleur dans le film d'oxyde est décrite par la théorie linéaire:

$$\rho_j C_{pj} \left(\frac{\partial T_j}{\partial t} - V_x \frac{\partial T_j}{\partial x} \right) = \bar{\nabla} \cdot (K_j \bar{\nabla} T_j) + F_j(r, t) \quad (1)$$

ρ , C_p et K sont respectivement, la densité massique, la chaleur spécifique et la conductivité thermique. T est la température et V_x , la vitesse de déplacement de la source laser le long de l'axe x . $j = 1$ désigne le matériau de base Ti, et $j = 2$ désigne la surface de TiO₂. La source de chaleur induite dans le volume du film d'oxyde est donnée par :

$$F_2(r, t) = \alpha_2 I(t) A_2 \exp\left(-\frac{(x^2 + z^2)}{r_L^2} - \alpha_2 y\right) \quad (2)$$

$I(t)$, α_2 et A_2 sont respectivement l'intensité du laser, le coefficient d'absorption et l'absorptivité du film d'oxyde à la longueur du laser.

La loi parabolique d'oxydation prend en compte les variables physiques déterminantes, telles que la température et la pression liées au système chimique en réaction. Elles entrent dans l'expression de la variation d'enthalpie libre des réactions d'oxydation telles que:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{k_p}{y} \quad (3)$$

$$y = \sqrt{k_p t} \quad (4)$$

$$k_p = 10^6 \exp\left(-\frac{\Delta G^0}{RT}\right) \quad (5)$$

$$\Delta G^0 = \Delta H^0 - T\Delta S^0 = -224120 + 42T \quad \text{en J/mole} \quad (6)$$

k_p est la constante cinétique d'oxydation dite parabolique, exprimée en kg/m⁴.s, et y l'épaisseur de la couche d'oxyde. Les solutions self-consistantes des équations (1) et (4) donnent la description complète de la croissance de l'oxyde sous l'action du laser. L'intensité du faisceau laser est donnée par :

$$I(t) = I_0 \tau_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta(t - m\tau) \quad (7)$$

où I_0 est l'intensité maximale, τ_0 la durée d'une impulsion, et τ l'inverse de la fréquence de répétition.
 La fonction $\delta(t - m\tau)$ correspond à :

$$\delta(t - m\tau) = \begin{cases} 0 & (t - m\tau) < -\tau_0/2 \\ 1/\tau_0 & -\tau_0/2 < (t - m\tau) < \tau_0/2 \\ 0 & (t - m\tau) > \tau_0/2 \end{cases} \quad (8)$$

2.1. conditions initiales et aux limites

La solution numérique de l'équation (1) nécessite la prise en considération des conditions initiales et aux limites suivantes :

$$\text{à } t = 0, \quad T_1(x, y, z, t) = T_2(x, y, z, t) = T_{amb} \quad (9)$$

T_{amb} est la température ambiante

On impose la condition du flux nul sur toute l'épaisseur du film d'oxyde et du matériau de base

$$\text{à } y = \infty, \quad K_2 \frac{\partial T_2(x, y, z, t)}{\partial y} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial T_j(0, y, z, t)}{\partial x} = \frac{\partial T_j(x_{max}, y, z, t)}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial T_j(x, y, 0, t)}{\partial z} = \frac{\partial T_j(x, y, z_{max}, t)}{\partial z} = 0$$

x_{max} et z_{max} sont respectivement, la longueur et la largeur du film d'oxyde et du métal de base. Les conditions aux limites à l'interface de l'oxyde/métal sont :

$$K_1 \frac{\partial T_1(x, y_e, z, t)}{\partial y} = K_2 \frac{\partial T_2(x, y_e, z, t)}{\partial y} = 0 \quad (12)$$

$$T_1(x, y_e, z, t) = T_2(x, y_e, z, t)$$

3. Résultat et discussion

La figure (2) montre la dépendance temporelle de l'épaisseur de l'oxyde pour des paramètres laser donnés. On remarque qu'elle atteint une valeur de $3\mu\text{m}$ après 1s d'exposition. Sur la figure (3) on montre la dépendance temporelle de la température de surface de l'oxyde. La température atteint une valeur maximale de 800 K et 950 K pour des puissances de 1W et 2W respectivement. La température maximale atteint un état stationnaire (palier) durant l'action du laser, ce qui explique que pour cette fréquence on ne peut observer un refroidissement de la surface durant l'intervalle de temps entre deux impulsions consécutives

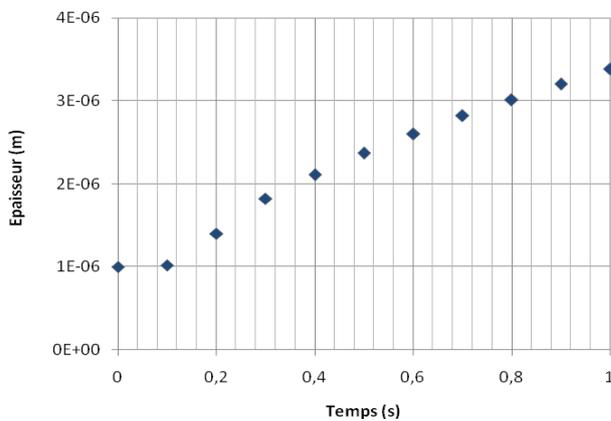


Figure. 2 : Evolution de l'épaisseur de la couche d'oxyde en fonction du temps $\tau=10\ \mu\text{s}$, $f=10\ \text{Hz}$, 10 impulsions, $v=20\ \text{mm/s}$.

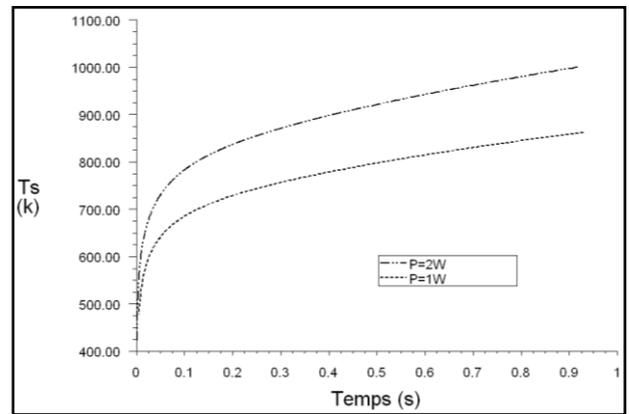


Figure. 3: Evolution temporelle de la température de surface du film d'oxyde pour deux puissances laser dans les mêmes conditions données sur la figure (2)

La figure (4) montre le profil géométrique de l'oxyde TiO_2 pour les mêmes conditions expérimentales donnée en figure (2). On note que la géométrie de l'oxyde correspond étroitement au profil spatial du faisceau laser, et que loin de la région exposée, la surface de

l'oxyde n'est pas chauffée et par conséquent, la croissance est négligeable.

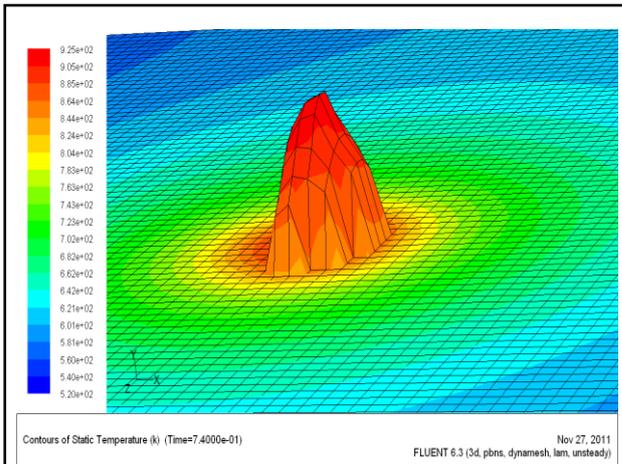


Figure. 4: Représentation spatiale du profil spatial de l'oxyde formé dans les mêmes conditions données dans la figure (2)

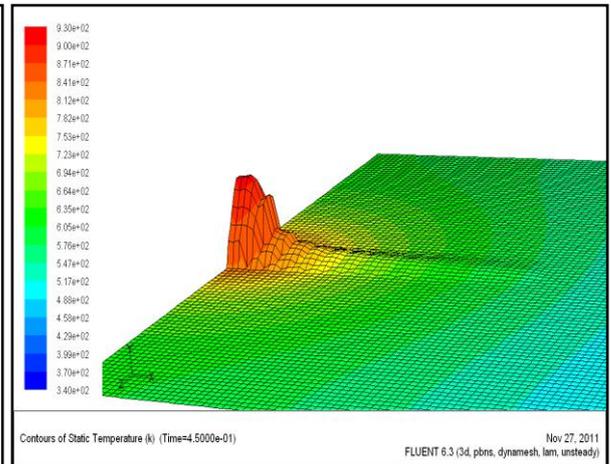


Figure. 5: Représentation spatiale du profil de l'oxyde formé, obtenu dans les mêmes conditions données

Le profil spatiale de la température ainsi que la forme de la couche d'oxyde sont représentés sur la figure (5). On note une température maximale de 930 K, et qu'en dessous de 550 K la surface du matériau n'est pas perturbée.

4. Conclusion

L'approche numérique adoptée pour une solution self-consistante de l'équation de diffusion de la chaleur couplée avec la loi parabolique de la croissance, a permis la prédiction de l'épaisseur du film TiO_2 et la distribution de la température à la surface de l'oxyde pour les paramètres utilisés dans les expériences. Il est nécessaire d'effectuer le calcul numérique en introduisant tous les paramètres expérimentaux relatifs à la source laser et au matériau utilisés pour une meilleure qualité de marquage et de coloration.

5. References

- [1] Fluent 6.3.26, www.ANSYS.com
- [2] L.Lavisse et al, "Pulsed laser growth and characterization of thin films on titanium substrates", E-MRS 2006: meeting, Nice.
- [3] J.L. Jiménez Pérez, et al, "One-dimensional analytical model for oxide thin film growth on Ti metal layers during laser heating in air", *surfaces Appl. Surf. Sci.* 2001: 175, 709.

[4] L. Lavisse, “Elaboration, caractérisation physico-chimique et simulation thermo-cinétique de couches d'oxydes de titane sous faisceau laser, Nd-YAG impulsif”, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon (France), 2002.

[5] J.M.Jouvard, A.Soveja, N.Pierron, “Thermal modelling of metal surface texturing by pulsed laser”, Proc. Comsol Multiphysics Conference, 2006: Paris.

[6] Nestor Perez, “ELECTROCHEMISTRY AND CORROSION SCIENCE”, Department of Mechanical Engineering University of Puerto Rico. Kluwer Academic Publishers, 2004

[7] J.L. Jiménez-Pérez et al, “Numerical study of oxide thin film growth using Nd-YAG laser beam”, *Superficies y Vacío*.2003: 16(2), 19-22.

[8] M. Huber et al, “Local laser induced rapid thermal oxidation of SOI substrates”, *Applied Surface Science*. 2000: 168 (1-4), 204-207

APPLICATION DE L'INCANDESCENCE INDUITE PAR LASER A UNE FLAMME

LAMINAIRE

LALMI Djemoui ^{1,*}, Pr. Redjem HADEF²

^{1,2} Faculté des Sciences et de la Technologie, Université Larbi Ben M'Hidi, Oum El Bouaghi,

Algérie

*E-mail : Eldjemoui@gmail.com

Résumé:

L'objectif de cette étude est de déterminer les caractéristiques de la suie (taille et distribution) dans une flamme laminaire de diffusion éthylène_{air}. La technique non intrusive utilisée est l'incandescence induite par laser (LII) découverte par Melton [1].

L'interaction laser-particule de suie est décrite par un modèle théorique de transfert de chaleur et de masse incluant les divers modes de déperditions thermiques (évaporation, conduction, rayonnement). Les équations obtenues décrivant l'évolution temporelle du diamètre et de la température de la particule sont résolues numériquement. Le modèle théorique est validé par des mesures expérimentales et la confrontation à diverses puissances du laser exciteur est satisfaisante.

Mots-clés : Incandescence Induite par Laser, Flamme, Suie, Transfert de chaleur et de masse.

1. Incandescence induite par laser (IIL)

Le phénomène IIL est connu depuis les années 1970 son principe est simple : sous l'effet d'un rayonnement laser (typiquement une impulsion de 10ns), les particules de suies présentes dans une flamme s'échauffent très rapidement jusqu'à une très température T (qui peut avoisiner 4000K), puis se refroidissent par divers processus de transfert thermiques (vaporisation, conduction et rayonnement) schématisés à la (fig.1), dont le transfert radiatif que l'on nomme incandescence.

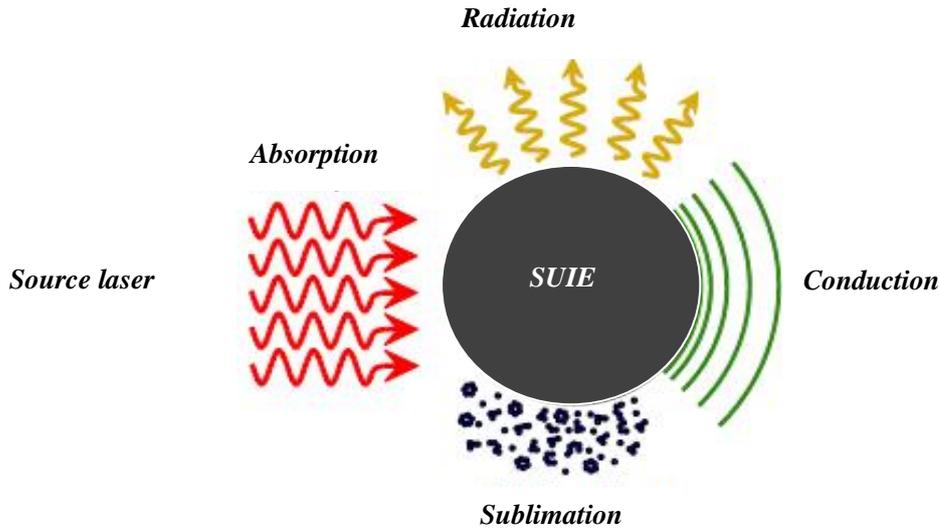


Figure 1. Bilan Energétique interaction particule-source laser

Durant tout ce processus, l'évolution temporelle du diamètre primaire de la particule, de la température de suie et par conséquent du signal IIL sont décrites par la conservation de son énergie et de sa masse [2]. Il a été démontré que l'intensité maximale du signal d'incandescence émis est approximativement proportionnelle à la concentration de suie.

Ainsi les expressions du bilan énergétique au niveau de la particule de suie sont rassemblées par Melton [1] dans une seule peut être écrite sous la forme :

$$Q_{Int} = Q_{abs} - (Q_{sub} + Q_{con} + Q_{rad}) \quad (1)$$

- ✓ Flux énergétique cédé par rayonnement thermique [W] : Q_{rad}
- ✓ Flux de chaleur cédé par conduction [W] : Q_{con}
- ✓ Flux des pertes énergétiques dues à la sublimation [W]: Q_{sub}
- ✓ énergie interne de la particule : Q_{Int}

Cette équation couplée à celle de conservation de la masse permet de calculer, à l'aide d'une routine numérique, la température et le diamètre de suie tout le long du processus IIL. Une illustration d'évolution des valeurs énergétiques relatives pendant ce processus dans des conditions de pression atmosphérique est reproduite sur la (Fig. 2).

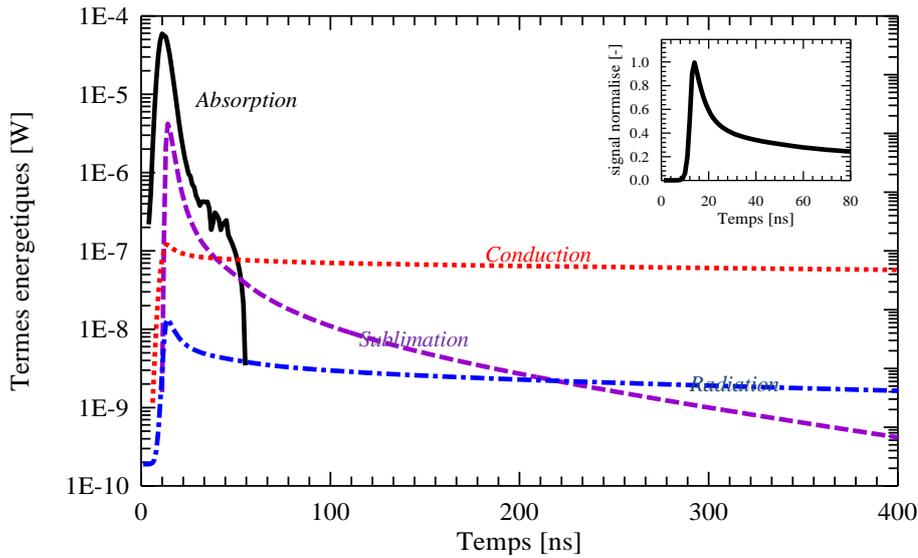


Figure 2. Evolution des différents termes énergétiques

$$(F=0.227J/cm^2, T_0=1900K, D_0=35nm)$$

On peut observer que dans le cas des forts flux laser, la sublimation est le processus énergétique dominant pendant la première partie du refroidissement de la particule ; la deuxième phase débutant approximativement 100 ns après (en condition de pression atmosphérique) est dominée par la conduction de chaleur. Par ailleurs, Melton [1] indique la valeur de 3915 K comme la température à partir de laquelle la vaporisation dévient dominante. Le rayonnement thermique est le processus énergétique le moins intense durant le refroidissement des particules. Dans la même figure, aussi l'évolution instantanée du signal IIL est représentée.

2. Intensité du signal d'incandescence induite

Le signal IIL issu d'une particule de suie est collectée à la longueur d'onde λ s'exprime à l'aide de la loi de Planck corrigé par un terme d'émissivité $\varepsilon(\lambda)$:

$$S_{LII}(t) = C \frac{2\pi c^2 h}{\lambda_{det}^5} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda_{det} k_B T(t)}\right) - 1 \right)^{-1} \pi^2 D^3(t) \frac{E_m}{\lambda_{det}} \quad (2)$$

Où C est une constante lié au dispositif de détection, h , c , k_B sont respectivement la constante de Planck, la vitesse de la lumière et la constante de Boltzmann, et $T(t)$ est la température de suie à l'instant après le début de l'impulsion laser [4]. Le d'incandescence issu d'un volume de mesure contenant N_p particules de suies est donc proportionnel à $N_p D^3$ (soit a la fraction volumique f_v) c'est pourquoi les résultats quantitatifs sur les suies concernent en priorité cette grandeur [3].

3. Validation du modèle et détermination de la taille de suie

La validation du notre modèle théorique est faite avec des mesures réelles [2]. Dans cette dernière, l'intensité temporelle du signal IIL a été mesurée sur une vaste gamme de puissance du laser allant de $F=0.044\text{J/cm}^2$ jusqu'à $F=0.830\text{J/cm}^2$. La flamme atmosphérique est de type diffusion où le jet de combustible C_2H_2 est entouré par un écoulement d'air. Les particules de suie ont été chauffées avec des impulsions d'un laser Nd: YAG de longueur d'onde d'excitation $\lambda_{exc}=532\text{nm}$. Le diamètre initial de la particule de suie est $D_0=35\text{nm}$ et la température des gaz est estimée à 1900K . La (Fig.3,4) montre une comparaison des résultats du modèle théorique avec les mesures expérimentales pour diverses puissances du laser F . Le modèle montre qualitativement un bon accord avec les mesures : une croissance rapide suivie par une chute lente à basse valeurs de F , une augmentation et une décroissance plus rapide pour les grandes valeurs de F .

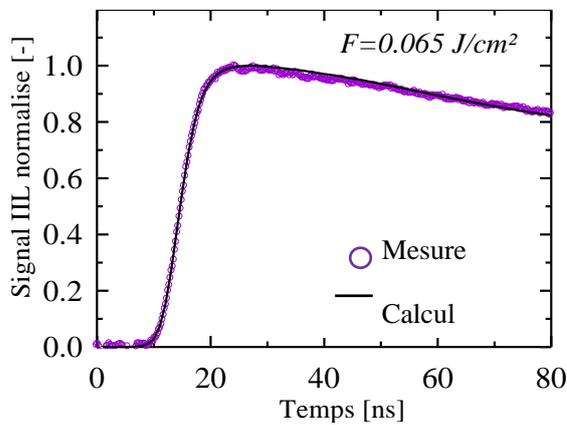


Figure 3. Faible puissance laser

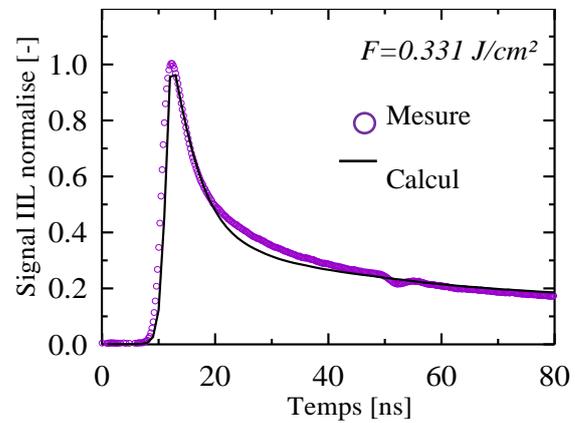


Figure 4. Puissance laser élevée

Ensuite, ce modèle théorique est étendu à un ensemble de particules défini par une distribution polydisperse de taille de type log-normale avec un diamètre moyen D_m et un écart type σ_g . La détermination du couple (D_m, σ_g) dans chaque point de la flamme est obtenue par le meilleur fitting du signal mesuré $\text{SIIL}_{\text{mesuré}}$ par un signal théorique $\text{SIIL}(t, D_m, \sigma_g)$. Un exemple est présenté en (Fig. 5). Le résultat obtenu est finalement représenté dans la (Fig.6).

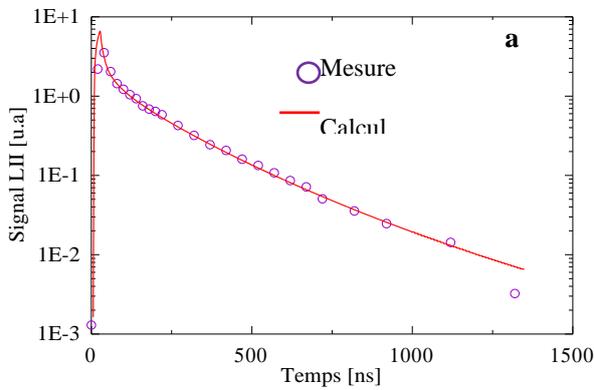


Figure 5.a-Evolution temporelle du signal IIL

(HAB=30mm, $r=3$ mm, $D_m=28$ nm, $\sigma_g=0.34$)

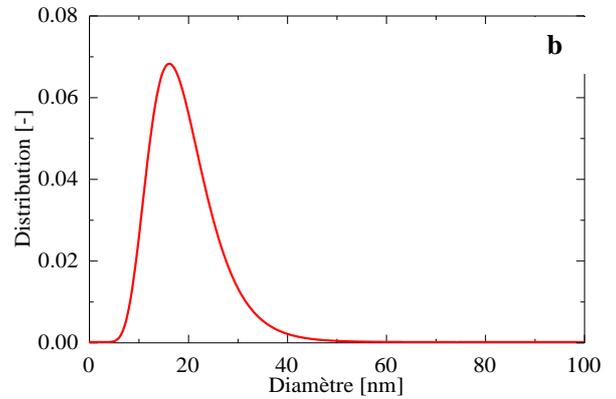


Figure 5.b-Distribution granulométrique de suie (HAB=30mm, $r=3$ mm, $D_m=28$ nm, $\sigma_g=0.34$) $\sigma_g=0.34$)

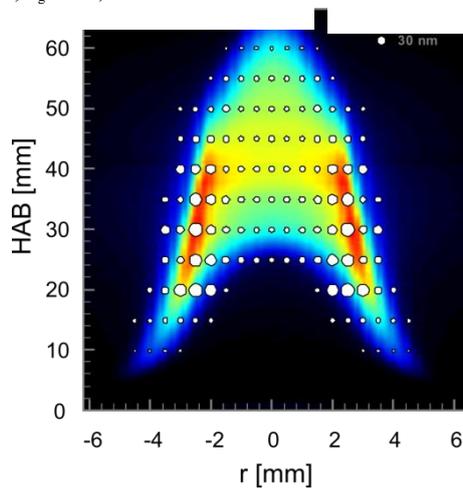


Figure 6. Distribution 2D du diamètre moyen des particules de suie

4. Conclusion

La problématique de cette étude est un peu relativement originale mais d'actualité internationale puisqu'elle regroupe deux préoccupations majeurs du monde actuel, à savoir l'environnement et l'énergie. Elle concerne la métrologie laser dans la mesure de la taille des particules de suie avec la technique non-intrusive IIL basée sur l'analyse du signal du rayonnement émis par des particules chauffées par un flux laser.

Références

- [1] Melton L.A., *Soot diagnostics based on laser heating*, Appl. Opt. 23 (1984), 2201-2208.
- [2] Michelsen H.A., *Understanding and predicting the temporal response of laser-induced incandescence from carbonaceous particles*, J. Chem. Phys. 118 (2003), 7012-7045.
- [3] Hedef R., Krüger V., Geigle K.P., Tsurikov M.S., Schneider-Kühnle Y., Aigner M., *Measurements of soot size and concentration in the laminar premixed flame*, Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP 61 (2006), 691-703.
- [4] Michelsen H.A., Liu F., Kock F., Bladh H., Boiarciuc A., Charwath M., Dreier T., Hedef R., Hofmann M., Reimann J., Will S., Bengtsson P.-E., Bockhorn H., Foucher F., Geigle K.P., Mounaïm-Rousselle C., Schulz C., Stirn R., Tribalet B., *Modeling laser-induced incandescence of soot: a summary and comparison of LII models*, Appl. Phys. B. 87 (2007), 712-745.

COMMUNICATIONS

POSTERS

LASER A CASCADE QUANTIQUE A EFFET KERR OPTIQUE

Abdelouahab Hamadou¹, Saadi Lamari², Jean-Luc Thobel³

¹*Département des sciences et techniques, Institut des sciences et technologies, Centre Universitaire de Bordj Bou Arreridj.*

²*Département de Physique, Université Ferhat Abbas de Sétif*

³*Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN), Université des Sciences et Technologies de Lille, Avenue Poincaré, Villeneuve d'Ascq Cédex, France*

Email : abd_hamado@yahoo.fr

Résumé :

Dans cette communication, l'effet Kerr optique sur le comportement statique d'un laser à cascade quantique émettant dans le moyen infrarouge a été étudié. Notre modèle est basé sur les équations du bilan standard comportant la dépendance des pertes optiques dans la cavité avec le nombre de photons. Le domaine de stabilité optique permettant la détermination du courant d'injection est dérivé par notre modèle. Les solutions analytiques de l'équation aux valeurs propres permettant l'investigation de l'analyse de stabilité sont obtenues.

Mots-clés : laser à cascade quantique, effet Kerr optique, régime statique, analyse de stabilité.

1. Introduction

Le laser à cascade quantique (CQ) [1] est un laser unipolaire basé sur les transitions inter-sousbandes (ISB) dans un système appelé étage répété plusieurs fois. Dans les lasers à CQ la lumière est émise quand les électrons font un saut quantique entre les niveaux de la bande de conduction d'un système à puits quantiques multiples. La longueur d'onde de la lumière est déterminée non plus par le matériau mais par l'épaisseur des couches.

Dans un laser à CQ l'effet Kerr optique ISB joue un rôle central dans le comportement optique du milieu. Un milieu avec effet Kerr optique peut induire un régime de verrouillage de modes (mode-locking) et donc conduire à la génération d'impulsions de durée ultra-courte par le laser [2]. En revanche, le laser à CQ à effet Kerr optique conduit à la dépendance des pertes optiques avec le nombre du photon dans la cavité et donc influence le régime statique et dynamique [3]. Par conséquent, l'étude des lasers à CQ avec effet Kerr optique ISB est importante dans les applications potentielles dans le domaine photonique à transition ISB. Le but de ce travail est de présenter théoriquement l'effet Kerr optique ISB sur le comportement statique d'un laser à CQ fonctionnant sur le régime monomode.

2. Equation du bilan à effet Kerr optique

L'effet non linéaire du type Kerr optique est inclus dans l'équation de la population de photons N_{ph} du système d'équations du bilan standard [4-6] et conduit à l'équation suivante [3]:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = N\Gamma \frac{c' \sigma_{32}}{V} (N_3 - N_2) N_{ph} - \frac{1}{\tau_p} (1 - \gamma_0 N_{ph}) N_{ph}, \quad (1)$$

Dans cette équation, N_3 et N_2 sont les populations d'électrons dans les niveaux 3 et 2 respectivement, V est le volume de la cavité, c' est la vitesse de la lumière dans le milieu, σ_{32} est la section efficace d'émission stimulée, N est le nombre d'étages, τ_p est la durée de vie du photon dans la cavité, Γ est le facteur de confinement, γ_0 est un coefficient sans dimension qui caractérise la magnitude des effets non linéaires. Dans notre simulation, nous considérons γ_0 comme un paramètre fondamental.

Dans la littérature, les pertes non linéaires dus aux effets Kerr optique ISB sont exprimées par unité de longueur et liées au champ électrique par un paramètre γ appelé coefficient d'auto-modulation d'amplitude [7,8]. Il est exprimé en m/V^2 . La relation entre γ et γ_0 est [3]:

$$\gamma_0 = \frac{c\tau_p \hbar \omega}{2n_{eff} \epsilon_0 V} \gamma, \quad (2)$$

où $\hbar \omega$ est l'énergie de photon et la constante de proportionnalité $c\tau_p \hbar \omega / (2n_{eff} \epsilon_0 V)$ est de l'ordre de $5 \text{ V}^2/\text{m}$ dans le laser conçu par Page *et al.* [9].

3. Caractéristique statique

Les solutions analytiques pour les états stationnaires sont obtenues en posant toutes les dérivées du système d'équations du bilan standard en présence de l'effet Kerr optique (SEBSKO) égales à zéro. Nous obtenons deux types de solutions pour le nombre de photons dans la cavité : Les solutions triviales $N_{ph}^0 = 0$, et les solutions non triviales N_{ph}^- et N_{ph}^+ solutions d'une équation du second degré en N_{ph} [3] est dépendent du nombre de photons de saturation [5], γ_0 et la densité de courant d'injection normalisée J/J_{th} .

Notant que la densité de courant normalisée doit être vérifiée, le *domaine de stabilité optique* (DSO) est défini par la condition suivante [3]

$$1 < \frac{J}{J_{th}} < \frac{1}{2} + \frac{\gamma_0 N_{ph,sat}}{4} + \frac{1}{4\gamma_0 N_{ph,sat}} = \left(\frac{J}{J_{th}} \right)_{\max}, \quad (3)$$

où la quantité $(J/J_{th})_{\max}$ est l'extrémité du DSO. Il est facile de déterminer analytiquement le point où le DSO sera perdu en posant $(J/J_{th})_{\max} = 1$ dans l'équation (3). Nous avons trouvé que le système perdra son DSO à $\gamma_0 = 1/N_{ph,sat}$.

Nous avons tracé sur la figure 1 la variation de l'extrémité du DSO en fonction de γ_0 . Comme le montre la figure, l'extrémité de DSO suit un comportement inverse à celui de γ_0 .

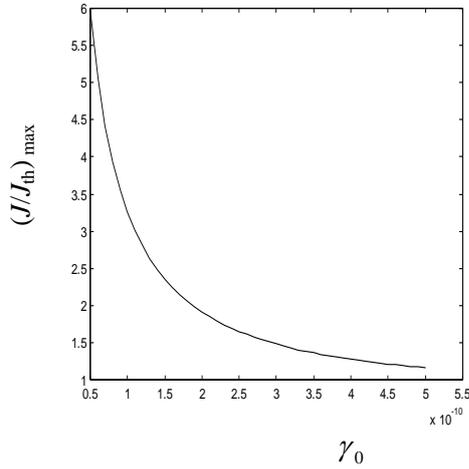


Figure. 1 : Extrémité de DSO $(J/J_{th})_{max}$ en fonction de γ_0

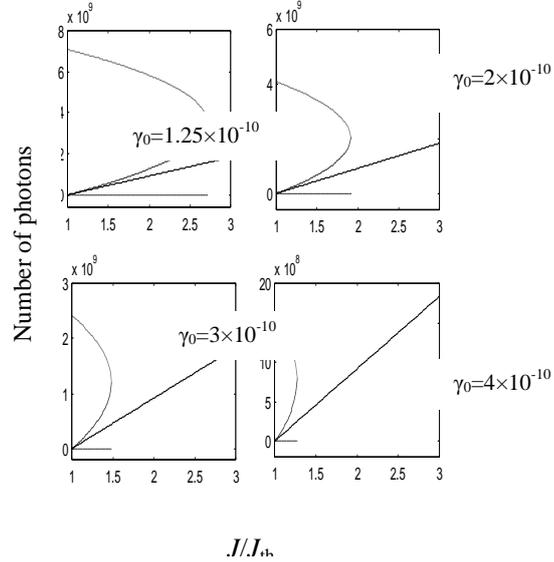


Figure. 2 : Nombre de photons en fonction de la densité de courant d'injection normalisée pour différentes valeurs de γ_0

La dépendance du nombre de photons N_{ph} en fonction de la densité de courant d'injection normalisée J/J_{th} est montrée sur la figure 2 et pour différentes γ_0 : ligne continue ($\gamma_0=0$), ligne discontinue (N_{ph}^+), ligne pointillée (N_{ph}^0), et ligne pointillés-tirés (N_{ph}^-). En l'absence de l'effet Kerr optique ($\gamma_0=0$), la densité de courant d'injection normalisée peut avoir des valeurs qui varient entre 1 et l'infini et il y a une seule solution stationnaire pour N_{ph} . En contraire, pour le cas où $\gamma_0 \neq 0$, un DSO fini peut être généré et il y a trois solutions stationnaires. Avec l'augmentation de γ_0 , le DSO diminue progressivement et la forme z devient plus étroite. Les résultats précédents peuvent être interprétés qualitativement comme suit : l'augmentation graduelle de γ_0 dû à l'augmentation de *detuning* loin de la résonance ISB donne une augmentation du mécanisme d'absorption saturable.

4. Analyse de stabilité

Pour faire l'analyse de stabilité linéaire des solutions stationnaires du SEBSKO, nous supposons que les populations dynamiques de photons et d'électrons peuvent être écrites comme la somme des termes indépendants du temps des populations stationnaires et leurs petites fluctuations correspondantes. En mettant le déterminant de la matrice des petites fluctuations du système égale à zéro, l'équation caractéristique résultante donne les valeurs propres suivantes :

$$\lambda_0 = \frac{-1}{\tau_{out}},$$

$$\lambda_{1,2} \approx \frac{-B_2 \mp \sqrt{B_2^2 - 4B_1}}{2}, \lambda_3 \approx \frac{-B_0}{B_1}. \quad (4)$$

où τ_{out} est le temps d'extraction des électrons [10], B_0 , B_1 et B_2 sont les coefficients qui dépendent des différents temps de transitions non radiatives, la durée de vie de photon dans la cavité, la densité de courant d'injection et enfin le coefficient sans dimension γ_0 [3].

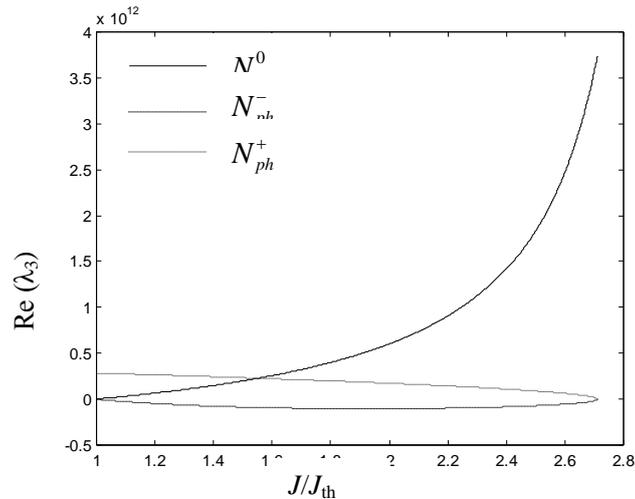


Figure. 3 : Partie réelle de λ_3 en fonction du courant d'injection pour $\gamma_0=1.25 \times 10^{-10}$

Il est clairement montré sur la figure 3 que pour N_{ph}^0 et N_{ph}^+ la partie réelle de la valeur propre λ_3 est positive tandis que la valeur propre λ_3 pour la solution N_{ph}^- est négative. Par conséquent, entre deux extrémités de DSO, les solutions N_{ph}^0 et N_{ph}^+ sont instables tandis que la solution N_{ph}^- est stable.

5. Conclusion

En conclusion, nous avons étudié théoriquement l'effet Kerr optique sur le comportement statique d'un laser à CQ émettant dans le moyen infrarouge. Nous avons défini un paramètre sans dimension γ_0 , qui caractérise la magnitude des effets non linéaires dus à l'effet Kerr optique. Nous avons obtenu une expression analytique pour définir la condition de stabilité optique et nous avons montré que γ_0 peut affecter dramatiquement le domaine de stabilité optique. Nous avons aussi trouvé que le DSO devient plus petit et la forme z devient plus étroite quand γ_0 augmente. De plus, en utilisant l'analyse de stabilité linéaire du SEBSKO nous avons montré analytiquement que le laser à CQ devrait développer des instabilités.

Références

- [1] Faist J., Capasso F., Sivco D. L., Sirtori C., Hutchinson A. L. et Cho A. Y. ; Quantum cascade laser, *Science*. 1994 : 264, 553-556.
- [2] Paiella R., Capasso F., Gmachl C., Sivco D. L., Baillargeon J. N., Hutchinson A. L., Cho A. Y. et Liu H. C. : Self-Mode-Locking of Quantum Cascade Lasers with Giant Ultrafast Optical Nonlinearities, *Science*. 2000: 290, 1739-1742.
- [3] Hamadou A. et Thobel J.-L.; Modelling of optical Kerr effects on the static and dynamic behaviors of quantum cascade laser, *Opt. Commun.* 2011: 284, 2972-2979.
- [4] Hamadou A., Thobel J.-L. et Lamari S.; Modelling of temperature effects on the characteristics of mid-infrared quantum cascade lasers, *Opt. Commun.* 2008: 281, 5385-5388.
- [5] Hamadou A., Lamari S. et Thobel J.-L.; Dynamic modeling of a midinfrared quantum cascade laser, *J. App. Phys.* 2009: 105, 093116-6.
- [6] Hamadou A.; Optical external efficiency calculation for mid-infrared quantum cascade laser, *Optica applicata*. 2011: 3, 717-725.
- [7] Wang C. Y., Diehl L., Gordon A., Jirauschek C., Kärtner F. X., Belyanin A., Bour D., Corzine S., Höfler G., Troccoli M., Faist J. et Capasso F.; Coherent instabilities in a semiconductor laser with fast gain recovery, *Phys. Rev. A*. 2007: 75, 031802(R)-4.
- [8] Gordon A., Wang C. Y., Diehl L., Kärtner F. X., Belyanin A., Bour D., Corzine S., Höfler G., Liu H. C., Schneider H., Maier T., Troccoli M., Faist J. et Capasso F.; Multimode regimes in quantum cascade lasers: From coherent instabilities to spatial hole burning, *Phys. Rev. A*. 2008: 77, 053804-18.
- [9] Page H., Becker C., Robertson A., Glastre G., Ortiz V. et Sirtori C.; 300 K operation of a GaAs-based quantum-cascade laser at $\lambda \approx 9 \mu\text{m}$, *Appl. Phys. Lett.* 2001: 78 (22), 3529-3531.
- [10] Iotti R. C. et Rossi F. ; Microscopic theory of semiconductor-based optoelectronic devices, *Rep. Prog. Phys.* 2005: 68, 2533-2571.

ECART FREQUENTIEL DANS UN LASER He-Ne A 632.8 nm

Ahmed Aissani - Madjid Alliche -Mohand Chaalal -Omar Ziane

Laboratoire d'Electronique Quantique – Faculté de Physique- USTHB

e-mail : aaissani@yahoo.fr

Résumé

On montre, théoriquement et expérimentalement, que les formes de raie aux deux sorties d'un laser à gaz ne sont pas identiques et que cette différence s'accroît quand on fait varier un paramètre quelconque de la cavité. Dès lors, non seulement le creux du Lamb dip ne coïncide pas avec la fréquence de résonance mais en outre il ne se trouve pas à la même fréquence de part et d'autre de la cavité. Ceci engendre une dérive fréquentielle entre les deux sorties du laser. En utilisant alors un modèle dit « le modèle du Faisceau Gaussien perturbé », on a pu expliquer et quantifier ce phénomène.

Mots-clés: Laser, Lamb-dip, inhomogénéité, dissymétrie, forme de raie, dérive fréquentielle.

1. Introduction

La raie d'émission d'un laser à gaz à faible gain, à une sortie, est caractérisée par un Lamb-dip généralement dissymétrique [1-3]. Plusieurs causes sont à l'origine de cette dissymétrie [4-6]. Parmi elles, citons les collisions atomiques, la présence d'un diaphragme dans la cavité, la pression du gaz et le courant de décharge. Ces différentes causes concourent pour créer des inhomogénéités de population et de saturation, lesquelles induisent des effets lentilles qui modifient le rayon de courbure du front d'onde et le diamètre du mode [7-8]. Il a été montré alors que la variation en fonction de la fréquence de ces deux paramètres est à l'origine de la dissymétrie de la raie [9]. Pour un tel laser, les effets d'hétérogénéité de population sont opposés à ceux de la saturation; les premiers donnent une forme de raie dissymétrique du côté des hautes fréquences, tandis que les seconds donnent un maximum du côté des basses fréquences. D'autres études [10-13] ont montré que les paramètres géométriques de la cavité influent sur la forme de raie. En effet, ces paramètres géométriques modulent la compétition entre les deux types d'hétérogénéité et peuvent donc favoriser l'un ou l'autre [14-15]. Le sens de la dissymétrie est alors fixé par l'hétérogénéité prépondérante.

En métrologie cette dissymétrie de la raie est indésirable pour l'établissement d'un standard de fréquence [16-19]. Pour réaliser alors un étalon fiable de longueurs et de fréquences, il est nécessaire de bien situer la fréquence du creux du Lamb-dip par rapport à la fréquence centrale de résonance.

Le but de ce travail est de montrer que l'intensité d'un laser fonctionnant en double sortie [20] n'est pas la même aux deux extrémités de la cavité. Il en découle une différence de dissymétrie qui apparaît dans la courbe de gain de part et d'autre du laser induisant une dérive de la fréquence du creux du Lamb-dip par rapport à la fréquence de résonance du laser. En utilisant le modèle du faisceau Gaussien perturbé, nous montrons qu'il est possible de mesurer ce décalage en fréquence entre les signaux de

sortie aux deux extrémités. Cette différence est associée à une dissimilitude dans la dissymétrie de la forme de raie qui se traduit par un déplacement du creux du Lamb-dip.

2. Modèle théorique

Dans ce qui suit, nous allons établir l'expression de la dissymétrie du coté 1 en fonction de celle du coté 2. Pour cela, considérons la cavité schématisée en fig.1.

L'expression des composantes aller (indiquée « f ») et retour (indiquée « b ») du champ résonant dans la cavité est donnée par [4] :

$$E_{f,b}(\rho, \zeta) = \frac{E_{0f,b}}{1 \pm 2i\zeta} \exp\left[\pm i\left(k \frac{\omega_o}{c} W_o^2\right)\zeta\right] \cdot \exp\left(-\frac{\rho^2}{1 \pm 2i\zeta}\right) \cdot \exp\left[-i\left(\varepsilon_{f,b} \mp \frac{\rho^2}{2} \eta_{f,b}\right)\right] \quad (1)$$

Où $E_{0f,b}$ sont les amplitudes complexes du champ, $\varepsilon_{f,b}$ représente la perturbation du paramètre longitudinal (phase et amplitude) et $\eta_{f,b}$ celle du paramètre transversal (diamètre et rayon de courbure du mode), $2W_o$ est le diamètre du mode au pincement, ω_o est la fréquence centrale, c est la vitesse de la lumière dans le vide, k est la constante de propagation. et (ρ, ζ) sont les coordonnées réduites reliées aux coordonnées cylindriques

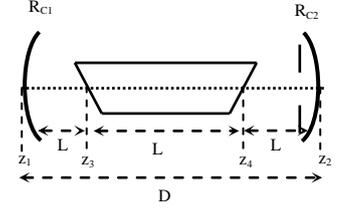


Figure 1: Cavité laser

(r, z) par : $\rho = r/w_o$; $\zeta = cz/\omega_o w_o^2$. Le signe du haut dans le symbole « \pm » ou « \mp » se rapporte à l'onde aller et celui du bas à l'onde retour.

En tenant compte tenu des conditions aux limites en z_1 et z_2 et des conditions de continuité en z_3 et z_4 , on peut exprimer la puissance totale du coté 1 en fonction de celle du 2. On obtient :

$$P(\zeta_1) = P(\zeta_2) \cdot \left[\frac{2 - (1 + 4\zeta_2^2)\eta_{b2}^i}{2 - (1 + 4\zeta_1^2)\eta_{b1}^i} \right] \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{b^2}{W_o^2} \cdot \frac{2 - (1 + 4\zeta_1^2)\eta_{b1}^i}{(1 + 4\zeta_1^2)}\right) \right] \quad (2)$$

$$\exp\left[-2\left(\frac{\omega_o}{c} W_o^2\right) \cdot (k_g^i l_g + k_a^i l_a)\right] \cdot \exp(2\varepsilon_B^i)$$

L'expression (2) montre que la puissance totale $P(\zeta_1)$, à la sortie 1 du laser, dépend de la puissance totale $P(\zeta_2)$, à la sortie 2 du laser, modifiée par un facteur de forme Gaussienne, le facteur de transmission à travers le diaphragme, le gain et les pertes par l'exponentielle contenant k_G^i et le terme de saturation $e^{2\varepsilon_B^i}$.

Il est évident, à travers cette relation, que $P(\zeta_1)$ est différent de $P(\zeta_2)$. Ceci explique l'obtention de formes de raie différentes aux deux sorties de la cavité ce qui a pour conséquence un déplacement fréquentiel entre les creux des Lamb-Dip.

On se propose alors de quantifier, dans ce qui suit, ce déplacement en fréquence.

Rappelons que dans un laser à gaz à faible gain, la raie d'émission est caractérisée par un minimum dont la fréquence, appelée fréquence du Lamb-dip et notée, ici, ω_{LD} , est en général différente de la fréquence centrale ω_0 du laser. En outre, comme montré ci-dessus, cette fréquence n'est pas la même aux deux sorties de la cavité. Cette différence en fréquence dépend, en outre, des paramètres géométriques de la cavité et en particulier de la position du tube amplificateur. Il est donc intéressant de voir comment elle varie en fonction de la position z_3 du tube. Pour cela, la méthode utilisée consiste à écrire l'expression de la puissance totale à la sortie 1 et 2 du laser, de faire au voisinage de la fréquence centrale, un développement limité au 2^{ème} ordre de l'expression de la puissance, ensuite de traduire le fait que le Lamb-dip, de fréquence très voisine de la fréquence centrale, est caractérisé par un minimum d'intensité. La dérivée de cette dernière est alors nulle en ce point.

Cette démarche permet d'obtenir la relation :

$$x_{LD} = - \left[\frac{dP_i}{dx} \right]_{x=0} / \left[\frac{d^2P_i}{dx^2} \right]_{x=0} \quad (3)$$

Où $x = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma}$ est la fréquence réduite et Γ la demi largeur Doppler.

Cette relation permet de calculer l'écart entre la fréquence du Lamb-dip ω_{LD} et la fréquence centrale ω_0 . Ainsi, en appliquant la relation précédente aux deux sorties du laser, on peut obtenir la différence $(x_{LD2} - x_{LD1})$ qui permet de donner la valeur du déplacement en fréquence $(\omega_{LD2} - \omega_{LD1})$ entre les deux sorties de la cavité.

3. Résultats numériques

Le calcul numérique est effectué pour un laser He-Ne oscillant sur la raie 6328 Å. La cavité correspondante est schématisée en Fig.1 où la longueur de la cavité est $D = 420$ mm, les miroirs de sortie ont, pour rayon de courbure, $R_1 = 600$ mm et $R_2 = 1200$ mm et leurs coefficients de réflexion en amplitude sont $r_1 = r_2 = 0.8$. La longueur du tube amplificateur est $L_g = 265$ mm et son diamètre intérieur $2r_0 = 3$ mm. Le diaphragme, placé du côté 1 de la cavité a un diamètre $2b$ égale à 1.2 fois le diamètre du mode. Nous avons tracé pour cette cavité un ensemble de courbes données en figure 2.

Les figures 2.a-b représentent les formes de raie aux deux sorties du laser pour une position $z_3 = 55$ mm du tube amplificateur dans la cavité. Les deux raies présentent une dissymétrie du type HF, ce qui suppose que les inhomogénéités de population l'emportent sur celles de saturation. Elles sont plus accentuées du côté 2, ce qui est prévisible car le faisceau est plus large de ce côté-ci et donc, il y'a plus d'atomes actifs. La Fig. 3 représente les variations du diamètre du mode oscillant. Ces variations ont une forme de dispersion avec un maximum du côté BF, ce qui génère des pertes plus grandes de ce côté. Ceci explique la dissymétrie de type HF en accord avec les figures a-b. En

outre, les variations sont plus importantes du coté 2 du laser ce qui confirme la forte dissymétrie de ce côté là.

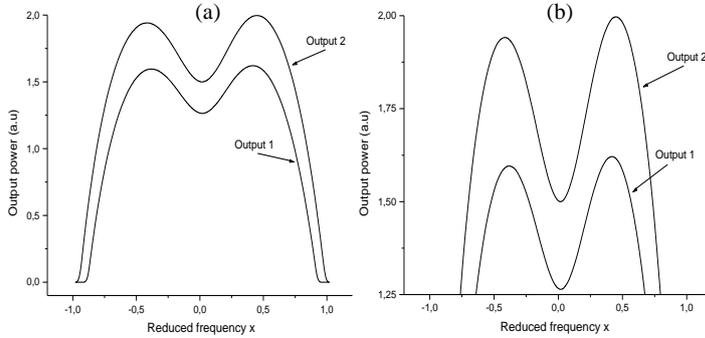


Figure 2 : (a) formes de raie (puissance de sortie en fonction de la fréquence). (b) Zoom de (a)

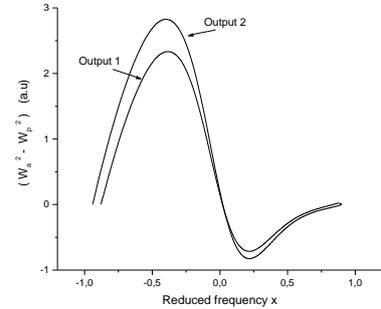


Figure 3 : Variation en fonction de la fréquence de $(W^2 - W_0^2)$

Quant aux courbes de la figure 4, elles donnent l'écart fréquentiel entre la fréquence centrale et celle du Lamb-dip en fonction de la position du tube amplificateur. Dans les deux cas, l'écart est systématiquement positif ce qui donne une dissymétrie de type HF et ce quel que soit la position du tube dans la cavité. Par contre, elle est plus grande du coté 2 pour les mêmes raisons citées précédemment. En outre, lorsque le tube se rapproche de la sortie 2, donc s'éloigne du coté 1, l'écart en fréquence diminue du coté 2 et augmente du coté 1 ce qui est normal puisque le faisceau s'élargie à droite et se rétrécit à gauche. Les inhomogénéités de population augmentent donc du coté 2 et diminuent du coté 1 alors que pour celles de saturation, c'est l'inverse.

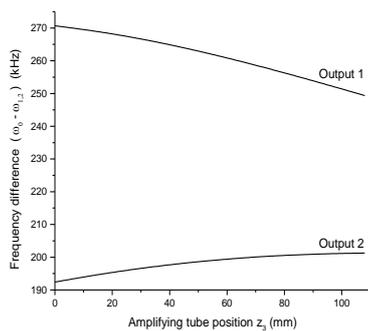


Figure 4 : Variation en fonction de la position du tube amplificateur de $(\omega_0 - \omega_{LD1,2})$

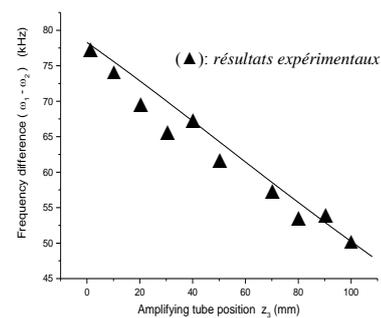


Figure 5 : Variation en fonction de la position du tube amplificateur de $(\omega_{LD2} - \omega_{LD1})$

Enfin, la courbe de la figure 5 représente l'écart fréquentiel entre les deux Lamb-dip aux deux extrémités du laser, en fonction de la position du milieu actif dans la cavité. Cette courbe se déduit de celles de la figure 4. Comme on devait s'y attendre, cet écart diminue au fur et à mesure que le

tube se rapproche de la sortie 2. A la limite, on pourrait penser que l'écart fréquentiel s'annule si le tube se rapprochait suffisamment de la sortie 2, mais cela ne serait possible que si la cavité est longue. Dans ces conditions, le laser n'est plus monomode.

Ces différentes courbes montrent à quel point les phénomènes qui ont lieu dans le laser sont complexes. Il est donc très difficile de prévoir, pour une cavité donnée, le type de dissymétrie qu'on peut obtenir. En fait, différents paramètres influent sur les inhomogénéités de population et de saturation. Le type de dissymétrie est alors fixé par les inhomogénéités dominantes.

4. Etude expérimentale

L'étude expérimentale, a été faite sur un laser He-Ne oscillant à 6328 Å et correspond de près à la cavité étudiée numériquement. La pression totale à l'intérieur du tube

Nous avons d'abord enregistré, sur un oscilloscope, les formes de raie aux deux extrémités du laser. Les photos obtenues sont données sur les figures 6.

Les courbes 6 a-c représentent les formes de raie complètes tandis que les courbes 6.b-d sont un zoom sur leur Lamb-dip, correspondant.

En accord avec le calcul numérique, nous constatons une dissymétrie de type HF. Les inhomogénéités de population l'emportent donc sur celles de saturation. Elles sont encore plus élevées du côté 2

Pour mesurer le décalage en fréquence entre les deux sorties,

nous avons utilisé la technique de mesures de fréquences par battements sur un laser He-Ne, asservi sur le creux du Lamb-dip. Une telle technique permet d'accéder à la valeur $(\omega_{LD} - \omega_0)$ pour les deux sorties et, par conséquent, d'en déduire le déplacement fréquentiel $(\omega_{LD2} - \omega_{LD1})$.

Nous avons relevé alors une série de mesures de l'écart fréquentiel entre les deux sorties du laser pour différentes positions du tube. Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 5.

On remarque alors un comportement similaire à celui donné par le calcul numérique. En effet, l'écart fréquentiel diminue pratiquement linéairement au fur et à mesure que le tube se rapproche du côté 2. Le léger écart entre certains points expérimentaux et la courbe théorique est dû à notre avis à la perturbation inévitable du laser lorsqu'on change la position z_3 du tube amplificateur.

7- Conclusion

Le modèle théorique montre qu'il existe une différence de dissymétrie entre les raies d'émission obtenues aux deux sorties du laser. Celle-ci est due à la variation des paramètres transverses et longitudinaux en fonction de la fréquence et aux paramètres géométriques de la cavité. Ces différents paramètres influent sur les inhomogénéités de population et de saturation et concourent pour favoriser l'un ou l'autre type d'inhomogénéités. Si l'hétérogénéité de population l'emporte, comme cela a été le cas pour la cavité étudiée ici, la forme de raie présentera un maximum du côté des hautes fréquences,

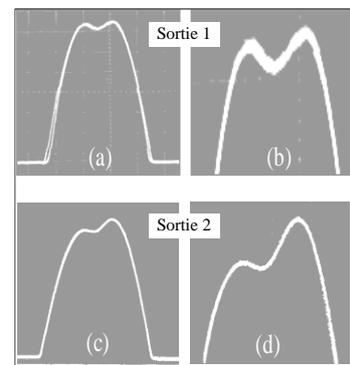


Figure 6: (a, c) Formes de raies). (b, d) Zoom sur le Lamb dip

sinon, le maximum serait du côté des basses fréquences. Cette différence de dissymétrie induit un déplacement en fréquence d'un bout à l'autre du laser. L'intérêt de notre modèle est qu'il a permis d'expliquer cet effet là et de le quantifier.

References

- [1] W.E. Lamb, Theory of an Optical Maser, Jr. Phys. Rev. 134 (1964) A1429.
- [2] A. Szoke, A. Javan, Isotope Shift and Saturation Behaviour of the 1.15- μ Transition of Ne, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 521.
- [3] R.A. Mc Farlane, W. R. Bennett Jr, W. Elamb, Single Mode Tuning Dip in the Power Output of an He-Ne Optical Maser, Jr. Appl. Phys. Lett. 2 (1963) 189.
- [4] A. Szoke, A. Javan, Effects of Collisions on Saturation Behavior of the 1.15- μ Transition of Ne Studied with He-Ne Laser, Phys. Rev. 145 (1966) 137.
- [5] R.H. Cordover, P.A. Bouczyk, Effects of Collisions on the Saturation Behavior of the 6328 Å Transition of Ne Studied with a He-Ne Laser, Phys. Rev. 188 (1969) 696.
- [6] R.L. Fork, M.A. Pollack, Mode Competition and Collision Effects in Gaseous Optical Masers, Phys. Rev. 139 (1965) 1408
- [7] G. Stephan, H. Trumper, Inhomogeneity effects in a gas laser, Phys. Rev. A28 (1983) 2344.
- [8] G. Stephan, H. Trumper, Line shapes of a « sensitive » laser, J. Phys. Rev. Lett.45 (1984) L-653.
- [9] G. Stephan, H. Trumper, Macroscopic parameters and line shapes of a gas laser, Phys. Rev. A30 (1984) 1925.
- [10] G. Stephan, H. Trumper, Gaussian beam parameters and their stabilization in gas lasers, Phys. Rev. A28 (1983) 3450
- [11] G. Stephan, D. Hugon, Light Polarization of a Quasi Isotropic Laser with Optical Feedback, Phys. Rev. Lett.55 (1985) 703.
- [12] G. Stephan, A. Le Floch, Experimental and theoretical study of the anisotropy induced in a gas laser by a saturating field, Phys. Rev. A17 (1978) 733.
- [13] A. Le Floch, R. Le Naour, J.M. Lenormand, J. P. Tache, A critical geometry for lasers with internal lens like effects, J. Phys. Lett.45 (1980) 544.
- [14] A. Le Floch, J.M. Lenormand, R. Le Naour, J. P. Tache, Critical geometry for lasers with internal lenslike effects, J. Phys. Lett.43 (1982) L-493.
- [15] P. Cerez, R. Felder, Gas-lens effect and cavity design of some frequency-stabilized He-Ne lasers, Appl. Opt. 22 (1983) 1251.
- [16] Long-Sheng Ma, S. Picard, M. Zucco, J. M. Chartier, L. Robertsson, R. S. Windeler, Direct measurement of the absolute frequency of the international reference laser BIPM4, Métrologia 41 (2004) 65.
- [17] A.M. Negriyko, O.V. Boyko, N.M. Kachalova, V.M. Khodakovskiy, O.I. Klochko, Design and testing of iodine cells for metrological laser application, Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, vol.6 n3 (2003) 370.

- [18] J.Bartl, J.Guttenova, V.Jacko, R.Sevcik, Circuits for Optical Frequency Stabilization of Metrological Lasers, Measurement science review, vol.7 (2007) 59.
- [19] T.H. Yoon, J. Ye., J.L. Hall, J.M. Chartier, Absolute frequency measurement
- [20] K.Battou, K.Ait-Ameur, O.Ziane, Q-switch of a continuously pumped CO₂ laser with a scanning coupled-cavity Michelson mirror, Opt.Commun.281 (2008) 5234.

CARACTERISATION DE LA DIODE POMPE ET D'UN MICRO-LASER ND-YAG DOUBLE EN FREQUENCE

Madjid Alliche, Mohand Chalal, Ahmed Aissani, Omar Ziane

Laboratoire d'Électronique Quantique, Faculté de Physique, USTHB

malliche@gmail.com

Résumé

Nous présentons le principe de fonctionnement d'un nouveau type de micro-laser (appelé également micro-chip) en structure MCA. Celle-ci est constituée d'un micro laser, en général un Nd :YAG, et d'un cristal doubleur (KNbO₃ ou KTP) pompé par une diode laser à 810 nm, ce qui permet la génération de la seconde harmonique dans le bleu (473 nm) ou dans le vert (532 nm), selon le traitement des surfaces réfléchissantes.

L'étude a porté, dans une première étape, sur les caractérisations spectrale et énergétique de la diode pour différentes températures et pour différents courants d'injection. Dans une seconde étape, on a relevé le spectre d'absorption d'un barreau Nd-YAG en fonction des mêmes paramètres précédents.

MOTS-CLÉS: laser micro-chip, pompage longitudinal, diode laser.

1. Introduction

Les micro-lasers et les MCA (Monolithique Chip Assembly) sont des sources lasers très compactes. Leurs puissances élevées et leurs caractéristiques les destinent à un avenir très prometteur.

Nous présentons ici le principe de fonctionnement d'un MCA. Celui-ci est formé d'une structure Nd :Yag et d'un cristal doubleur KNbO₃, pompé par une diode laser à 810 nm, ce qui permet la génération de la seconde harmonique dans le bleu (473 nm) ou dans le vert (532 nm), selon le traitement des surfaces réfléchissantes.

Dans cette étude, notre intérêt s'est porté, d'abord, sur la caractérisation de la diode pompe ainsi que du barreau de Nd-YAG et sur la caractérisation de la polarisation et la structure transverse du champ.

2. Caractérisation de la diode laser

2.1 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour caractériser la diode laser pour le pompage du barreau de Nd-YAG est représenté en Figure 1

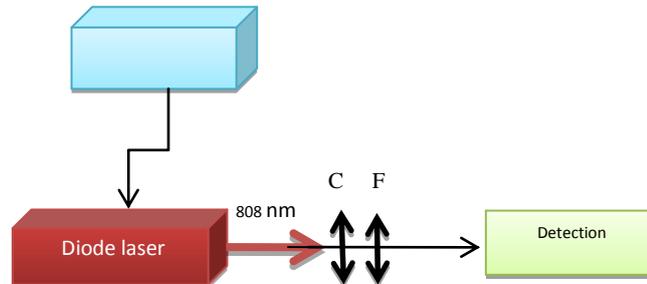


Figure 1 : dispositif expérimental pour la caractérisation de la diode

2.2. Résultats expérimentaux

Nous avons déterminé la variation de la puissance de sortie de la diode en fonction du courant d'injection pour des températures allant de 25°C à 35°C (Figure 2) ainsi que la puissance de la diode pompe en fonction de la température pour des courants d'injection allant de 150 mA à 700 mA (Figure 3) ainsi que

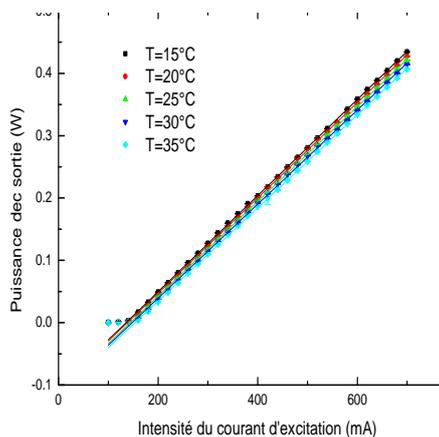


Figure 2 : Puissance en fonction de I

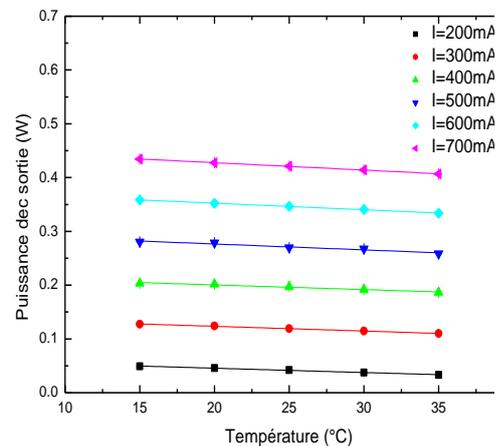


Figure 3 : Puissance en fonction de T

Nous constatons que la puissance diminue quand on augmente l'intensité du courant et la température ; ceci est dû probablement à l'agitation thermique dans la diode laser d'où des pertes.

Nous avons mesuré le spectre de la diode pour différents courants d'injection et températures et que nous représentons dans les figures 4 et 5

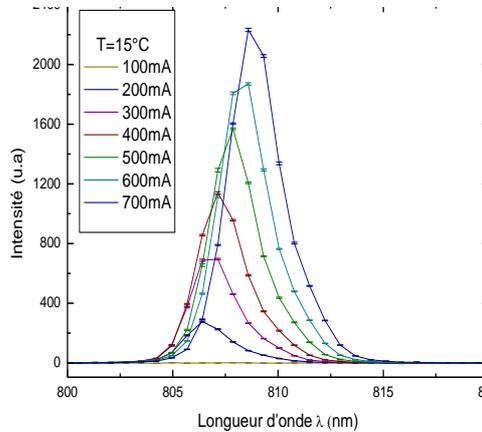


Figure 4 : spectres de la diode en fonction de I (T=15°C)

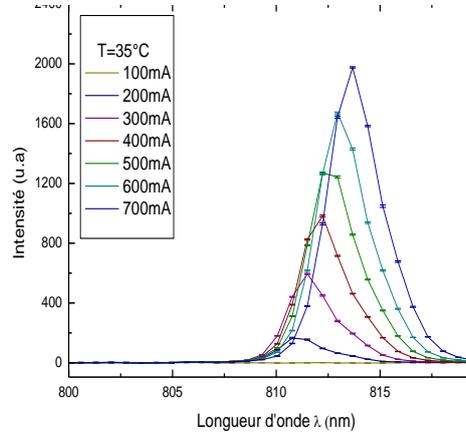


Figure 5 : spectres de la diode en fonction de I (T=35°C)

Nous observons un shift en longueur d'onde de l'ordre de 0.25 nm/°C.

A partir de ces différents spectres nous avons représenté la variation de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection et la même observation a été faite avec une dérive de l'ordre de 0.05 nm/mA.(Figure 8)

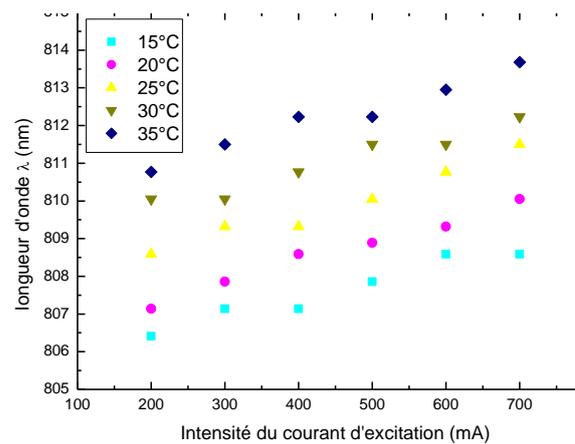
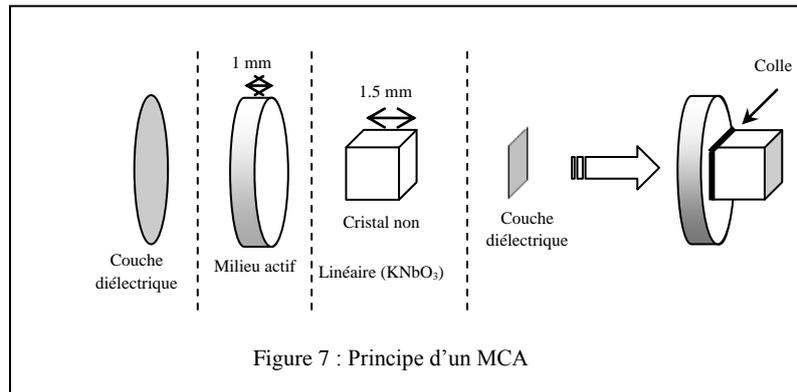


Figure 6 : variation de la longueur d'onde en fonction de I

3- Description d'un micro chip laser Nd-YAG

3.2.1- Montage de base

Un MCA est un laser solide constitué d'un milieu amplificateur (Nd : Yag dans notre cas) et d'un cristal doubleur (KnbO3) dont les surfaces extérieures sont formées de couches diélectriques traitées formant deux miroirs réfléchissants. La longueur d'un tel laser est de quelques millimètres (fig.7).



4. Expérience

Dans notre étude, nous avons utilisé un montage expérimental qui schématiquement, est constitué par un MCA régulé en température par effet Pelletier et pompé par une diode laser à 810 nm. En sortie, un miroir et des filtres adéquats permettent d'envoyer la raie 1064 nm vers un cube séparateur de polarisation et la raie 532 nm vers une caméra CCD pour l'étude des modes transverses. Ce dispositif nous a permis d'étudier l'influence de plusieurs paramètres (température du MCA, puissance de pompe, taille du faisceau pompe,...) sur la puissance, la polarisation et la forme du faisceau de sortie du MCA.

Ainsi, nous remarquons sur la courbe de la fig.8 ($P_{532} = f(T_{MCA})$) que la puissance de sortie de la raie 532 nm augmente en fonction de la température, atteint ensuite un palier, puis chute rapidement pour des températures élevées. Il est rassurant de constater qu'il existe une plage de température d'environ 3° de large pour laquelle le rendement du MCA est optimal. Pour la régulation en température, celle-ci peut fluctuer, sur 1 ou 2 degrés, sans que cela engendre une perte de puissance en sortie du MCA.

Notons que cette courbe correspond à une puissance incidente de 300 mW, mais nous obtenons la même allure quelque soit la valeur de la puissance incidente sauf que la plage de température correspondant au rendement optimal est décalée vers les hautes températures quand P_i diminue. D'autre part, les mêmes observations ont été faites sur la raie bleue [2].

Les caractéristiques de la puissance de la 1064 nm et 532 nm en fonction de la puissance de pompe 810 nm ont été relevées simultanément (fig.9, 10).

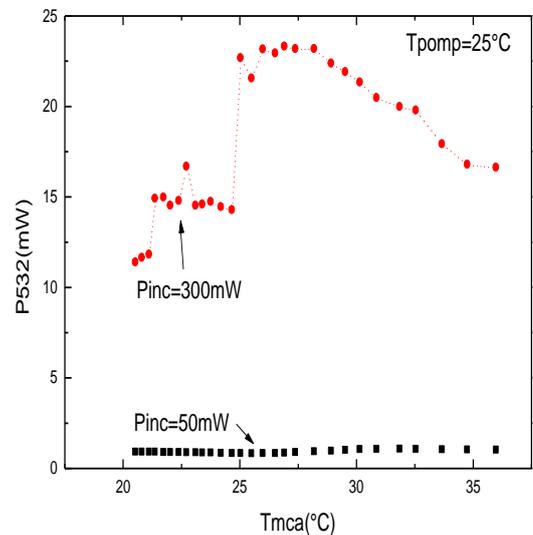


Figure8: Puissance de la 532nm en fonction de la température du MCA

Nous remarquons que l'effet laser pour la 532 nm n'apparaît qu'à partir d'un certain seuil correspondant à $P_{1064} = 10$ u.a.. D'autre part, il existe deux modes de polarisation H et V pour horizontal et vertical, respectivement. Pour de faibles puissances pompes, le MCA fonctionne principalement sur le mode de polarisation V. Par la suite, le mode H apparaît et devient du même ordre de grandeur que le mode V.

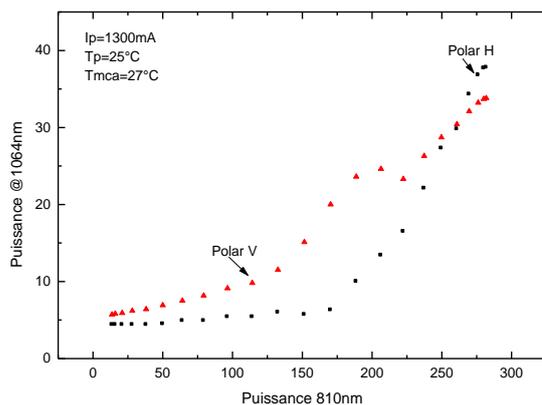


Figure 9: Puissance de la 1064nm en fonction de la puissance pompe

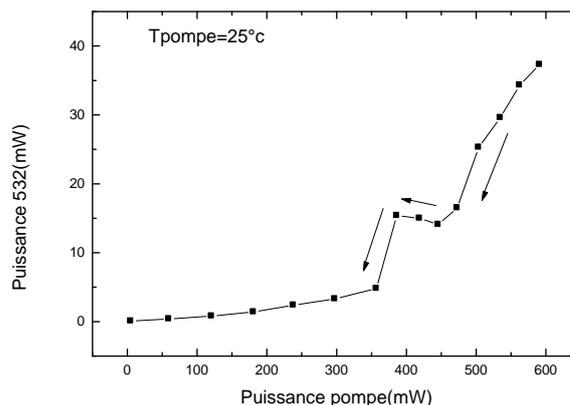


figure10: Puissance de la 532nm en fonction de la puissance pompe

5. Conclusion

Nous constatons un décalage vers le rouge lorsque la température augmente. On observe aussi une perte de puissance lorsque I diminue. Elle émet principalement dans la gamme spectrale comprise entre 800 et 820 nm. La longueur d'onde varie avec la température de fonctionnement ($+ 0,25$ nm/°C) et avec le courant d'alimentation ($0,05$ nm/mA).

Pour une puissance incidente $P_i = 200$ ua, les puissances $P_{1064 V}$ et P_{532} décroissent subitement puis reprennent leur augmentation en fonction de P_i .

Sur la caméra CCD, nous avons constaté que ce phénomène correspondait à un basculement de mode transverse. Celui-ci passait du mode TEM_{00} au mode TEM_{01} .

Notons enfin que des observations pratiquement similaires ont été faites au laboratoire d'optronique de Lannion sur la raie bleu (3) sauf que le mode H n'oscillait que bien après le mode V. C'est à dire que les deux polarisations étaient bien séparées.

SPECTROSCOPIE A L'INTERFACE VAPEUR/ SOLIDE: EFFET DE L'INCIDENCE OBLIQUE SUR LE PROFIL DE LA REFLEXION

Salima Arras, B. Bouhafs

LPPMCA, Département de physique. U.S.T.O, B.P1505, El M'naouer, Oran

Titemam2006@yahoo.fr

Résumé :

La technique de spectroscopie de réflexion d'un laser modulé en fréquence permet le diagnostic à distance des milieux gazeux de densité opaque. Par la détection de la lumière réfléchie, en incidence normale à l'interface, le signal décrit le comportement des atomes presque libre évoluant à la profondeur typique de l'ordre de la longueur d'onde du faisceau incident. En particulier, le processus d'interaction à longue portée (du type de Van der Waals) est mis en évidence sur le profil spectral en adoptant une sélection des classes des vitesses (des atomes évoluant parallèlement à la paroi diélectrique). A l'aide d'une étude numérique, on présente une étude qualitative du profil spectral de la réflexion résonnante en fonction de l'angle d'incidence du faisceau incident.

Mots-clés: Spectroscopie de réflexion, Système atomique résonnant, Lois de Fresnel, Répartition spectrale, Elargissement angulaire par effet Doppler.

1. Introduction :

Pour sonder spécifiquement des particules atomiques évoluent au voisinage d'une fenêtre supposée transparente, on s'intéresse à la mesure du coefficient de réflexion d'une radiation incidente à son interface avec la vapeur gouverné par les lois de Fresnel. Cette technique bien ancienne appelée " la réflexion résonnante" fut observée par Wood en 1909[1]. Ainsi, la variation de la réflectivité est essentiellement associée à la réponse des atomes voisins de la paroi $\lambda/2\pi$. Ainsi, le profil spectral du coefficient de réflexion de la radiation sous une incidence donnée est essentiellement sensible à la partie réelle de la réponse complexe de la vapeur. Cette réponse est décrite par un comportement dispersif élargi par Doppler. Plusieurs études ont été consacrées à la spectroscopie de réflexion résonnante dont l'intérêt est la possibilité d'observer la signature spectroscopique à haute résolution de diagnostic optique des interactions de longue portée des atomes neutres avec une surface transparente [3], et diélectrique [4]. Ces interactions longues portées sont fondamentales en ce sens qu'elles sont relativement indépendante des détails de structure de la paroi. En incluant dans le modèle théorique de la réflexion le potentiel d'interaction van der Waals de surface qui gouverne le profil spectral, et en s'appuyant sur des résultats expérimentaux on parvient à mesurer systématiquement l'amplitude d'interaction vdW [4]. L'influence de ce potentiel sur le profil spectral c'est que ce dernier se trouve déformer et dont le centre de raie est déplacé par rapport à la fréquence de résonance. Ces

caractéristiques sont déduites à partir des résultats expérimentaux [2, 3] que nous avons inspiré de la littérature.

2. La réflexion résonante pour le cas des atomes non affectés par la surface

2.1. Profil spectral de la réflexion résonante FM en incidence oblique :

L'équation d'évolution de la matrice densité est décrite par [5] :

$$\sigma_{eg}(z, \nu) = i \frac{\Omega}{2\nu_z} \int_{z_0}^z dz' e^{i[l(z') - l(z)]/\nu_z} \quad (1)$$

Où: $l(z) = l_0(z) + iz\vec{k}\vec{v} = l_0(z) + ikz(\alpha v_x + \beta v_z)$, et $\Omega = 2\mu E_t / \hbar$ défini la fréquence de Rabi. Et $\vec{k}\vec{v} = kx\sin\theta_i + kz\cos\theta_i = \alpha kv_x + \beta kv_z$: exprime le décalage Doppler

La susceptibilité effective par atome et susceptibilité de vapeur donnée respectivement par :

$$\chi = - \frac{2ik\cos\theta_i}{\varepsilon_0 E_t} \int_0^{+\infty} dz p(z) e^{2ikz\cos\theta_i} \quad (2)$$

$$\bar{\chi} = - \frac{2ikN\mu\beta}{\varepsilon_0 E_t} \int_{-\infty}^{+\infty} dv W(v) \int_0^{+\infty} dz \sigma_{eg}(z, \nu_z) e^{2ik\beta z} \quad (3)$$

En principe, le fait de sonder un système atomique en incidence quelconque revient à ajouter au fond dispersif Doppler non plus une contribution étroite (issue du moyennage sur les deux demi-distributions de vitesses $W(v_z > 0)$ et $W(v_z < 0)$) d'un moment dipolaire résonnant en $\omega = \omega_0 + kv_z$ mais une contribution élargie par effet Doppler selon l'axe parallèle à la surface, cette contribution supplémentaire d'atomes ayant une vitesse non négligeable par rapport à la paroi est responsable d'une diminution de l'amplitude et d'un élargissement du signal (dérivée d'une fonction plus large) par rapport à celui obtenu en incidence normale.[2,6]

On considère l'évolution des dipôles atomiques n'est pas affectée par la surface, i.e. ω_0 et l'élargissement γ ne dépendent pas de la position z de l'atome par rapport à la surface, donc :

$$L = \frac{1}{2}\gamma - (\omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}) \quad (4)$$

$$\sigma_{eg}(z, \nu) = i \frac{\Omega}{2L} \{1 - e^{L(z_0 - z)/\nu_z}\} \quad (5)$$

Ceci nous permet d'exprimer la susceptibilité pour chaque atome :

$$\chi(\nu) = i \frac{\mu^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{1}{\{\frac{\gamma}{2} - i[\omega - \omega_0 - \alpha k v_x + \beta k v_z]\}} \quad (6)$$

Et de réécrire la susceptibilité de la vapeur telle que :

$$\bar{\chi} = iN \frac{\mu^2}{\varepsilon_0 \hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y \int_0^{+\infty} dv_z \frac{w(v_x, v_y, v_z) + w(v_x, v_y, -v_z)}{\{\frac{\gamma}{2} - i[\omega - \omega_0 - \alpha k v_x + \beta k v_z]\}} \quad (7)$$

Ce résultat est équivalent à celui déjà retrouvé par plusieurs auteurs [5, 2, 7] dans les conditions de limite de champ faible (réponse linéaire) et à basse densité de vapeur.

2.2. Effet de l'incidence oblique sur le profil spectral

On considère le cas d'une modulation de fréquence ω faible devant la largeur γ de la transition du système atomique. Le profil spectral est décrit par $\text{Re} \left(\frac{d\bar{\chi}}{d\omega} \right)$ où $\bar{\chi}$ est définie par relation (7). Au cour de

balayage en fréquence, le décalage Doppler pour l'incidence oblique est responsable d'un élargissement angulaire. Si on suppose une variation lente d'amplitude pour la distribution des vitesses et au voisinage de l'incidence normale, ce qui correspond à $\alpha \ll 1$ et $\beta=1$ nous pouvons généraliser la forme du profil spectral par la relation :

$$\frac{d\bar{\chi}}{d\omega} = -i \frac{N\mu^2}{\varepsilon_0 \hbar k u \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_x \frac{w_+(v_x) + w_-(v_x)}{\frac{\gamma}{2} - i(\omega - \omega_0 - \alpha k v_x)} \quad (8)$$

Dans laquelle $w_{\pm}(v_x) \propto w(v_x, v_z \rightarrow 0)$ exprime la loi Maxwellienne de la fonction de distribution. L'équation (8) prédit un élargissement Doppler qui provient de la fonction de distribution des vitesses.

3. Effet des interactions de surface en réflexion résonnante

Le comportement et les propriétés d'un atome sont modifiés lorsqu'on les approximer d'une surface diélectrique, donc on peut définir deux gammes d'interactions qui résulte de leur distance de la surface :

1. Interactions à courtes portées
2. Interactions de longues portées : les interactions de London Van Der Waals, ses effets avec la surface se traduisent spectroscopiquement par la modification de taux d'émission spontanée et par un déplacement des niveaux énergétiques de l'atome.

3.1. Modèle de l'interaction de London Van Der Waals:

$$\omega(z) = \omega_0 - (A\gamma)/2k^3 z^3 \text{ et } \gamma(z) = \gamma \quad (9)$$

Pour caractériser l'interaction de London Van Der Waals on considère la fréquence dépend de z , sachant que le paramètre A sans dimension est proportionnel en potentiel attractif de l'interaction.

3.2. Expression du signal de la réflexion résonnante :

Des formes de raies décrivant la réponse des atomes à une irradiation en incidence oblique par rapport à la normale à la surface sont prédites où un élargissement est relativement dépendant de cet angle. Ce résultat correspond à la situation de présence d'interaction longue portée entre l'atome et la surface. Après une intégration sur v_y dans l'équation (7), et supposant une distribution des vitesses maxwellienne, $\bar{\chi}$ prend une forme générale suivante :

$$\bar{\chi} = \frac{4Nk\mu^2\beta}{\varepsilon_0 \hbar \pi u^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_x \int_0^{+\infty} \frac{dv_z}{v_z} e^{-\frac{v_x^2 + v_z^2}{u^2}} I(z, z') \quad (10)$$

Avec :
$$I(z, z') = \int_0^{+\infty} dz \int_0^{+\infty} dz' e^{i\beta k(z+z')} \exp\{(l_0(z') - l_0(z) + \alpha k v_x(z' - z))/v_z\}$$

Pour des valeurs quelconques de $\alpha = \sin\theta$, on peut aisément étudier numériquement les intégrales apparentes dans la quantité $\frac{d\bar{\chi}}{d\omega}$. En effet, pour $\alpha \ll 1$, le décalage Doppler induit par le terme $\alpha k u$, demeure petit et il est comparable à la largeur $k u$ libre d'effet Doppler. L'intégration sur v_z n'intervient pas, parce que $e^{-\frac{v_z^2}{u^2}} \approx 1$, et on peut remplacer I_0 dans l'équation (10) par $I_0 + i\alpha k z v_x$. Le résultat final est donc :

$$\frac{d\bar{\chi}}{d\omega} = i \frac{2Nk\beta\mu^2}{\varepsilon_0 \hbar \pi u^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_x e^{-v_x^2/u^2} \int_0^{+\infty} dz \int_0^{+\infty} dz' \frac{(z-z')e^{i\beta k(z+z')}}{l_0(z) - l_0(z') + i\alpha k v_x(z-z')} \quad (11)$$

A l'aide d'une étude numérique, on peut finalement prédire et représenter le profil spectral de la résonnante et cela pour différentes valeurs de l'angle d'incidence θ (soit $\alpha = \sin\theta$) sur lequel on observe les effets de l'incidence oblique sur le centre de résonance (largeur spectral) et l'amplitude des deux résonances du signal et cela pour un potentiel d'interaction de London van der Waals donné.

4. Résultats et discussions

Les courbes obtenues par calcul numérique indiquées dans la figure 1 correspondant au profil de la réflexion résonnante sont représentées en fonction de la coordonnée $\Delta = (\omega - \omega_0) / \gamma$ pour un potentiel d'interaction donnée. Pour des interactions faibles ($A < 1$) la largeur entre les deux résonances du profil s'affine dans le sens croissant du potentiel. Le profil antisymétrique se décale en fréquence vers le rouge. L'aile de la résonance vers le rouge devient plus large que celle vers le bleu quand le potentiel A augmente. Pour le cas d'une interaction à fort potentiel d'interaction de London van der Waals, le profil perd sa forme dispersif, jusqu'à devenir presque purement absorptive $A > 3$, avec toujours un décalage en fréquence (du centre du profil). Pour des valeurs plus grandes encore de A , les formes apparentes perdent l'allure d'un profil dispersif puisque les signes des deux résonances sont inversées par rapport à $A=0$. Cette variété de formes particulières est en fait due à la force de van der Waals qui implique un mélange d'absorption et de dispersion. Sur la figure 2, il est représenté les formes de la réflexion résonnante décrivant la réponse des atomes à un faisceau lumineux en incidence obliques. On constate alors que l'amplitude du profil diminue quand l'angle d'incidence $\alpha = (\Delta\gamma) / (2ku)$. en fait, l'augmentation de la valeur de α revient à sonder un volume plus important dans la vapeur. En utilisant la technique de modulation de fréquence au champ incident, l'amplitude de cette contribution diminue quand la largeur augmente.

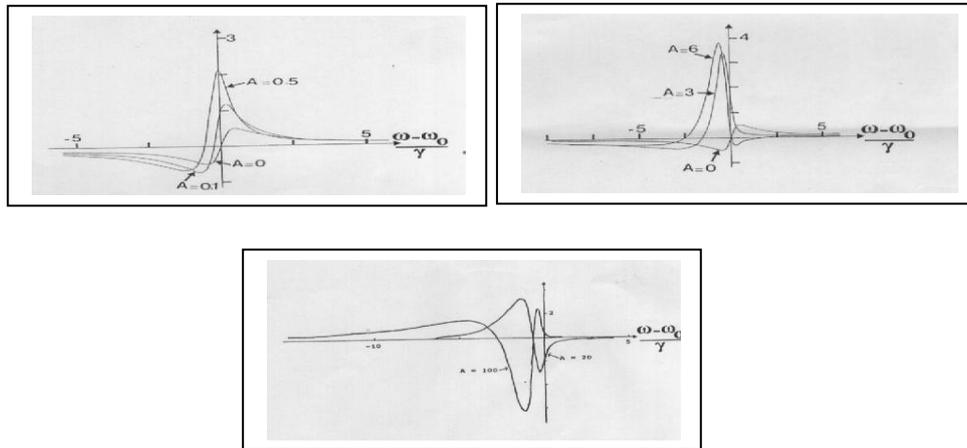
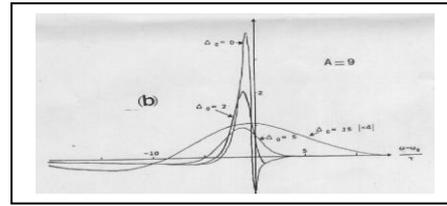
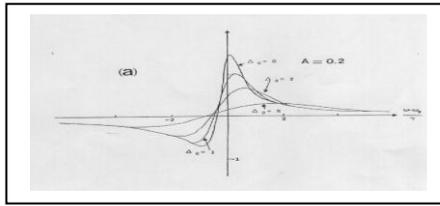


Fig. 1 : Profil de la réflexion résonnante (FM) pour différents potentiels attractifs de van der Waals.



. 2 : Profils de la réflexion résonante (FM) pour différent angles d'incidence et potentiels attractifs de van der Waals

Conclusion générale

Avec une modulation de fréquence [8], en l'absence d'interaction de surface, la réflexion résonante de profil dispersif est centrée sur la résonance ω_0 . Les interactions de surface déforment le profil en les déplaçant en fréquence. L'interaction de surface est spécifiée par une variation spatiale du potentiel. Dans les deux cas de régime d'interactions la forme de la réflexion dépend du potentiel attractif. La réflexion résonnante avec une modulation est une technique spectroscopique linéaire qui permet d'observer l'influence d'une surface diélectrique sur un atome d'une vapeur opaque en transmission. La largeur du profil de la réflexion augmente avec l'angle de l'onde incidente.

Références

- [1]: R. W. Wood, "The selective Reflection of Monochromatic Light by Mercury Vapour", Phil.Mag.18, 187 (1909)
- [2]: M.F.H.Schuurmanns.,J.Phys. France 37 (1976) 469
- [3]: M. Oria and all, Europhys.Lett. 14 (1991) 527
- [4]: M. Chevrollier AND All, Opt. Lett. 16, (1991) 1879.
- [5]: Nienhuis G, Schuller F., and Ducloy M., Phys. Rev.A 38 (1988) 5197
- [6]: Schuller F., Nienhuis G and Ducloy M., Phys. Rev. A 38 (1988) 5197
- [7]: Vartanyan T. A., Soc. Phys. JETP 61 (1985) 674
- [8] Akul'shin A.M., Velichanskii V. L., Zibrov A. S., JETP Lett. 36 (1982) 303.

**EXPRESSION ANALYTIQUE POUR LE CHAMP ELECTRIQUE DU LASER MONOMODE
A ELARGISSEMENT HOMOGENE DANS LE REGIME PULSE**

Samia Ayadi

Laboratoire d'électronique quantique. Faculté de physique. USTHB BP N 32

El Alia Bab Ezzouar Alger

samia_ay@yahoo.com

Résumé

Le modèle le plus simple du laser est celui d'un système monomode à élargissement homogène. Il est décrit par un système de trois équations différentielles analogues aux équations de Lorenz [1] et que l'on désigne communément par modèle de Lorenz-Haken[2] ou Laser-Lorenz.

Dans nos récents travaux [5-7] nous avons exposé une méthode analytique basée sur un développement en séries de Fourier. Cette méthode vas nous permettre de retrouver l'expression littérale du champ électrique laser lorsque ce dernier effectue des oscillations périodiques autour de zéro, ainsi que la fréquence de pulsation en fonction des paramètres de contrôle.

Mots-clés : Laser, instabilités et chaos

1. Introduction

Plusieurs travaux [1-4] ont mis en évidence la tendance du système dissipatif Haken-Lorenz à adopter un comportement périodique pour des taux de pompage $2C$ supérieurs au deuxième seuil laser « $2C_{2th}$ » (seuil d'instabilité).

On propose une approche analytique[5-7] des solutions périodiques du système Haken-Laser basée sur un développement en séries de Fourier tout en s'inspirant de l'analyse aux petits signaux, initialement proposée par Casperson et largement améliorée par Hendow et Sargent[8,9] dans le cadre des systèmes à élargissement inhomogène.

2. Régime auto pulsé

Avant d'entamer le calcul analytique nous allons présenter quelques résultats obtenus par intégration numérique du système d'équations qui régit la dynamique du laser monomode à élargissement homogène [10]:

$$\dot{E}(t) = -k \{E(t) + 2CP(t)\} \quad (1a)$$

$$\dot{P}(t) = -\gamma_{\perp} \{-P(t) + E(t)P(t)\} \quad (1b)$$

$$\dot{D}(t) = -\gamma_{\parallel} \{D(t) + 1 + E(t)P(t)\} \quad (1c)$$

Où $E(t)$ représente le champ électrique dans la cavité laser, $P(t)$ et $D(t)$ sont respectivement la polarisation et l'inversion de population (N_1-N_2) du milieu atomique. k , $\gamma_{||}$ et γ_{\perp} sont respectivement les taux de relaxation du champ électrique, de l'inversion de la population et de la polarisation du milieu laser. $2C$ désigne le taux de pompage.

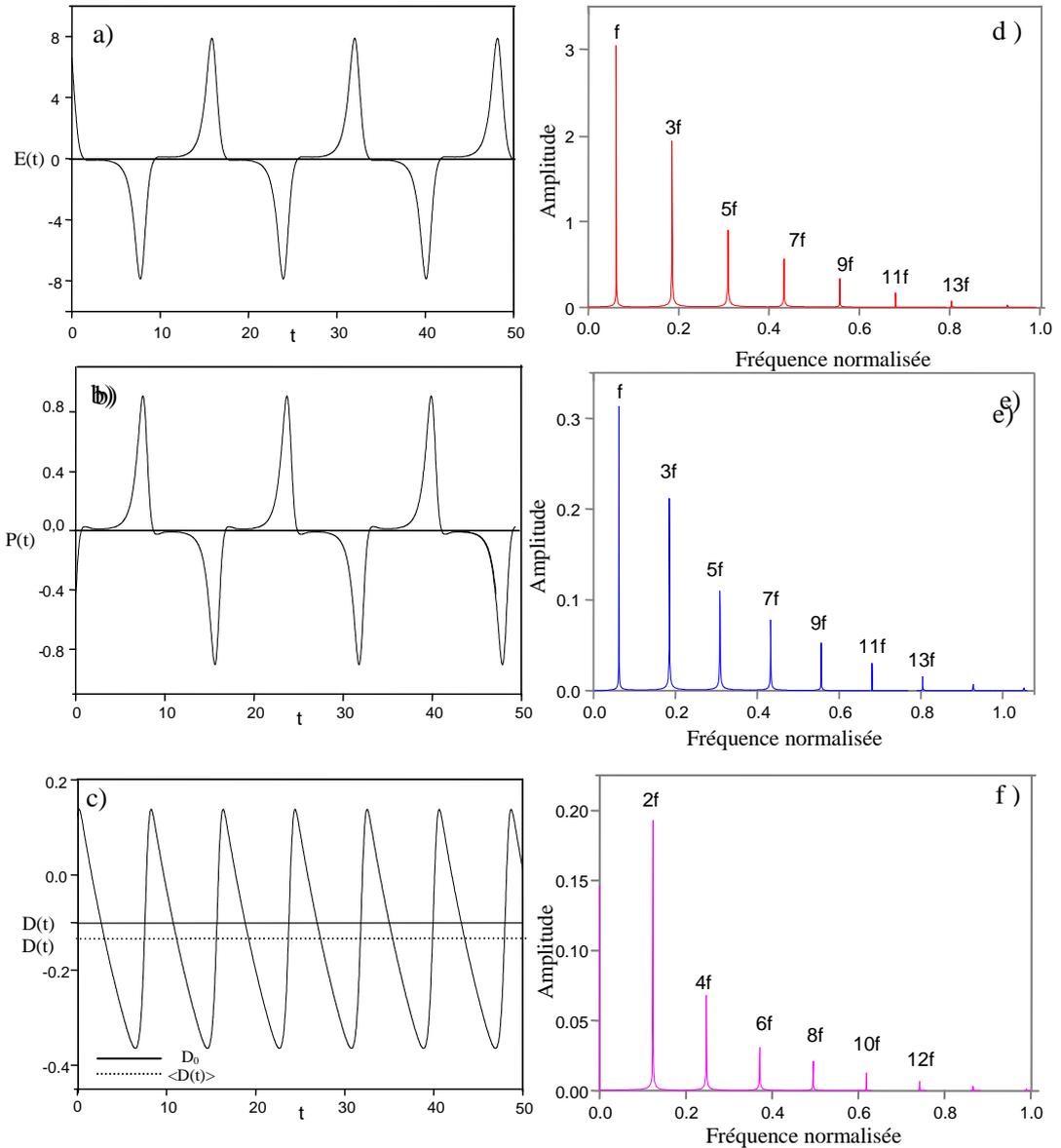


Figure.1: Evolutions temporelles a) le champ électrique, b) la polarisation et c) l'inversion de population obtenues par intégration du système 1 ainsi que les FFT e), f) et d) correspondant à chaque signal pour $k=3$, $\gamma=0.1$ et $2C=10$.

La figure 1 présente un type de fonctionnement pulsé obtenu par résolution numérique du système 1 avec les paramètres de contrôle $k=3$, $\gamma = 0.1$ pour $2C= 10$. On note l'évolution périodique du champ laser et de la polarisation autour d'une valeur moyenne égale à zéro. On constate d'après les spectres de

fréquences figures 1.d et 1.e la présence d'harmoniques d'ordre impaire. La différence de population (figure 1.c) oscille périodiquement autour d'une valeur constante $d_c = -0.1$, en révélant des harmoniques d'ordre pair dans le domaine spectral (figure 1.f).

3. Approche analytique

Les grandes lignes de notre procédé se basent sur les observations préalablement faites au paragraphe 2 qui suggèrent d'écrire les solutions analytiques du système 1 sous forme:

$$E(t) = \sum_n E_n \cos(n\Delta t) \quad n = 1,3,5, \quad (2.a)$$

$$P(t) = \sum_n (P_1)_n \cos(n\Delta t) + (P_2)_n \sin(n\Delta t) \quad n = 1,3,5, \quad (2.b)$$

$$D(t) = d_c + \sum_n (D_1)_n \cos(n\Delta t) + (D_2)_n \sin(n\Delta t) \quad n = 2,4,6, \quad (2.c)$$

Amorçons d'abord les calculs en se limitant à l'ordre 3 pour le champ et la polarisation, et à l'ordre 2 pour l'inversion de population. L'identification des coefficients ayant le même cosinus et sinus nous donne l'expression de la fréquence de pulsation [6]:

$$\Delta = \sqrt{\frac{(2C-1)k\gamma(2+\gamma) - 3(k+1)\gamma^2}{8(k+1) - \gamma(2k+\gamma+4)}} \quad (3)$$

Le spectre de fréquences de la figure 1.d indique que les oscillations se font à la fréquence angulaire $\Delta_N \approx 0.39$ valeur très proche de celle évaluée à partir de 3 qui vaut $\Delta \approx 0.42$.

4. Expression analytique pour le champ électrique

Nous continuons la même démarche déjà mise en œuvre au paragraphe 2 afin d'obtenir l'amplitude du champ à l'ordre un et trois. Ceci conduit à l'expressions:

$$E(t) = E_1 \cos(\Delta t) - \frac{T_{3d}(\gamma^2(1-3\Delta^2) - 8\gamma\Delta^2) \frac{E_1^3}{4}}{1 - T_{1d}(\gamma^2(1-\Delta^2) - 4\gamma\Delta^2) \frac{E_1^2}{4}} \cos(3\Delta t) \quad (4)$$

$$\text{où } E_1 = 2 \sqrt{\frac{(k+1)(\gamma^2 + 4\Delta^2)(1 + \Delta^2)}{2k\gamma(1 + \gamma - \Delta^2) + \gamma^2(1 + \Delta^2) - 4\gamma\Delta^2}} \quad (5)$$

$$T_{1d} = \frac{1}{(1 + \Delta^2)(\gamma^2 + 4\Delta^2)} \quad \text{et} \quad T_{3d} = \frac{1}{(1 + 9\Delta^2)(\gamma^2 + 4\Delta^2)}$$

Pour $k = 3$, $\gamma = 0.1$ et $2C=10$, on aura : $\Delta = 0.42$ et l'expression 5 prend la forme:

$$E(t) = 5.19 \cos(0.42t) + 1.72 \cos(1.26t) \quad (6)$$

La représentation graphique de ce champ à l'ordre 3 (figure.2) montre une certaine similitude avec le tracé du champ laser figure 1 donné par résolution numérique. De ce fait en se limitant à l'ordre 3, l'expression de la fréquence de pulsation qui en découle approche très bien la valeur trouvée numériquement. L'amplitude du champ déduite de la figure.2 $E_N = 7.69$ diffère un peu de la valeur analytique $E_A = 6.95$ tirée de la figure 1. Il va de soit que les ordres supérieurs à 3 établiront une meilleure similitude.

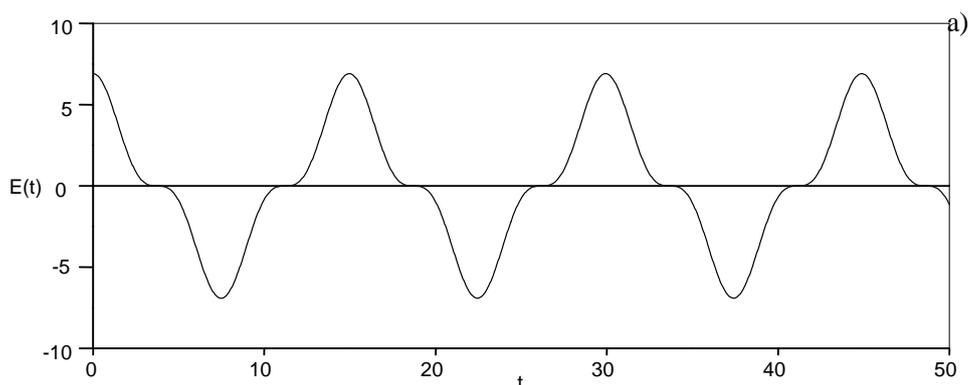


Figure.2: Tracé temporel de l'expression analytique du champ électrique à l'ordre trois

5. Conclusion

Nous avons exposé, dans ce chapitre, une approche analytique qui s'appuie sur un développement en série de Fourier des variables : champ électrique, inversion de population et polarisation. Le développement harmonique aux grands signaux jusqu'à l'ordre trois pour l'amplitude du champ électrique, nous a permis d'extraire l'expression analytique du champ électrique, en fonction des paramètres de contrôle, lorsqu'il effectue des oscillations périodiques autour de zéro.

6. References

- [1] E. N. Lorenz; J. Atmos. Science. 1963, 20, 130
- [2] H. Haken; phys. Lett. 1975, A 53, 77
- [3] H.HAKEN; *Light*. vol. 2, North-Holland physics publishing, 1985.
- [4] Y.I.KHANIN, *Principals of laser dynamics*, North-Holland Elsevier Science, 1995.
- [5] S. Ayadi and B. Meziane; Opt. Quant. Elect. 2007,39, 51
- [6] B. Meziane and S. Ayadi; Opt. Commun. 2008, 281. Issues 15-16 , 4061-4067.
- [7] S. Ayadi and B. Meziane; Proc.of SPIE Vol.6997 (SPIE-Europe-2008)
- [8] S.T. HENDOW and M.SARGENT; *Opt. Commun.* 1982, 40, 385-389.

[9] S.T. HENDOW and M.SARGENT; *J. Opt. Soc. Am. B.* 1985, 2, 84-101,.

[10] L.M.NARDUCCI, H.SADIKY, H.LUGIATO and N.B.ABRAHAM; *Opt. Commun.* 1985,55, 370-376.

DYNAMIQUE NON LINEAIRE DE LA PROPAGATION DES SOLITONS OPTIQUES DANS LES SYSTEMES DE COMMUNICATION OPTIQUE A HAUT DEBIT

⁽¹⁾Faiçal AZZOUZI, ⁽²⁾Houria TRIKI

⁽¹⁾ Centre Universitaire de Souk Ahras,

⁽²⁾ Université Badji Mokhtar, Annaba, Algérie

faical.lpr@gmail.com

RÉSUMÉ : Un soliton optique est une impulsion localisée se propageant sans altérer son profil dans un milieu de propagation non-linéaire donné. Physiquement, le soliton repose sur un équilibre entre la dispersion chromatique du deuxième ordre et la non-linéarité Kerr, principaux effets physiques intervenant dans la propagation de l'impulsion optique en régime picoseconde dans un milieu dispersif.

Cependant, les milieux de propagation présentent généralement d'autres effets physiques, qui peuvent modifier considérablement les propriétés (existence, profil, stabilité) des solutions de type soliton. Certains effets peuvent être considérés comme des effets d'ordre supérieur. Ils sont ajoutés à l'équation de Schrödinger non-linéaire gouvernant la dynamique de propagation qui devient, par exemple, une équation cubique-quintique.

Nous possédons un ensemble des techniques semi-analytiques et analytiques pour résoudre l'équation de Schrödinger non linéaire d'ordre élevés. Parmi les quelles, nous choisissons la technique de « l'onde solitaire combinée ». La technique retenue nous permet de résoudre l'équation gouvernant le phénomène de la propagation non linéaire possédante une solution de la forme d'une onde solitaire fournie par une superposition entre deux solitons brillant et sombre. Les résultats sont renforcés par des simulations numériques.

MOTS-CLÉS : Soliton optique, Dynamique non linéaire, Equation de Schrödinger non linéaire, Dispersion d'ordre élevé.

1. Introduction :

Les impulsions courtes à pulsations lumineuses picoseconde, gouvernées par l'équation de NLS qui doit inclure seulement la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) et l'auto-modulation de phase (SPM) [1]. Elle admet la propagation d'impulsion type soliton brillant et noir dans des régimes anormaux et normaux de dispersion, respectivement [2]. Cependant, l'augmentation de la puissance du champ appliqué va produire des impulsions ultracourtes (en régime femtoseconde), les effets non Kerr

non-linéaire deviennent importants et la dynamique des impulsions devrait être décrite par la famille de NLS des équations extensives aux termes non-linéaires d'ordre supérieur (comme on a cité auparavant) [3]. Dans ce contexte, l'équation d'ondes régissant est le NSE généralisé inclut des effets évolués tels que la dispersion de troisième ordre (TOD), la dispersion de quatrième ordre (FOD), auto-raïdissement (SS), et l'inter-impulsions due à la division de Raman stimulée (SRS). D'ailleurs, d'autres termes comme les termes cubiques et quintique non linéaires se présentant dans les médias non-Kerr peuvent être pris en considération dans une certaine situation physique, ils ont été figurés aux littératures récentes tel que l'étude de Pyo-Hong [4]. Nous allons considérer l'une par la famille de l'équation NLS d'ordre supérieur comprenant dans ce cas, le quatrième ordre de la dispersion et l'effet des termes non-linéaires cubique et quintique. Cette équation considérée décrit la propagation des impulsions lumineuses femtoseconde dans un milieu montre une loi parabolique de la non-linéarité. En adoptant la solution de l'amplitude complexe combinée proposé par Li et al [5] dans laquelle l'amplitude de la fonction d'essai est une superposition de deux amplitudes des ondes solitaires brillante et noire avec une asymptote temporelle non nulle au voisinage de l'infini. Nous trouvons deux solutions d'ondes solitaires différentes dans certaines conditions paramétriques. Ces solutions sont sous forme des solutions solitoniques brillantes et noires.

Modèle d'équations :

L'équation non-linéaire de Schrödinger d'ordre supérieur de la dispersion en présence des termes cubique et quintique non linéarité décrivant la propagation des impulsions ultracourtes peut être écrite sous la forme suivante [5]:

$$E_z = -i \frac{\beta_2}{2} E_{tt} + i \gamma_1 |E|^2 E + \frac{\beta_3}{6} E_{ttt} + i \frac{\beta_4}{24} E_{tttt} - i \gamma_2 |E|^4 E \quad (1)$$

où $E(z, t)$ est l'enveloppe du champ électrique lentement variable, β_2 est le paramètre de la dispersion de vitesse de groupe (GVD), β_3 et β_4 sont le troisième ordre (TOD) et le quatrième ordre (FOD) de la dispersion, respectivement, et γ_1 et γ_2 sont les coefficients de la non linéarité.

Les trois derniers termes de l'équation (1) peuvent être ignorées, si les impulsions considérées de picoseconde, et l'équation (1) donc se réduit à l'équation de NLS standard, qui sera intégrable par la transformation inverse (IST). Ceci signifie qu'il est possible de décrire la propagation non linéaire des impulsions solitoniques brillantes et noires correspondantes les régimes anormaux et normaux, respectivement [2]. Cependant, pour les impulsions lumineuses femtoseconde, dont la durée est plus courte que 10ps, les trois derniers termes doivent être considérés. De plus, l'intégrabilité d'une équation non-linéaire peut être étudiée en appliquant l'analyse de Painlevé. On croit largement que la possession de la propriété de Painlevé est un critère suffisant pour l'intégrabilité de l'équation non-linéaire [7]. Il est remarquable aussi, que la non-intégrabilité s'apparue habituellement avec la présence des termes non-linéaires et dispersions d'ordre supérieur. D'ailleurs, elle existe une autre

technique fondamentalement basée sur la formulation de solution en termes d'amplitude et fonction de phase comme approche pour trouver les solutions exactes de l'équation d'évolution non-linéaire. Le formalisme est tout à fait simple: il nous permet d'obtenir les solutions d'ondes solitaires avec amplitude dépendante seulement du temps et une phase dépendante de la coordonnée de direction de la propagation de l'enveloppe du champ [37, 39].

2.1. La méthode de l'amplitude complexe combinée

La méthode d'amplitude complexe des solitons combinés qui a été présentée par Li et al [5], présente la forme combinée de la solution qui est la superposition entre deux amplitudes des solitons noirs et brillants, avec une valeur asymptotique ne s'approche pas au zéro lorsque le temps s'approche à l'infini.

Nous adoptons la solution de l'amplitude complexe présentée par Li et al [5], sous la forme :

$$E(z, t) = q(z, t) \exp[i\phi(kz - \Omega t)] \quad (2)$$

Notons que $q(z, t)$, est la fonction d'enveloppe complexe et $\phi(z, t) = kz - \Omega t$, est le shift linéaire de la phase. En insérant cette solution dans l'équation (1)) et en levant le terme exponentiel, nous remanions cette équation sous la forme suivante :

$$iq_z + a_5 q + ia_1 q_t + a_2 q_{tt} - ia_3 q_{ttt} + a_4 q_{tttt} + \gamma_1 |q|^2 q + \gamma_2 |q|^4 q = 0 \quad (3)$$

avec

$$a_1 = \beta_2 \Omega + \frac{\beta_3}{2} \Omega^2 + \frac{\beta_4}{6} \Omega^3,$$

$$a_2 = -\frac{1}{2} (\beta_2 + \beta_3 \Omega + \frac{\beta_4}{2} \Omega^2),$$

$$a_3 = \frac{1}{6} (\beta_3 + \beta_4 \Omega),$$

$$a_4 = \frac{\beta_4}{24}$$

$$a_5 = k - (\frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 + \frac{\beta_4}{24} \Omega^4)$$

Dans le suivant, nous prenons la fonction d'enveloppe complexe sous :

$$q(z, t) = i\beta + \lambda \tanh[\eta(t - \chi z)] + i\rho \operatorname{sech}[\eta(t - \chi z)] \quad (4)$$

A condition que l'amplitude de solutions d'ondes solitaires soit non nulle lorsque la variable du temps s'approche à l'infini, alors nous trouvons la fonction de déphasage non linéaire (Shift phase) sous la forme :

$$\phi(z, t) = \arctan \left[\frac{\beta + \rho \lambda \operatorname{sech}[\eta(t - \chi z)]}{\lambda \tanh[\eta(t - \chi z)]} \right] \quad (5)$$

Notons que les paramètres η, k, χ et Ω sont des valeurs réelles, β, λ et ρ peuvent être des nombres complexes ou réels. En plus, les paramètres η, χ sont la largeur d'impulsion et le décalage de l'inverse de vitesse de groupe, respectivement. L'amplitude peut être écrite sous la forme suivante :

$$|q(z, t)| = \{(\beta^2 + \lambda^2) + 2\beta\lambda \operatorname{sech}[\eta(t - \chi z)] + (\rho^2 - \lambda^2) \operatorname{sech}^2[\eta(t - \chi z)]\}^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

Substituant l'équation (4) dans l'équation (3). Étant donné les termes de \tanh aux termes de sech , pour que les coefficients aux termes indépendants contenant des combinaisons indépendantes de ces fonctions hyperboliques égales à zéro, après la séparation entre les parties réelles et imaginaires, nous obtenons les 11 équations paramétriques suivantes [10]:

$$\rho \{ \eta^2 a_2 + \eta^4 a_4 + \gamma_1 (\lambda^2 + 3\beta^2) + (\lambda^2 + \beta^2)(\lambda^2 + 5\beta^2)\gamma_2 - a_5 \} = 0 \quad (7)$$

$$\lambda \{ -\eta\chi + a_1\eta - 4a_3\eta^3 \} + \beta \{ (3\rho^2 - \lambda^2)[\gamma_1 + 2(\lambda^2 + \beta^2)\gamma_2] + 4\beta^2\rho^2\gamma_2 \} = 0 \quad (8)$$

$$\rho \{ -2\eta^2 a_2 - 20a_4\eta^4 + (\rho^2 - \lambda^2)[\gamma_1 + 2\gamma_2(\lambda^2 + 3\beta^2)] + 4\gamma_2\beta^2\rho^2 \} = 0 \quad (9)$$

$$6\lambda a_3\eta^3 + \beta\gamma_2 [(\rho^2 - \lambda^2)(5\rho^2 - \lambda^2)] = 0 \quad (10)$$

$$\rho [24\eta^4 a_4 + \gamma_2(\rho^2 - \lambda^2)^2] = 0 \quad (11)$$

$$\rho \{ -\eta\chi + a_1\eta - a_3\eta^3 \} + 2\beta\lambda [\gamma_1 + 2\gamma_2(\lambda^2 + \beta^2)] = 0 \quad (12)$$

$$\lambda \{ -2a_2\eta^2 - 8a_4\eta^4 + (\rho^2 - \lambda^2)[\gamma_1 + 2\gamma_2(\lambda^2 + \beta^2)] + 4\gamma_2\beta^2\rho^2 \} = 0 \quad (13)$$

$$\rho [6a_3\eta^3 + 4\beta\lambda(\rho^2 - \lambda^2)\gamma_2] = 0 \quad (14)$$

$$\lambda [24a_4\eta^4 + (\rho^2 - \lambda^2)^2 \gamma_2] = 0 \quad (15)$$

$$\lambda \{(\lambda^2 + \beta^2)[\gamma_1 + \gamma_2(\lambda^2 + \beta^2)] - a_5\} = 0 \quad (16)$$

$$\beta \{(\lambda^2 + \beta^2)[\gamma_1 + \gamma_2(\lambda^2 + \beta^2)] - a_5\} = 0 \quad (17)$$

A l'aide de ces équations paramétriques, nous discuterons les divers cas possibles qui nous permettent de distinguer les différents types des solitons existants pour l'équation NSL d'ordre élevé introduisant les termes cubiques et quintique non-linéaires.

Nous imposons maintenant, quelques restrictions aux paramètres dépendants, de tel sorte que les équations résultantes (7)-(17) deviennent compatibles.

Pour le cas de :

$$\beta_3 = \gamma_2 = \beta_4 = 0$$

Dans ce cas, la solution d'onde solitaire obtenue existe avec $\rho = \mp 2i\beta$ et $\lambda = 0$. Elle prend la forme suivante :

$$q(z, t) = i\beta + i\rho \operatorname{sech}[\eta(t - \chi z)] \quad (18)$$

En conséquence, l'intensité d'onde solitaire peut être écrite sous la forme :

$$|q(z, t)| = \beta \{1 + 4 \operatorname{sech}^2[\eta(t - \chi z)]\}^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

avec

$$\chi = \beta_2 \Omega \quad (20)$$

$$\eta^2 = 4 \frac{\gamma_1}{\beta_2} \beta^2 \quad (21)$$

$$k = \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \beta^2 \gamma_1 \quad (22)$$

Notons que le type de la solution obtenue décrivant une onde solitaire brillante dépend de la valeur de β . En outre, l'expression (21) montre que la largeur de bande est liée au β^2 et dépend de signé de produit $\gamma_1 \beta_2$, ce sont les paramètres non-linéaire et dispersif de l'intensité. Pour cela, nous devons choisir ces deux paramètres satisfaisants la relation $\gamma_1 \beta_2 > 0$. La figure 1 montre les différentes formes

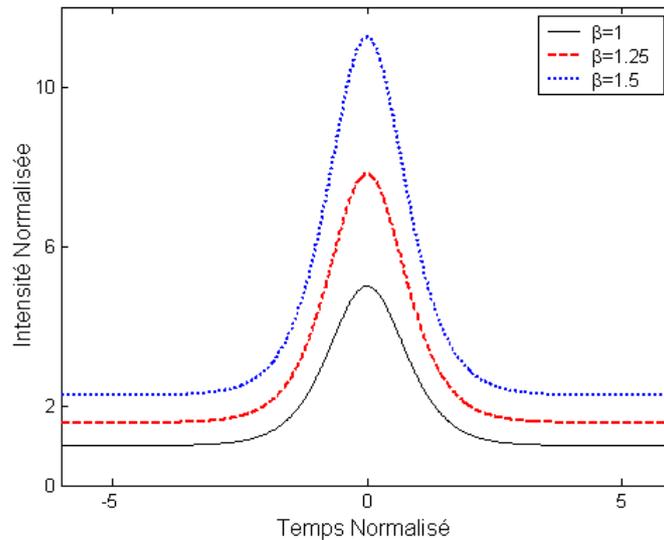


Figure 1 : différents types des solitons brillants avec différentes valeurs du paramètre, β

des signaux d'entrer d'un soliton brillant correspondent les conditions paramétriques. Ces signaux se présentent dans ce cas avec différentes valeurs du paramètre β .

Il est clair que les solutions à partir de ce résultat numérique, comprennent la prédiction de la condition aux limites d'une amplitude s'approche pas au zéro lorsque le temps tend vers l'infini. En plus l'intensité s'amplifie avec l'augmentation du paramètre β en conséquence ses ailes augmentent d'une façon graduelle.

Dans le cas particulier $\chi = 0$, mathématiquement, nous pouvons constater à partir de (18) que l'amplitude et la phase de cette solution de l'onde solitaire brillante dépend clairement du temps et de la coordonnée de direction de la propagation, respectivement. Notons que ce type de solution a été donné par les références [9,11], mais notre cas, présente une amplitude d'une onde solitaire a eu une valeur asymptotique s'approche pas au zéro si le temps au voisinage de l'infini, mais la solution qui correspond ce cas exceptionnel n'a aucune signification physique si on revient à l'expression (20) dans laquelle la fréquence doit être nulle.

Nous notons dans cette étude, ces ondes solitaires obtenues ne peuvent pas décrire les possessions d'une onde solitaire superposée de deux solitons brillant et noir (W-shape solution). D'autre terme, nous ne pouvons trouver aucune condition imposée sur les paramètres de l'équation gouvernant la propagation non linéaire, de telles sortes que la solution résultante peut être écrite sous forme d'une onde solitaire combinée.

2.2. Evolution d'un soliton brillant d'amplitude complexe à asymptote non nulle dans une fibre optique.

Nous avons vu que l'adaptation de la fonction de l'amplitude complexe combinée, produit deux types de solutions d'ondes solitaires pour l'équation de NLS d'ordre supérieur contenant le quatrième ordre de la dispersion et les effets cubique-quintique non linéaire.

Notons que ces solutions ont été obtenues en imposant certaines conditions aux paramètres existants. Les solutions résultantes sont donc sous forme des solitons brillants et noirs avec des amplitudes qui ne tendent pas vers zéro lorsque le temps tend vers l'infini.

Dans ce qui suit, on montre comment se comporte un soliton brillant vérifiant les conditions du second cas discuté précédemment. Notons que dans le cadre de ce dernier cas, l'équation de propagation (1) se réduit à une équation de Schrödinger non linéaire contenant uniquement la dispersion de deuxième ordre et l'effet Kerr optique admettant le soliton brillant comme type de solution. L'amplitude correspondante au soliton obtenu prend la forme suivante :

$$q(z, t) = \beta(i \pm 2 \operatorname{sech}[\eta(t - \chi z)]) \quad (23)$$

Avec $\rho = \mp 2i\beta$. Il est à noter que pour $\rho = -2i\beta$ et $\beta = 1$, la largeur de bande obtenue est d'environ $T_0 = 1 \text{ ps}$. Les résultats numériques obtenus nous ont permis de suivre la dynamique spatio-temporelle du soliton en régime femtoseconde dans une fibre optique et son comportement sous l'influence des effets non linéaires et de dispersion en évaluant le taux de participation de chaque effet. Les figures 2

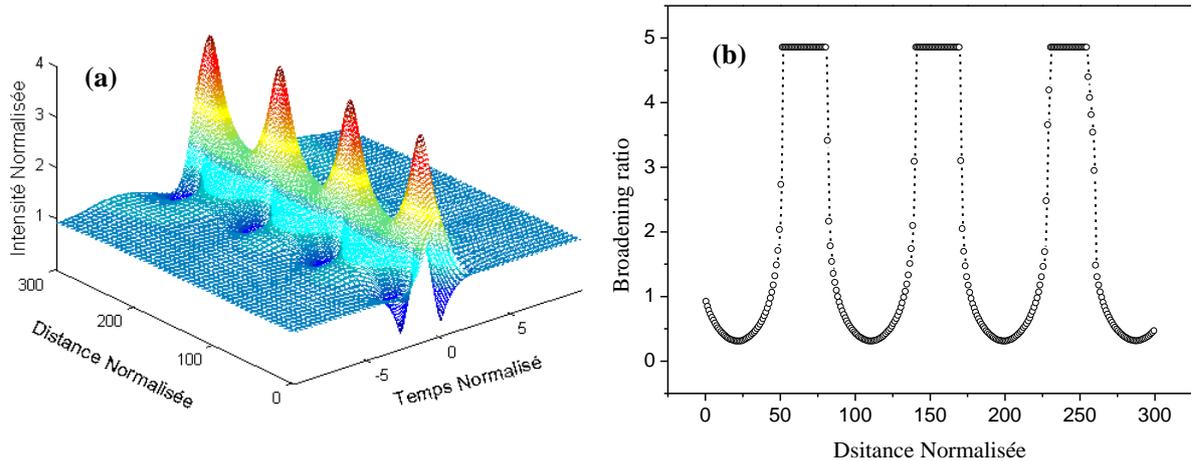


Figure 2: (a) Evolution d'un soliton brillant d'amplitude $\beta\{i - 2 \operatorname{sech} h[\eta(t - \chi z)]\}$ dans une fibre optique avec la valeur de $\beta = 1$ et $N = 0.5$ pour une distance de $Z = 30z_0$. (b) Variation de la largeur de bande en fonction de la distance de propagation.

(a) montre l'évolution spatio-temporelle du soliton en tenant compte d'une grande distance de

propagation allant jusqu'au $z=30z_0$. Une périodicité infiniment stable est clairement constatée sur la figure 2 (b) du taux d'élargissement de la largeur de bande qui montre une phase séparatrice ou le soliton est relativement équilibré.

3. Conclusion

Dans le modèle d'équation considéré, la propagation de l'impulsion se fait dans un milieu caractérisé par un indice de réfraction parabolique ce qui permet de décrire le phénomène de propagation par l'équation de Schrödinger non linéaire contenant les termes non linéaires cubique et quintique et la dispersion de quatrième ordre. L'étude a été renforcée par des simulations numériques réalisées à l'aide de la

méthode de la transformée de Fourier à pas divisé. Cette méthode nous a permis de suivre la dynamique de propagation spatio-temporelle du soliton brillant le long d'une fibre optique en présence des effets non linéaires et de dispersion. Le taux de participation de chaque effet et comment influe sur la dynamique de la propagation du soliton a été aussi étudié.

Références

- [1] G.P. Agrawal and C. Headley III, "Kink solitons and optical shocks in dispersive nonlinear media". Phys. Rev. A 46 (1992), p.1573.
- [2] A. Hasegawa and F.D. Tappert: "Transmission of Stationary Nonlinear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers I. anomalous dispersion", Appl. Phys. Lett. 23(1973), p.142
- [3] M. Gedalin, T.C. Scott, and Y.B. Band,"Optical solitary waves in the higher order nonlinear Schrödinger equation" Phys. Rev. Lett. 78 (1997), p.448.
- [4] Woo-Pyo Hong: "Optical solitary wave solutions for the higher order nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic non-Kerr terms", Opt. Commun. 194 (2001), p. 217.
- [5] Zhonghao Li, Lu Li, Huiping Tian, and Guosheng Zhou: "New types of solitary wave solutions for the higher-order nonlinear Schrödinger equation", Phys. Rev. Lett 84(2000), p.4096.
- [6] W. P. Hong, "Analytical dark solitary wave solutions for the higher order nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic terms". Zeit. Für Naturforschung A, 55(2000), p.397.
- [7] D. Mihalache. N. Truta, and L. C. Crasovan: "Painleve 'analysis and bright solitary waves of the higher-order nonlinear Schrödinger equation containing third-order dispersion and self-steepening term", Phys. Rev. E .56(1997), p.1064.
- [8] S.L. Palacios and J.M. Fernández-Díaz: "Black optical solitons for media with parabolic nonlinearity law in the presence of fourth order dispersion". Opt. Commun. 178(2000), p.457.
- [9] S.L. Palacios: "Two simple ansätze for obtaining exact solutions of high dispersive nonlinear Schrödinger equations". Chaos, Solitons and Fractals 19(2004), p.203

- [10] F. Azzouzi, H. Triki, K. Mezghiche, and A. El-Akrmi. "Solitary wave solutions for High Dispersive Cubic-Quintic Nonlinear Schrödinger Equation". *Chaos, Solitons and Fractals*. 39 (2009) p. 1304.
- [11] S.L. Palacios: "Optical solitons in highly dispersive media with a dual-power nonlinearity law". *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 5(2003), p.180

**TRAITEMENT DES PROCESSUS ET DES MECANISMES DU LASER PAR UNE
APPROCHE PLUS SATISFAISANTE**

Amel BENAHMED, Ahmed LECHEHEB

Laboratoire PMPS, département de physique, faculté des sciences

Université Mentouri de Constantine, Algérie

Amel_Benahmed@yahoo.fr

Résumé:

Une autre description des échanges d'énergie entre les atomes et le champ est traitée dans laquelle le milieu atomique et le champ sont quantifiés. La théorie des perturbations est appliquée à l'étude des processus élémentaires: émission stimulée, émission spontanée et absorption pour déterminer la probabilité de transition pour chaque processus. Des divers mécanismes qui déterminent le profil spectral d'une transition sont étudiés.

Mots-Clés: Interaction atome-champ, Emission spontanée, Profil spectral, approche quantique.

1. a probabilité de la désexcitation d'un atome:

Dans la désexcitation du système, c'est-à-dire le cas où l'énergie de l'atome dans l'état $|2\rangle$ est inférieure à celle qu'il possède dans l'état $|1\rangle$. Dans ce cas l'émission correspond à $n'=n+1$, avec: $E_2-E_1=E_f+\hbar\omega-E_i$ et:

$$P_{1\rightarrow 2} = \frac{\omega}{2\hbar\epsilon_0V} \left| \langle i | \vec{p} \cdot \vec{\epsilon} | f \rangle \right|^2 (n+1) \left(\frac{\sin[(E_2 - E_1)t/2\hbar]}{(E_2 - E_1)/2\hbar} \right)^2 \quad (1)$$

représente la probabilité de la désexcitation d'un atome.

2. L'étude de l'émission spontanée:

Supposant un atome se trouve dans l'état $|i\rangle$. La probabilité pour se désexciter

vers un état $|f\rangle$ en émettant un photon dans le mode $(\vec{\epsilon}_k, \vec{k})$ est :

$$P_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{2\hbar\epsilon_0 v} \left| \langle i | \vec{p} | f \rangle \right|^2 \sum_{\vec{k}} \sin^2 \theta_k \omega_k \left(\frac{\sin[(\omega_k - \omega_f)t/2]}{(\omega_k - \omega_f)/2} \right)^2 \quad (2)$$

Où θ est l'angle entre \vec{k} et le vecteur de transition. Utilisant [1]:

$$N(\vec{k} \in v_k) = 2 \times \frac{v}{(2\pi)^3} \times \int_{(\vec{k} \in v_k)} d^3 \vec{k}$$

Dans la limite du temps longs [2] ($t\omega_f \gg 1$):

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \left(\frac{\sin^2(\omega_k - \omega_f)t/2}{(\omega_k - \omega_f)^2/4} \right) = 2\pi \delta(\omega - \omega_f) \quad (3)$$

Nous obtenons:

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{\omega_f^3}{3\pi\hbar\epsilon_0 c^3} \left| \langle i | \vec{p} | f \rangle \right|^2 t \quad (4)$$

3. L'étude de l'émission stimulée et d'absorption:

La probabilité d'émission d'un photon $P_{e,\vec{k}}$ dans le mode considéré par l'ensemble des atomes s'obtient en intégrant l'expression (3):

$$P_{e,\vec{k}} = \frac{V.N_i}{2\hbar^2\epsilon_0} \left| \langle i | \vec{p} \cdot \vec{\epsilon}_k | f \rangle \right|^2 \frac{n_k \hbar \omega_k}{V} \int_0^\infty d\omega_f \rho(\omega_f) \left(\frac{\sin[(\omega_f - \omega_k)t/2]}{(\omega_f - \omega_k)/2} \right)^2 \quad (5)$$

Pour des temps suffisamment longs, utilisant la relation [3]:

$$\int_0^\infty dx \left(\frac{\sin[(x - x_0)t/2]}{(x - x_0)/2} \right)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left(\frac{\sin xt/2}{x/2} \right)^2 = 2\pi$$

La probabilité devient:

$$P_{e,\vec{k}} = \frac{\pi}{\hbar^2\epsilon_0} (V.N_i) \left| \langle i | \vec{p} \cdot \vec{\epsilon}_k | f \rangle \right|^2 \left(\frac{n_k \hbar \omega_k}{V} \right) \rho(\omega_k) t \quad (6)$$

$\left(\frac{n_k \hbar \omega_k}{V} \right)$ qui représente la densité d'énergie électromagnétique présente dans le mode.

Nous avons traité de façon identique le processus dans lequel un photon du champ est absorbé, l'atome étant excité, donc pour la probabilité d'absorption d'un photon du mode $(\vec{k}, \vec{\epsilon}_k)$ où les atomes passants de l'état f vers i :

$$P_{a,\vec{k}} = \frac{\pi}{\hbar^2\epsilon_0} N_f \left| \langle i | \vec{p} \cdot \vec{\epsilon}_k | f \rangle \right|^2 n_k \hbar \omega_k \rho(\omega_k) t \quad (7)$$

4. Mécanismes d'élargissement spectral :

Nous avons décrit quelques mécanismes d'élargissement et déterminer la fonction $\rho(\omega_{if})$ correspondante, c'est un problème fort complexe. Les différents mécanismes de l'élargissement peuvent être classifiés comme nous avons les définie en deux catégories : élargissement homogène et élargissement inhomogène. Dans le cas d'élargissement homogène; on trouve l'élargissement naturel ou l'élargissement par collisions, alors que dans le cas d'élargissement inhomogène, on traite l'élargissement par effet Doppler.

4. 1. Description de l'élargissement naturel:

La distribution continue de niveaux i et f qui détermine une distribution de fréquences de transition :

$$\rho(\omega_{if}) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma(\omega_{if})}{(\omega_{if} - \Omega)^2 + (\gamma(\omega_{if}))^2} \quad (8) ; \gamma(\omega_{if}) = \frac{1}{2} A_{i \rightarrow f}$$

Où $A_{i \rightarrow f}$ est appelé coefficient d'Einstein [3]. De plus dans le cas d'une transition atomique la largeur spectrale est suffisamment faible pour que l'on néglige également la variation de la fréquence dans l'expression de γ .

Nous sommes ainsi conduits à l'expression de la distribution définissant le profil spectral :

$$\rho(\omega_{if}) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(\omega_{if} - \omega_{if}^0)^2 + \gamma^2} \quad (9)$$

Qui a une forme dite Lorentzienne [4]. La demi-largeur : $\Delta\omega = \gamma = \frac{1}{2} A_{i \rightarrow f} = \frac{1}{2\tau_r}$

4. 2. Description de l'élargissement par collision :

Dans ce cas, nous avons supposé que lorsqu'un atome est en interaction avec les autres atomes dans lequel, l'oscillation se trouve soit interrompue, soit déphasée de façon arbitraire comme le montre la figure (3.1).

Nous déduisons finalement l'expression de la distribution spectrale normalisée comme :

$$\rho(\omega_{if}) = \frac{1}{\pi\tau} \frac{\gamma}{(\omega_{if} - \omega_{if}^0)^2 + \frac{1}{\tau^2}} \quad (10)$$

Nous retrouvons comme dans le cas précédent un profil de Lorentz de demi-largeur à mi

hauteur $\frac{1}{\tau}$. Notons aussi que le profil spectral est inversement proportionnel à la densité du gaz,

le facteur de proportionnalité dépendra de l'atome et de la transition considérée, de la nature des partenaires de collision (mélange avec un gaz étranger), et de la température.

4. 3. Description de l'élargissement par effet Doppler:

La probabilité d'émission d'un photon dans l'intervalle $\omega, \omega + d$ c'est-à-dire, la distribution spectrale du rayonnement émis:

$$\rho(\omega_{if}) = \frac{1}{\omega_{if}^0} \sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi kT}} \exp - \frac{Mc^2}{2kT} \left(\frac{\omega - \omega_{if}^0}{\omega_{if}^0} \right)^2 \quad (11)$$

Qui représente un profil gaussien [5] centré à la fréquence naturelle ω_{if}^0 et demi-largeur à mi-hauteur:

$$\Delta\omega_D = \omega_{if}^0 \sqrt{(2 \log 2) \frac{kT}{Mc^2}}$$

Définissons une vitesse thermique moyenne:

$$v_t = \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2}}, \frac{\Delta\omega}{\omega_{if}} = \sqrt{\log 2} \frac{v_t}{c} = 0,83 \frac{v_t}{c}$$

Notons que le profil Doppler dépend de la température mais non de la densité du gaz, donc tous les atomes du gaz ne sont pas affectés de la même façon. Des atomes possédant des vitesses différentes émettent à des fréquences différentes. L'élargissement Doppler est alors inhomogène.

Conclusion:

Nous avons traité les processus d'absorption et d'émission (stimulée et spontanée) par la théorie quantique où nous avons déterminé la probabilité de transition de chaque processus, de même, nous avons étudié les mécanismes d'élargissement spectral, on peut donc conclure qu'on ne peut pas traiter l'interaction rayonnement-matière d'une manière satisfaisante qu'avec une théorie entièrement quantique.

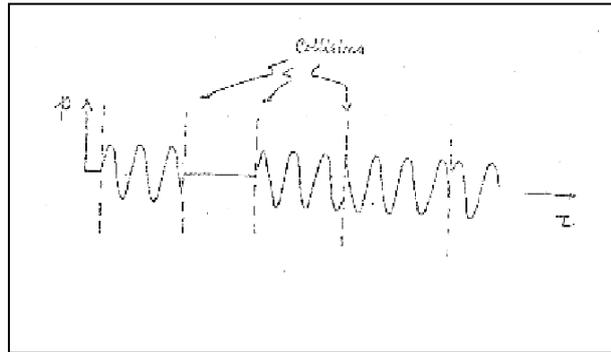


Figure 1: Collisions déphasées et collisions interrompues.

Références :

- [1] P. Lambropoulos, D. Petrosyan, *fundamentals of quantum optics and quantum information*, springer Berlin Heidelberg (2006)
- [2] Grynberg, Aspect Claude Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*, Edition Marketing S.A, Paris (1997)
- [3] Peter W. Milonni, Joseph H. Eberly, *lasers*, Wiley, New York (1988)
- [4] H. Weber, G. Herziger, R. Poprawe, *laser Fundamentals part 2*, quantum optics, springer, Berlin Heidelberg (2005)
- [5] Mohamed Krifa, *Introduction à la physique des lasers*, centre de publication universitaire, Tunisie (2001)

EFFET DE L'ABERRATION SPHERIQUE SUR LA FOCALISATION D'UN FAISCEAU LASER GAUSSIEN

A.Bencheikh^{1,2}, M.Bouafia², A.Medjahed², S.Cherif², K.Mihoubi², B.Bakhouche², K.Ferria²

¹Université Al Bachir Al Ibrahimi Bordj Bou Arréridj.

²Laboratoire d'optique appliquée, Institut national d'optique et de mécanique de précision, Université Ferhat Abbas, Sétif.

Résumé

Dans cette communication on présente une étude accompagnée d'une simulation sur les phénomènes qui sont reliés à la focalisation des faisceaux gaussiens, on va voir le phénomène de décalage focal du maximum d'intensité par rapport au point focal géométrique. Aussi on va étudier l'influence de l'aberration sphérique sur le montant du décalage focal, on va essayer par la suite de compenser le décalage focal par l'introduction d'une aberration sphérique (négative).

Mots clés: Décalage focal, aberration sphérique, superfocalisation.

1. Introduction

Le phénomène de décalage focal, qui se réfère au déplacement axial de l'intensité maximale sur l'axe par rapport au foyer géométrique lorsqu'on focalise un faisceau optique, a fait l'intérêt pour les chercheurs qui travaillent dans le domaine des faisceaux lasers durant plusieurs décennies [1-5]. Le décalage est bien connu, il dépend principalement du nombre de Fresnel du système optique. Aujourd'hui dans ce présent travail on va montrer comment compenser ce décalage par l'introduction d'une aberration sphérique.

2. Théorie

La distribution du champ électrique E_0 d'un faisceau gaussien qui se propage à l'air libre est donnée par l'équation [6-7]:

$$E_0(\rho, z) = \frac{W_0}{W(z)} \exp \left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)} - i \frac{\pi}{\lambda} \frac{\rho^2}{R(z)} \right] \quad (1)$$

Avec:

$W(z)$ est la largeur du faisceau et W_0 sa valeur minimale. $R(z)$: est le rayon de courbure du front d'onde.

Si on focalise ce faisceau gaussien par une lentille parfaite (sans aberration) de focale f , ici on suppose que le faisceau incident est collimaté. La distribution transversale du champ électrique après la lentille le long de l'axe z est donnée par [6]:

$$E(r, z) = C \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2}\right] \exp\left[-\frac{i2\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)\rho^2\right] J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z} r\rho\right) \rho d\rho \quad (2)$$

Pour le cas où la lentille présente une aberration de front d'onde décrite par la fonction du chemin optique $W(\rho)$, la distribution transversale du champ électrique s'écrit dans ce cas comme suit:

$$E(r, z) = C \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2}\right] \exp\left[-\frac{i2\pi}{\lambda}\left\{\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)\rho^2 + W(\rho)\right\}\right] J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z} r\rho\right) \rho d\rho \quad (3)$$

Alors l'intensité devient:

$$I(r, z) = C \left| \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2}\right] \exp\left[-\frac{i2\pi}{\lambda}\left\{\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)\rho^2 + W(\rho)\right\}\right] J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z} r\rho\right) \rho d\rho \right|^2 \quad (4)$$

Cette expression représente l'intégrale générale qui permet de prédire la distribution transversale de l'intensité dans toutes les positions z sur l'axe de propagation.

L'intensité sur l'axe est donnée pour $r=0$ comme suit:

$$I(0, z) = C \left| \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2}\right] \exp\left[-\frac{i2\pi}{\lambda}\left\{\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)\rho^2 + W(\rho)\right\}\right] \rho d\rho \right|^2 \quad (5)$$

Aussi l'intensité transversale au foyer de la lentille de focalisation est donnée pour $z=f$ par l'intégrale suivante [6]:

$$I(r, z) = C \left| \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2}\right] \exp\left[-\frac{i2\pi}{\lambda} W(\rho)\right] J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z} r\rho\right) \rho d\rho \right|^2 \quad (6)$$

3. Calcul numérique et simulation:

A. Intensité axiale:

Comme premier point on trace la distribution longitudinale de l'intensité d'un faisceau gaussien focalisé par une lentille de focale $f=300\text{mm}$, pour montrer le décalage focal produit par la focalisation.

La distribution de l'intensité d'un faisceau laser gaussien focalisé par une lentille de focale f est donnée en fonction de la coordonnée radiale transversale et la coordonnée longitudinale de propagation par la relation (4)

On décompose l'exponentiel en une partie sinus et une en cosinus, on trouve:

$$I(r, z) = \left| \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2}\right] \cos\left[-\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)\rho^2\right] J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z} r\rho\right) \rho d\rho \right|^2 + \left| \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2}\right] \sin\left[-\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)r^2\right] J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z} r\rho\right) \rho d\rho \right|^2 \quad (7)$$

Alors, l'expression qui décrit l'intensité axiale est donnée par l'intégrale suivante [7]:

$$I(0, z) = C \left| \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2}\right] \exp\left[-\frac{i2\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)\rho^2\right] \rho d\rho \right|^2 \quad (8)$$

Pour les valeurs numériques; $f=300\text{mm}$, $\lambda=1.064\mu\text{m}$, on a la courbe suivante:

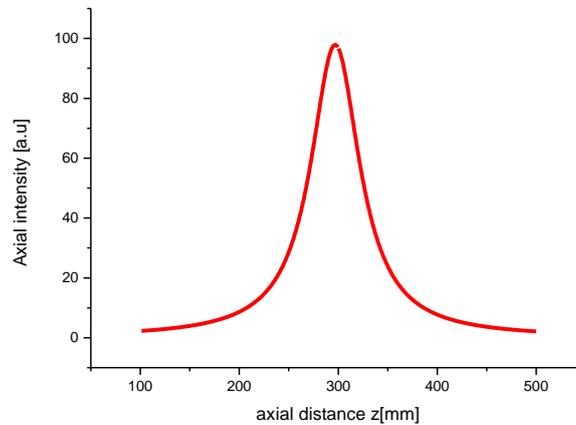


Figure.1 Axial intensity of focused beam by a lens with a focal length $f=300\text{mm}$.

Without aberration, the focal shift is $\Delta f=300-296.8=3.2\text{mm}$.

Pour voir l'influence de l'aberration sphérique sur ce décalage focal, on retracé l'intensité axiale, en introduisant une aberration sphérique négative, de différentes valeurs, on a utilisé, $S=5\lambda$, 50λ , 60λ , 70λ , 80λ , 90λ , 100λ . Les courbes obtenues sont représentées dans la figure suivante.

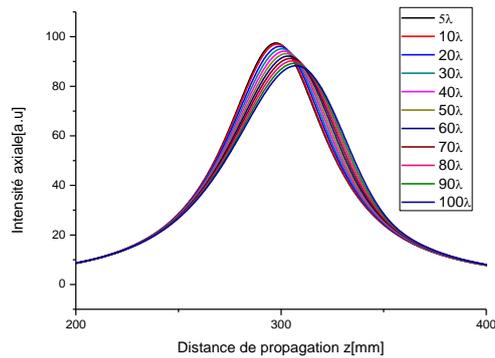


Figure.2 L'intensité axiale d'un faisceau gaussien focalisé par une lentille de focale $f=300$ mm.

Avec différent montant d'aberration sphérique.

A partir des courbes obtenues de la figure.2, on remarque que le décalage focal qui est dû à la diffraction est compensé par une aberration sphérique négative de Coefficient $S=30\lambda=0.03$ mm.

Comme résultat, on dit qu'il est possible de décaler le maximum d'intensité sur l'axe dans n'importe quel sens et n'importe quelle position par le choix de l'aberration introduite.

B. Intensité transversale:

Dans cette section on va calculer la distribution de l'intensité transversale focalisée par une lentille de focal f est qui présente une aberration sphérique $W(\rho)=C_4\rho^4$ (le C_4 est le coefficient de l'aberration sphérique), le calcul de la distribution de l'intensité revient au calcul numérique de l'intégrale de l'équation (5).

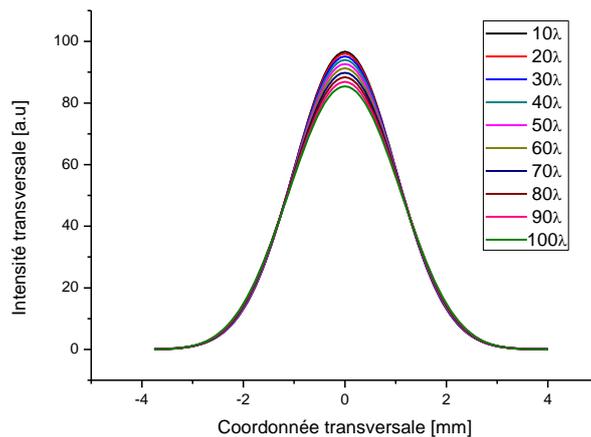


Figure.3 Intensité transversale au foyer de la lentille de focale $f=300$ mm pour différents valeurs de l'aberration sphérique.

En utilisant les fits des courbes des intensités transversales obtenues, on a calculé les largeurs de chaque faisceau en fonction des aberrations sphériques introduites, les résultats sont tracés sous forme d'une courbe représentée dans figure.

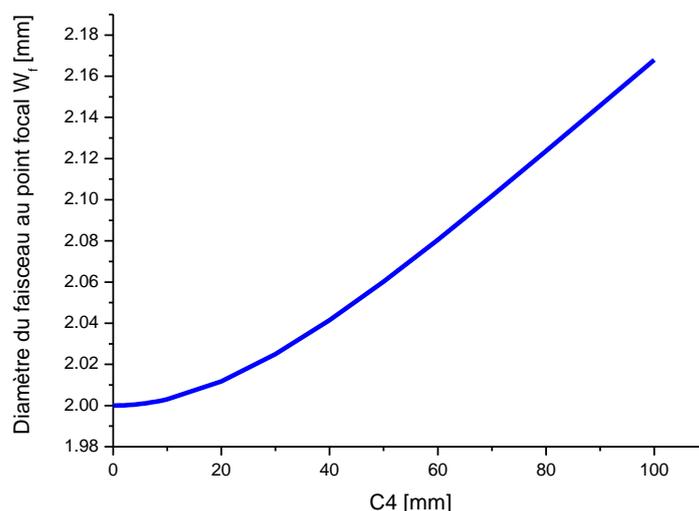


Figure.4 : Variation de la largeur du faisceau au point focal de la lentille de focale $f=300$ mm en fonction de l'aberration sphérique.

La courbe de la figure.4 montre que la largeur du faisceau focalisé par une lentille qui présente des aberrations augmente en fonction de l'aberration introduite.

4. Conclusion:

Dans ce travail on a illustré le phénomène de décalage focal dans les faisceaux lasers gaussiens, par la suite on a montré qu'il est possible de compenser ce décalage par l'introduction d'une aberration sphérique négative. A travers les distributions de l'intensité transversale on a vu que la compensation du décalage focal est accompagnée par une réduction de l'intensité maximale sur l'axe, et à une légère augmentation de la largeur du faisceau.

Références:

- [1]. Y.Li, E.Wolf, FOCAL SHIFTS IN DIFFRACTED CONVERGING SPHERICAL WAVES, 39, (1981) 211
- [2] Y.Li, E.Wolf, FOCAL SHIFT IN FOCUSED TRUNCATED GAUSSIAN BEAMS, Optics communications, Optics communications, 42, (1982) 151

[3] Y.LI and F.T.S. YU, INTENSITY DISTRIBUTION NEAR THE FOCUS OF AN APERTURED FOCUSED GAUSSIAN BEAM, Optics communications, 70, (1989)

[4] M.Martinez-Coral, V.Climent, Focal-switch: a new effect in low-Fresnel number systems, App. Opt.35 (1996) 24-27.

[5] J.J Stamnes, waves in focal regions, Adam Hilger, Bridtol, 1986

[6] A.E.Siegman, Analysis of laser beam quality degradation caused by quartic-phase aberrations, App. Opt.32 (1993) 5893-5901.

[7] Y.Li , New expressions for field distribution in the focal region, Optics Communications 260 (2006) 500–505

LE MARQUAGE PAR LASER A FIBRE DE L'ACIER INOXYDABLE

Rabah BOUTAKA, El-Hachemi AMARA, Farida BRIHMAT-HAMADI

¹CDTA/DMIL, Equipe Traitement des Matériaux par Laser, B.P 17, Baba-Hassen, 16303, Alger

email: amara@cdta.dz

Résumé:

On propose une modélisation 3-D du procédé de marquage par laser. Le phénomène principal pris en compte est l'oxydation de la surface du métal lors de son échauffement par le faisceau laser, qui résulte en la croissance d'un oxyde dans la phase solide. La méthode des volumes finis est mise en œuvre à travers le logiciel CFD Fluent [1]. Des procédures de calcul appelées UDF (User Defined Functions) fonctionnant interactivement avec le solveur Fluent ont été développées pour prendre en compte la spécificité du problème par rapport à la version standard de Fluent. Pour mettre en évidence la croissance de l'oxyde, la technique de déformation du maillage (dynamic mesh) est utilisée pour traiter le problème.

1. Introduction

Le marquage laser est une interaction superficielle entre le faisceau laser et le substrat. Le résultat est une oxydation superficielle colorée, le marquage blanc et noir étant les plus courants. Un film de métal chauffe à une température inférieure au point de fusion, pendant que l'oxygène adsorbé à la surface du métal réagit avec les atomes du métal et une fine couche d'oxyde de structure et composition variables peut se développer. Cette couche d'oxyde augmente l'absorption effective du rayonnement, qui résulte en une variation de la vitesse de chauffage et respectivement une variation de la cinétique d'oxydation.

La distribution de la température $T(x, y, z, t)$ est obtenue à partir de l'équation de conduction de la chaleur dans le cas tridimensionnel, telle que :

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho C_p v T) - \nabla \cdot (K \nabla(\rho T)) = Q \quad (1)$$

où Q est la puissance générée par unité de volume du substrat, K la conductivité thermique du matériau, C_p la capacité de chaleur spécifique, ρ la densité, t le temps, et v la vitesse du procédé.

2. Modélisation

On considère une distribution spatiale gaussienne du faisceau laser de avec une distribution de l'intensité définie comme:

$$I(r) = \alpha I(0) \exp\left(\frac{-r^2}{r_L^2}\right), \quad \text{et} \quad I(0) = \frac{2P}{\pi r_L^2} \quad (2)$$

Le modèle considère la loi parabolique de l'oxydation :

$$\frac{dy}{dt} = \frac{d_0}{y} \exp\left(-\frac{T_d}{T(x, y, z, t)}\right) \quad (3)$$

d_0 (cm²/s) et T_d (K) sont les constantes parabolique de l'oxydation.

A partir de la théorie de Wagner (1933) la solution analytique de l'équation parabolique est [2,3] :

$$y = \sqrt{2d_0 t} = \sqrt{K_c t} \quad (4)$$

avec : $K_c = 2 d_0$

K_c est le coefficient de vitesse de la réaction, et est défini comme :

$$K_c = A \exp\left(\frac{Q_c}{RT(x, y, z, t)}\right) \quad (5)$$

Q_c est l'énergie d'activation (joule/mol), R est la constante de Boltzmann=8,32 (joule/molK). K_c varie en fonction de la température T, et à partir la théorie d'Arrhenius on peut déterminer les constantes de loi parabolique [4,5].

3. Couche d'oxyde formée :

L'acier inoxydable 304L est un alliage fer-Cr de type austénitique, il a été observé qu'à haute température plusieurs couches d'oxyde sont formées, dans notre travail on s'intéresse à la formation du film Cr₂O₃ sur la surface du métal. Une étude expérimentale a été faite pour obtenir les Constantes paraboliques d'oxydation durant la croissance de film. [8]

A et Q_c donnés dans l'équation (5) peuvent être déterminés à partir de données tabulées.

Conditions aux limites : pour la solution numérique de l'équation (1), on prend en compte les conditions aux limites suivantes :

$$-K(\nabla T \cdot \vec{n})_{\Omega} = P - h_c T - \varepsilon \sigma (T - T_a)^4 \quad \text{si } \Omega \in \Gamma \quad (6)$$

$$-K(\nabla T \cdot \vec{n})_{\Omega} = -h_c T - \varepsilon \sigma (T - T_a)^4 \quad \text{si } \Omega \notin \Gamma$$

Où \vec{n} est le vecteur normal à la surface, h_c le coefficient de transfert de chaleur par convection, ε l'émissivité de la surface, σ la constante de Stefan-Boltzmann ($5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$), Ω les surfaces de la pièce traitée, et Γ la partie de surface irradiée par le faisceau laser à un instant t donné, et T_a la température ambiante. Le refroidissement de la pièce a lieu par convection libre (ou naturelle) de l'air

ambient le long des parois de la pièce et par rayonnement thermique de la pièce. Le terme ($h_c T$) est relatif à la convection, le terme ($\varepsilon\sigma(T - T_a)^2$) au rayonnement.

4. Résultats

On donne sur la figure (1) le maillage de la pièce traitée simulée à l'aide du logiciel de dynamique des fluides Fluent.

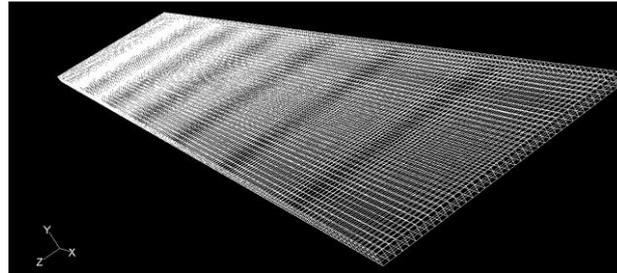


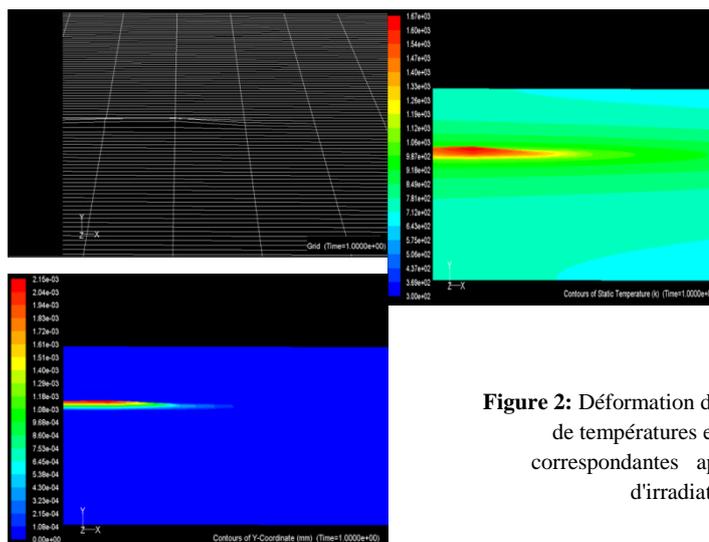
Figure. 1: Maillage de la pièce traitée dont les dimensions sont: $x=10\text{mm}$, $y=0,1\text{mm}$, $z=2\text{mm}$

Les paramètres du faisceau laser et du matériau utilisés dans notre simulation correspondent à:

Puissance laser moyenne $P=4\text{W}$, vitesse $v=2\text{mm/s}$, rayon de la tache focale $r_L=0.5\text{ mm}$,

le matériau étant de l'acier inoxydable 304L, de masse volumique $\rho=7894\text{ kg/m}^3$, de chaleur spécifique $C_p=471\text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, de Conductivité thermique $k_{th}=13\text{ W/m.K}$, et de température de fusion $T_f=1859\text{K}$.

On donne les résultats de la simulation par volume finis, appuyée par les UDFs développées pour mettre en oeuvre la technique de déformation du maillage ou maillage dynamique. On montre sur la figure (2) la déformation du maillage, simulant la croissance d'une couche, et le champs de température correspondant après 1 seconde de traitement.



Après 1 sec avec zoom plus petit

Figure 2: Déformation du maillage, champs de températures et épaisseurs correspondantes après 1 seconde d'irradiation

La figure (3) donne le même résultat que la figure (2) en prenant un plus grand champ d'observation.

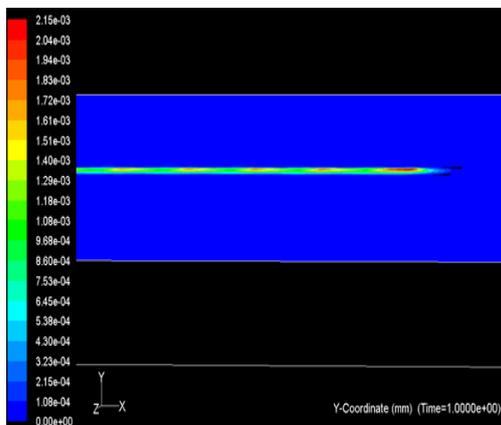
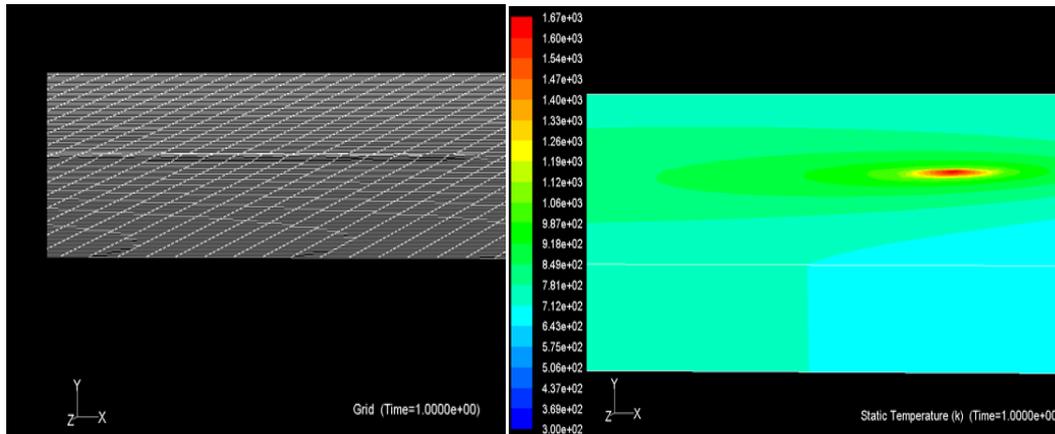


Figure 3: Déformation du maillage, champs de températures et épaisseurs correspondantes après 1 seconde d'irradiation

Sur la figure (4), on reporte les courbes donnant l'évolution de la température et de l'épaisseur de la couche formée en fonction du temps.

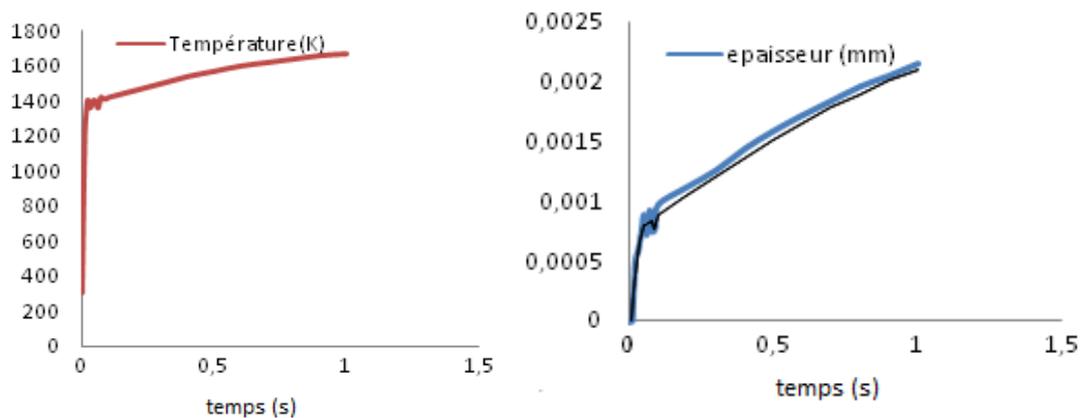


Figure 4: Evolution de la température et de l'épaisseur de la couche formée en fonction du temps

5. Conclusion

A partir des résultats des théories de la croissance d'oxydes qui ont été insérés dans notre modèle, on obtient par la mise en oeuvre de notre modélisation numérique impliquant la résolution de l'équation de la chaleur et l'application d'une technique de maillage dynamique, la croissance d'une couche sur de l'acier inoxydable pour des paramètres laser donnés. Ce résultats devrait faire l'objet d'une confrontation avec l'application expérimentale correspondante.

6. Références :

- [1] Fluent 6.3.26, www.fluentusers.com
- [2] F. Gesmundo, 1992 "Diffusion in Solids and High Temperature Oxidation of Metals", Ed. Trans Tech Publications, p73
- [3] P. Kofstad, 1988 "High temperature corrosion", Ed. Elsevier Applied Science, p55
- [4] P. Arnaud, 1990 "Cours de chimie physique", Ed. Dunod.
- [5] M. Laffitte, F. Rouquérol, 1991 "La Réaction chimique, tome 2: aspects thermodynamiques et cinétiques", Ed. Masson, Paris

MODELING THE OPTICAL PHOTONIC CRYSTAL FIBER

Mohammed DEBBAL

Dept of Telecommunication, University Abou Bekr BELKAID, Tlemcen, Algeria
debbal.mohammed@gmail.com

Abstract:

The increasing demand flow in telecommunication networks requires not only new optical functions but also new optical components. The optical fiber is a transmission channel and ideal choice due to the technique of wavelength multiplexing (WDM) that can transmit signals at speeds of several gigabits / s.

It would make a study of photonic crystal fibers, and a study of the numerical simulation methods allow the simulation of optical properties and has modeled the propagation of light in this fiber type.

An effective index model confirms that such a fiber can be single mode for any wavelength.

Keywords: Optical Telecommunication, V-Parameter, BPM Method, Crystal photonic fiber

3. Introduction

The field of crystal fibers was founded by Russell and co-workers a few years ago by the realization of micro-structured fibers with a periodic array of several hundred air holes running down their length. [1] [2]

Holey fiber, micro-structured fiber or photonic crystal fiber (PCF), as many names which indicate this young branch of the family of optical fibers, has been widely studied because of its special characteristics, such as single-mode operation, dispersion profiles,

By adjusting the structure of the air holes running along the fiber length, endlessly single mode propagation [3], very large single-mode area [4], and ultra wide band WDM transmission [5] have been obtained.

PCF is made of undoped silica with a hexagonal array of air holes running down its length, a central solid defect region in the core [6] (Fig 1).

Air hole in a regular triangular lattice with diameter (d), the space between these air holes is the pitch Λ (center-to-center spacing) (Fig 2).

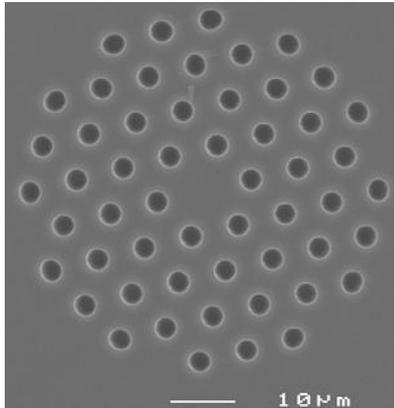


Figure 1: The end face of PCF, without the central hole which leaves a core

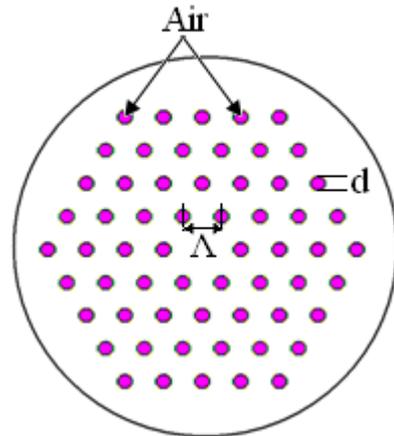


Figure. 2: Structure of the PCF

4. The V parameter

Birks was with the firsts who show that a micro-structured fiber with a full core has an analog compartment as a step index fiber. [3]

In step index fiber the normalized frequency is defined by [7]

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} = \sqrt{U^2 + W^2} \quad (1)$$

with

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \quad (2)$$

and

$$W = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{eff}^2 - n_{cl}^2} \quad (3)$$

λ : The wavelength,

a : is the core radius.

n_{co} : is the core index.

n_{cl} : is the cladding index.

n_{eff} : is the effective index of fundamental guided mode.

U : Normalized transversal phase constant.

W : Normalized transversal attenuation constant.

V parameter determines the number of waveguide modes. That means the fiber is monomode only for the values of V ($V < 2.405$) and if the value of V > 2.405 , the fiber support more modes.

Experimentally the PCF support only a single guided mode over the spectral range from at least $\lambda = 337\text{nm}$ to $\lambda > 1550\text{ nm}$. [7]

An effective V value such as eq. (1) can be defined for the photonic crystal fiber eq. (4), for more detail see ref [3]:

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_0^2 - n_{eff}^2} \quad (4)$$

Here we use the pitch (center-to-center spacing) of the holes Λ .

The parameters defining V_{eff} are all straightforward except for the effective cladding index n_{eff} . We need a numerical method for obtaining the effective cladding index n_{eff} . There are various software packages that can be used.

A mathematically-simpler process was used by [3], based on the approximation contained in fig 2b of the ref. [3].

In Fig. 3, V_{eff} is plotted as function of normalized frequency Λ/λ for values of d/Λ ranging from 0.15 to 0.45 in steps of 0.15.

The horizontal dashed line in plot indicates $V_{eff} = 2.405$ the condition for the fiber to be singlemode.

Nielsen and Mortensen are proved as [8] that V parameter can approximate with a function of type Eq. 5 depending on the wavelength λ , and the structural parameters d and Λ .

$$V\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = \frac{A\left(\frac{d}{\Lambda}\right)}{B\left(\frac{d}{\Lambda}\right) \times \exp\left[C\left(\frac{d}{\Lambda}\right) \times \frac{\lambda}{\Lambda}\right] + 1} \quad (5)$$

In Fig. 4 we show V as function of λ/Λ for d/Λ ranging from 0.20 to 0.80 in steps of 0.05.

The parameter A, B and C are depend on d/λ only, and are describing by the following expressions:

$$A\left(\frac{d}{\Lambda}\right) = \frac{d}{\lambda} + 0.457 + \frac{3.405 \times \frac{d}{\Lambda}}{0.904 - \frac{d}{\Lambda}} \quad (5.1)$$

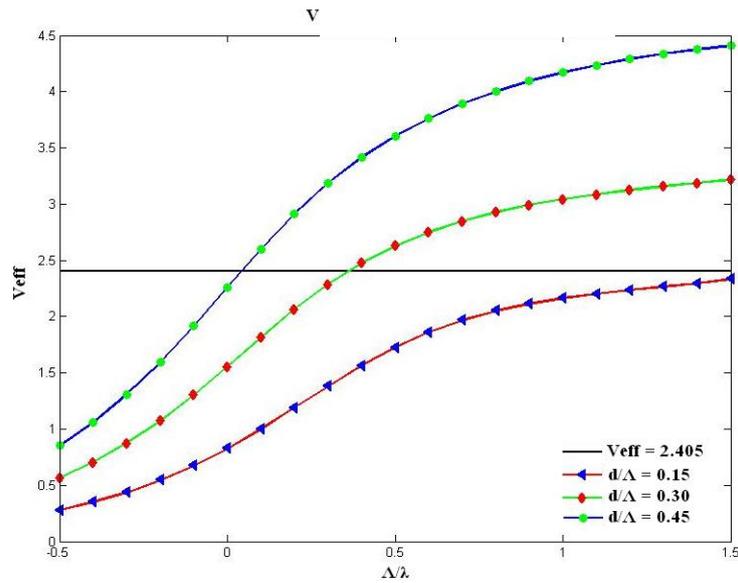


Figure 3: Variation of V_{eff} from Eq. 4 with d/Λ for various relative hole diameters:

$d/\Lambda = 0.15$, $d/\Lambda = 0.30$ and $d/\Lambda = 0.45$, the dashed line indicate $V_{eff} = 2.405$.

$$B\left(\frac{d}{\Lambda}\right) = 0.200 \times \frac{d}{\lambda} + 0.100 + 0.027 \times \left(1.045 - \frac{d}{\Lambda}\right)^{-2.8} \quad (5.2)$$

$$C\left(\frac{d}{\Lambda}\right) = 0.630 \times \exp\left(\frac{0.755}{0.171 + \frac{d}{\Lambda}}\right) \quad (5.3)$$

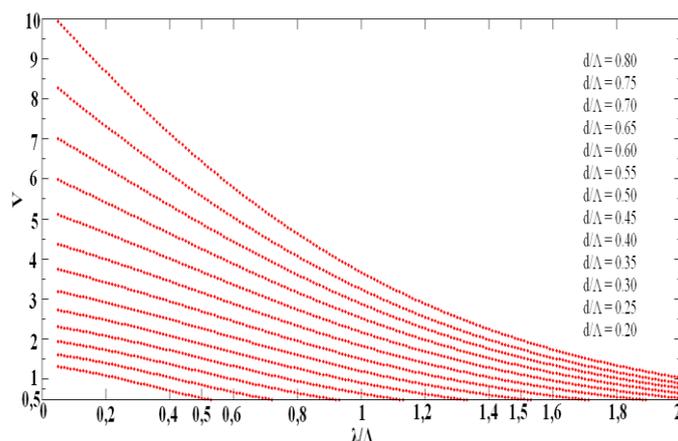


Figure 4: V as a function of relative wavelength λ/Λ for d/Λ ranging from 0.20 to 0.80 in steps of 0.05.

The Eq. 5 constitutes the empirical expression for the V parameter in a PCF with λ/Λ and d/Λ being the only input parameter. For $\lambda/\Lambda < 2$ and $V > 0.5$ the expression gives values of V which deviates less than 3% from the correct values obtained from Eq.1[8].

References

- [1] Knight, Birks, Atkin, Russell; *Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding*, 1996: Optical Fiber Communication Conference, (paper PD3-1).
- [2] Birks, Atkin, Wylangowski, Russell, Roberts; *2D Photonic Band Gap Structures in Fibre Form*, 1996: Photonic Band Gap Materials, Kluwer.
- [3] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell; *Endlessly single-mode photonic crystal fibre*, 1997: Opt Lett(22), 961-963.
- [4] JC Knight, TA Birks, RF Cregan et al; *Large mode area photonic crystal fibre*, 1998: Electron Lett(34), 1347-1348.
- [5] K. Nakajima, Jian Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa, C. Fukai, I. Sankawa; *Ultrawide-band single-mode transmission performance in a low-loss photonic crystal fiber*. 2005: Lightwave Technology, (23.1), 7- 12.
- [6] Birks, T.A, Knight, J.C, Cregan, R.F, Russell, P.St.J; *Single-mode photonic crystal fiber with an indefinitely large core*, 1998: Lasers and Electro-Optics, CLEO 98, Technical Digest.
- [7] M. Koshiba, K. Saitoh; *Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers*, 2004: Opt Lett(29), 1739-1741

[8] Martin Nielsen, Niels Mortensen; *Photonic crystal fiber design based on the V-parameter*, 2003: Opt Express (11), 2762-2768.

CALCUL DES COEFFICIENTS DE TAUX D'IONISATION DU FER HELIUMOÏDE

Samia Dilmi et El-Habib Guedda

VTRS et Institut des Sciences et technologie, Centre universitaire d'El-Oued.,

BP.789, El-Oued 39 000, ALGERIE

E-mail: sam1dilmi@yahoo.fr

Résumé :

Les données atomiques des différents processus atomiques sont indispensables pour les modèles collisionnels radiatifs décrivant les plasmas. Dans ce travail nous présentons nos résultats de calcul des coefficients de taux d'ionisation du fer héliumoïde. Ces types d'ions peuvent exister dans tous les types de plasmas, entre autre les plasmas laser. Nous utilisons une méthode numérique simple pour générer les taux d'ionisation à partir des sections efficaces. Ces dernières sont obtenues par le code FAC (Flexible Atomic Code). Nos résultats de calcul seront comparés à ceux publiés.

Mots clés: Données atomiques, Modèles collisionnels radiatifs, Taux d'ionisation, Sections efficaces d'ionisation.

1- INTRODUCTION.

Plusieurs problèmes liés à l'étude des plasmas de laboratoire, d'astrophysique et de fusion thermonucléaire contrôlée nécessitent la connaissance au préalable de la structure atomique comme les énergies et longueurs d'onde des différents niveaux et les sections efficaces et les coefficients de taux des processus élémentaires dans les plasmas. Cependant, le calcul direct de ces données devient impossible pour les atomes à plusieurs électrons et aussi pour les grands nombres quantiques. Dans ce cas on fait recours aux programmes et codes de calcul. Malgré le nombre important des codes existant pour le traitement des données atomiques, ils sont tous en compétition pour donner des résultats proches de l'expérimental. Le code FAC (Flexible Atomic Code) [1] a été choisi pour calculer les sections efficaces d'ionisation du fer héliumoïde. Les taux d'ionisation du fer héliumoïde seront générés par un calcul numérique.

2- Aspect théorique

Dans le processus d'ionisation par l'électron d'impact, un atome ou ion peut heurter un électron, il s'ionise en cédant aussi un électron :



Où (Z, N) représente un ion de charge Z possédant N électrons.

Les sections efficaces d'ionisation par électron d'impact peuvent être évaluées théoriquement comme fonction du rapport de l'énergie de l'électron d'impact ϵ et le potentiel d'ionisation χ_Z de l'ion de charge Z.

3- Méthode d'évaluation des sections efficaces

Plusieurs équations sont présentées par Kato et al. [2] pour le calcul des sections efficaces et coefficients de taux d'ionisation. Parmi eux on peut citer l'équation de Lotz, Arnaud et al. [3] et celui du groupe de Belfast [4-5]. L'équation de Lotz a été largement utilisée pour le calcul des sections efficaces et les coefficients de taux d'ionisation [6,7]. Lotz déduit la section efficace d'ionisation en se basant sur des données expérimentales pour les ions faiblement ionisés avec des faibles charges Z :

$$\sigma = \sum_{j=1}^{N_e} a_j \zeta_j \frac{\ln u_j}{u_j \chi_j^2} \{1 - b_j \exp[-c_j(u_j - 1)]\} \quad (2)$$

Où $u_j = \frac{\epsilon}{\chi_j}$ est l'énergie de liaison d'un électron dans la $j^{ème}$ sous couche, ζ_j est le nombre des électrons équivalents dans la sou couche j alors que a_j , b_j et c_j sont des constantes qui peuvent être ajustées à partir des données expérimentales et des lois d'échelle.

Le coefficient de taux d'ionisation ($cm^3 \cdot s^{-1}$) est obtenu par intégration de la section efficace sur une distribution maxwellienne:

$$s = 6.7 \cdot 10^7 \sum_{j=1}^N \frac{a_j \zeta_j}{T_e^{\frac{3}{2}}} \left\{ \frac{1}{\chi_j} \int_{\frac{\chi_j}{T_e}}^{\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx - \frac{b_j \exp c_j}{\chi_j + c_j} \int_{\frac{\chi_j}{T_e} + c_j}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y} dy \right\} \quad (3)$$

4- Calcul des coefficients de taux d'ionisation du fer héliumoïde

Le coefficient de taux d'ionisation τ est donné en fonction de la section efficace d'ionisation $\sigma(E)$ par l'équation :

$$\tau = \int v \sigma(E) f(E) dE \quad (cm^3 s^{-1}) \quad (4)$$

$$v = \sqrt{\frac{2E}{M}} \quad ; \quad f(E) dE = \frac{2\sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}}}{T^{\frac{3}{2}} \sqrt{\pi}} dE$$

Où v est la vitesse des particules de masse M; T est la température en (eV); E est l'énergie 'Threshold' d'ionisation de lithium héliumoïde; et $f(E)$ est la distribution maxwellienne pour l'énergie.

4-1- Méthode de calcul

Les sections efficaces d'ionisation du fer héliumöide sont obtenues par le code FAC [1]. Les coefficients de taux d'ionisation seront calculés suivant l'équation (4). Le calcul numérique de l'intégral présenté par l'équation (4) est basé sur la méthode de trapèze.

4-2- Résultats et discussions

Les résultats de calcul des taux d'ionisation du fer héliumöide obtenus seront reportés sur la figure 1. Ces résultats seront comparés à ceux publiés par Kato et al. [2]. En général, une bonne concordance a été remarquée sur les deux courbes de la figure 1. Cependant le tableau 1 montre les erreurs relatives entre les taux de Kato et al (τ_{Kato}) et ceux du présent travail (τ). Les erreurs calculées sont considérables dans la gamme $5 \cdot 10^3$ eV- $4 \cdot 10^4$ eV, alors qu'elles sont trop faibles autour de 1500eV .

Tableau 1: Les erreurs relatives des taux d'ionisation.

T (eV)	τ	τ_{Kato}	$\tau_{Belfast}$	$\Delta \tau / \tau$
1500	8.2352E-15	8.2352E-15		0.00
6100	1.5257E-12	8.9575E-13	5.1379E-13	0.41-0.66
40100	4.2086E-12	4.2086E-12	2.3562E-12	0.00-0.43

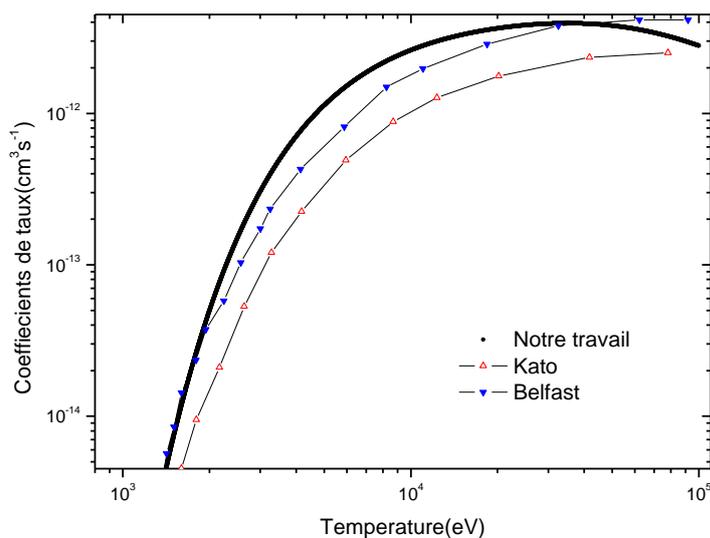


Figure1: Coefficients de taux d'ionisations pour le fer héliumöide

5- Conclusion

Les coefficients de taux d'ionisation du fer héliumöide ont été calculés à partir des sections efficaces. Ces dernières ont été obtenues par le code FAC. Les résultats obtenus sont, généralement, en bonne concordance avec les résultats publiés.

Références

- [1] M. F. Gu, FAC 1.0.7, <http://kipac-tree.stanford.edu/fac/>
- [2] T. Kato et al. NIFS-Data-Series, 14 (1991).
- [3] M. Arnaud and R. Rothenflug, Astron. Astrophys. Supp. Ser. 60 (1985) 425.
- [4] K. L. Bell et al., J. Phys. Chem. Ref. Data, 12(1983) 891.
- [5] M. A. Lennon et al., J. Phys. Chem. Ref. Data, 17(1988) 1285.
- [6] V. P. Shevelko and L. A. Vainshtein, Atomic Physics for Hot Plasmas, IOP Publishing, london, 1993.
- [7] S. M. Younger, JQSRT, 26(1981)329.

**INFLUENCE DE LA DENSITE D'IONS ABSORBANT SATURABLE CR⁴⁺ SUR LA
 PUISSANCE CRETE D'UN LASER A FIBRE PASSIVEMENT Q-DECLENCHE DOPE AU
 Nd³⁺**

H.Djellout^{1,2}, L. Djebala¹, R. Mokdad¹, M.Benarab¹, O. Lamrous¹

1- Laboratoire de Physique et Chimie Quantique, Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou

2- Université Abderahmane Mira de Bejaia.

Résumé :

Dans ce travail nous avons étudié l'influence de la concentration du milieu absorbant saturable (AS) sur la puissance crête des impulsions laser, l'étude de la stabilité linéaire montre que pour une concentration donnée en ions amplificateur Nd³⁺, il existe une plage en concentration AS pour lequel le laser fonctionne en impulsionnel, dans cette plage la puissance crête des impulsions croit avec l'augmentation de la concentration en ions AS Cr⁴⁺ jusqu'à une concentration critique pour lequel le laser passe subitement d'un fonctionnement impulsionnel a un non fonctionnement. On peut regrouper le fonctionnement en impulsionnel en deux groupes : un fonctionnement auto-impulsionnel de forte amplitudes a l'approche de la zone du point critique et un fonctionnement auto-impulsionnel de faible amplitudes loin de la zone du point critique.

Mots clés : concentrations, absorbant saturable, puissance crête.

Introduction:

Model et étude de stabilité linéaire :

Le fonctionnement du laser est régit par trois équations couplées obtenues on utilisant le model ponctuel [1, 2,3].

$$\frac{dF_a}{dt} = \frac{F_a}{t_r} (2n_a \sigma_{21} \Gamma_a l_a - 2n_s \sigma_{s13} \Gamma_{sa} l_s + 2\ln(T_s) + 2\ln(\alpha) + \ln(R_1 R_2)) \quad (1)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = k F_p \frac{c}{\eta_g} \sigma_{03} (N - n_a) - \frac{1}{\tau_{21}} n_a - \left(\frac{c}{\eta_a} \sigma_{21} \Gamma_a \right) F_a n_a \quad (2)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = -n_s F_a \frac{c}{\eta_s} \sigma_{s13} \Gamma_{sa} + \frac{N_s - n_s}{\tau_{s21}} \quad (3)$$

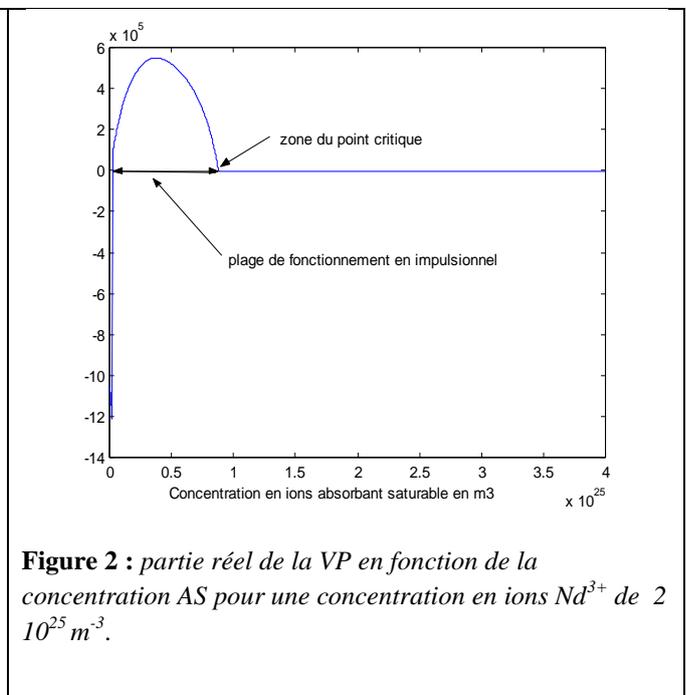
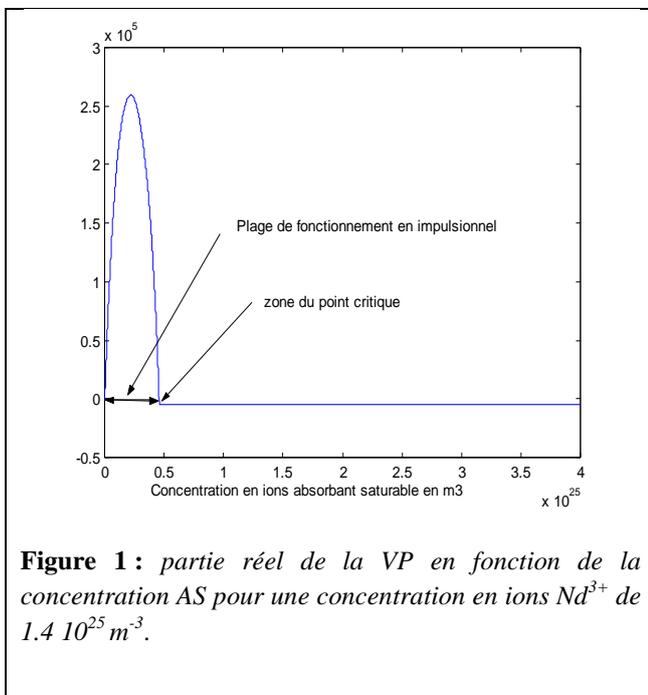
La puissance de sortie du laser est donnée par [4] :

$$P_s = \frac{h\nu \frac{c}{\eta_s} F_a \pi w_s^2 \ln(1/R_2)}{2n_s \sigma_{s13} \Gamma_{sa} l_s + 2 \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) + 2 \ln\left(\frac{1}{T_s}\right) + \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) + \ln\left(\frac{1}{R_2}\right)}$$

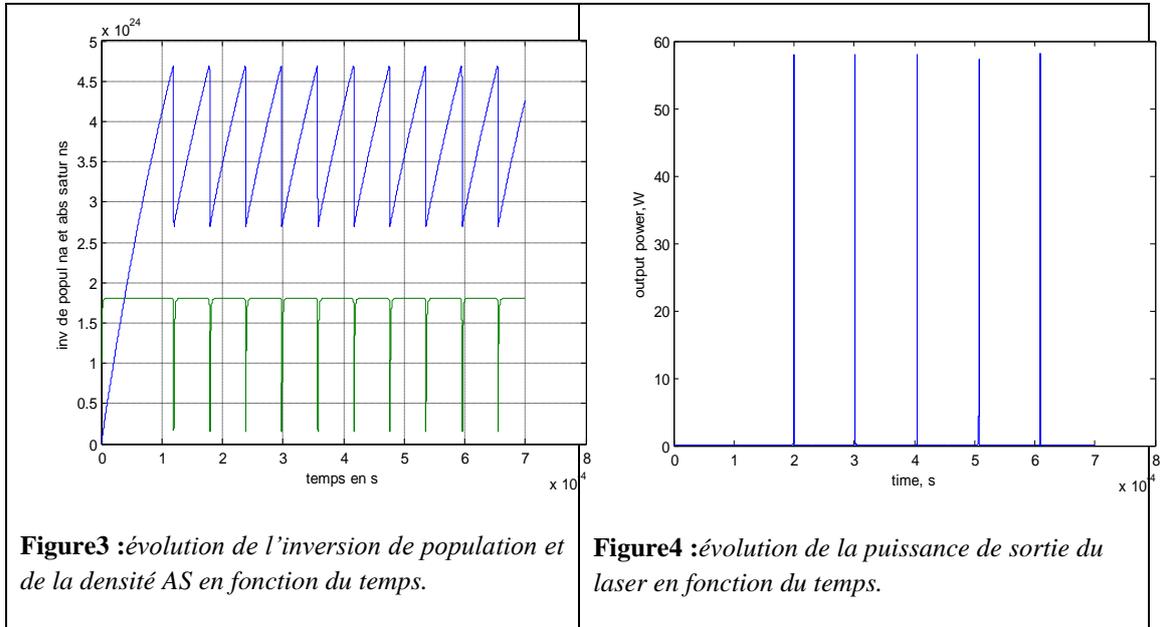
(4)

Les différents paramètres du laser sont ceux donnés dans la Ref [5] à l'exception des concentrations en ions actifs et de la longueur de la fibre amplificatrice dopée Nd³⁺ et celle de l'AS dopée Cr⁴⁺ qui sont respectivement de 1.5m et 0.2m. Nous avons utilisé une longueur de cavité courte pour éviter les effets non linéaires à haute puissance [6]. L'étude de la stabilité linéaire est similaire à celle faite dans la Ref [5], sauf qu'au lieu de suivre l'évolution des valeurs propres (VP) en fonction de la puissance de pompe, nous étudions leur évolution en fonction de la concentration en ions AS Cr⁴⁺ pour une puissance de pompe donnée.

La figure 1 et 2 montre l'évolution de la partie réel d'une des VP en fonction de la concentration en ions AS pour une concentration de la fibre amplificatrice en ions Nd³⁺ de 1.4 10²⁵ m⁻³ (700 ppm) et de 2 10²⁵ m⁻³ (1000ppm) respectivement et une puissance de pompe de 45W. On voit sur la figure 1 que la partie réelle de la VP est positive dans une plage comprise entre environ 0 et 0.5 10²⁵ m⁻³, et celle de la figure 2 elle est comprise entre environ 2.4 10²³ m⁻³ et 0.9 10²⁵ m⁻³, à l'intérieur de cette plage en concentration le laser fonctionne en impulsionnel et au-delà de la zone du point critique c'est-à-dire au-delà de 0.5 10²⁵ m⁻³ dans le cas de la figure1 et 0.9 10²⁵ m⁻³ pour la figure 2, le laser cesse subitement de fonctionner.



Les figure 3 montre l'évolution de la densité de l'inversion de population du milieu amplificateur dopée Nd³⁺ et celle du milieu AS dopée Cr⁴⁺ en fonction du temps pour différentes densité en Nd³⁺ de $1.4 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ (700 ppm) et de $2 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ (1000ppm) et celle du Cr⁴⁺ de $1.8 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$. La figure 4 montre les impulsions obtenues, on remarque qu'on obtient une même puissance crête de 58 W pour différentes concentrations en ions Nd³⁺.



Les figures 5 et 6 montrent l'évolution de la densité de l'inversion de population du milieu amplificateur dopée Nd³⁺ et celle du milieu AS dopée Cr⁴⁺ en fonction du temps pour une densité en Nd³⁺ de $1.4 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ (700 ppm) et de $2 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ (1000ppm) respectivement avec des concentrations en ions absorbant saturable qui sont respectivement de $0.52 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ et de $0.92 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$, c'est-à-dire au voisinage du point critique. Les figures 7 et 8 montrent les impulsions générées par de telles concentrations. Nous remarquons que pour des concentrations en ions absorbant saturable proche de la zone du point critique le laser est optimisé et délivre des puissances crête de plusieurs Kw comparativement au cas où les concentrations en ions absorbant saturable sont loin de la zone du point critique.

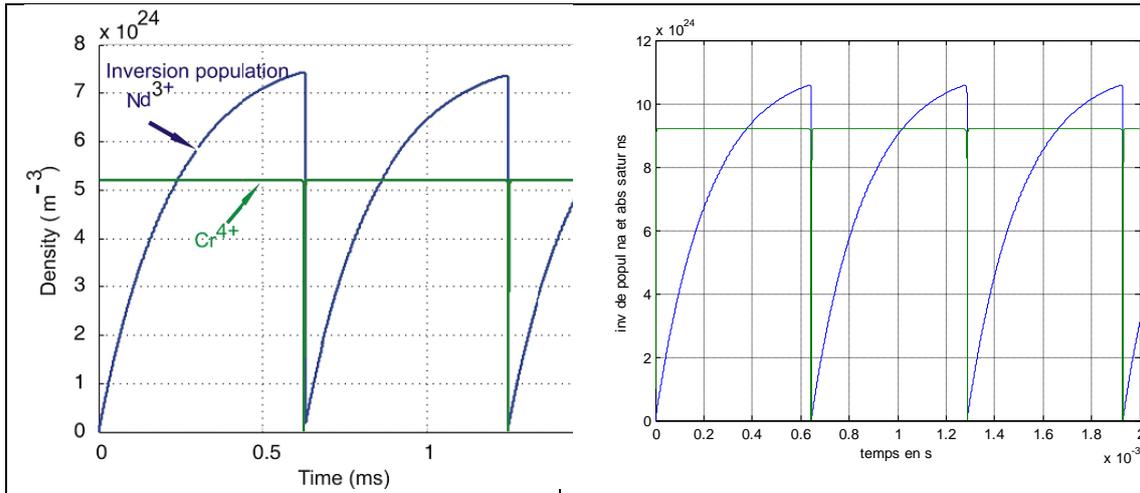


Figure5: évolution de l'inversion de population et de la densité AS en fonction du temps pour une concentration en ions Nd^{3+} de $1.4 \cdot 10^{25}$ et une concentration Cr^{4+} de $0.52 \cdot 10^{25}$.

Figure6: évolution de l'inversion de population et de la densité AS en fonction du temps pour une concentration en ions Nd^{3+} de $2 \cdot 10^{25}$ et une concentration Cr^{4+} de $0.92 \cdot 10^{25}$.

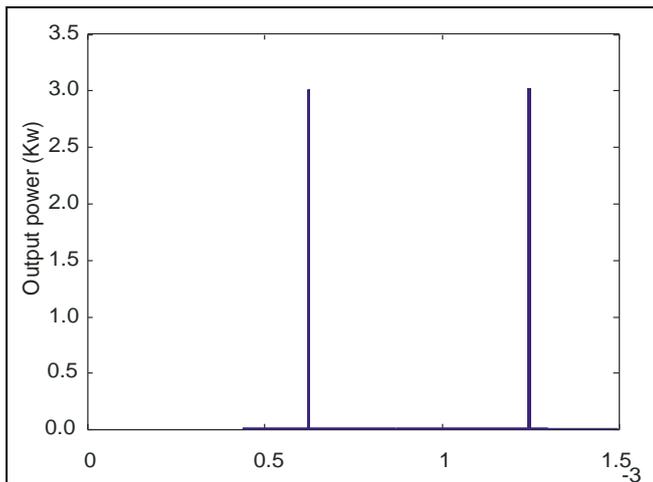


Figure7 : évolution de la puissance de sortie du laser en fonction du temps temps pour une concentration en ions Nd^{3+} de $1.4 \cdot 10^{25}$ et une concentration Cr^{4+} de $0.52 \cdot 10^{25}$.

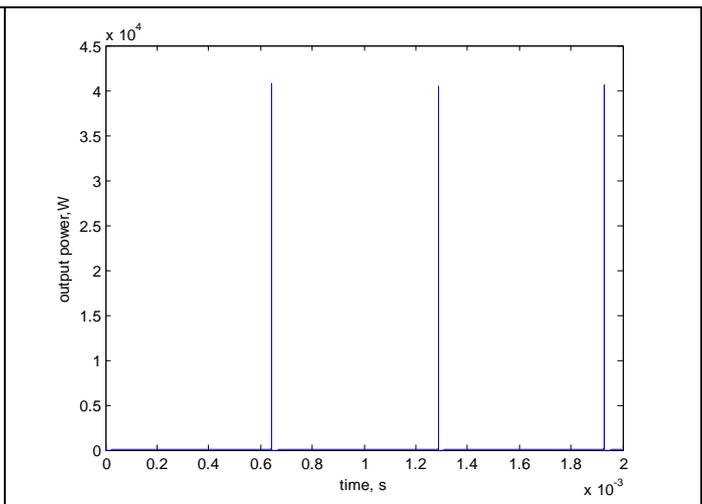


Figure8 : évolution de la puissance de sortie du laser en fonction du temps pour une concentration en ions Nd^{3+} de $2 \cdot 10^{25}$ et une concentration Cr^{4+} de $0.92 \cdot 10^{25}$.

La figure 9 montre l'évolution de la puissance crête des impulsions en fonction de la concentration en ions AS Cr^{4+} pour différentes concentrations en ions amplificateur Nd^{3+} . Pour une concentration en ions Cr^{4+} inférieure à $6 \cdot 10^{21} m^{-3}$ le laser fonctionne en régime continu en passant par un régime de relaxation, ceci peut être expliqué par le fait que le nombre d'ions Cr^{4+} sont insuffisant pour empêcher l'oscillation laser ainsi AS est toujours saturé et donc pas de fonctionnement en impulsions. Pour une concentration donnée en ions Nd^{3+} , nous trouvons une concentration en ions Cr^{4+} pour lequel le laser

Il passe subitement d'un fonctionnement en impulsionnel à un non fonctionnement (voir figure 9). Pour des concentrations en ions Cr^{4+} qui sont au delà du point critique, l'émission spontanée amplifiée produite par les ions du milieu amplificateur Nd^{3+} est insuffisante pour saturer l'absorbant saturable.

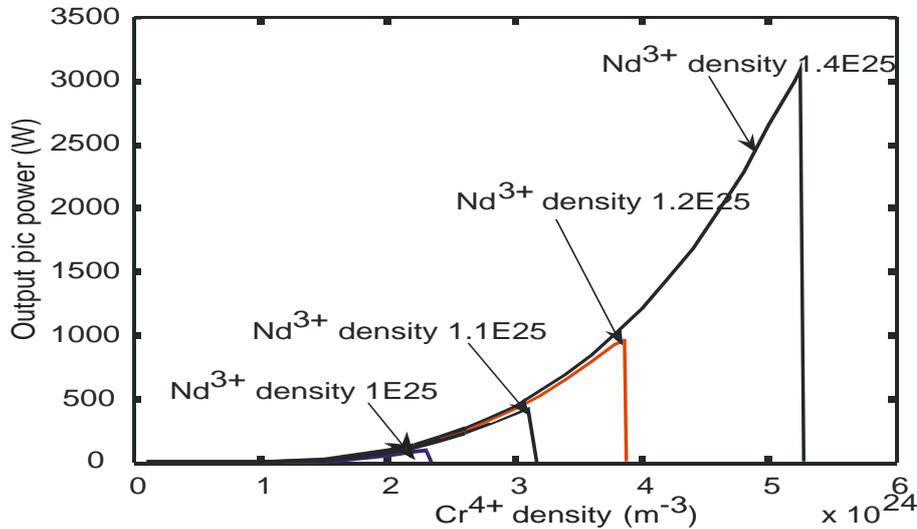


Figure 9 : Evolution de la puissance crête en fonction de la concentration Cr^{4+} et Nd^{3+}

Dans la plage en concentration Cr^{4+} pour lequel le laser fonctionne en impulsionnel on distingue deux fonctionnements : un fonctionnement de faible amplitude (voir figures 3, 4) et un fonctionnement auto-impulsionnel de forte amplitude (voir figures 5, 6, 7, 8). Le comportement auto-impulsionnel de faible amplitude apparaît aisément pour des concentrations qui sont inférieures à la concentration du point critique. Comme l'inversion de population du milieu laser change seulement avec de petites amplitudes, chaque impulsion laser extrait seulement une petite quantité d'énergie. Quand on augmente par contre, la densité des ions absorbants saturables Cr^{4+} des impulsions géantes de largeurs à mi-hauteur de l'ordre de quelques ns apparaissent. Dans ce cas chaque impulsion laser extrait toute l'énergie emmagasinée dans le gain du milieu laser amenant ainsi l'inversion de population à zéro. Le système doit alors disposer de temps pour ramener l'inversion de population à son niveau précédent afin de délivrer une autre impulsion. Ainsi La puissance crête des impulsions obtenues atteint plusieurs Kw.

Conclusion :

A travers l'étude faite dans cet article, nous avons montré que l'optimisation de la concentration en ions absorbant saturable est très importante pour maximiser la puissance crête du pulse laser. Cette concentration en ions absorbant saturable se situe proche de la zone du point critique. Ce dernier est obtenu au point où la partie réelle de la valeur propre du système en fonction de la concentration en ions absorbant saturable devient nulle.

Bibliographie :

- [1] A. Szabo and R. A. Stein, "Theory of laser giant pulsing by a saturable absorber," J. Appl. Phys., vol. 36, 1965.
- [2] *Siegmann, A.E., 1986, Lasers (Mill Vally, CA: Univ. Sci.Books).*
- [3] J. Degnant « Optimization of Passively Q-Switched Lasers» IEEE journal of quantum electronics, vol 31, N°11, 1995.
- [4] L. Chena, S. Zhaoa, J. Zhenga, Z. Chengb, H. Chenb. "characteristics of a passively Q-switched Nd³⁺:NaY(WO4)2 laser with Cr⁴⁺:YAG saturable absorber". Optics & Laser Technology 34. 2002.
- [5] M. Benarab, R. Mokdad, H. Djellout, A. Benfdila, O. Lamrous, P. Meyrueis. "Investigation of the laser pumping power impact on the operating regimes of a laser passively Q-switched by a saturated absorber". Optical Engineering 50(9), 094201 (September 2011).
- [6] *Govind P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 3rd Edition, University of Rochester, Rochester, New York, USA, 2001.*

**RESTITUTION DES PROFILS DE PHASE D'UN INTERFÉROGRAMME
PAR UNE MÉTHODE HAUTE RÉOLUTION**

¹Karima Boumrar, ¹Ali Boukellal, ²Pierre Pfeiffer, ¹Omar Lamrous et ¹Rabah Mokdad

⁽¹⁾ *Université Mouloud Mammeri, Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ), 15000
Tizi-Ouzou, Algérie.*

⁽²⁾ *Université de Strasbourg, InESS, Instrumentation et Procédés Photoniques,
Pôle API, bd. Sébastien Brant, 67400 Illkirch FRANCE
E-mail : boukellal-ali@yahoo.fr*

Résumé:

Dans cette communication est présentée une technique permettant de restituer un profil de phase par analyse d'un interférogramme relatif à une forme 3-D asymétrique simulée définie par son équation mathématique. Cette reconstruction s'effectue à partir des fréquences qui sont déterminées par une méthode paramétrique de type auto régressive (AR). Le choix de ce profil est motivé par une application ultérieure des résultats de cette simulation à une plaque carrée, d'épaisseur uniforme, ayant subi une traction verticale dont le point d'application est décentré. Les bords de cette plaque sont considérés clampés. Dans ce model de traitement, le signal considéré a été assimilé à une sinusoïde dont il faut restituer la fréquence contenant l'information recherchée. Néanmoins une technique de fenêtre glissante a été considérée améliorant la résolution sur le profil reconstruit.

Mots-clés: Interférométrie holographique, Asymétrie, restitution des profils, fenêtre glissante.

I- Introduction

L'interférométrie holographique, par son efficacité dans le domaine métrologique, permet la mesure à haute résolution des déplacements et des déformations dont l'information est contenue dans la phase des signaux interférométriques. Dans ce présent travail est présentée, une technique permettant de restituer un profil d'une forme simulée définie par son équation mathématique en utilisant une méthode paramétrique autorégressive (AR) accompagnée d'une technique de fenêtrage glissant. L'objectif est de pouvoir appliquer les résultats de cette simulation à la restitution de la structure asymétrique d'une plaque d'épaisseur uniforme ayant subi une traction verticale, par analyse de son interférogramme.

II- Théorie

II- 1. Méthode autorégressive

L'intérêt de cette méthode réside dans la possibilité d'obtenir des estimations très précises des paramètres AR (atteignant les bornes de Cramer-Rao pour des rapports signal-à-bruit élevés) même pour un nombre faible d'échantillons [1].

Du fait que l'on puisse prédire linéairement la valeur future d'un signal en se basant sur les observations précédentes, on pourra exploiter le signal en dehors de la fenêtre d'observation pour augmenter la résolution.

Le modèle AR exprime le signal à l'instant n comme étant une combinaison linéaire des p échantillons précédant l'instant n. Le modèle AR d'ordre p est défini par :

$$u(n) = - \sum_{k=1}^p a_k u(n-k) + w(n) \quad (1)$$

Où :{a_k} sont les paramètres AR, w(n) un bruit blanc centré.

En supposant que le bruit w(n) peut être négligé, le signal mesuré x(n) peut être approché par:

$$x(n) = \sum_{k=1}^p a_k x(n-k) \quad (2)$$

Lorsqu'un signal u(n) est approché par le modèle (1), le bruit w(n) correspond à l'erreur de modélisation qui ne vérifie pas forcément l'hypothèse de blancheur. Le signal u(n) correspond donc, au filtrage linéaire du bruit blanc w(n) par un filtre stable de fonction de transfert en z définie par:

$$H(z) = \frac{1}{1 + \sum_{k=1}^p a_k z^{-1}} = \frac{1}{A(z)} \quad (3)$$

Le choix d'un filtre stable impose aux racines du polynôme A(z) d'être de module strictement inférieur à 1, i.e. que ces racines soient à l'intérieur du cercle unité.

Un signal x(n) composé d'une somme de sinusoides s'exprime par la relation de récurrence suivante :

$$x(n) = \sum_{k=1}^K A_k \cos(2\pi f_k n + \phi_k) = - \sum_{k=1}^{2K} a_k x(n-k) \quad (4)$$

Les pôles $Z_k = e^{j2\pi f_k}$ sont les racines du polynôme suivant :

$$1 + \sum_{k=1}^p a_k z^{-1} = \prod_{k=1}^K (1 - Z_k z^{-1})(1 - Z_k^* z^{-1}) \quad (5)$$

Avec: k=1,2,.....K.

Les pôles $Z_k = \exp(j2\pi f_k)$ et Z_k^* complexe conjugué de Z_k , contiennent l'information qui permet d'extraire les fréquences recherchées du signal $x(n)$. Pour pouvoir déterminer les pôles Z_k , l'ordre K du modèle générateur ainsi que ses paramètres a_k doivent être connus.

Par la suite, nous utiliserons le terme «pôles du signal» pour désigner les pôles Z_k , qui contiennent l'information de fréquence:

$$f_k = \frac{\text{Im}(\ln(Z_k))}{2\pi} \quad (6)$$

II- 2. Signal interférométrique

Dans le but de traiter un interférogramme par une méthode autorégressive, il est suffisant de disposer de l'interférogramme à analyser. Lorsque deux ondes cohérentes interfèrent la partie spatiale du signal interférométrique résultant est donnée pour chaque position (x, y) du plan [2,3], par :

$$I(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[\varphi(x, y)] \quad (7)$$

Où : $a(x, y)$ désigne l'intensité de fond et $b(x, y)$ la visibilité des franges.

La phase $\varphi(x, y)$, contient les informations relatives aux déformations mécaniques à étudier.

L'équation (7) donnée en coordonnées cartésiennes peut être exprimée en coordonnées polaires par :

$$I(r, \theta) = a(r, \theta) + b(r, \theta) \cos[\varphi(r, \theta)] \quad (8)$$

II- 3. Traitement des interférogrammes

La forme du profil simulé est définie par son équation mathématique exprimée dans un système de coordonnées polaires par :

$$G_p(r, \theta) = G_0 + \left(2,2 \frac{a}{\pi}\right) * \left(\frac{w}{5r^2 + w^2}\right) \quad (9)$$

Avec: $G_0 = -4.06$; $w = 265,3$; $a = 25050,62$.

Les coordonnées rectangulaires du sommet dont la magnitude est de 62.06 rad (correspondant à environ 10 franges), sont (238, 303). La surface de base est un carré de 600 pixels de côté, comme il est montré sur la figure 1. Cette forme possède la propriété d'être asymétrique et de s'annuler sur les bords.

II- 4. Méthode de fenêtrage glissant

La méthode d'échantillonnage (ou fenêtrage glissant) consiste à prélever sur un signal dont l'évolution est continue en distance, des échantillons représentant l'amplitude des fréquences en fonction de la distance. Dans ce travail on associe cette technique au modèle autorégressif à l'ordre (2).

III- Travaux réalisés

Le Principe de la simulation consiste à analyser l'interférogramme défini par (8) en assimilant la phase au profil initial défini par (9). A cet effet les paramètres $a(r, \theta)$ et $b(r, \theta)$ sont considérés égaux à 0 et 1 respectivement. Pour chaque direction (r, θ) , centrée au sommet du profil, on fait glisser une fenêtre large de 100 pixels par pas de 5 pixels. Pour chaque position de la fenêtre, une fréquence f du signal défini par (8) est déterminée par la méthode AR(2). La méthode appliquée ainsi que les résultats de restitution sont exposés pour une direction définie pour $\theta=0^\circ$.

La figure 3 illustre pour une direction ($\theta=0^\circ$) la fonction en escalier des fréquences calculées pour les différentes positions de la fenêtre. Il est clairement montré qu'à partir de $r=200$ pixels les fréquences sont mal restituées. Pour remédier à cet handicap engendré par les effets de bords, ces fréquences ont été forcées au minimum à partir de cette position.

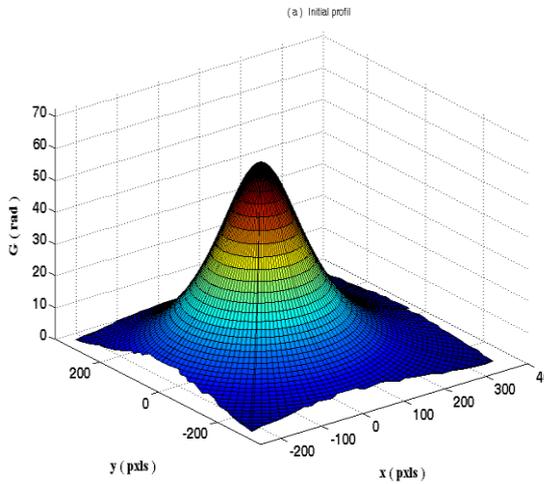


Figure 1 : Profil initial asymétrique en 3D.

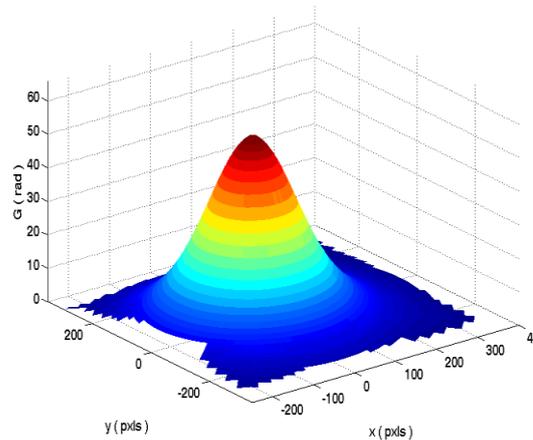


Figure 2 : Profil restitué asymétrique en 3D.

Dans le but d'associer chaque fréquence restituée à la coordonnée correspondant au centre de la fenêtre, les fréquences ont été translatées de 50 pixels correspondant à la demi-largeur de la fenêtre. La variation des fréquences pour r compris entre 0 et 50 pixels a été considérée linéaire. En dernière étape, ces fréquences ont été fittées pour obtenir une fonction f_{fit} représentant la loi de variation des fréquences restituées en fonction de la position r . Le résultat de cette étude est représenté sur la figure 4 illustrant les fréquences f_{mod} obtenues après levée de l'ambiguïté de phase ainsi que f_{fit} . La valeur du profil de phase restituée à la position r_0 est ainsi donnée par:

$$\delta(r_0) = 2\pi \int_0^{r_0} f_{fit}(r - d) dr \quad (10)$$

Où f_{fit} est la fonction de fit des fréquences calculées.

Les valeurs du profil de phases calculées en utilisant (10) ont été fittées pour obtenir la courbe $\delta(r)$ définissant le profil de phase pour chaque position r . Sur la figure 5 est représenté le résultat d'une

étude comparative entre l'inverse du profil initial $[G_{\max}-G(r)]$ et le profil de phase restitué $\delta(r)$ suivant une direction (r, θ) déterminée.

Le profil reconstruit est alors déduit par :

$$G_{rec}(r) = \max[\delta(r)] - \delta(r) \quad (11)$$

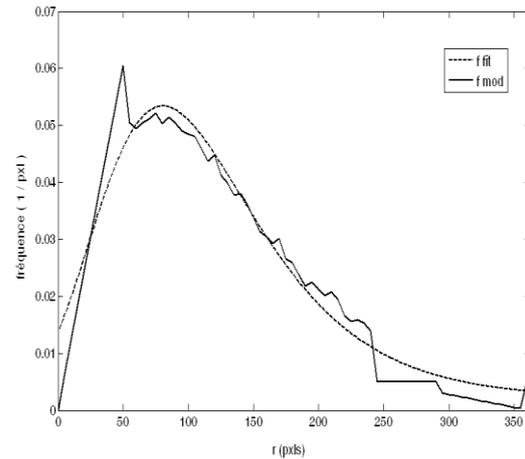
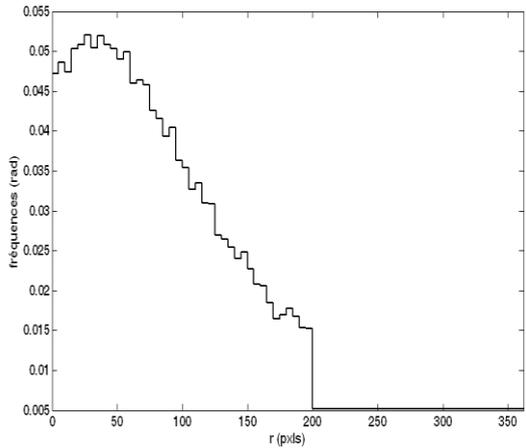


Figure 3 : Fréquences reconstruites par AR2 pour différentes positions de la fenêtre pour une direction $(r, 0)$ donnée. **Figure 4 :** Fréquences restituées après levée des ambiguïtés de phases et courbe de fit.

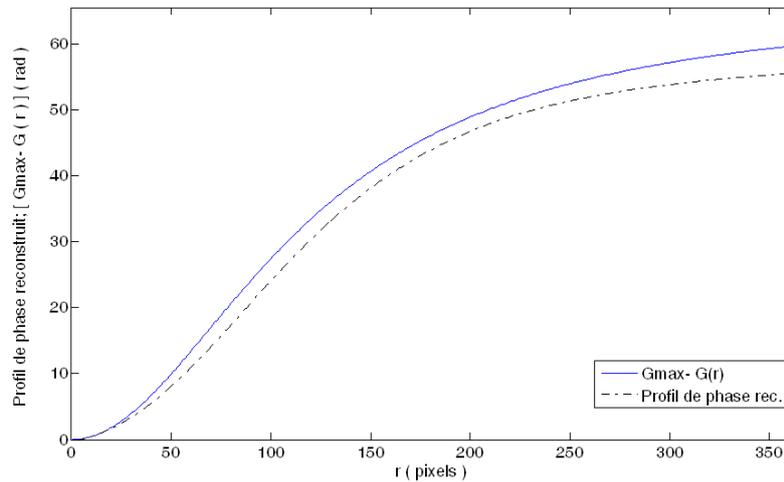


Figure 5 : Comparaison entre le profil de phase initial et l'inverse du profil restitué suivant une direction $(r, 0)$.

Les figure 6(a, b, c, d) représentent l'erreur sur le profil reconstruit en fonction de la position r , définie par $Err = [G(r) - G_{rec}(r)]$, correspondant respectivement à $\theta=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ et 270° .

Il est clairement montré sur ces figures que pour tous ces cas étudiés l'erreur dépasse les 3 radians pour les positions r supérieures à 75 pixels, pouvant ainsi entraver la séparation des franges.

Afin d'analyser tout l'interférogramme, la technique présentée ci-dessus est appliquée pour toutes les positions spatiales en faisant varier θ de 0 à 2π . Ainsi le profil total $G_{rec}(r, \theta)$ a été reconstruit, comme il est montré sur la figure 2 illustrant ce profil en 3D.

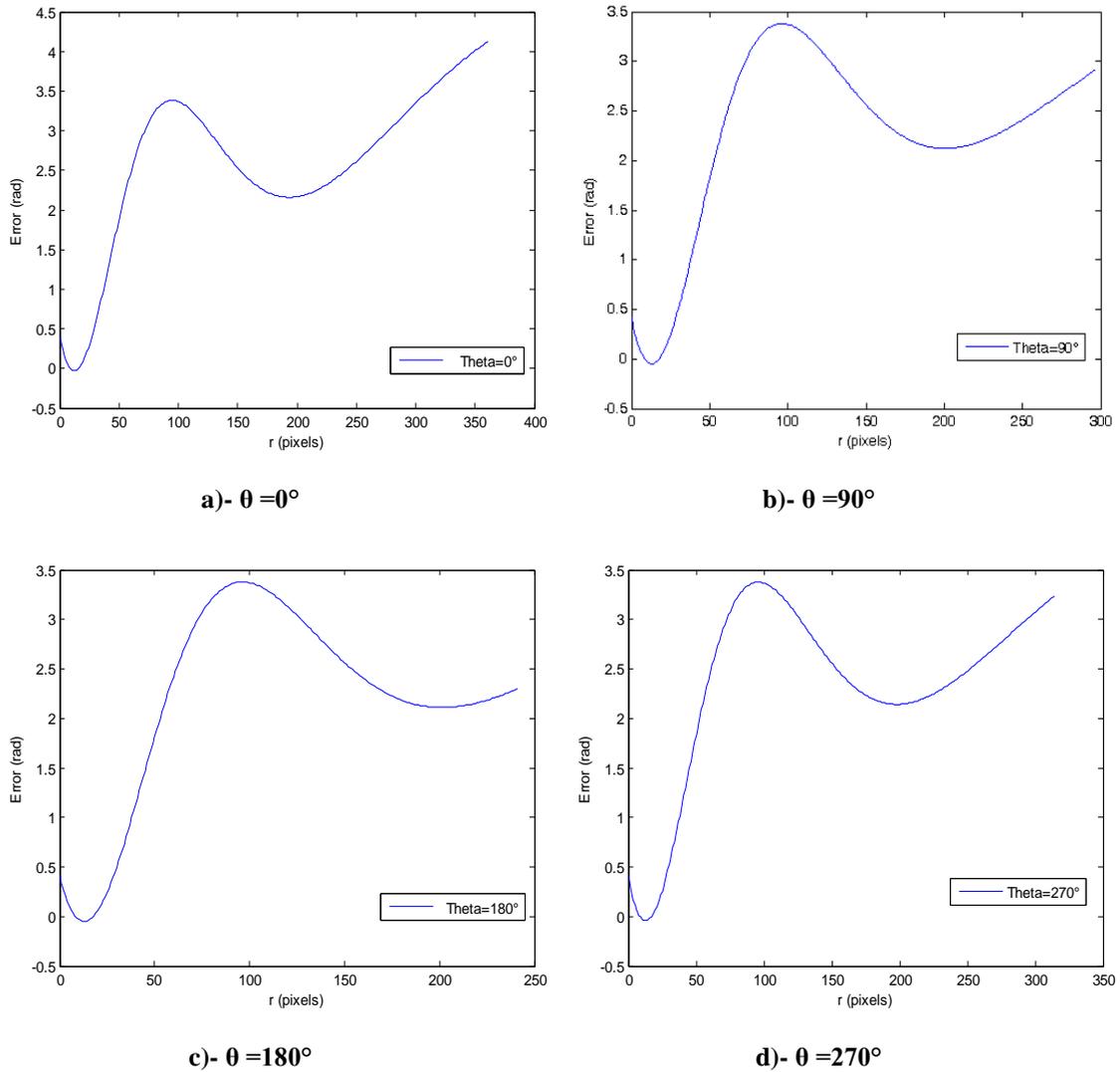


Figure 6 : Erreur sur le profil de phase reconstruit.

IV- Conclusion

L'étude présentée montre que, en usant de simulations numériques, la possibilité de restitution de profils asymétriques par des méthodes paramétriques. Le principe consiste à exploiter des interférogrammes relatifs à des objets dont les formes sont définies par des équations mathématiques. Utilisant des méthodes autorégressives AR les fréquences de restitution ont été déduites par analyse de la phase de la partie spatiale du signal interférométrique porteuse de l'information liée à la déformation étudiée. Afin d'améliorer la résolution de reconstruction une technique de fenêtre glissante a été utilisée. Cependant, à cause des effets de bords et la difficulté du modèle à restituer les faibles fréquences (faibles inclinaisons des pentes), de plus amples hypothèses sont à considérer pour améliorer la résolution et permettre une bonne séparation des franges sur toute la surface de l'interférogramme restitué.

Référence :

- [1] A. DUCASSE, C. MAILHES, F. CASTANIE; Frequency Estimation: Survey of Parametric Methods; Traitement du Signal - Volume 15 - n°2, ENSEEIHT – GAPSE; 1998.
- [2] S. S. GORTHI, P. RASTOGI; Estimation of phase derivatives using discrete chirp-Fourier-transform-based method; Applied Computing and Mechanics Laboratory, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1015 Lausanne, Switzerland; 2009.
- [3] A. FERANDEZ (a), A. DAVILA(b), C. PEREZ-LOPEZ(b), G. MENDIOLA(b), and J. BLANCO-GARCIA(c) ; Algorithm for surface contouring using two-source phase-stepping digital shearography; (a) Departamento de Diseño en la Ingeniería, Universidad de Vigo, Spain, (b)Centro de Investigaciones en Óptica, León-Gto., Mexico, (c) Departamento de Física Aplicada, Universidad de Vigo, Spain,2001.

L'INSTABILITE BRILLOUIN DANS LES LASERS A FIBRE DOPEE DE PUISSANCE.

Djouher Mallek-Bouras ^{a,b,c}, Abdelamid Kellou ^a, Hervé Leblond ^b, François Sanchez ^b

^a *Laboratoire d'Electronique Quantique, Faculté de Physique,*

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene,

B.P. 32 El-Alia Bab-Ezzouar 16111, Alger, Algeria

^b *Laboratoire POMA FRE CNRS 2988, Université d'Angers*

2 Bd Lavoisier, 49000 Angers, France

^c *Université de Mhamed Bouggara de Boumerdes*

djouher.mallek@umbb.dz

Résumé:

Avec l'émergence des fibres dopées aux terres rares, et spécialement la fibre double gaine, l'intérêt pour l'effet Brillouin a repris de l'importance. L'amplification d'un signal continu dans les fibres dopées aux terres rares génère des intensités élevées qui donnent lieu à la génération d'ondes contra-propagatives (l'onde Stokes). L'influence de ce processus est étudiée dans ce présent travail.

Mots-clés: Diffusion Brillouin stimulée, étude dynamique, laser à fibre de puissance.

1. Le Modèle des Amplitudes Couplées (MAC)

Dans ce travail, l'influence de l'effet Brillouin sur la dynamique d'un laser à fibre de puissance, dans une cavité type Fabry Pérot, est décrite par le modèle des amplitudes couplées. Cette approche consiste à considérer deux équations d'inversion de population afin de décrire l'évolution temporelle du milieu amplificateur. On ne tient pas compte des ordres supérieurs des composantes Stokes. Le gain de la diffusion Brillouin n'est plus considéré comme instantané [1]. Les ondes sont décrites en termes d'amplitudes des champs optiques et acoustique et des conditions aux limites. Dans sa forme finale, ce modèle d'amplitudes couplées (1) comprend huit équations, deux pour les inversions de population et six pour les amplitudes des champs optiques et acoustique :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial d_1}{\partial t} &= p - a_1(d_1 + 1) - 2d_1 \left(|e_p^+|^2 + |e_p^-|^2 + \beta \left(|e_s^+|^2 + |e_s^-|^2 \right) \right), \\
 \frac{\partial d_2}{\partial t} &= \gamma p - a_1(d_2 + 1) - 2d_2 \left(|e_s^+|^2 + |e_s^-|^2 + \beta \left(|e_p^+|^2 + |e_p^-|^2 \right) \right), \\
 \frac{\partial e_a^\pm}{\partial t} &= \alpha_a \left(e_p^\pm e_s^{\mp*} - e_a^\pm \right), \\
 \frac{\partial e_p^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial e_p^\pm}{\partial z} &= -g_c e_s^\mp e_a^\pm - \frac{\alpha_c}{2} e_p^\pm + \frac{A_c}{2} (d_1 + \beta d_2) e_p^\pm, \\
 \frac{\partial e_s^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial e_s^\pm}{\partial z} &= g_c e_p^\mp e_a^{\mp*} - \frac{\alpha_c}{2} e_s^\pm + \frac{A_c}{2} (d_2 + \beta d_1) e_s^\pm,
 \end{aligned} \tag{1}$$

d_1, d_2 sont les inversions de populations adimensionnées associées aux ondes laser et Brillouin, e_a^\pm est l'amplitude adimensionnée du champ acoustique, e_p^\pm et e_s^\pm sont les amplitudes adimensionnées des champs optiques laser et Brillouin. Les signes + et - désignent respectivement les ondes aller et retour. t et z sont les variables adimensionnées temps et position respectivement. p est le paramètre du pompage considéré uniforme le long de la cavité. $a_1 = \frac{T_r}{\tau}$, $A_c = \sigma d_0 L$, $g_c = \frac{g_B L |A_0|^2}{2}$ avec $g_B = \frac{2g_e g_a c_a}{\Gamma}$, $\alpha_c = \alpha L$, $\alpha_a = \frac{T_r \Gamma}{2}$, $T_r = 48\text{ns}$ est le temps de transit dans la cavité. $d_0 = 10^{24} m^{-3}$ est la densité des ions dopants, $\tau = 800 \mu s$ est la durée de vie de l'inversion de population, $L = 10\text{m}$ longueur de la cavité, σ est la section efficace d'émission, γ est le paramètre de dichroïsme du pompage. β est le paramètre de saturation croisée. Γ est le coefficient d'amortissement de l'onde sonore. $\alpha = 0.045 m^{-1}$ est le coefficient d'absorption, g_e et g_a sont les coefficients de couplage optique et acoustique respectivement. g_c est le gain Brillouin adimensionné. g_B la constante du gain Brillouin dans la silice. Les conditions aux limites imposées par le dispositif expérimental s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 e_p^+(0, t) &= \sqrt{R_1} e_p^-(0, t), \\
 e_p^-(l, t) &= \sqrt{R_2} e_p^+(l, t), \\
 e_s^+(0, t) &= \sqrt{R_1} e_s^-(0, t), \\
 e_s^-(l, t) &= \sqrt{R_2} e_s^+(l, t).
 \end{aligned} \tag{2}$$

R_1 et R_2 sont les coefficients réflexion des deux miroirs de la cavité optique.

Le seuil laser est déduit analytiquement du modèle (1):

$$P_{th} = \frac{a_1}{1 + \beta\gamma} \left[1 + \beta + \frac{1}{A_c} \left(\alpha_c + \frac{1}{2\ell} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}} \right) \right] \quad (3)$$

Le système d'équations est intégré numériquement en utilisant la méthode de Runge Kutta d'ordre quatre pour le temps et la méthode des différences finies à cinq points pour la position. On s'intéresse à l'évolution temporelle de l'intensité à la sortie de la cavité optique. Pour les simulations numériques on se place dans le cas pratique d'un laser à fibre double gaine dopée Ytterbium. Le paramètre du contrôle $r=p/p_{th}$ est défini comme le rapport du pompage optique sur le pompage seuil.

1. 2. Résultats numériques

Une dynamique très riche et variée, est obtenue en variant le taux de pompage, Pour les taux de pompage les plus élevés un régime quasi périodique s'installe pour une valeur de pompage $r=5,3$. Comme on peut le voir sur la figure (1), La construction du portrait de phase en trois dimensions est faite en utilisant les coordonnées décalées. Elle illustre un tore, voir figure (2). Le diagramme de premier retour montre une courbe fermée mais de faible « ellipticité », et le diagramme de vingtième retour présente une courbe fermée proche de la géométrie habituelle d'un régime quasi périodique, voir figure (3). Le caractère unidimensionnel de diagramme du vingtième retour est la signature du régime quasi périodique à deux fréquences comme le confirme le spectre de Fourier de l'amplitude de l'intensité, voir figure (4).

Pour un taux de pompage $r=5,7$ le portrait de phase présente un tore mais néanmoins particulier car il se replie sur lui-même, voir figure (5). Ce qui se voit sur le diagramme de premier retour et du vingtième. L'application montre une sorte de dédoublement qui montre que la trajectoire évolue sur les deux parties du tore « repliée », et un recouplement de la courbe dû à l'importance de l'harmonique d'ordre deux [2], voir figure (6) et figure (7). Le dédoublement illustré suggère que ce tore est plongé dans un espace de phase de dimension au moins égale à quatre au lieu de trois [3].

2. Conclusion

La prise en compte de la dynamique temporelle de l'onde acoustique dans l'étude de l'instabilité Brillouin dans un laser à fibre de puissance, nous a permis d'identifier un régime nouveau dans le fonctionnement dynamique du laser tel que le régime quasi périodique. Ce dernier provient de la présence de deux ou plusieurs fréquences incommensurables, la trajectoire évolue ainsi selon un tore dans l'espace des phases comme on l'a montré précédemment.

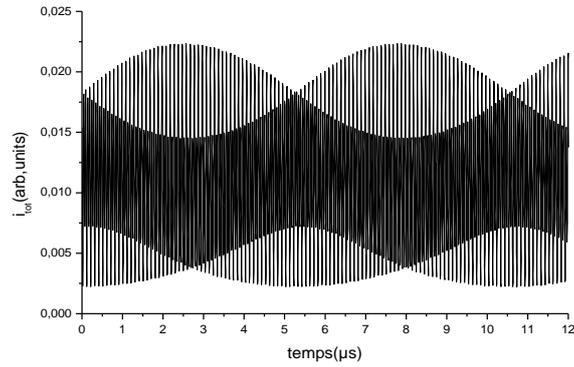


Figure 1: Evolution temporelle à $z=L$ de l'intensité totale pour un taux du pompage $r=5,3$

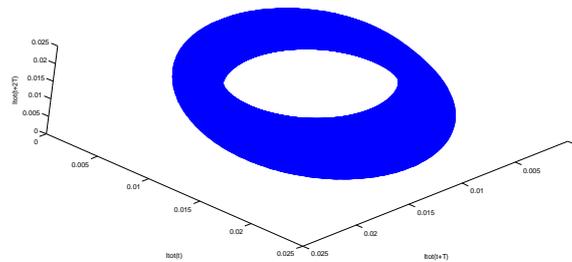


Figure. 2: portrait de phase de l'intensité totale ($i^+ + s^+$) pour un taux de pompage $r=5,3$.

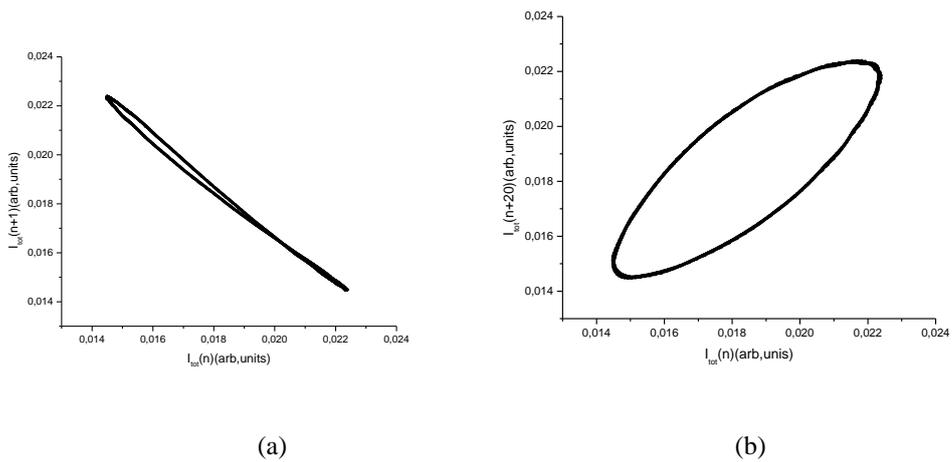


Figure 4: (a) Diagramme de premier retour, (b) diagramme de vingtième retour,
 pour un taux du pompage $r=5,3$.

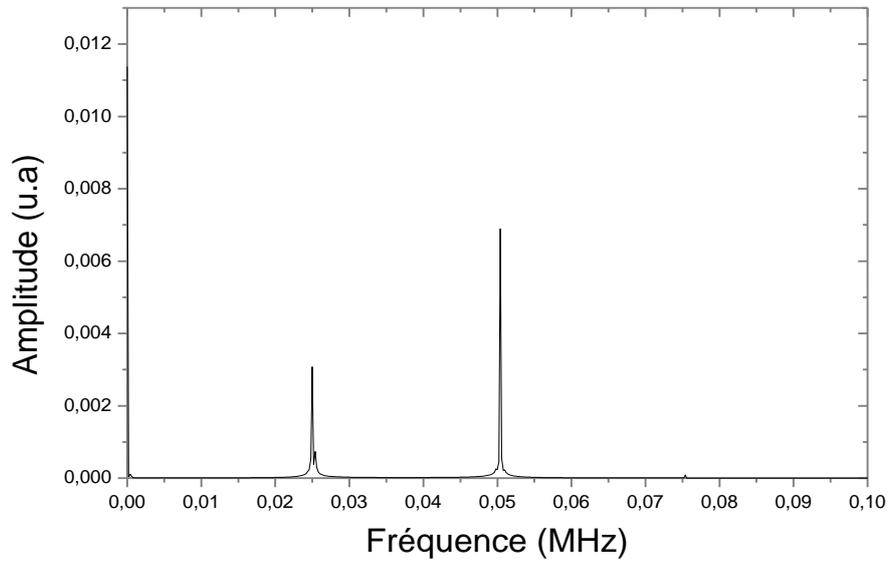


Figure 4: le spectre de l'amplitude de l'intensité pour un taux de pompage $r=5,3$

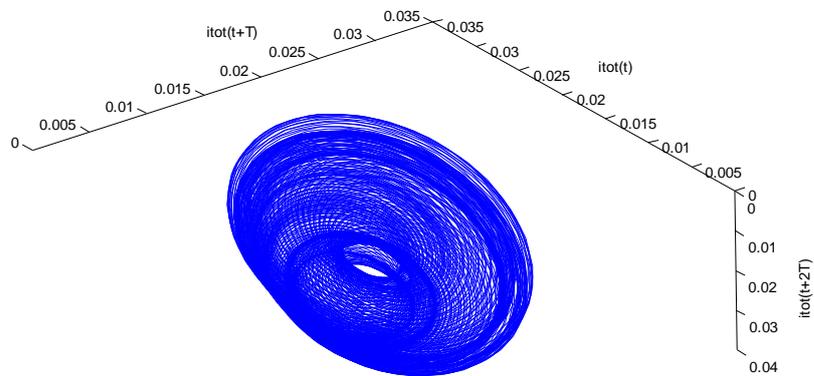


Figure 5: Portrait de phase de l'intensité totale pour un taux du pompage $r=5,7$.

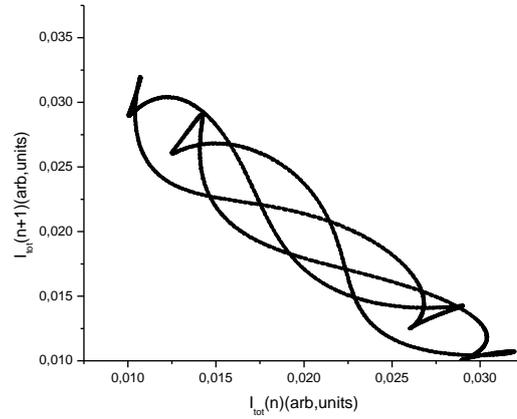


Figure 6: diagramme du premier retour pour un taux de pompage $r=5,7$.

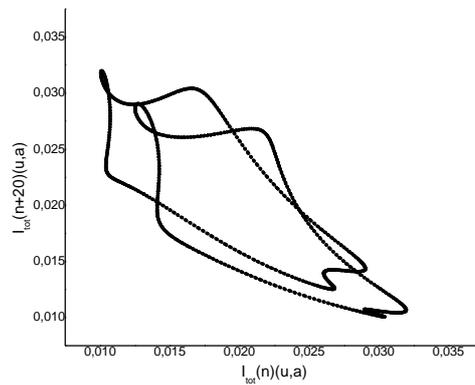


Figure 7: diagramme du vingtième retour pour un taux de pompage $r=5,7$.

Références

- [1] D.Mallek, A.Kellou, H.Lebond, F.Chanchez « Brillouin instabilities in continuously pumped high power fiber lasers », Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials Vol.18, No.1 (2009) 111-120.
- [2] P. Bergé, Y. Pomeau, Ch. Vidal. (1992), « *L'ordre dans un chaos* » Hermann éditeur des sciences et des arts.
- [3] Henry D. I. Arbanal , Reggie Brown, John J. Sidorowich, and Lev Sh. Tsimring. Octobre (1993), “*The analysis of observed chaotic data in physical systems*” Reviews of Modern Physics, Vol. 65, No. 4.

ETUDE D'UN LASER COMPLETEMENT FIBRE PASSIVEMENT Q-DECLENCHE EN MODE LOCKING.

N. BOUDIA, R. MOKDAD, M. BENARAB, H. DJELLOUT, L. DJEBALA et
O. LAMROUS.

Laboratoire de Physique et Chimie Quantique, Faculté des sciences, Université Mouloud Mammeri
Tizi-Ouzou

Mots clés : fibres optique, laser, mode looking, RNLP.

I. Introduction :

Notre contribution portera sur l'étude d'un laser en mode impulsionnel. Le blocage de modes passif est la technique la plus utilisée dans le cas de cette catégorie de lasers, qui utilisent des fibres dopées par des ions terre rare (Erbium, Ytterbium, ...). L'impulsion laser à une longueur d'onde déterminée dépend de la largeur de bande de gain des dopants. Le blocage de modes passif repose sur l'utilisation d'un effet non linéaire capable de produire des impulsions ultra-courtes sans composant actif dans la cavité.

II. Technique de la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation (RNLP) :

Lors de sa propagation dans une fibre optique, une onde lumineuse est sujette à une redistribution constante de son champ sur les deux axes propres de la fibre [1]. Les effets qui en sont responsables sont les effets linéaires de biréfringence de la fibre, mais également des effets non linéaires Kerr et plus particulièrement la modulation de phase croisée. Tous ces phénomènes induisent une rotation de la polarisation de l'onde. Les effets non linéaires étant dépendants de l'intensité de l'onde, celle-ci voit alors une différence de rotation de polarisation entre le centre de pulse et les ailes (Fig.1). De ce fait, par l'intermédiaire d'un polariseur, un filtrage en polarisation permet d'effectuer une sélection en intensité. Selon ce procédé, nous choisissons de garder les fluctuations les plus intenses du champ, ce qui aboutit à générer des impulsions.

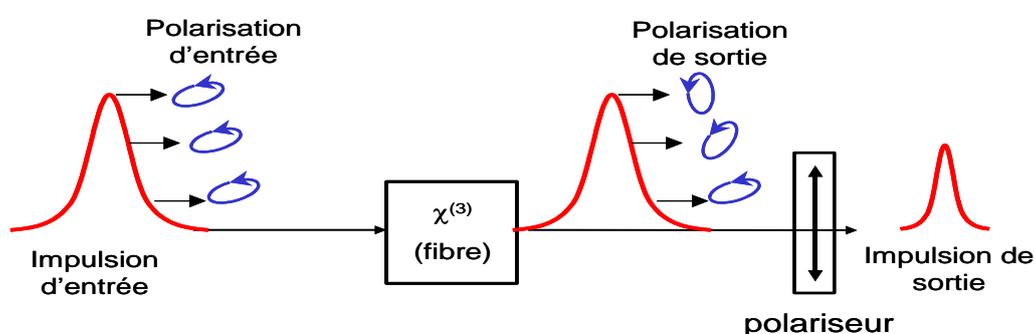


Figure (1) : principe de la technique du verrouillage de modes par la RNLP.

En général les lasers à fibre à verrouillage de modes par rotation non-linéaire de polarisation sont traités par la résolution de l'équation de propagation en régime stationnaire établie par Haus et al. [2] et qui est communément appelée master équation. Cette équation a été obtenue en analysant l'action de chaque élément intervenant dans le fonctionnement du laser et en additionnant leurs contributions sur un tour de la cavité. Cette méthode suppose qu'à l'état stationnaire l'impulsion reste inchangée sur un tour et ne fait que subir un déphasage.

Le champ électrique de l'onde se propageant dans la cavité s'écrit sous la forme :

$$E(t) = u(t) \exp(j\omega_0 t)$$

où $u(t)$ est l'amplitude complexe de l'enveloppe lentement variable à la fréquence ω_0 . L'équation de propagation de l'impulsion dans un laser à verrouillage de modes s'écrit [3, 4] :

$$\left\{ -j\psi + g - l + \left(\frac{g}{\Omega_g^2} + jD \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} + (-j\delta + \gamma)|u|^2 \right\} u = 0$$

où ψ est la phase linéaire accumulée sur un tour, l et g sont les pertes et le gain non-saturé par tour. Ω_g est la largeur de bande du gain traduisant l'effet de filtrage par le gain.

$D = \frac{\beta_2 L_D}{2}$ représente la contribution de la dispersion de vitesse de groupe β_2 de la fibre de longueur L_D alors $\delta|u|^2$ est la contribution de l'auto-modulation de phase du milieu Kerr. $\gamma|u|^2$ représente la modulation d'amplitude introduite par le mécanisme de verrouillage de modes. Cette équation présente une solution de la forme [4, 5] :

$$u_0(t) = A \exp \left(-\frac{t^2}{2\tau_a^2} (1 + j\beta) + j\psi T / T_R \right)$$

u_0 : l'amplitude du champ

β : le chirp

T : le temps de m aller retour

$T_R = T/m$: le temps d'un aller retour

τ : la largeur à mi-hauteur

L'intensité du pulse est donnée par :

$$I(t) = I_0 \left[\operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau} \right) \right]^2$$

III. Résultats de simulation et discussion :

Dans ce travail nous avons calculé l'intensité de pulse pour un laser à verrouillage de modes passive par la méthode dite « rotation non-linéaire de la polarisation » [1,2]. La fibre optique est dopée respectivement par trois ions Néodyme, Ytterbium, Erbium. Le système est pompé par une diode laser en régime continu. Les impulsions obtenues sont de la forme sech^2 [4,5] avec une largeur à mi-hauteur de 16,7 ps pour le Néodyme et 244 fs pour l'Ytterbium à la longueur d'onde de 1,06 μm pour les deux ions. La largeur de l'impulsion la plus courte calculée est de 65,5 fs à 1,55 μm pour l'Erbium.

La fibre optique dopée Néodyme a une longueur 1m, d'une largeur de bande du gain 20nm, le coefficient non linéaire égal a $8,8.10^{-8} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Le système est pompé par une diode laser en régime continu. Il produit des impulsions de la forme sech^2 et d'une largeur à mi-hauteur de 16,7 ps à 1,06 μm . Pour ce laser, la fibre de gain Nd^{3+} à une valeur de dispersion de 1,77 ps/nm.km et de gain de 30 dB et d'énergie de 100 μJ par impulsion. La figure (2) montre l'allure de l'intensité en fonction du temps.

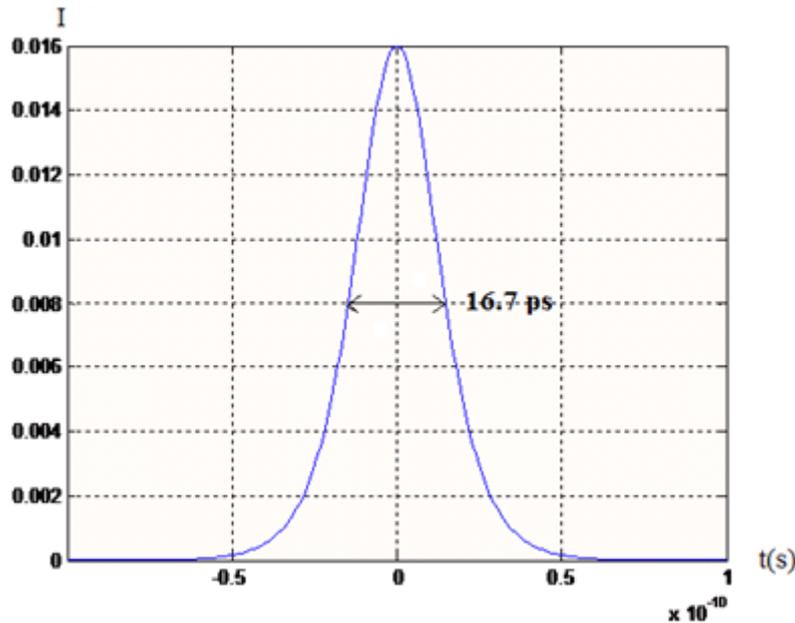


Figure 2: l'intensité du pulse dans le cas d'une fibre dopé Nd^{3+} .

Un laser à fibre dopée Ytterbium émettant des impulsions de 244 fs et de 12 nJ d'énergie par impulsion. Le milieu amplificateur est constitué de la fibre double gain de longueur 3m dopée Ytterbium pompé transversalement par une diode laser, de dispersion anormale égale à $44,4.10^{-4}$ ps /nm.km à 1,06 μm , de largeur de bande du gain $\Delta\lambda_g = 32$ nm, de coefficient de gain du milieu $g=1,9 \text{ m}^{-1}$, $\gamma = 5,8.10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Nous obtenons :

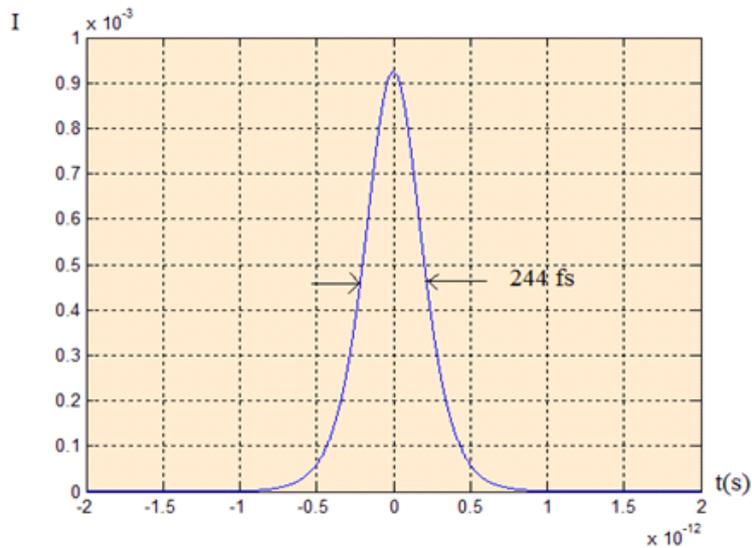
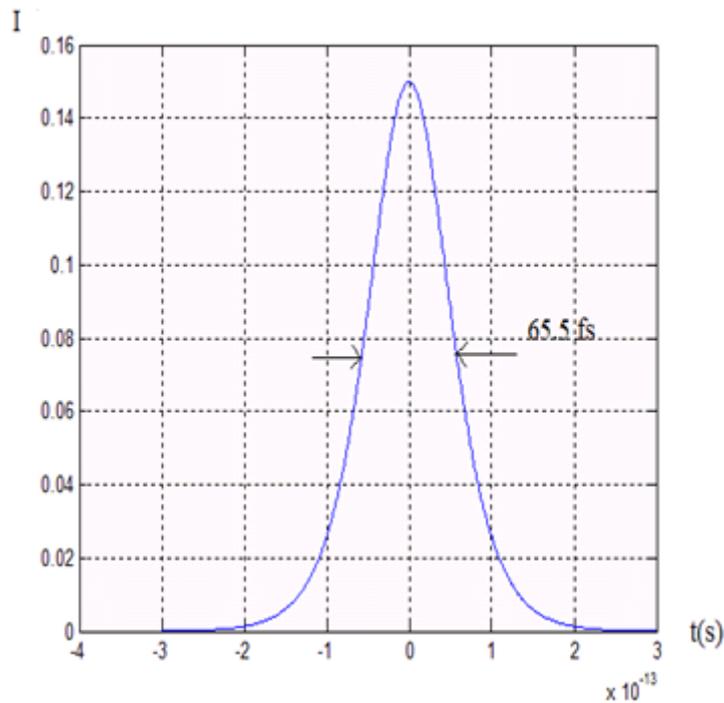


Figure 3 : l'intensité du pulse dans le cas d'une fibre dopé Yb^{3+} .

La fibre optique dopée Erbium à une longueur de 2,5 m, de dispersion 1,7 ps/nm.km à 1,55 μm avec une largeur de bande du gain de 40 nm. Le régime impulsif démarre pour une valeur de pompe environ 70 mW. Le coefficient non linéaire égal à $6,84 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ et du gain $1,2 \text{ m}^{-1}$. Les impulsions les plus courtes calculées ont une durée égale à 65,5 fs (figure(4)), d'énergie 100 μJ par impulsion.



Figure(4) : Evolution temporelle de l'intensité du pulse dans le cas d'une fibre dopé Er^{3+} .

Comparaisons des résultats :

Les dopants	Largeur à mi-hauteur théorique en régime de verrouillage de modes	Largeur à mi-hauteur expérimentale en régime de verrouillage
Nd^{3+}	16.7 ps	16.0 ps [6]
Yb^{3+}	244.0 fs	294.0 fs [7]
Er^{3+}	65.5 fs	76.0 fs [8]

Nous avons présenté les résultats de la génération d'impulsions courtes pour les différents dopants (Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+}), les résultats théoriques sont comparable avec ceux trouvés dans les résultats expérimentaux.

Conclusion :

Le verrouillage des modes permet d'atteindre des durées d'impulsion laser plus courtes que celles obtenues par d'autres méthodes de génération d'impulsions laser. En comparant les largeurs à mi-hauteur calculées pour les trois dopants on peut conclure que le choix d'un dopant de grande largeur de bande de gain génère des impulsions très courtes.

References:

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3th Ed (Academic Press, Boston, 2001).
- [2] H. A. Haus, E. P. Ippen, and K. Tamura, "Additive-pulse mode locking in fiber lasers," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 1, pp. 200-208, 1994.
- [3] A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, M. Salhi, C. Özkul, and F. Sanchez, "Mode-lock, Qswitch and CW operation of an Yb-doped double-clad fiber ring laser," *Opt. Commun.*, vol. 198, pp. 141-146, 2001.
- [4] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Structure for additive pulse mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, no. 10, pp. 2068-2076, 1991.
- [5] O. E. Martinez, R. L. Fork, and J. P. Gordon, "Theory of passive mode-locked lasers for the case of a nonlinear complex-propagation coefficient," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 5, pp. 753-760, 1985.
- [6] M. Rusu, S. Karirinne, M. Guina, A. B. Grudinin, and O. G. Okhotnikov "Femtosecond Neodymium-Doped Fiber Laser Operating in the 894–909-nm Spectral Range" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, N°. 4, April 2004.
- [7] M.E.Fermann J.M.Dudley "self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers" (2000).
- [8] L.E. Nelson, D.J. Jones, K. Tamura, H.A. Haus, E.P. Ippen "Ultrashort-pulse fiber ring lasers" *Appl. Phys. B* 65, 277–294 (1997).

ÉTUDE DE LA PROPAGATION D'UNE IMPULSION COURTE EN CAVITE LASER AVEC UN LOGICIEL DE SIMULATION NUMERIQUE

Saïd. TERNICHE, Abdelhamid. KELLOU, Aïcha. KERMAOUI, Rachid. SI FODIL

Rezki. BECHEKER

Laboratoire Electronique Quantique, USTHB, BP 32 El-Alia, Bab Ezzouar Alger

Email : sterniche@yahoo.fr

Résumé:

Le but de cette représentation est de montrer les potentialités (Rapidité de calcul, accès à la dynamique, faisabilité d'études systématique) de l'étude numérique de la dynamique non linéaire en cavité laser assistée par logiciel. Nous allons donner comme exemple, un type de cavité complètement fibrée constituée de plusieurs éléments et étudier par la suite les paramètres physiques d'une impulsion se propageant dans cette cavité, en déterminant ses caractéristiques à la sortie. Les résultats obtenus sont intéressants tout en projetant de les vérifier expérimentalement en réalisant des montages semblables à ce type de cavités.

Mots clés : Fibre optique, Impulsion courte, bande passante, largeur spectrale

1. Introduction

La dynamique de la propagation d'une impulsion intense dans une fibre optique est très riche, plusieurs travaux expérimentaux ont été réalisés mettant en évidence les effets non linéaires régissant les propriétés physiques de l'impulsion. La modélisation numérique de ce type de phénomènes étant complexe, vu le nombre important des paramètres intervenants dans l'équation de propagation des impulsions dans des milieux non linéaires. Nous avons utilisé dans cette étude un logiciel commercial (*Fiberdesk*) qui permet de simuler la propagation d'une impulsion laser courte dans une fibre. Nous avons pris comme exemple l'étude de la propagation d'une impulsion dans une cavité complètement fibrée constituée de plusieurs éléments. L'objectif était d'optimiser les caractéristiques de l'impulsion à la sortie, notamment le rapport des largeurs spectrales, en variant les paramètres de simulation.

2. Présentation du logiciel

La Figure 1 montre l'interface graphique du logiciel utilisé. Sur la gauche de la fenêtre, nous pouvons introduire les paramètres de propagation dans le guide. La prise en compte de la dispersion chromatique est réalisée soit en introduisant les valeurs des coefficients du développement en série de Taylor de la constante de propagation, soit à partir d'une structure idéale de fibre microstructurée air-silice en indiquant le diamètre des trous d'air d et l'espacement entre les trous. Le profil de l'impulsion

de pompe est déterminé dans la fenêtre « create pulse » (Figure 2), dans laquelle nous introduisons les différents paramètres de l'impulsion.

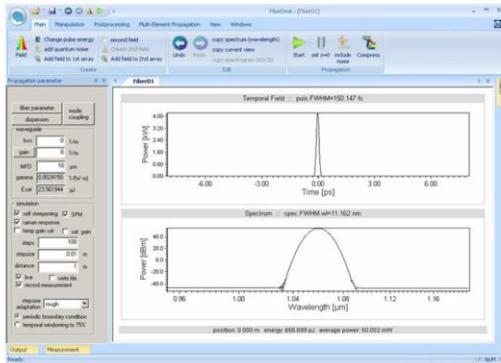


Figure 1 : Interface graphique du logiciel comprenant sur la gauche les paramètres de propagation, au centre l'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion

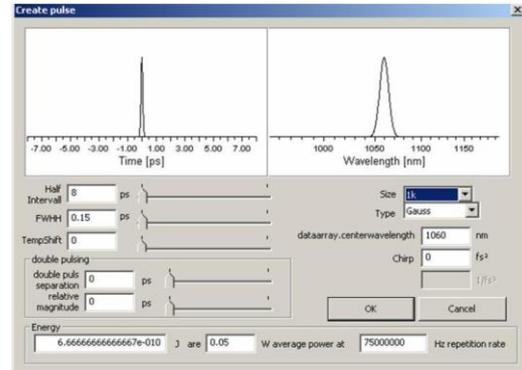


Figure 2 : Fenêtre de saisie des caractéristiques de l'impulsion d'entrée

Le modèle numérique est basé sur la résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger, ainsi que l'incorporation de termes additionnels: Gain laser, bande passante, pertes et l'incorporation d'absorbant saturable [1] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A + \sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} A + i\gamma \cdot (1 + f_R) \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) |A(z, T - \tau)|^2 d\tau \right) \quad (1)$$

Ce logiciel de simulation a notamment été utilisé dans plusieurs travaux de recherche publiés récemment [2, 3-7].

3. Paramètres de simulation

La cavité dans notre cas est constituée de cinq éléments qui sont :

Le Milieu amplificateur (EDF) ; Une fibre standard (SMF) ; Une fibre compensatrice (SDF) ; Un absorbant saturable (SA) et un coupleur de sortie (OC). Le tableau suivant résume les principaux paramètres utilisés dans la simulation :

Tableau. 1 : Caractéristiques de la cavité

Eléments	Pertes	gain	MFD	Longueur (m)	Dispersion (ps/nm/km)
Milieu amplificateur (EDF)	0	1,32	6	2,2	-12,5
Fibre standard (SMF)	0	0	10	10,4	17
Fibre compensatrice (SDF)	0	0	10	Variable	-91
Miroir de sortie (OC)	Variable	0	7	0,01	0

Dans les simulations, nous avons pris en compte les effets non linéaires d'automodulation de phase, de modulation de phase croisée, de mélange à quatre ondes ainsi que la diffusion Raman. Les effets de biréfringence ne sont pas pris en compte ; nous considérons alors que la propagation s'effectue sur un seul axe de polarisation de la fibre.

L'impulsion injectée est caractérisée par : Une gaussienne avec $\lambda_0=1550\text{nm}$, $T_0=0.15\text{ps}$ et $E=100\text{pJ}$.

4. Etude de l'influence de la longueur de la fibre compensatrice

Dans cette partie nous avons varié la longueur de la fibre Compensatrice SDF de manière à obtenir différentes valeurs de la dispersion moyenne dans la cavité.

Pour calculer la longueur qui correspond à une valeur donnée de la dispersion, nous avons utilisé la formule suivante [8] :

$$L_{SDF} = [149.3 - 12.6 * D_{moy}] / [91.71 + 12.6 * D_{moy}] \quad (2)$$

Pour chaque valeur de la dispersion, nous avons tracé plusieurs courbes qui représentent les différentes caractéristiques de l'impulsion. Nous allons présenter dans ce qui suit:

- La variation de l'énergie maximale en fonction de L_{SDF} pour 1 tour de cavité.
- Evolution de la largeur spectrale.
- La variation de $\Delta\lambda_{Max}$ pour 1 tour de cavité.
- La variation de $R_\lambda = \Delta\lambda_{Max} / \Delta\lambda_{Min}$ pour 1 tour de cavité.

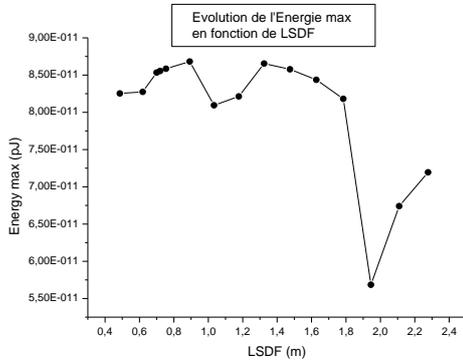


Figure 3 : Variation de l'énergie maximale en fonction L_{SDF}

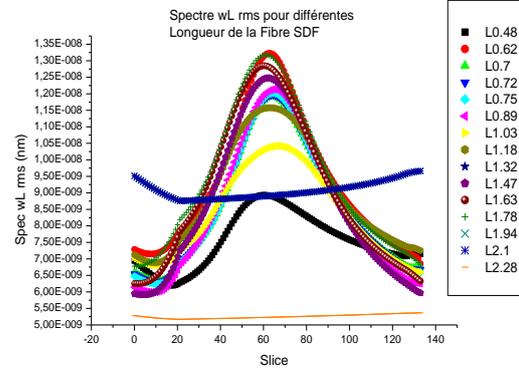


Figure 4 : Evolution de la largeur spectrale pour les différentes valeurs de L_{SDF}

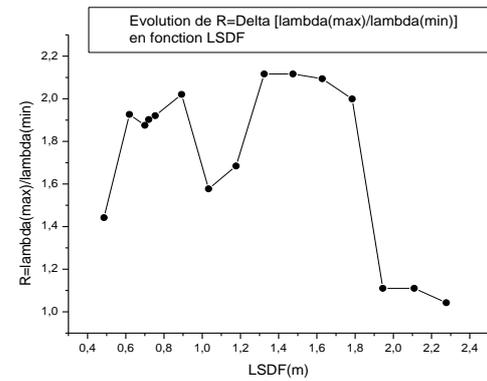
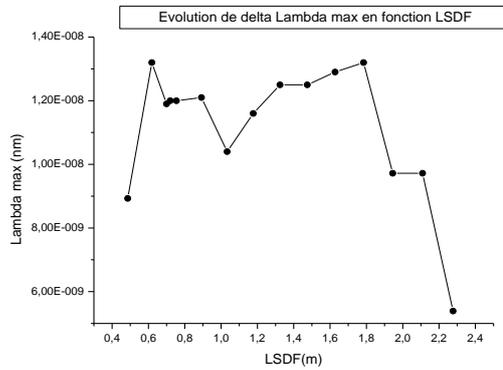


Figure 5 : Variation de $\Delta\lambda_{Max}$ et R_λ en fonction de L_{SDF}

Nous constatons que les meilleures performances sont obtenues pour une longueur de la fibre compensatrice variant entre 1.4 et 1.7m.

5. Etude de l'influence des pertes

Comme nous l'avons si bien constaté dans la 1^{ère} étude, nous avons fixé dans cette partie la longueur de la cavité à L_{SDF}=1.63m qui correspond à une dispersion nulle et nous avons varié les pertes dans l'intervalle [150,210]. Nous présentons dans ce qui suit :

- La variation de l'énergie maximale pour 1 tour de cavité.
- Evolution de la largeur spectrale
- La variation de $\Delta\lambda_{Max}$ pour 1 tour de cavité.
- La variation de $R_\lambda = \Delta\lambda_{Max} / \Delta\lambda_{Min}$ pour 1 tour de cavité.
-

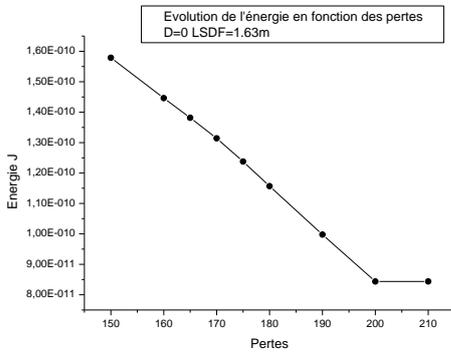


Figure 6 : Variation de l'énergie maximale en fonction des pertes

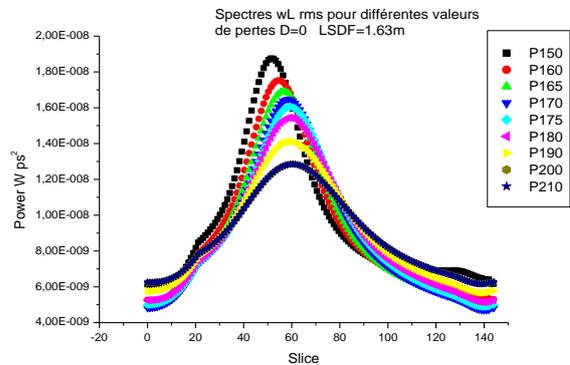


Figure 7 : Evolution de la largeur spectrale pour les différentes valeurs des pertes

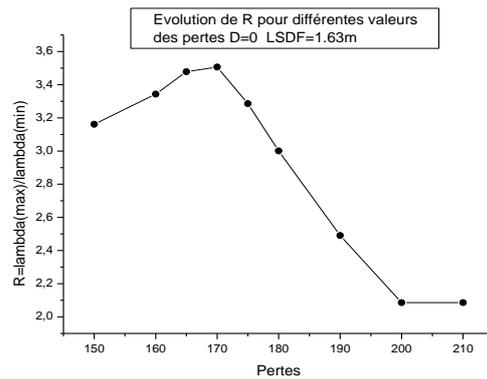
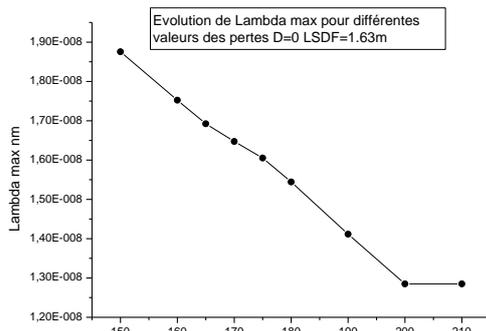


Figure 8 : Variation de $\Delta\lambda_{Max}$ et R_λ fonction des pertes

En changeant les paramètres de simulation, nous avons constaté qu'il existe un ensemble de paramètres pour lesquels le rapport $R_\lambda = \Delta\lambda_{Max} / \Delta\lambda_{Min}$ est optimal. Le comportement de l'impulsion ressemble à une respiration tout au long du passage des différents éléments qui constituent la cavité. Le fait de trouver un optimum pour le facteur R_λ nous a poussés à varier d'autres paramètres afin de l'optimiser. Nous rappelons qu'optimiser le facteur R_λ revient à élargir la bande passante de la fibre.

6. Etude de l'influence du taux de modulation de l'absorbant saturable

Nous avons constaté que la courbe représentant le rapport R_λ passe par un optimum qui correspond à la valeur des pertes $P = 170$. Nous nous sommes placés en ce point et nous avons varié le taux de modulation de l'absorbant saturable ΔR . Sachant que [8]:

$$R = R_0 + R_{sat} - \frac{R_{sat}}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} \quad (3)$$

Nous avons tracé les différentes caractéristiques en fonction de R_0 . Avec : $R_{sat} + R_0 = 100\%$.

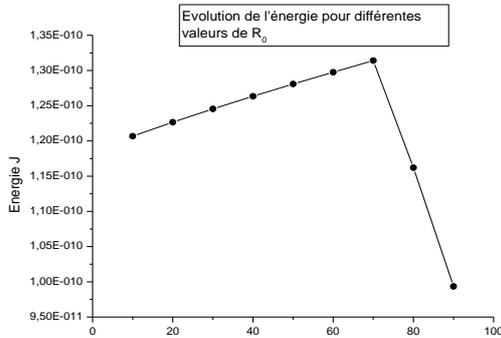


Figure 9 : Variation de l'énergie maximale en fonction de R_0

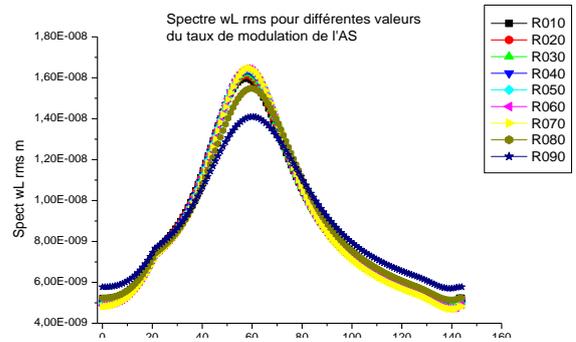


Figure 10 : Evolution de la largeur spectrale en fonction de R_0

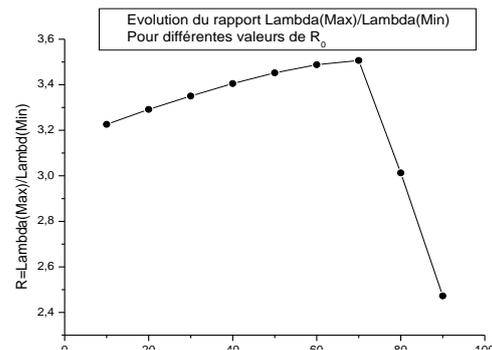
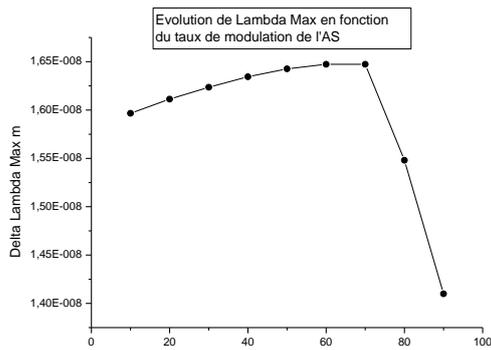


Figure 11 : Variation de $\Delta\lambda_{Max}$ et $R_\lambda = \Delta\lambda_{Max} / \Delta\lambda_{Min}$ en fonction R_0

Nous remarquons que pour garder la valeur optimale de $R_\lambda = 3.4$, il faut maintenir le facteur de saturation de l'absorbant à une valeur précise qui est $R_0 = 70$.

7. Conclusion

Nous avons montré à travers cette étude qu'il est possible de simuler la dynamique complexe de la propagation d'une impulsion courte dans une cavité fibrée en utilisant un logiciel de simulation et d'en tirer plusieurs informations.

Malgré le fait qu'il n'est pas possible de toucher au programme de calcul, ce logiciel offre une variété de possibilités qui permet d'imaginer divers types de cavités et simuler par la suite le comportement d'une impulsion dans les différents éléments qui la constituent. Nous avons montré qu'un choix adéquat des paramètres permet d'élargir la bande passante en optimisant le rapport R_λ .

Références :

- [1] V. TOMBELAINE. "Etude de rayonnements à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice" thèse de doctorat. Université de Limoges. (2007)
- [2] SCHREIBER *et al.*, "Supercontinuum generation by femtosecond single and dual wavelength pumping in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelngths", Opt. Expr., 13, p. 9556 (2005)
- [3] ANDERSEN *et al.*, "High repetition rate tunable femtosecond pulses and broadband amplification from fiber laser pumped parametric amplifier", Opt. Expr., 14, p. 4765 (2006)
- [4] Limpert *et al.*, "High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier", Opt. Expr., 10, p.628 (2002)
- [5] LIMPURT *et al.*, "Ultra-broad bandwidth parametric amplification at degeneracy", Opt. Expr., 13, p. 7386 (2005)
- [6] Schreiber *et al.*, "High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers", Opt. Comm., 228, p. 71 (2003)
- [7] Schreiber *et al.*, "Microjoule-level all-polarization-maintaining femtosecond fiber source", Opt. Lett., 31, p. 574 (2006)
- [8] THOMAS SCHREIBER, BÜLEND ORTAÇ, JENS LIMPURT, ANDREAS TÜNNERMANN. "On the study of pulse evolution in ultra-short pulse mode-locked fiber lasers by numerical simulations". Vol. 15, No. 13 / OPTICS EXPRESS 8262/ 25 June 2007.

THÈME B

TECHNOLOGIE DU LASER

COMMUNICATIONS

ORALES

CIRCUIT DE COMMANDE D'UNE CELLULE DE POCKELS K*DP

F. ALMABOUADA¹, D. LOUHIBI²

Division Milieux Ionisés & Laser

Centre de Développement des Technologies Avancées CDTA

BP 17, Cité du 20 Août 1956, Baba Hassen, Alger

¹e-mail : falmabouada@cdta.dz

²e-mail : dlouhibi@cdta.dz

Résumé:

Nous présentons dans cette communication un circuit pour la commutation rapide de la tension appliquée aux bornes d'une cellule de Pockels de type KD*P. Cette cellule est utilisée généralement, en association avec des polariseurs, pour le fonctionnement d'un laser à solide en mode Q-switch. Ce mode de fonctionnement nécessite une commutation de $V_{\lambda/4}$ (3,2 kV pour $\lambda= 1,064 \mu\text{m}$ et 2,1 kV pour $\lambda= 0,694 \mu\text{m}$) à 0V de la tension appliquée aux bornes de la cellule de Pockels. Afin d'assurer un fonctionnement en Q-switch rapide, la commutation doit être rapide (quelques nanosecondes).

Notre choix s'est porté sur le fonctionnement des transistors en régime d'avalanche qui sont plus avantageux que les autres techniques de commutation qui utilisent les tubes à vides. Un front de descente inférieur à 3 nanosecondes a été obtenu pour $V_{\lambda/4}= 3,2 \text{ kV}$ par la sonde haute tension sans correction. Un model correctif des résultats obtenus par la sonde haute tension a été également mis au point.

Mots-clés: Laser à solide, Cellule de Pockels, Q-Switch, Transistor à avalanche.

1. Introduction

Les lasers à solides pulsés présentent des avantages par rapport aux lasers à solides continus dans certaines applications. Lorsque les impulsions lasers sont courtes elles sont utilisées afin d'obtenir des puissances crêtes élevées; plus l'énergie est compressée dans l'impulsion, plus celle-ci est courte et plus la puissance crête sera élevée. La puissance crête et la brièveté des impulsions sont des éléments primordiaux dans certaines applications médicales où de marquage. Afin de pouvoir générer des impulsions lasers brèves, le mécanisme d'excitation du milieu actif du laser impose un fonctionnement

en mode pulsé, de manière à limiter la charge thermique de l'ensemble. Parmi les lasers travaillant en mode pulsé on retrouve les lasers Q-switch [1].

2. Fonctionnement d'un laser à solide en mode Q-switch

Les dispositifs qui réalisent la commutation du facteur de qualité ou Q-switch se basent sur l'interaction du faisceau de lumière avec les champs électrique, magnétique et acoustique. Ces dispositifs utilisent les effets électro-optiques Pockels et Kerr, l'effet Faraday magnéto-optique et l'effet acousto-optique [1, 2,3].

Dans le mot Q-switch, la lettre Q représente le facteur de qualité qui est défini comme le rapport de l'énergie stockée dans la cavité laser, à l'énergie perdue par cycle [1, 2,3]:

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energie stockée dans la cavité}}{\text{Energie perdue pendant un cycle}} \quad (1)$$

Par conséquent, plus le facteur Q est élevé plus les pertes sont faibles.

2. 1. Q-switch électro-optique

Le Q-switch électro-optique est assuré par un obturateur électro-optique très rapide qui est la cellule de Pockels associée à des polariseurs [1,3]. La méthode de commutation électro-optique est basée sur l'utilisation de l'effet électro-optique qui consiste en la variation très rapide de l'indice de réfraction du cristal de la cellule de Pockels et cela est obtenu sous l'action d'une tension appliquée au moyen de deux électrodes reliées aux extrémités du cristal (figure 1). On commence d'abord par fermer la cavité pour empêcher l'oscillation laser pendant que le pompage se poursuit, et donc afin d'avoir une inversion de population maximale. Puis on ouvre rapidement la cavité, de sorte qu'au lieu d'avoir un train de picots (obtenu lors du régime relaxé), est produite une impulsion unique dont la durée est très courte (de l'ordre de la dizaine de nanosecondes) et de grande puissance.

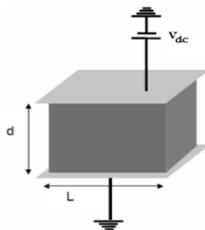


Figure. 1 : Cellule de Pockels sous tension

Dans les lasers à solide déclenchés, la cellule de Pockels est généralement alimentée pour un fonctionnement $\lambda/2$ ou $\lambda/4$. La valeur de la tension d'alimentation est fonction du mode de fonctionnement.

Parmi les cristaux qui sont utilisés comme modulateurs électro-optiques dans les lasers à solide on retrouve : Potassium dihydrogéo-phosphate (KDP), Potassium dihydrogéo-phosphate deutéré (KD*P), Rubidium dihydrogéo-phosphate (RDP), ...etc [1].

2. 2. Fonctionnement d'une cellule de Pockels en $\lambda/4$

Durant l'impulsion flash de pompage, une tension $V_{\lambda/4}$ est appliquée au cristal de la cellule électro-optique de sorte que la lumière laser linéairement polarisée passant à travers le polariseur et allant vers la cellule devient circulairement polarisée à sa sortie de la cellule [1,3]. Après sa réflexion sur le miroir de fond, le faisceau circulairement polarisé repasse encore à travers la cellule en sens inverse du premier et subit un autre retard de $\lambda/4$, devenant cette fois-ci linéairement polarisé mais tourné de 90° par rapport à sa direction d'origine. Le double passage à travers la cellule de Pockels crée un retard de $\lambda/4 + \lambda/4 = \lambda/2$. Cette lumière est finalement éjectée par le polariseur, empêchant par ce fait tout retour optique du faisceau.

Vers la fin de l'impulsion flash, le voltage appliqué à la cellule est supprimé ou commuté, permettant ainsi à l'ensemble polariseur-cellule de laisser passer un faisceau linéairement polarisé (de même polarisation que celle avant la première entrée dans la cellule), sans pertes. L'oscillation dans la cavité se réalise et après un délai très court une impulsion en Q-switch est émise de la cavité.

La figure 1.8 représente un fonctionnement de la cellule de Pockels en $\lambda/4$ [1]. Sur cette figure sont représentées les différentes étapes montrant le cheminement du faisceau laser dans la cavité et son changement de polarisation dû à l'action conjointe de la cellule de Pockels et du polariseur.

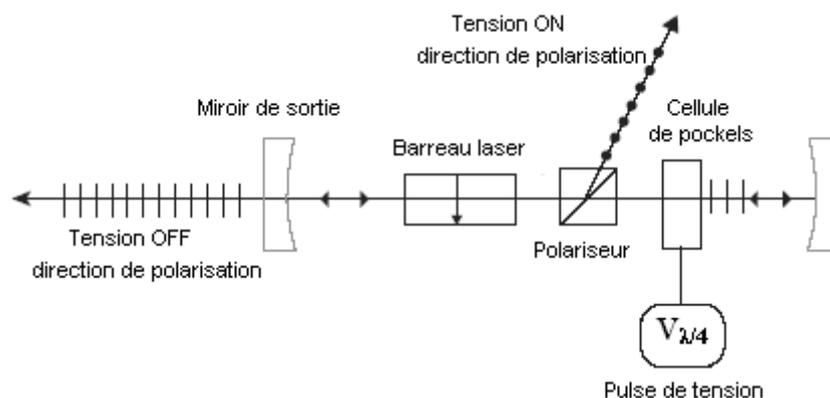


Figure. 2 : Schéma de principe d'un fonctionnement $\lambda/4$ d'une cellule de Pockels

La valeur de la tension quart-d'onde $V_{\lambda/4}$ appliquée à la cellule dépend de la longueur d'onde de la lumière et des paramètres du cristal. Elle s'exprime par la formule suivante :

$$V_{\lambda/4} = \frac{\lambda}{4n_0^3 r_{63}} \quad (2)$$

Où r_{63} est le coefficient électro-optique et n_0 représente l'indice ordinaire de réfraction du cristal et λ la longueur d'onde du laser.

Il est à rappeler que la cellule de Pockels nécessite une haute tension d'alimentation avec un temps de commutation de l'ordre de la nanoseconde [1,4]. Plusieurs commutateurs permettent de commander la commutation rapide de cette tension. Citons principalement le Krytron [5] et les transistors à avalanche [1,6,7]. De nos jours, ces transistors sont de plus en plus utilisés par rapport aux avantages qu'ils présentent par rapport au Krytron, c'est pour cela que nous nous sommes intéressés à des circuits de commutation utilisant ces types de transistors.

3. Montage cascode à base de transistors à avalanche

Le montage proposé pour la commutation de la tension aux bornes de la cellule de Pockels est représenté par la figure 3. Ce montage utilise un certain nombre de transistors à avalanche connectés en série. Le principe est que le condensateur CB_1 est chargé par la tension V_{HT} à travers la résistance RB_{CB} et lorsque le transistor T_n est déclenché, les autres transistors se déclenchent un par un jusqu'à TB_1 et à cet instant le condensateur CB_1 est déchargé dans la résistance de l'émetteur RB_{EB} . Ainsi on obtient une commutation très brève de la tension V_{HT} à 0V au niveau du condensateur CB_1 . Ce type de montage est utilisé pour la commande de la cellule de Pockels dans un fonctionnement $\lambda/4$.

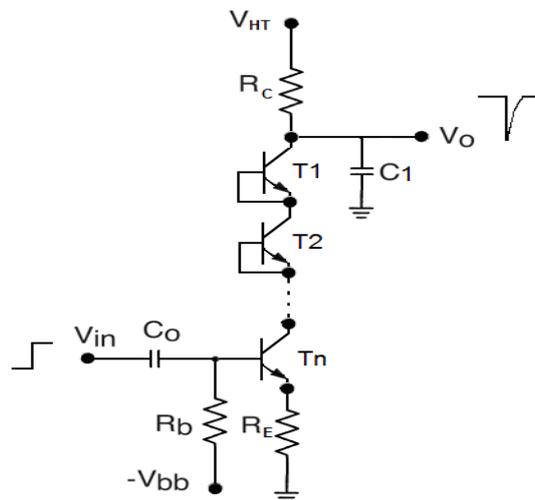


Figure. 3: Montage cascode

Pour fixer le nombre des transistors et la tension V_{HT} , il est nécessaire de connaître les caractéristiques de la cellule de Pockels. Nous disposons d'une cellule de Pockels pour un Q-switch $\lambda/2$ et $\lambda/4$ pour les lasers Nd: YAG ($\lambda=1,064 \mu\text{m}$) et rubis ($\lambda=694 \text{ nm}$) [8], dont le cristal est le KD*P avec une capacité de 6 pF. Pour un fonctionnement en $\lambda/4$, cette cellule nécessite la commutation à ses bornes d'une tension de 3,2 kV pour le laser à Nd : YAG et une tension de 2,1 kV pour le laser à rubis. Cela nous permet de fixer le nombre des transistors, de type 2N5551, à 10 pour la tension 3,2 kV et à 7 pour la commutation de la tension 2,1 kV.

Les courbes expérimentales obtenues pour les deux cas sont représentés par les figures 4 et 5. La figure 4, représente le cas où le nombre de transistors est égal à 7 avec une tension d'environ 2 kV, ou la commutation de la haute tension représente un front de descente dont la durée est d'environ 3 ns.

Pour le cas du montage à 10 transistors, la figure 5 représente la forme de la commutation de la haute tension qui est de 3 kV. Dans ce cas le temps de commutation est d'environ 2,4 ns.

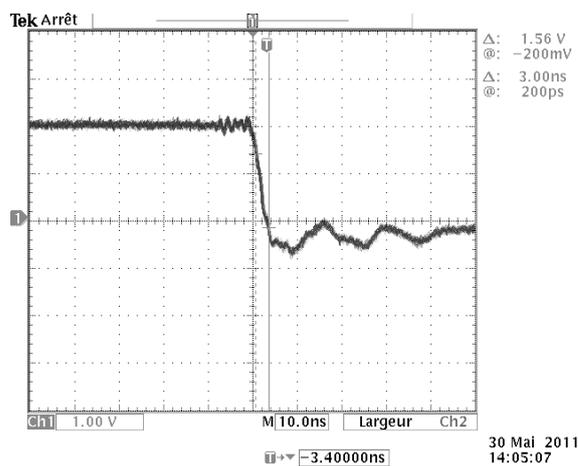


Figure. 4: Commutation de 2,1 kV

(Trace horizontale : 10 ns/div, trace verticale : 1000 V/div)

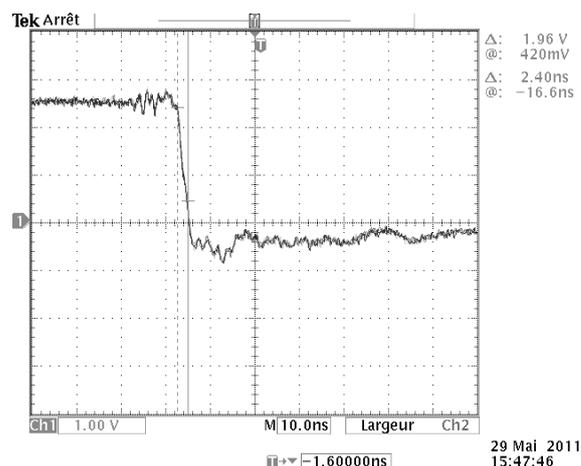


Figure. 5: Commutation de 3kV

(Trace horizontale : 10 ns/div, trace vertical : 1000 V/div)

4. Effet de la sonde haute tension

Pour les mesures et la visualisation de la commutation de la haute tension, nous avons utilisé une sonde haute tension (model P6015A) dont le facteur de division est de 1000. Sa résistance interne est de 100M Ω et sa capacité interne est de 3pF. On a constaté l'influence de cette sonde dans les mesures obtenues. Pour bien comprendre le phénomène nous avons utilisé le montage précédent avec un seul transistor.

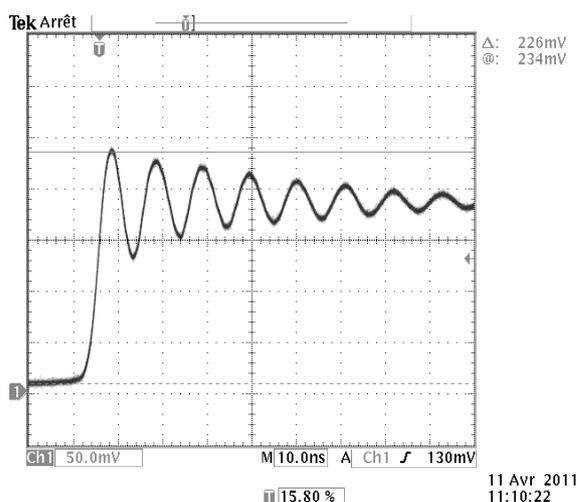


Figure. 6: Commutation de 2,1 kV

(Trace horizontale : 10 ns/div, trace verticale : 50
V/div)

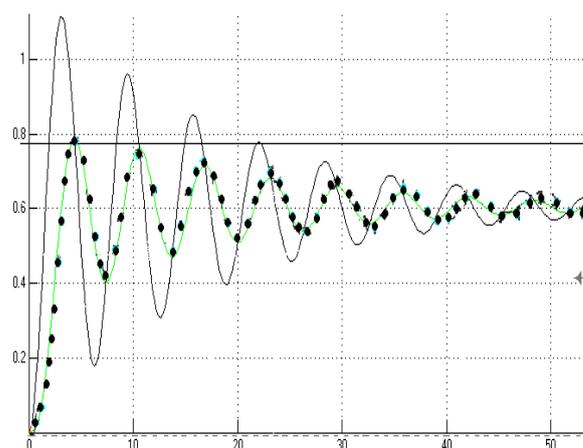


Figure. 7: Courbes de simulation

La figure 6 représente la courbe pratique obtenue par la sonde haute tension. Sur la figure 7 on retrouve la courbe pratique (points noirs) avec la même courbe obtenue par simulation du schéma électrique, avec Simulink de Matlab, en introduisant les paramètres de la sonde (résistance et capacité). Sur cette même figure on a une troisième courbe dont l'amplitude est plus élevée et le temps de montée est plus rapide, cette courbe reflète la forme réelle de la courbe pratique.

5. Conclusion

Ce travail nous a permis de mettre au point un circuit de commutation rapide (de l'ordre de quelques nanosecondes) de la tension aux bornes d'une cellule de Pockels pour le fonctionnement des lasers à solide en mode Q-switch $\lambda/4$. Pour un fonctionnement en $\lambda/2$, on aura à commuter des tensions plus élevées et pour cela les circuits de commutations seront formés de plus de transistors. Une attention particulière, a été faite, sur l'utilisation de la sonde haute tension dans la mesure des commutations rapides des hautes tensions.

Références

- [1] Koechener W.: *Solid-state Laser Engineering*, 6th edition, Springer (2006).
- [2] Ronald W. Waynant, Marwood N. Ediger (editors): *Electro-Optics Handbook: Chap.5 Solid state lasers*. McGraw-Hill, INC, seconde édition.
- [3] Tarassov .L : *Physique des processus dans les générateurs de rayonnement optique cohérent*. Traduction française, Editions Mir Moscow 1985.

- [4] Thomas P. Rutten, Neville Wild, and Peter J. Veitch: *Fast rise time, long pulse width, kilohertz repetition rate Q-switch driver*. American Institute of Physics, Rev. Sci. Instrum. 78, 073108 (2007).
- [5] H. J. Baker, J. J. Bannister, T.A King: *Electro-optic pulse cutting and mode-locked pulse selection at 1.315 μ m using Krytron switching*. J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 14, 1981.
- [6] Abd Rahman Tamuri, Noriah Bidin, Yaacob Mad Daud: *Nanoseconds Switching for High Voltage Circuit Using Avalanche Transistors*, Applied Physics Research Vol. 1, No. 2, pp 25-29, November 2009.
- [7] Baker R. J.: *High voltage pulse generation using current mode second breakdown in a bipolar junction transistor*. American Institute of Physics, Rev. Sci. Instrum. 62 (4), Avril 1991, pp.1031-1036.
- [8] *Q-Switches/Modulators: 1059 series Pockels Cell*. Fast Pulse Technology, INC: Lasermetrics Division. Rev 5, juin 2009.

PROPRIÉTÉS SPECTROSCOPIQUES DES CRISTAUX MF₂ (M=Cd, Sr, Ba) DOPÉS AUX IONS DE TERRES RARES

M. Diaf¹, S. Khiari¹, K. Labbaci¹, L. Guerbous², J.P. Jouart³

¹Laboratoire LAPLASO, Département de Physique, Université d'Annaba,

BP 12, 23000 Annaba (Algérie)

²Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA), 2 Bd Frantz Fanon, 16000 Alger

³ECATHERM/GRESPI, Université de Reims Champagne-Ardenne (France)

diafma@yahoo.fr

Résumé

Dans le présent travail, nous nous sommes intéressés à étudier les propriétés spectroscopiques en vue d'applications optiques, principalement l'amplification laser, des cristaux de type MF₂ où M est un élément alcalino-terreux (Ba, Sr) ou Cadmium (Cd) dopés aux ions de terres rares (Tb³⁺, Er³⁺, Ho³⁺). Jusqu'à présent, nous exposons les propriétés d'absorption, d'émission et de dynamique de fluorescence à températures ambiantes des transitions visibles et proche infrarouges de l'ion Er³⁺ dopant ces matrices. Nous utilisons aussi le formalisme de Judd-Ofelt par exploitation des spectres d'absorption enregistrés à température ambiante afin de dégager les propriétés spectroscopiques inhérentes à l'ensemble des transitions radiatives pouvant avoir lieu.

Mots-clés : Cristaux fluorures, propriétés spectroscopiques, terre rare, absorption, émission Théorie de Judd-Ofelt

1. Introduction

Dans le processus de développement des matériaux luminescents en tant que scintillateurs lasers ou bien convertisseurs de fréquences, il y a lieu toujours d'améliorer les performances optiques et thermomécaniques de ces matériaux. Au cours des deux dernières décades, une attention particulière a été portée sur les matériaux de basses énergies tels que les fluorures, les bromures et les chlorures. Lorsqu'ils sont dopés aux ions de terres rares, ils se sont avérés comme de bons milieux amplificateurs dans la technologie laser. En effet, ils offrent beaucoup de transitions radiatives et les transitions non radiatives par échange de phonons sont très limitées.

En ce sens, nous nous sommes intéressés à étudier les propriétés spectroscopiques en vue d'applications optiques, principalement l'amplification laser, des cristaux de type MF₂ où M est un

élément alcalino-terreux (Ba, Sr) ou Cadmium (Cd) dopés aux ions de terres rares (Tb^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+}). Nous exposons les propriétés d'absorption, d'émission et de dynamique de fluorescence à températures ambiantes des transitions visibles et proche infrarouges. Nous utilisons aussi le formalisme de Judd-Ofelt par exploitation des spectres d'absorption enregistrés à température ambiante afin de dégager les propriétés spectroscopiques inhérentes à l'ensemble des transitions radiatives pouvant avoir lieu. Nous explorons aussi les voies de transferts d'énergie possibles entre même ions luminescents ou bien entre deux ions différents lorsqu'il s'agit de codopage.

2. Caractéristiques des matériaux utilisés

Les composés MF_2 (M est un élément alcalino-terreux) cristallisent dans la structure cubique face centrée de type fluorine et appartenant au groupe d'espace $Fm\bar{3}m[1-3]$. Il y a 4 motifs par maille, soit 4 cations M^{2+} et 8 anions F^- . Le paramètre de maille, dans le cas de la matrice CdF_2 est 5.388 Å. Ces composés isotropiques sont transparents dans un large domaine électromagnétique s'étendant de l'ultraviolet jusqu'au moyen proche-infrarouge et même le moyen infrarouge pour certains composés. Ils sont chimiquement et thermiquement stables. Les ions trivalents Er^{3+} se substituent aux ions divalents M^{2+} ce qui nécessite une compensation de charges sous de sites interstitiels F_i^- modifiant ainsi la géométrie et la constitution du centre actif. Les énergies maximales de phonons sont assez basses relativement à celles des oxydes (384 cm^{-1}). Ceci conduit à une limitation des transitions non radiatives dans de tels matériaux.

3. Synthèse des composés

Nous nous sommes intéressés à l'élaboration des cristaux BaF_2 , SrF_2 et CdF_2 par la technique de Bridgman. Les poudres MF_2 , commercialisées par Merck, sont purifiées par tirage répété sous forme de cristaux purs. Après cette étape de purification, les ions Er^{3+} sont introduits sous forme de trifluorure ErF_3 . Les cristaux tirés sous formes de carottes de diamètre 8 mm et de longueur 20-30mm. Ils ont été contrôlés en lumière polarisée. Ils sont exempts de fractures et de macles et de bonne qualité optique. Les échantillons utilisés pour les mesures optiques ont été taillés sous formes de tranches cylindriques puis finement polis en lamelles à faces parallèles de 3,0 mm d'épaisseur.

4. Mesures spectroscopiques

Les spectres d'absorption ont été effectués à température ambiante à l'aide d'un spectrophotomètre Cary 500 travaillant dans le domaine spectroscopique 185-3200 nm. La figure 1 présente à titre d'exemple le spectre d'absorption du composé CdF_2 dopé aux ions Er^{3+} avec une concentration molaire de 1%. Il fait apparaître les bandes d'absorption des multiplets infrarouges 4I13/2, 4I11/2 et 4I9/2 dans le domaine 800-1500 nm ainsi que les bandes d'absorption de tous les multiplets visibles et quelques multiplets absorbant dans l'UV.

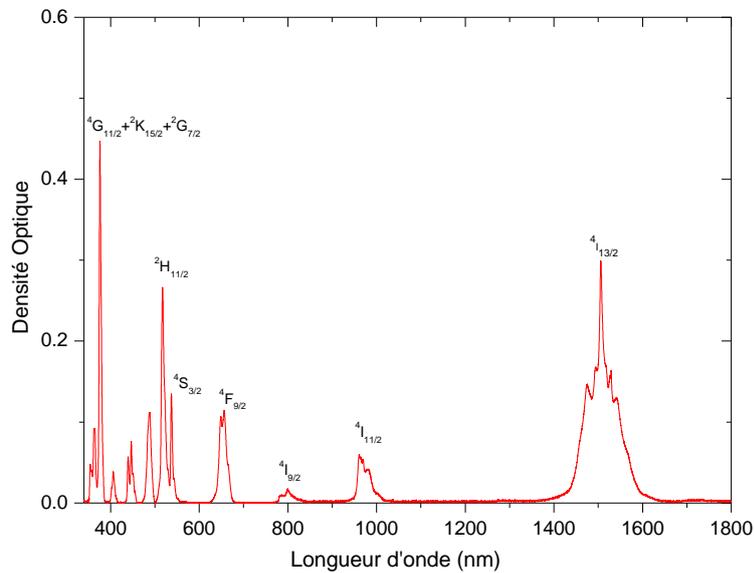


Figure 1 : Spectre d'absorption de CdF₂ :Er³⁺ (1%)

Le formalisme de Judd-Ofelt a été appliqué pour trouver les paramètres phénoménologiques Ω_i (i=2, 4, 6) suivants :

$$\Omega_2 = 1.2838 \quad \Omega_4 = 0.4131 \quad \Omega_6 = 1.2724 \text{ en } 10^{-20} \text{ cm}^2 \text{ avec un écart type } \delta = 0.1481 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$$

Les probabilités radiatives, les rapports de branchement et les durées de vie radiatives ont été déterminés (**Tableau 1**)

Nous avons utilisé un spectrofluorimètre Perkin Elmer opérant dans le domaine électromagnétique 200-900 nm pour enregistrer les émissions visibles. Nous présentons sur **les figures 2 et 3** les spectres d'émissions des ions Er³⁺ insérés dans les matrices BaF₂ et CdF₂ dans les domaines 270-450 nm et 270-700 nm respectivement.

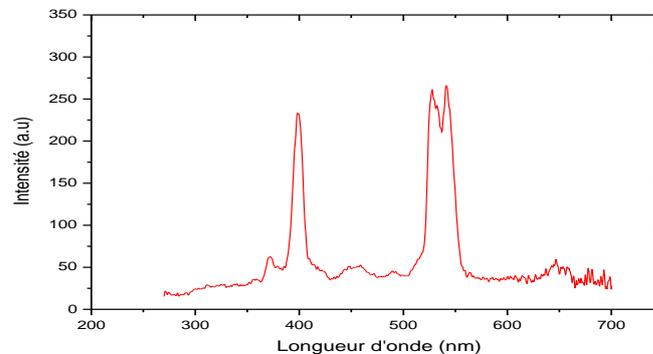


Figure 2 : Spectre d'émission de CdF₂ : Er³⁺ (1%)

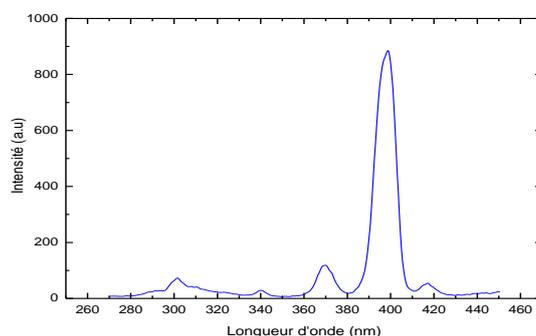


Figure 3 : Spectre d'émission de BaF₂ : Er³⁺ (2%)

Transitions	$\bar{\lambda}(nm)$	Probabilités de transition dipolaire électrique $A_{DE} (S^{-1})$	Probabilités de transition dipolaire magnétique $A_{DM} (S^{-1})$	Rapport de branchement β	Durée de vie radiative $\tau_{rad} (ms)$
$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	1510.0276	100.1015	41.4187	1	7.0661
$^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	973.7563	124.3388	0	0.8354	6.7183
$\rightarrow ^4I_{13/2}$	2741.8937	15.5085	8.9989	0.1646	
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	805.0131	35.694	0	0.4317	12.0936
$\rightarrow ^4I_{13/2}$	1724.2085	45.2177	0	0.5468	
$\rightarrow ^4I_{11/2}$	4645.441	0.6083	1.1686	0.0215	
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	654.3602	749.2751	0	0.887	1.1838
$\rightarrow ^4I_{13/2}$	1154.7734	31.1089	0	0.0368	
$\rightarrow ^4I_{11/2}$	1994.9754	54.1856	6.0965	0.0714	
$\rightarrow ^4I_{9/2}$	3496.5708	1.3057	2.7589	0.0048	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	539.6675	1173.8792	0	0.6763	0.5761
$\rightarrow ^4I_{13/2}$	839.8045	475.2462	0	0.2738	
$\rightarrow ^4I_{11/2}$	1210.5925	34.2982	0	0.0198	
$\rightarrow ^4I_{9/2}$	1637.2588	51.636	0	0.0297	
$\rightarrow ^4F_{9/2}$	3078.9835	0.63	0	0.0004	
$^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	519.5356	1804.7366	0	0.9033	0.5005
$\rightarrow ^4I_{13/2}$	792.0438	49.5571	63.0038	0.0563	
$\rightarrow ^4I_{11/2}$	1113.7781	22.6334	8.1364	0.0154	
$\rightarrow ^4I_{9/2}$	1465.0295	42.3755	0.6875	0.0216	
$\rightarrow ^4F_{9/2}$	2521.5237	6.6467	0.1434	0.0034	
$\rightarrow ^4S_{3/2}$	13926.9755	0.0075	0	3.7424×10^{-6}	

Tableau 1 : Probabilités de transitions, rapports de branchement et durées de vies radiatives des transitions des ions Er³⁺ insérés dans la matrice CdF₂

Conclusion

Cette présente étude a permis d'obtenir des résultats préliminaires sur les propriétés spectroscopiques des ions trivalents Er³⁺ dopant les matrices fluorures BaF₂, SrF₂ et CdF₂. Il y a lieu d'étendre cette étude à la dynamique de fluorescence des principaux niveaux émetteurs des ions Erbium aussi bien dans le domaine visible que proche infrarouge afin de bien arrêter les grandeurs spectroscopiques inhérentes aux différentes transitions afin de mettre en évidence les transferts d'énergie pouvant avoir lieu.

Références

- [1] S.P. Ivanov, I.I. Buchinskaya and P.P. Fedorov, *Distribution coefficients of impurities in Cadmium Fluoride*, Inorganic Materials, 2000, Vol. 36(4) 484-488
- [2] S.V. Vladimirov, *Characateristics of BaF₂ scintillations crystals*, Atomic Energy, 2001, Vol. 90(1), 55-62
- [3] X. Wu and Z. Wu, *Theoretical calculations of the high-pressure phases of ZnF₂ and CdF₂*, Eur. Phys. J. B. 2006 Vol. 50, 521-526

**UTILISATION D'UNE COUCHE CERAMIQUE COMME REFLECTEUR DANS UNE
CAVITE DE POMPAGE D'UN LASER A SOLIDE.**

HADDADI Sofiane *, LOUHIBI Djelloul **, LOUHIBI Abd elhak**

**USTHB BP 32 El-Alia, Bab-Ezzouar, Alger. Fax : 213 021 24 73 44*

***Division Milieux Ionisés et Laser, Centre de Développement des Technologies Avancées CDTA BP
17, Cité du 20 Août 1956, Baba Hassan, Alger,*

Tél. : 021 351075/40 Fax : 021351039

sofianehaddadi@yahoo.fr

Résumé:

L'efficacité de transfert d'une cavité de pompage est définie comme le rapport entre le nombre des photons absorbés par le milieu laser à ceux émis par la lampe flash. L'or, l'argent et l'aluminium, sont les matériaux métalliques les plus utilisés comme réflecteurs dans une tête laser à solide. Seul l'or (lequel est cher) permet d'éviter les problèmes d'oxydation avec un bon coefficient de réflexion. Pour palier aux inconvénients que présentent les matériaux susmentionnés, nous nous sommes fixé comme objectifs de trouver un matériau qui :

- ❑ assure une bonne réflexion diffusante de la lumière dans la gamme spectrale, où le milieu amplificateur laser possède les bandes d'absorptions
- ❑ permet de limiter par absorption le rayonnement ultra violet
- ❑ possède une grande résistance à la corrosion et se dépose facilement en couche de revêtement.

Notre choix s'est porté sur le dioxyde de titane (TiO₂) qui fait partie de la classe des céramiques. Nous avons utilisé ce matériau comme une couche de revêtement diffusante dans la conception et réalisation d'une nouvelle tête laser à solide.

MOTS-CLÉS: Pumping cavity, Solid State Laser, TiO₂,

1. Introduction :

Dans les lasers à solide pompés par lampes, la source de pompage et le milieu actif sont entourés d'une surface fermée hautement réfléchissante. Le transfert du rayonnement de la source vers le milieu laser est effectué directement et par réflexions multiples par les parois de la cavité.

L'efficacité de transfert du rayonnement est exprimée par la relation suivante [1]:

$$\eta_t = \eta_{ig} \times \eta_{to} \quad (1)$$

η_{ig} : Coefficient de transfert géométrique qui dépend de la géométrie de la cavité.

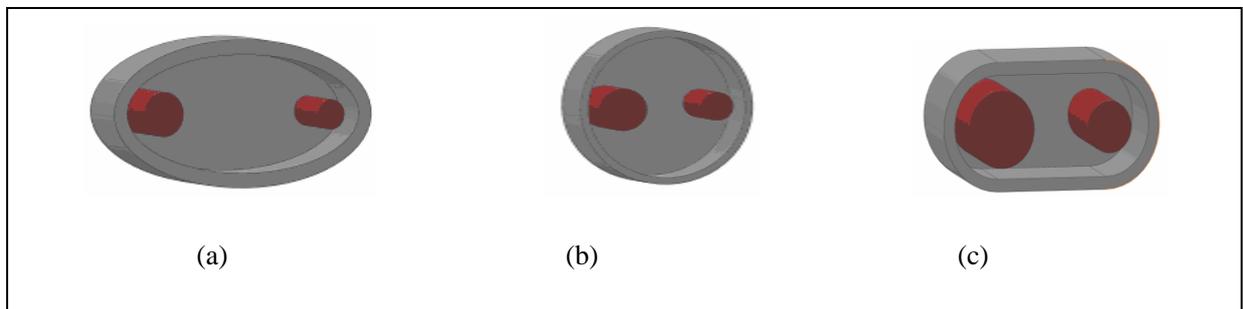
η_{to} : Coefficient de transfert optique qui dépend de la réflectivité des parois de la cavité.

L'objectif est d'optimiser le coefficient de transfert optique (η_{to}) avec un coefficient géométrique (η_{ig}) acceptable.

2. Choix de la configuration de la cavité de pompage.

La configuration elliptique de la cavité permet un meilleur couplage. La lampe et le barreau laser sont positionnés chacun dans un foyer de l'ellipse (voir figure 1 (a)). Dans cette configuration nous devons assurer un bon état de surface avec un coefficient de réflexion maximal [2]. Pour assurer une bonne homogénéité de pompage souvent on fait appel à des surfaces diffusantes. Dans ce cas, la configuration elliptique plus contraignante mécaniquement et plus coûteuse devient non avantageuse. Une forme cylindrique est suffisante (voir figure 1 (b)). La configuration cylindrique est encombrante mais bien adaptée avec l'utilisation de plusieurs lampes

Figure. 1: Diverses cavités de pompage. (a) elliptique, (b) cylindrique, (c) close-coupled.



concentriques au barreau central [3]. La configuration close-coupled (voir figure 1 (c)), avec une surface diffusante assure une efficacité de transfert comparable avec celle de la configuration elliptique, et une bonne homogénéité de pompage [4]. De plus cette configuration offre un encombrement minimal.

3. Choix de la surface de réflexion.

D'après la figure 2, nous déduisons que c'est l'or qui offre la meilleure réflectivité dans la bande de pompage du laser Nd : YAG (800 nm). De plus c'est un métal qui nous évite les problèmes d'oxydation. Le dépôt d'or revient cher, et ne permet pas une réflexion diffusante.

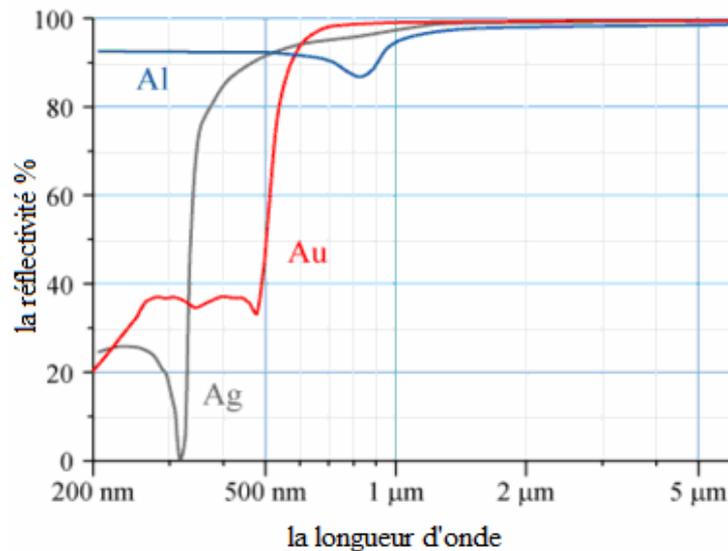


Figure 2: Réflectivité en fonction de la longueur d'onde, l'aluminium (Al), l'argent (Ag) et l'or (Au) [5].

Des cavités de pompage performantes complètement en céramique sont commercialisées. Cette technologie n'est pas à notre portée. De plus se sont des cavités standardisées qui nous limitent dans nos conceptions.

L'utilisation de poudre de céramique comme matière diffusante nécessite des enveloppes transparentes pour contenir cette poudre (par exemple : la poudre est tassée entre deux tubes en quartz concentriques). Le système est encombrant pour un seul flash. Ce système a été utilisé par Quantel avec de l'oxyde de béryllium.

Pour notre part nous avons opté pour la poudre de dioxyde de titane (TiO_2) mélangée de manière homogène avec une résine adéquate (« orthophthalic polyester resin »). Ce mélange se présente comme un gel applicable par pinceau. Après séchage, la surface est ajustée par simple polissage. Cette couche de revêtement possède une bonne adhérence (testée sur plusieurs matériaux), et sert de couche protectrice.

La réflectivité de cette couche est pratiquement équivalente à celle d'une couche d'or (voir courbe figure 3(a)) [6].

La courbe de la figure 3(b) nous montre que cette couche ne réfléchit pas les ultra violet, ce qui limite la détérioration du milieu actif (formation de centre colorés).

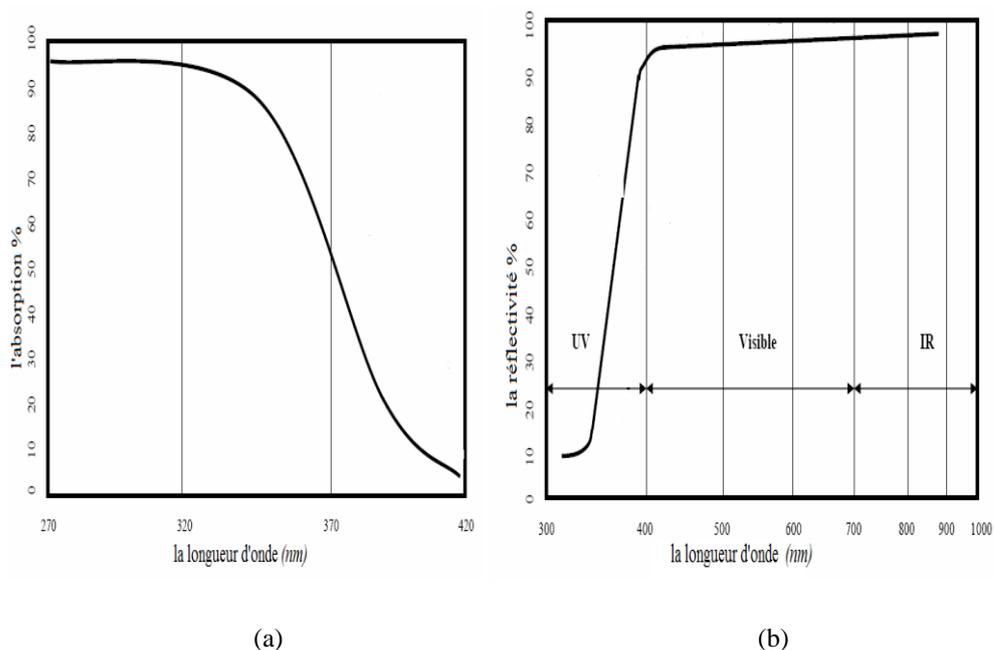


Figure 3 : (a) la réflectivité, (b) l'absorption du TiO₂ en fonction de la longueur d'onde.

4. Réalisation

Après une étude critique sur une tête laser conçu dans le passé au niveau du C.D.T.A et pour remédier aux différents inconvénients qu'elle présente, à cause des électrodes de la source de pompage qui sont généralement baignent dans le liquide de refroidissement. Nous conçûmes une nouvelle tête laser ou les électrodes de la source de pompage sont à l'extérieur et ne baignent donc pas dans le liquide de refroidissement (voir figure 5).



Figure 5: Tête laser avec des électrodes externes.

La cavité de pompage a été usinée dans un seul bloc en dural. Elle est de type close-coupled et revêtue d'une couche de TiO₂. Les bases de la cavité sont fermées par deux parois planes, ayant aussi reçu un revêtement du TiO₂ sur leurs faces internes.

5. Conclusion :

Cette nouvelle tête à électrodes externes nous permet d'éviter un grand nombre d'inconvénient d'ordre électriques. Elle nous permet d'éviter la corrosion et les faux contacts dus à l'immersion des électrodes dans le liquide de refroidissement lequel ne nécessite pas de filtre de résine.

Le dioxyde de titane (TiO₂) est un matériau de céramique ayant une bonne réflectivité de la lumière visible et proche infrarouge, correspondant aux bandes d'absorption de la majorité des milieux lasers à solide (Nd : YAG, Rubis...).

Références:

- [1] Koechner W. "Solid-state laser engineering", 6th ed. 2006. U S A, Springer, 370.
- [2] C. Bowness. "On the Efficiency of Single and Multiple Elliptical Laser Cavities" Appl Opt January 1965, Vol. 4, No.1. p107.
- [3] C. H. Church and I. Liberman "The Spherical Reflector for Use in the Optical Pumping of Lasers" Appl Opt November 1967/ Vol. 6, No. 11. p 1968.
- [4] J. Whittle and D. R. Skinner "Transfer Efficiency Formula for Diffusely Reflecting Laser Pumping Cavities" Appl Opt July 1966 / Vol. 5, No. 7. p1180
- [5] Koechner W. "Solid-state laser engineering", 6th ed. 2006. U S A, Springer, 383.
- [6] David R. Lide." CRC Handbook of Chemistry and Physics", 87th ed. 2006-2007 Editor-in-Chief, 4-38.

COMMUNICATIONS

POSTERS

CONTROLE DE L'EFFET DU TEMPS DE RECUIT DES COUCHES MINCES DE TiO₂
PAR INTERFEROMETRIE LASER

Y. Bencheikh*, A.Medjahed*, h, Amardjia**, H.Bencheikh*

*Laboratoire d'Optique Appliquée, Département d'Optique et Mécanique,

Université Ferhat Abbas, Sétif; Algérie

** Département de physique, Laboratoire de Dosage, Analyse et caractérisation de haute résolution,
Université Ferhat Abbas, Sétif; Algérie

e-mail: y.optique@yahoo.fr, aicha_medjahed@yahoo.fr,

haben76@hotmail.com, adnani2dz@yahoo.fr

Résumé:

Dans le présent travail, on va contrôler l'effet du temps de recuit des couches minces de TiO₂ élaborées par méthode Sol-Gel en utilisant l'interférométrie laser.

L'interféromètre utilisé est un interféromètre de Michelson éclairé par un faisceau laser He-Ne de longueur d'onde 632.8 nm (filtré, élargi et collimaté), dont la lame séparatrice est remplacée par les composants élaborés. Ces derniers sont préparés avec une température de recuit de 400° pour des durées de temps de 15', 20', 1h30' et 2h.

A l'aide d'une caméra CCD liée à un microordinateur, on capte les images des franges obtenues par l'interférence des deux faisceaux. Ces images sont ensuite envoyées vers le logiciel Image Pro Plus pour tracer les profils d'intensité et calculer le contraste des franges.

D'après les profils d'intensité des franges obtenus, on remarque que toutes les réponses présentent un maximum et un minimum non nul, par contre les couches réalisées à 400°C pendant 1h30min et 2h, exposent un maximum de saturation sur leur profil d'intensité. Cette saturation est probablement due à la présence d'une cristallisation dans ces films, ce qui a été confirmé par l'AFM.

Mots-clés :

Interférométrie laser, couches minces, Sol-Gel, TiO₂, temps de recuit, AFM, contraste.

1. Introduction:

L'étude, la réalisation et l'exploitation des couches minces a fait depuis de nombreuses années, l'objet de multiples attentions tant du point de vue application que du point de vue fondamental.

Durant les dix dernières années, le nombre de travaux sur le TiO₂ a fortement augmenté. En effet, il est biologiquement et chimiquement inerte, facilement synthétisable, résiste à la corrosion chimique et il est très peu cher. Le choix de cet oxyde, est en rapport avec le fait qu'il s'avère le plus approprié pour la plupart des applications optiques courantes.

L'élaboration des couches minces par voie Sol-Gel est reconnue comme étant l'une des méthodes chimiques d'élaboration de couches minces d'oxyde la plus simple et parmi celles les plus performantes en terme de qualité de couches.

2. Partie expérimentale:

Dans le présent travail, nous visons essentiellement l'élaboration des couches minces d'oxyde de titane obtenues à partir d'Isopropoxyde de titane [Ti (OCH(CH₃)₂)₄], par voie sol-gel [1], et l'influence de la température de recuit sur ces films minces par l'interférométrie laser, la partie expérimentale comporte trois parties;

2.1. Préparation des films minces de TiO₂:

Cette partie de travail est faite au Laboratoire de Dosage ("Analyse et Caractérisation de Haute Résolution") de l'université Ferhat Abbes de Sétif, La réalisation des films s'effectue en trois temps : – Le choix et la préparation des substrats; – Le dépôt du film par "dip-coating"; – Et enfin le séchage et le traitement thermique.

Les couches minces de TiO₂ sont élaborées par une vitesse de tirage fixée à 16 cm/min, une vitesse qui donne des couches plus adhérentes et transparente selon [2].

On prépare des échantillons d'une seule couche, avec un séchage de 100°C/10min, un recuit de 400°C (sous flux d'oxygène), pendant différentes périodes, donnés comme suit: 15min, 20min, 1h30min et 2h.

2.2. Caractérisation des films élaborés:

Une fois les couches minces sont préparées, on passe à une partie indispensable dans ce genre de travaux; c'est la caractérisation de ces échantillons afin de connaître leurs qualités, leur propriétés optiques et structurelles.

La microscopie à force atomique est bien adaptée à l'étude des surfaces des matériaux isolants, comme les oxydes. Son principe repose sur la mesure des interactions entre le matériau et une pointe microscopique; un balayage de cette pointe permet alors de cartographier la surface du matériau étudié [3].

L'analyse par l'AFM était faite au laboratoire d'optique à l'université Ferhat Abbas avec un microscope qui travaille en mode contact avec un laser de 670nm.

L'utilisation d'un montage optique d'interférométrie laser vient dans le but de trouver des méthodes optiques faciles à réaliser dans nos laboratoires pour une caractérisation optique des couches minces. L'interféromètre utilisé est l'interférométrie de Michelson éclairé par un faisceau laser He-Ne de longueur d'onde 632.8 nm (filtré, élargi et collimaté), dont la lame séparatrice est remplacée par les composants élaborés.

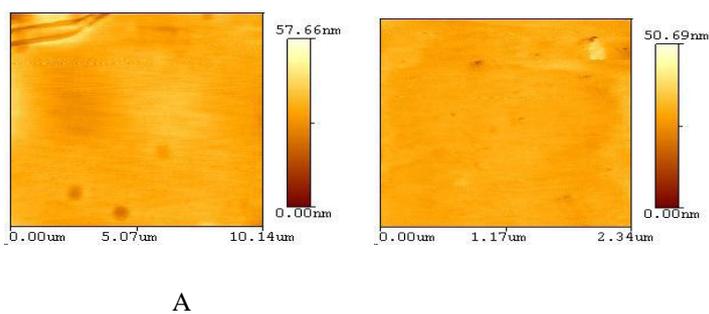


Figure 1: Image photographique de l'interféromètre de Michelson : Séparatrice faite de TiO₂.

A l'aide d'une caméra CCD liée à un microordinateur, on capte les images des franges obtenues par l'interférence des deux faisceaux. Ces images sont ensuite envoyées vers le logiciel Image-Pro Plus pour tracer les profils d'intensité et calculer le contraste des franges.

3. Résultats et discussions:

La figure 2 montre qualitativement l'état de surface de nos couches de TiO₂ sur une dimension de 2.3 μm^2 ;



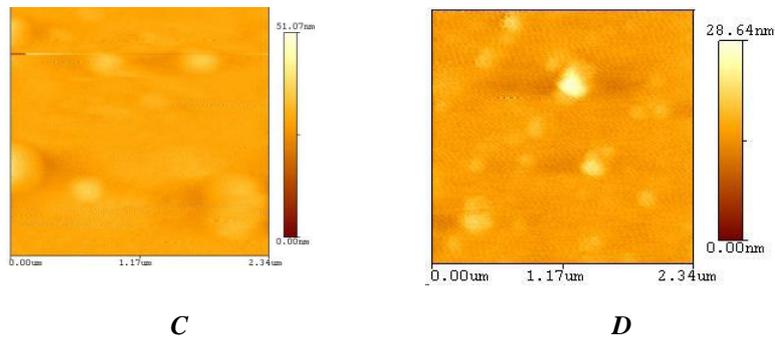


Figure 2: images AFM d'une couche mince de TiO₂ recuite pendant; A- 15 minutes; B- 20minutes; C- 1h 30minutes; D- 2h à 400°C

Sur ces images on remarque que pour les temps de 15min et 20min, on n'observe aucun grain; par contre pour un temps de 1h30min, un certain nombre de grains commencent à apparaître. Ce nombre augmente pour un recuit de 2 heures de temps.

Les images d'interférences avec leurs profils sont présentées sur les figures 3, 4, 5, 6:

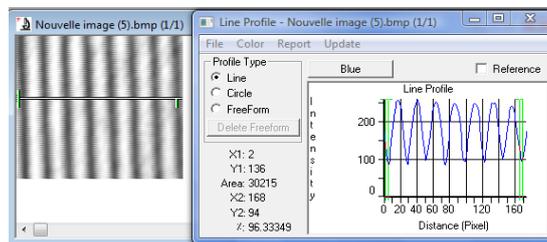


Figure 3: Image d'interférence avec profil d'une séparatrice constituée de cinq couches successives recuite à 400°C/15min

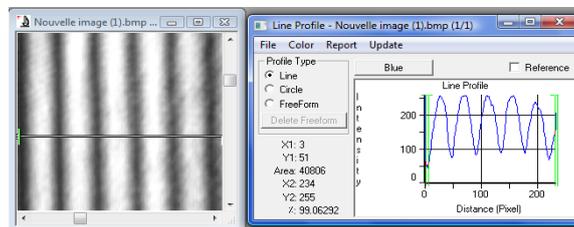


Figure 4: Image d'interférence avec profil d'une séparatrice constituée de cinq couches successives recuite à 400°C/20min

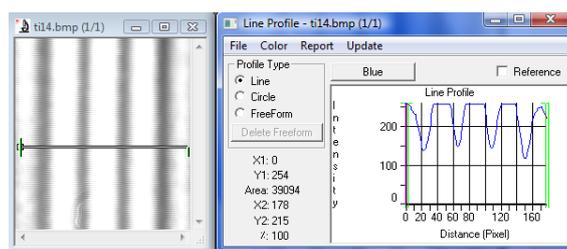


Figure 5: Image d'interférence avec profil d'une séparatrice constituée de cinq couches successives recuite à 400°C/1h30min.

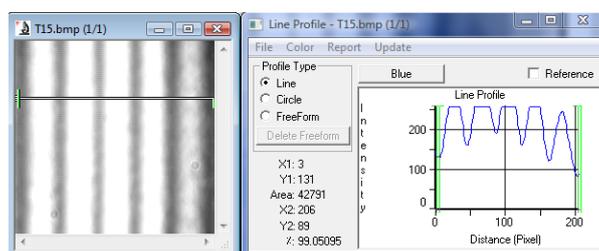


Figure 6: Image d'interférence avec profil d'une séparatrice constituée de cinq couches successives recuite à 400°C/2h.

D'après les profils d'intensité des franges, on remarque que:

- Toutes les réponses présentent un maximum et un minimum non nul;
- Les couches réalisées à 400°C pendant 1h30min et 2h, exposent un maximum de saturation sur leur profil d'intensité ; cette saturation est probablement due à la présence d'une cristallisation dans ces films, ce qui a été confirmé par l'AFM;
- Les figures 3 et 4 donnent le meilleur contraste qu'on peut avoir à partir des quatre échantillons décrit précédemment.

Conclusion:

Dans cette étude, nous avons mis en évidence l'influence de la durée de temps de recuit sur la structure des couches minces de l'oxyde de titane (TiO_2) élaborées par voie Sol-Gel.

Les images de l'AFM montrent que la cristallisation des couches augmente avec le temps de recuit [4], ainsi le profil d'intensité des franges des films obtenus par l'interféromètre de Michelson éclairé par un faisceau laser He-Ne de longueur d'onde 632.8 nm, montre que le contraste des franges augmente avec la durée de recuit des films minces.

Il est clair que notre étude sur l'influence d'un paramètre d'élaboration des couches minces d'oxydes de titane et le contrôle des ces films par l'interférométrie laser ont donné des résultats plausibles. Ces résultats

ne peuvent être considérés comme définitifs. Des études complémentaires plus ciblées et plus systématiques devront être faites.

Référence:

- [1]. A. Merouani, H. Amardjia-Adnani, “*spectroscopic FTIR study of TiO₂ films prepared by sol-gel method*”
- [2]. Kaïs Daoudi, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard- LYON1, (2003).
- [3]. Laurence Martel, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier- Grenoble I (2002).
- [4]. “*Characterization of nanoporous TiO₂ films prepared by sol-gel method*” C. R. Chimie 9 (2006) 708–712

ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES CENTRES ACTIFS LASERS Tm^{3+} DANS DES MATRICES FLUORURES

F. Bendjedaa, M. Diaf
faiza_bendjadaa@yahoo.fr

RESUME

Nous présentons dans la présente contribution une étude spectroscopique d'absorption, de fluorescence et de déclin de fluorescence des ions Tm^{3+} introduits dans deux matrices cristallines KY_3F_{10} et $LiYF_4$. Nous calculons les durées de vie de fluorescence de chacun des principaux niveaux émetteurs des ions Thulium dans les matrices précitées.

1. INTRODUCTION

L'étude du pompage optique des matériaux lasers solides nécessite la connaissance préalable des durées de vie de fluorescence des différents niveaux intervenants dans la transition laser. Les ions de terres rares Tm^{3+} incorporés dans des matrices cristallines ou vitreuses présentent plusieurs transitions lasers aussi bien dans le domaine visible que proche infrarouge. La transition la plus considérée est la transition entre états excités $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$ émettant autour de $1.5 \mu m$, longueur d'onde du domaine de sécurité oculaire très importante dans les télécommunications futures aussi bien par le réseau hertzien que par fibre optique. Ainsi, par la présente contribution, nous avons étudié la dynamique de fluorescence de l'ensemble des principaux niveaux émetteurs des ions Tm^{3+} dopants les matrices fluorures KY_3F_{10} et $LiYF_4$. Dans le montage utilisé, nous excitons les centres actifs lasers Tm^{3+} par le rayonnement délivré par un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO) lui même excité par un laser YAG : Néodyme fonctionnant en régime pulsé et triplé en fréquence. Les fluorescences détectées sont recueillies au moyen d'un oscilloscope digital connecté au détecteur adéquat (un photomultiplicateur pour le domaine visible ou une photodiode InGaAs pour le proche infrarouge). Le traitement des spectres de déclin de fluorescence a montré que les transferts d'énergie entre ions Tm^{3+} sont présents surtout par relaxation croisés, sauf pour la transition $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$ et à des faibles concentrations en ions Tm^{3+} . Cette transition est obtenue sans transfert d'énergie pour deux concentrations 0.1 % et 1 % des ions Tm^{3+} et affecte à ce niveau une durée de 14.8 ms.

2. Techniques Expérimentales

2.1 Structure Et Croissance Cristalline

Les composés LiYF_4 et KY_3F_{10} sont des composés fluorures des systèmes pseudo-binaires Li-YF_3 et KF-YF_3 respectivement. Le composé LiYF_4 est obtenu suite à une réaction péritectique proche de la composition congruente (à 49 % de YF_3) alors que le composé KY_3F_{10} est parfaitement congruent (à 75 % de YF_3). Ils ont des points de fusion relativement bas (819 et 1030°C) respectivement [1,2]. Le composé KY_3F_{10} a une structure cubique de type fluorine (CaF_2) [3,4] avec un paramètre de maille de a avec 8 unités formulaire par maille.

Le composé LiYF_4 cristalline selon le système quadratique, et il est uniaxe. Les paramètres de maille sont : $a = 5.171 \text{ \AA}$ et $c = 10.748 \text{ \AA}$ et le nombre d'unités formulaire par maille est de 4

[5]. Avant de procéder à la croissance cristalline, il ya lieu de bien purifier les produits de départ surtout celle contenant de l'Yttrium ou une terre rare. La technique utilisée est la réaction de fluoration avec l'hydrogénodifluorure d'ammonium telle que présentée par Gesland [6].

Les monocristaux tirés sont de très bonne qualité optique et les concentrations en ions dopants sont très proches de celles introduites.

3. Caractérisation Spectroscopique

À la température de l'hélium liquide, seul le premier sous-niveau Stark du niveau fondamental $^3\text{H}_6$ de l'ion Thulium (Tm^{3+}) est peuplé. L'absorption se fait à partir de ce sous-niveau. Dans le cas de l'émission, seul le premier sous-niveau Stark de chacun des états excités $^{2S+1}\text{L}_J$ est peuplé. L'émission à la température de l'hélium liquide se fait à partir de ce niveau. Pour atteindre cette température nous avons placé l'échantillon à caractériser sur le doigt froid d'un cryogénérateur muni aussi d'un régulateur de température pouvant évoluer dans le domaine 8-300 °K.

Les spectres d'émission ont été obtenus après excitation des échantillons à l'aide d'un oscillateur laser paramétrique optique (OPO) à large bande ($\Delta \lambda = 1 \text{ nm}$). Cet OPO utilise comme cristal non linéaire un cristal de $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (BBO) et est continuellement accordable entre 420 à 2400 nm pour la longueur d'onde du complémentaire. Il est pompé par un laser YAG : Nd^{3+} déclenché fonctionnant avec un taux de répétition de 10 Hz triplé en fréquence à l'aide de deux cristaux KD_2PO_4 (KDP). L'impulsion de pompe à $\lambda = 355 \text{ nm}$ d'une durée de 5 à 6 ns correspond à une énergie de l'ordre de 60 mJ par impulsion. À la sortie de l'OPO, l'énergie par impulsion est de 15 mJ. Le signal de fluorescence provenant de l'échantillon excité est détecté puis analysé à l'aide d'un oscilloscope Tektronics relié à un ordinateur. Le spectre de fluorescence décrit la variation de l'intensité de la fluorescence en fonction de la longueur d'onde alors que le spectre de déclin de la fluorescence traduit la variation de fluorescence au cours du temps et rend compte de la durée de fluorescence

4.RESULTATS ET DISCUSSION

4.1 SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION ET DE FLUORESCENCE DES IONS DE TM³⁺

Nous avons pu enregistrer les spectres d'absorption et de fluorescences des principaux multiplets du Thulium dopants les matrices cristallines LiYF₄ et KY₃F₁₀ à la température de l'hélium liquide et aussi à des températures supérieures. La connections des deux types de spectres nous a permis de dégager le diagramme des sous-niveaux Stark des ions Thulium dans les deux matrices [7]. Ils ressort de ces résultats que l'éclatement des sous-niveaux Stark de l'état fondamental est important ($\cong 360 \text{ cm}^{-1}$) ce qui explique que les spectres restent pratiquement inchangés lorsqu'on fait varier la température.

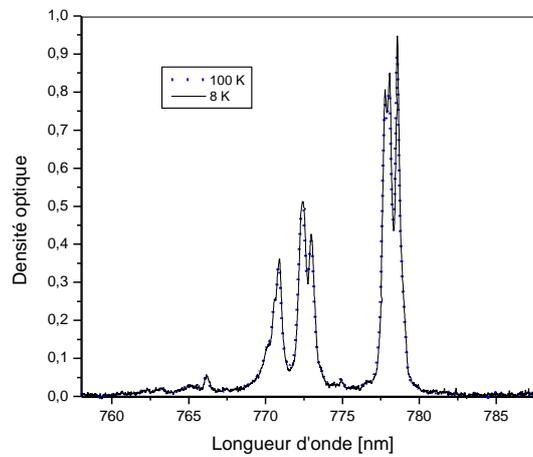


Figure 1 : Spectres d'absorption enregistrés aux températures 8 et 100 °K du multiplet 3H_4 des ions Tm^{3+} dans KY_3F_{10}

Nous avons pu aussi enregistrer la fluorescence entre états excités correspondant à la transition $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$.

On s'est intéressé aux niveaux émetteurs 3F_4 , 3H_4 , 1G_4 , et 1D_2 qui se désexcitent vers le niveau fondamental 3H_6 avec un rapport de branchement maximal. Leur dynamique de fluorescence a été analysé à 300 °K et 8 °K. Il existe trois processus de désexcitation des niveaux d'énergie : les transitions radiatives, les relaxations multiphonons et les transferts d'énergie. Si seul le premier processus est présent, l'allure du déclin de fluorescence est une exponentielle de la forme :

$$A \cdot \exp(-t/\tau_{mes}) \quad (1)$$

où τ_{mes} est égal à τ_R . Dans le cas où le niveau émetteur n'est pas suffisamment éloigné en énergie du niveau immédiatement inférieur, le second processus intervient et l'on obtient alors la relation :

$$1/\tau_{mes} = 1/\tau_R + W_{NR} \quad (2)$$

où W_{NR} représente la probabilité de relaxation multiphonons. Dans le cas de la fluorescence ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ enregistrée avec des concentrations en ions Tm^{3+} de 0.1 et 1% molaire pour KY_3F_{10} la courbe de déclin de fluorescence présente un comportement exponentiel indépendant de la concentration (Fig.2). Par contre, le deuxième principal niveau émetteur du Thulium dans KY_3F_{10} , en l'occurrence 3H_4 , présente un comportement qui dépend nettement de la concentration et une désexcitation non exponentielle pour les deux concentrations (fig.3).

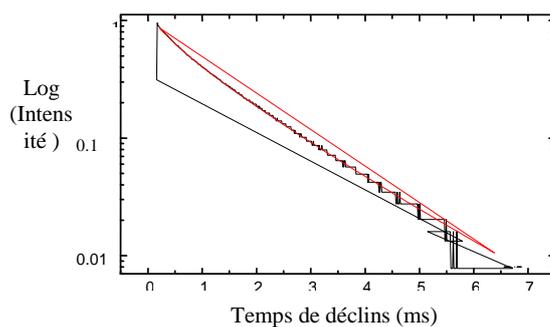


Figure 3: Courbe de déclin de fluorescence du niveau 3H_4

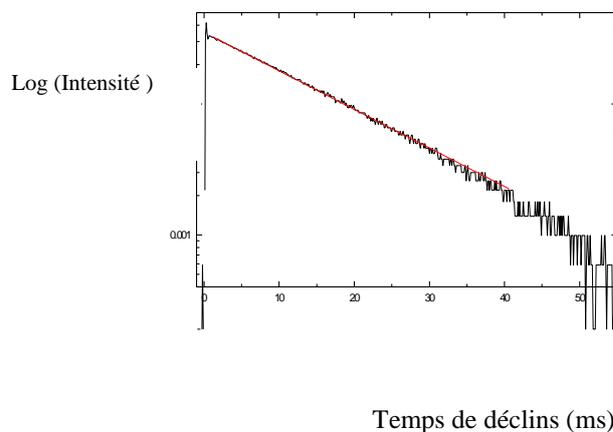


Figure 2: Courbe de déclin de fluorescence du niveau 3F_4

L'ensemble des valeurs mesurées des durées de vie de fluorescence des principaux niveaux émetteurs des ions Tm^{3+} dans KY_3F_{10} et $LiYF_4$ sont rassemblés dans le tableau 1.

Cristal	$\tau(^3F_4)$ ms	$\tau(^3H_4)$ ms	$\tau(^1G_4)$ ms	$\tau(^1D_2)$ ms
KY ₃ F ₁₀	14.6	1.9	0.186	0.031
LiYF ₄	13.8	1.2	0.210	0.080

TABLEAU 1: durée de vie de fluorescence des principaux niveaux émetteurs des ions Tm³⁺ dans KY₃F₁₀ et LiYF₄

Notons que les processus de transfert d'énergie entre ions Tm³⁺ sont très fréquents surtout par relaxation croisée. Il serait utile de modéliser ces mécanismes afin de mieux comprendre qualitativement et quantitativement tous les processus mis en jeu dans la désexcitation des niveaux émetteurs des ions Tm³⁺.

5. REFERENCES

- [1] B.H.T. Chair, J. Lefaucheur, A. Pham, SPIE, 1863 (1993)131
- [2] P. Rogin, J. Hulliger, J. crystal Growth, 172(1997)200
- [3] R. Y. Abdulsabirov, M. A. Dubiniskii, N. M. Kazakov, N. I. Silkin et S. I. Yagudin, Sov. Phys. Crystallogr., 32(4), (1987a) 559.
- [4] J. W. Pierce, H.Y. Hong, Proc. Rate earth Res-conf. 10th (1973)527
- [5] K. Heike, K. Binnemans, C. Gorller-Walrand, J. chem. Soc., Faraday Trans., 94(12)(1998)1971
- [6] J. Y. Gesland, Thèse (Univ. Du Maine) 1984
- [7] F. Bendjedaa, M. Diaf, Physical and Chemical New, à parait

SYNTHESE ET CARACTÉRISATION SPECTROSCOPIQUE DE MATRICES
VITROCÉRAMIQUES A BASE D'OXYFLUORURES MONODOPÉES Eu^{3+} ET CODOPÉES
 $\text{Eu}^{3+}/\text{Gd}^{3+}$

C. Benssalem¹, M. Diaf¹, M. Mortier², D. Vivien²

¹Laboratoire de Physique des Matériaux Lasers et de Spectroscopie Optique
Département de Physique, Université d'Annaba, BP 12, 23000 Annaba (Algérie)

²Laboratoire de la Matière Condensée, ENSCP, 1, rue Pierre et Marie Curie
75231 Paris Cedex (France)

Benssalemww@yahoo.fr

Résumé

Des verres oxyfluorés du système $\text{GeO}_2\text{-PbO-PbF}_2$ dopés avec le composé EuF_3 avec des concentrations 0.5-1.0-1.5-2.0% ont été élaborés. Un traitement thermique approprié permet de précipiter la phase fluorure $\beta\text{-PbF}_2$ et obtenir des vitrocéramiques ultra-transparentes. Des mesures d'ATD ont été effectuées sur l'ensemble des échantillons élaborés pour mettre en évidence la température de transition vitreuse et la température de cristallisation et en déduire leurs stabilités.

Nous avons caractérisé par diffraction de rayons et microscopie électronique à transmission les phases vitreuses et céramiques.

Les mesures spectroscopiques ont bien révélé l'incorporation des ions Eu^{3+} dans les matrices vitrocéramiques réparties à des proportions presque égales entre la phase cristalline et vitreuse. Les mesures de déclin de la fluorescence rouge du niveau $^5\text{D}_0$ a montré un comportement exponentiel aussi bien des phases vitreuses et céramiques avec deux durées de vie différentes, celle du verre et celle de cristal PbF_2 .

Mots-clés : Verres oxyfluorés, vitrocéramiques, propriétés spectroscopiques, terre rare, transfert d'énergie par down conversion, division de photons, énergie solaire

1. Introduction.

Les cristaux fluorures et les verres fluorés ont été largement étudiés durant les deux dernières décades dans le domaine de l'amplification optique principalement. Ils servent de matrices hôtes pour des ions de terres rares, optiquement actifs. Ils sont visés pour leur transparence, leurs basses énergies de phonons ainsi que pour leur grande solubilité vis à vis des ions de terres rares.

Cependant, ces matériaux souffrent d'un bon nombre d'inconvénients liés surtout à leur difficulté de synthèse, dans le cas des monocristaux, et à leurs mauvaises propriétés thermomécaniques dans le cas des verres. Les matériaux vitrocéramiques transparents offrent une alternative aux monocristaux et aux verres en combinant les avantages respectifs de ces deux types de matrices. Ce sont des matériaux composites constitués d'une phase amorphe dans laquelle sont réparties des cristallites de taille

nanométrique, qui offrent des sites de substitution aux ions de terre rares. La famille des oxyfluorures à base d'oxydes de Germanium et de Plomb dopés aux ions de terres rares a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche [1-7]. Les propriétés optiques des vitrocéramiques obtenues se sont révélées identiques à celles des monocristaux.

Dans le présent article, nous étudions le système formé des phases $50\text{GeO}_2 - 40\text{PbO} - 10\text{PbF}_2$ dopé avec le composé EuF_3 . La phase cristallisée est le fluorure de plomb répartie dans la phase verre composée d'oxydes mixtes par un traitement thermique approprié, on peut contrôler la cristallisation de phase $\beta\text{-PbF}_2$. L'obtention des cristallites de tailles inférieures à 30 nm permet d'obtenir des matériaux complètement transparents [8]. Le fluorure de terre rare EuF_3 joue le rôle d'agent nucléant pour la phase cubique $\beta\text{-PbF}_2$ qui incorpore les ions Eu^{3+} , après cristallisation [9] et par conséquent permet d'obtenir la solution solide $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{F}_{2+x}$. L'ion Eu^{3+} , possédant une structure électronique simple, fait l'objet de nombreuses études spectroscopiques pour ses potentielles applications technologiques [10-11]. Son spectre d'émission montre des raies dans le domaine visible et proche infrarouge. Les émissions bleues, vertes et rouges sont très sollicitées dans les domaines de l'optoélectronique et le stockage optique haute densité. L'ion Eu^{3+} est aussi utilisé comme sonde spectroscopique pour explorer la structure locale autour de la terre rare insérée dans la matrice hôte [12].

2. Techniques expérimentales.

Dans le but d'obtenir la phase vitrocéramique transparente, nous avons mélangé les poudres de GeO_2 , PbO , PbF_2 et EuF_3 dans les proportions $50\text{GeO}_2 - 40\text{PbO} - 10\text{PbF}_2$ et $x\text{EuF}_3$ (avec $x = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$). Ce mélange est chauffé à 1050°C . Cette étape permet d'obtenir généralement les phases verres. Des mesures d'ATD ont été alors effectuées sur les phases avec un analyseur symétrique de type TAG 24, SETRAM, sous flux d'argon en utilisant 60 mg de poudre tamisée entre 45 et 71 μm . Les échantillons sont chauffés jusqu'à 850°C avec une vitesse de $10^\circ\text{C}/\text{min}$. Les mesures d'ATD sont aussi effectuées sur des phases vitrocéramiques obtenues après des traitements thermiques réalisés sur les phases verres.

Les mesures de diffractions de rayons X sont effectuées sur un diffractomètre Siemens D5000 utilisant une anode de Cobalt ($\lambda = 1.789 \text{ \AA}$). Les spectres d'excitation et d'émission des ions Eu^{3+} ont été obtenus par un fluorimètre Cary Eclipse.

3. Résultats et discussion.

3. 1. Caractérisation des phases vitrocéramiques par diffraction de rayons X

Les diagrammes de diffraction des RX des phases verres sont représentés sur la **figure 1**. Il est bien clair que les concentrations 0.5 et 1.0% ne sont pas du tout cristallisées alors que la phase à 2% présente déjà une cristallisation sans traitement thermique préalable. Le recuit à 390°C pendant 10h conduit à la cristallisation de la phase fluorure $\beta\text{-PbF}_2$ pour l'échantillon à 1% et termine la cristallisation de l'échantillon à 2%. Les pics de diffraction de RX de la phase vitrocéramique ont été déconvolués par des fonctions gaussiennes

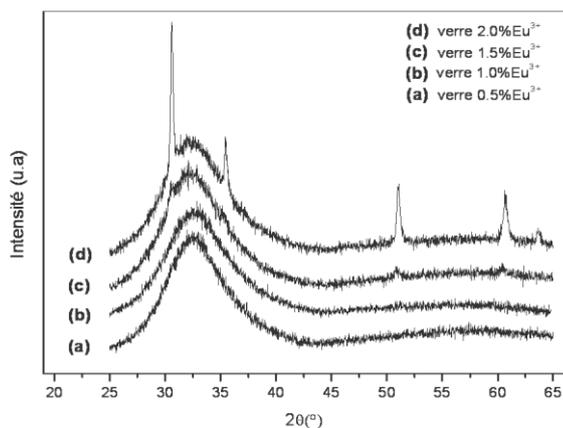


Figure 1 : Diagramme DRX des "verres" GPbFxEu

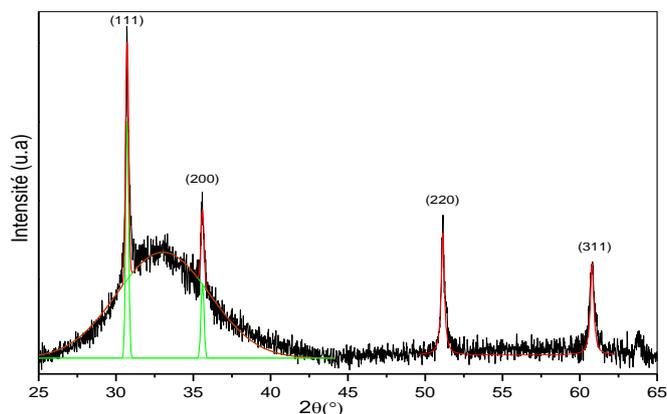


Figure 2 : Déconvolution du diagramme DRX d'une vitrocéramique GPbF2.0Eu recuit 10 h à 390 °C

(figure 2). En utilisant la formule de Scherrer, nous avons pu évaluer la taille des particules cristallisées pour chaque composition en ion dopant (Tableau 1).

A partir du diagramme de diffraction déconvolué, nous pouvons aussi calculer le taux de cristallisation de la phase cristallisée dans le verre R_{DRX} en utilisant la formule des rapports des aires des pics de diffraction.

$$R_{DRX} = \frac{\text{Aire des pics de diffraction}}{\text{Aire totale du diagramme de DRX}} \times 100 \quad (1)$$

Les valeurs trouvées sont représentées dans le tableau 1. Le paramètre de maille a de la phase cubique β -PbF₂ pour chaque concentration est déduit de la position des quatre premiers pics de diffraction (Tableau 1).

Echantillon	Température de recuit (°C)	R%	L (nm)	a (Å)
GPbF0.5Eu	390	3	52	5.909
GPbF1.0Eu	390	12	31	5.889
GPbF1.5Eu	390	12	28	5.878
GPbF2.0Eu	390	18	36	5.868

Tableau 1 : Données relatives à la simulation des pics de diffraction des diagrammes DRX (R étant le rapport de cristallisation, L la taille des cristallite et a le paramètre maille) L'évolution du paramètre de maille en fonction de la concentration en ion Eu^{3+} montre une diminution linéaire modélisée par la relation :

$$y = -0.0268x + 5.9195 \quad (2)$$

Cette décroissance en fonction de la concentration prouve que les ions Eu^{3+} se sont bien insérés dans la matrice cristalline $\beta\text{-PbF}_2$.

3. 2. Spectroscopie.

Nous avons entrepris une étude spectroscopique aussi bien sur les phases amorphes que sur les phases vitrocéramiques pour les quatre concentrations en ions Europium (0.5, 1.0, 1.5 et 2.0 %). Nous avons enregistré, à température ambiante, des spectres d'excitation de la fluorescence rouge à 612 nm, des spectres d'émission correspondant aux transitions ${}^5\text{D}_{0,1,2} \rightarrow {}^7\text{F}_j$ et des spectres de déclin de fluorescence du niveau ${}^5\text{D}_0$.

Les spectres d'excitation de la fluorescence rouge à 612 nm (${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$) des quatre phases verres, enregistrés dans le domaine 350 -550 nm, sont représentés sur la **figure 9a**. Ils sont normalisés sur la transition à 360 nm. Ces spectres sont composés de raies fines attribuées principalement aux transitions à partir du niveau fondamental ${}^7\text{F}_0$ vers les niveaux excités. Nous avons aussi enregistré les mêmes spectres des phases vitrocéramiques obtenus par recuit à 390°C (**figure 9b**).

Les deux types de spectres montrent une raie fine positionnée à 393 nm avec un léger épaulement du côté des grandes longueurs d'ondes. Nous avons utilisé cette longueur d'onde comme longueur d'onde d'excitation pour enregistrer les spectres d'émission dans le domaine 550-750 nm correspondant aux émissions ${}^5\text{D}_{0,1,2} \rightarrow {}^7\text{F}_j$ aussi bien pour les phases amorphes (figure 10a) que pour les phases vitrocéramiques (figure 10b). Ces spectres sont normalisés sur la transition à 592 nm. Les raies les plus intenses sur ces spectres sont attribuées aux transitions ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_1$ et ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$ positionnées autour des longueurs d'ondes 592 nm et 612 nm respectivement [2,9,20-22]. La transition orange ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_1$ est purement dipolaire magnétique (DM) et son intensité n'est pas affectée par l'environnement de l'ion Eu^{3+} . Par contre, la transition rouge ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$ est de type dipolaire électrique (DE) est très sensible au changement d'environnement de l'ion Eu^{3+} . Il est bien connu que le rapport de leurs intensités $R = {}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2 / {}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_1$, appelé rapport d'asymétrie, est sensible à la symétrie des sites occupés par les ions Eu^{3+} [23,24]. L'intensité de la transition ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$ est plus intense que celle de la transition ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_1$ sur les spectres des phases verres avec un rapport supérieur à 1, compris entre 1.0 et 1.8. Les spectres des phases vitrocéramiques montrent une nette diminution de la transition ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$ avec un rapport R assez faible ($R = 0.4$). Ceci indique que les ions Eu^{3+} ont un environnement plus symétrique donc une bonne proportion de ces ions sont répartis dans la phase nanocristalline $\beta\text{-PbF}_2$.

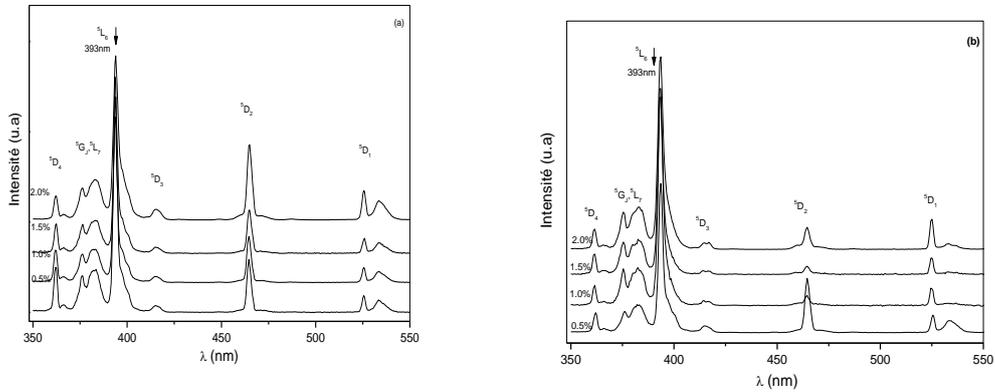


Figure 9 : Spectres d'excitation de l'émission rouge $\lambda = 612$ nm (a) pour les verres, (b) pour les vitrocéramiques.

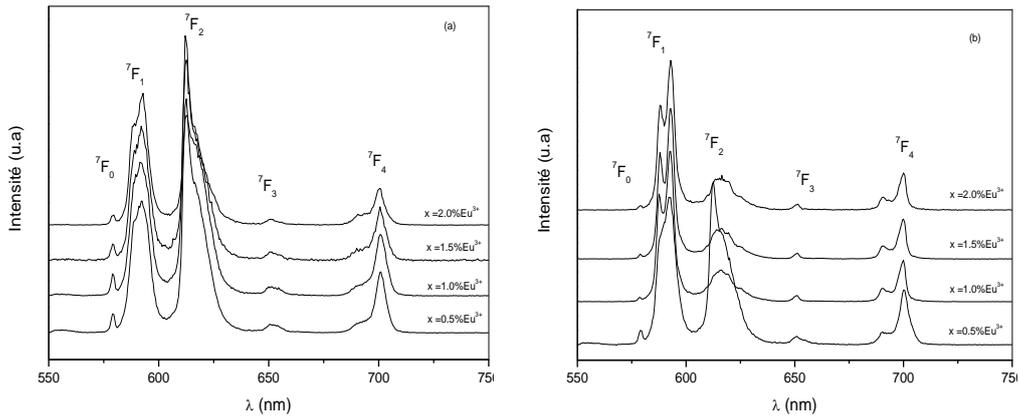


Figure 10 : Spectres d'émission à l'excitation $\lambda = 393$ nm (a) pour les verres, (b) pour les vitrocéramiques

4. Conclusion

Nous avons pu synthétiser et caractériser les phases vitrocéramiques transparentes $50\text{GeO}_2 + 40\text{PbO} + 10\text{PbF}_2$ dopés par des ions trivalents d'Europium. Ces phases ont une stabilité élevée. La caractérisation par diffraction X et par MET montre la cristallisation de la phase $\beta\text{-PbF}_2$ avec une taille très réduite à partir de la concentration à 1.5 % Eu^{3+} . Les cristallites obtenues dans l'échantillon à 2.0% ont une taille de 30 nm avant et après la température de céramisation.

Nous avons aussi effectué une étude spectroscopique sur les échantillons synthétisés avant et après l'étape de céramisation. Cette étude a permis de caractériser les émissions à partir du principal niveau

émetteur 5D_0 et les niveaux plus élevés 5D_J ($J = 1 - 2$) et a montré l'évolution de la symétrie de l'environnement des ions Eu^{3+} de la phase verre à la phase vitrocéramique.

L'excitation sélective nous a permis d'estimer que plus de la moitié d'ions Eu^{3+} sont répartis dans les nanocristaux de $\beta-PbF_2$ pour les échantillons à 2.0 % Eu^{3+} . L'étude des courbes de déclin de la fluorescence rouge du niveau 5D_0 donne des durées de vie en accord avec l'environnement de l'ion Eu^{3+} confirmant la cristallisation de la phase $\beta-PbF_2$ et l'incorporation de la terre rare.

Références

- [1] Mortier M. Patriarche G. *J. Mater. Sci.* 2000 (35), 4849-4856.
- [2] Tikhomirov V.K. Furniss D. Seddon A.B. Reaney I.M. Beggiora M. Ferrari M. Montagna M. Rolli R. *Appl. Phys. Lett.* 2002 (11), 1937-1939.
- [3] Silva M.P.A. Briois V. Poulain M. Messasseq Y. Ribeiro S.J.L. *J. Phys. Chem. Solids* 2003 (64), 95-105.
- [4] Klimensz B. Dominiak-Dzik G. Solarz P. Zelechower M. Ryba-Romanowski W. *J. Alloys Comp.* 2005 (403), 76-85.
- [5] Dantelle G. Mortie M. Patriarche G. Vivien D. *J. solids State chem.* 2006 (179), 1995-2003.
- [6] Dantelle G. Mortie M. Patriarche G. Vivien D. *Optical Materials.* 2006 (28), 638-642.
- [7] Mortier M. Bensalah A. Dantelle G. Patriarche G. Vivien D. *Optical Materials* 2007 (29), 1263-1270.
- [8] Dantelle G. 2006 Thèse de Doctorat, Université de ParisVI.
- [9] Mortier M. Goldner P. Chateau C. Genotelle M. *J. Alloys Comp.* 2001 (245), 323-324.
- [10] Jose G. Thomas V. Joseph C. Ittyachen M.A. Unnikrishnan N.V. *Mat. Lett.* (2003 (57), 1051-1056.
- [11] Jia M. Zhang J. Lu S. Sun J. Luo Y. Ren X. Song H. Wang X. *Chem. Phys. Lett.* (2004) (384), 193.
- [12] Weber M.J. in: Yen W.M. Selzer P.m. (Eds). *Laser Spectroscopy of Solids.* Vol 49 Springer 1986 p.149.

**SOURCE LASER MULTI-LONGUEUR D'ONDE À BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES
NON LINÉAIRES**

Chabha BOUCHENEB, Mohamed LAZOUL, Lotfy Mokhtar SIMOHAMED

Ecole Militaire Polytechnique, Algérie.

Azzedine BOUDRIOUA

Université Paris 13, France

boucheneb_ch@hotmail.fr

Résumé:

L'objectif principal de ce travail est de concevoir et de réaliser une source laser multi-longueurs d'onde. Pour cela nous abordons le problème de la génération multi-longueurs d'onde dans les cristaux photoniques non linéaire de type PPLT (Periodically Poled Lithium Tantalate). Nous présentons les résultats préliminaires de la génération paramétrique optique(OPG) dans ce type de cristaux. Des résultats expérimentaux et des simulations numériques sont exposés et comparés afin de connaître le comportement de nos cristaux photoniques et la cohérence des modèles numériques associés.

Mots-clés: Génération paramétrique optique, PPLT, laser.

2. Introduction

Lorsqu'un milieu non linéaire d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$) est illuminé par un rayonnement optique cohérent (pompe) suffisamment intense, deux rayonnements cohérents sont générés à des longueurs d'ondes supérieures, c'est la génération paramétrique optique. Les deux longueurs d'ondes générées dites signal (λ_s) et idler (λ_i) obéissent à la condition de conservation d'énergie :

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (1)$$

Pour maintenir cette génération, un accord de phase doit être réalisé entre les longueurs interagissant dans le milieu non linéaire. Dans le cas des cristaux photoniques non linéaires, l'accord de phase est réalisé par inversion périodique du signe du coefficient non linéaire d'ordre deux du matériau [1]. C'est le quasi accord de phase gouverné par:

$$\frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} = \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} + \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} + \frac{1}{\Lambda(T)} \quad (2)$$

Avec :

- $n(\lambda, T)$: Indice de réfraction du matériau en fonction de la température et de la longueur d'onde.
- $\Lambda(T)$: Pas d'inversion du cristal périodiquement polarisé.

Pour le tantalate de lithium stœchiométrique (LiTaO₃), l'indice de réfraction extraordinaire dépend de la température, il est donné par [2] :

$$n_e^2(\lambda, T) = A + \frac{B + b(T)}{\lambda^2 - [C + c(T)]^2} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2} + D\lambda^2 \quad (3)$$

Avec:

A=4.514261, B=0.011901, C=0.110714.

E=0.076144, F=0.195596, D=0.02323.

$b(T)=1.82194 \cdot 10^{(-8)} \cdot T^2$, $c(T)=1.5662 \cdot 10^{(-8)} \cdot T^2$

et (303K < T < 473K), $0.39 \mu\text{m} < \lambda < 4.1 \mu\text{m}$.

En tenant compte de l'expansion thermique du cristal, le pas est donné par [3]

$$\Lambda(T) = \Lambda(20^\circ\text{C}) \left(1 + 1.6 \times 10^{-5} (T - 20^\circ\text{C}) + 7 \times 10^{-9} (T - 20^\circ\text{C})^2 \right) \quad (4)$$

3. Montage expérimental

Le montage expérimental ci-dessous permet de réaliser la génération paramétrique optique dans un cristal PPLT 1D. Pour cela nous avons utilisé un laser Nd:Yag à 1064 nm (figure 1).

Un doublage extra cavité est réalisé à l'aide d'un cristal non linéaire de type KTP, un accord de phase par biréfringence est réalisé pour générer le second harmonique à 532 nm, et un miroir HR 532nm et HT 1064nm à 45° et utilisé pour l'onde de pompe résiduelle et réfléchir le seconde harmonique qui va être utilisée pour pomper le PPLT.

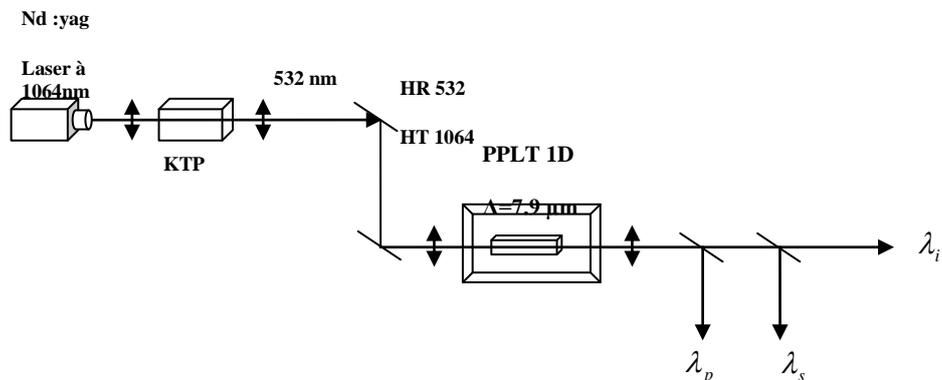


Figure 1: montage expérimental pour la génération paramétrique optique

Le cristal PPLT utilisé est caractérisé par un réseau 1D de pas $\Lambda=7.9\mu\text{m}$, avec 12mm de longueur et 5mm de largeur. Il est placé sur un four à température contrôlée de 0 à 220 °C. La température est maintenue stable à $\pm 0.1^\circ\text{C}$ près.



Figure 2 : image au microscope du PPLT 1D utilisé

À la sortie du cristal les longueurs d'onde générées sont séparées par des miroirs dichroïques. La longueur d'onde de pompe résiduelle est séparée des ondes générées en utilisant un filtre passe-haut avec une longueur d'onde de coupure égale à 600 nm. L'onde signal et idler sont séparés par un miroir dichroïque avec une longueur d'onde de coupure égale 1180nm, qui transmet l'idler et réfléchit le signal.

3. 1. Génération paramétrique optique

En première étape, nous avons caractérisé notre échantillon PPLT. Les spectres mesurés sont donnés en figure 3 pour trois températures de fonctionnement: 100, 162.5 et 190°C.

Les spectres montrent clairement les longueurs d'onde signal et idler pour chaque température.

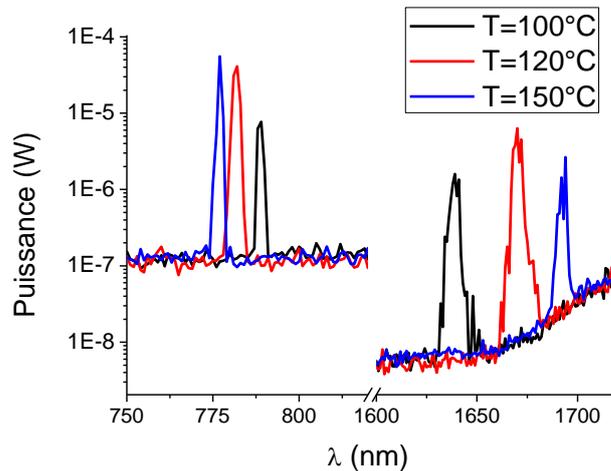


Figure 3 : Génération paramétrique optique dans un échantillon PPLT 1D ayant un pas $\Lambda=7.9\mu\text{m}$ aux températures 100,162.5 and 190°C.

Nous avons par la suite déterminé les longueurs d'onde signal et idler générés à chaque température. Nous avons tracé les résultats expérimentaux conjointement avec les simulations numériques que nous avons réalisées.

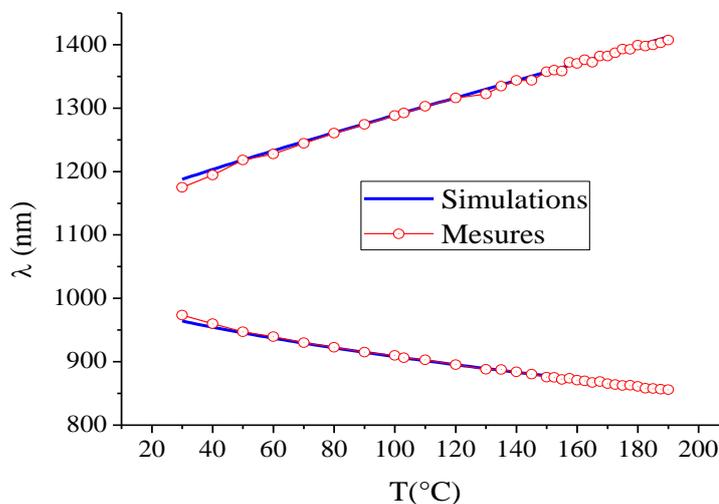


Figure 4: Variation en température de la génération paramétrique.

La figure 4 représente les variations de la longueur d'onde signal et idler générés en changeant la température. Nous pouvons constater la conformité des mesures expérimentales avec les résultats de la simulation.

La longueur d'onde signal est dans la gamme [800,1000] nm et la longueur d'onde idler est dans la gamme [1110,1400] nm.

Conclusion

On a présenté dans ce travail des résultats expérimentaux et des simulations numériques sur la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de type PPLT 1D. Dans la suite du travail, qui est en cours, nous allons travailler sur la méthode de l'ingénierie du réseau réciproque (Dual Grid Method) qui permettra de satisfaire plusieurs accords de phase simultanément pour une génération multi-longueurs d'onde.

Reference

- [1] Armstrong, J. A., & al. (1962). Interactions between light waves in nonlinear dielectric., 127:1918 – 39., *Physical Review*, 127:1918 – 39.
- [2] Matthias, B. T., & Remeika, J. P. (1949). Ferroelectricity in the ilmenite structures. *Physical review*.
- [3] Bruner & al. (2002). Refractive index dispersion measurement of congruent and stoichiometric LiTaO3. *Proc. SPIE 4628*, 66-73. SPIE.

**DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE FIBRAGE ET DE MESURE DE
L'ATTENUATION DE LA LUMIERE DANS UNE FIBRE OPTIQUE DOPEE TERRE RARE.
MESURE DU PROFIL D'INDICE DANS UNE FIBRE OPTIQUE**

R. Si Fodil ; S.Bendahmane ; A.Kellou.

Laboratoire d'Electronique Quantique, Département Rayonnement

Faculté de Physique, USTHB, B.P 32 EL Alia Bab-Ezzouar Alger

Email : sifodilrachid@yahoo.fr

Résumé:

A l'époque des Grecs anciens, le phénomène du transport de la lumière dans les cylindres de verre était déjà connu. La première application fructueuse de la fibre optique eut lieu au début des années 50, lorsque le fibroscope flexible fut inventé par Van Heel et Hopkins. De nos jours, les autoroutes de l'information offrent la possibilité de transmettre des données, de la voix, des images d'un bout à l'autre de la planète. Aujourd'hui, 80 % du trafic mondial longue distance se fait par fibres optiques. Ces dernières ont, en effet, de multiples avantages par rapport aux câbles électriques classiques : elles sont plus robustes et sont très peu sensibles aux interférences électromagnétiques. Mais les applications les plus spectaculaires sont surtout dans les technologies de télécommunication par fibres optiques qui sont en constante amélioration depuis une trentaine d'années, permettant de transmettre des informations sur de très longues distances et à de très hauts débits. Aujourd'hui, le record d'une transmission est de 3000 Gbits/s sur une distance de plus de 7000 kilomètres à travers une seule fibre optique, débit équivalent à plusieurs centaines de milliers de connexions internet haut débit. Ces performances n'auraient pas pu être atteintes sans la mise au point de techniques de fabrication permettant d'obtenir le milieu guidant extrêmement transparent qu'est la fibre optique.

Notre travail consiste à décrire un dispositif expérimental de fibrage d'une préforme obtenue par la méthode MCVD et mesurer quelques profils d'indice de fibres dopées terre rare. Dans une deuxième étape, nous ferons la mesure de l'atténuation (en dB/m) de la lumière, au cours de sa propagation, dans une fibre optique dopée Erbium.

1. Introduction :

La fibre optique est un guide d'onde diélectrique constitué d'un cœur cylindrique de quelques μm de diamètre d'indice de réfraction n_c et d'une gaine extérieure, de diamètre plus élevé et d'indice n_g , enrobe le cœur tandis qu'une gaine plastique de protection enveloppe le tout. Le guidage de la lumière

dans le cœur de la fibre est assuré par réflexion totale à l'interface cœur-gaine. Le cœur et la gaine étant principalement constitués de silice fondue (SiO₂), la différence d'indice entre ces deux parties est obtenue par ajout de dopants. Le Germanium ou le Phosphore permettent, par exemple, d'augmenter l'indice de la silice fondue et seront donc introduits dans la partie centrale de la fibre tandis que l'addition de Fluor, qui permet de diminuer l'indice du verre, sera préférentiellement employée pour former la gaine. L'indice est constant et homogène dans le cœur et la gaine de la fibre mais varie de manière discontinue à leur interface. La différence d'indice normalisé, qui donne une mesure du saut d'indice entre le cœur et la gaine est:

$$\Delta = \frac{n_c - n_g}{n_c} \quad ; \text{ avec } n_c, \text{ l'indice de réfraction du cœur et } n_g, \text{ celui de la gaine.}$$

2. Méthode de fabrication:

La fabrication de fibres de silice dopées aux ions de terres rares s'effectue en deux principales étapes : l'élaboration d'une préforme cylindrique de 20 cm à 1 m de long avec un diamètre de l'ordre de la dizaine de millimètres (généralement entre 8 et 20 mm). Et le fibrage de cette préforme.

2.1. La préforme :

Le procédé de fabrication MCDV consiste à réaliser la préforme par un dépôt en phase vapeur à l'intérieur d'un tube de silice en rotation. Les dépôts s'effectuent par couches successives de suies poreuses de quelques micromètres d'épaisseur contenant une proportion de silice et de dopants appropriés en fonction du profil d'indice recherché dans la fibre optique. L'ajout d'ions dits « dopants » (ou encore « modificateurs du réseau ») permet de transformer les propriétés optiques de la silice et sa viscosité. Ainsi, par exemple, l'aluminium, le phosphore et le titane augmentent la valeur de l'indice de réfraction de la silice, tandis que le fluor et le bore l'abaissent. L'aluminium, le germanium et le phosphore augmentent le nombre de sites d'accueil (nombres d'atomes d'oxygène non pontant). On parle alors de matrice « germano silicate », « aluminosilicate » ou « phosphosilicate », lorsque les ions germanium, aluminium ou phosphore sont respectivement introduits. La concentration de ces ions dopants détermine la valeur de l'indice de réfraction de la matrice réalisée et contrôle le profil d'indice de la fibre en cours de réalisation. Le phosphore et le fluor sont principalement utilisés pour abaisser la température de fusion, ce sont des « fondants ». Une phase de vitrification (élévation de la température pendant un instant donné) s'effectue entre chaque dépôt de couches de suies pour éliminer les porosités et maîtriser au mieux la composition radiale. La préforme obtenue jusqu'ici n'est constituée que de silice et d'ions modificateurs de réseau. L'introduction des ions de terres rares s'effectue sur les dernières couches radiales qui constitueront par la suite le cœur de la préforme. L'ajout de ces ions peut aussi être réalisé en phase vapeur, cependant comme ils sont extrêmement volatils, leur incorporation est réalisée de préférence en phase liquide. Les couches, qui constitueront le cœur, sont alors déposées à basse température pour conserver la porosité de la silice nécessaire à l'incorporation des ions de

terres rares. Ceux-ci sont amenés en plongeant la préforme dans une solution alcoolique, ou aqueuse, d'ions de terres rares et souvent d'aluminium dont la concentration déterminera la quantité d'ions actifs et l'indice de réfraction du cœur. Les ions de terres rares vont alors se répartir sur l'ensemble des sites d'accueil de la matrice de silice, constitués par ses défauts. Après quelques heures d'imprégnation, la solution est drainée et la préforme séchée à 600 °C sous Cl₂ et O₂ pour éliminer tous les solvants résiduels. Une étape de vitrification (chauffage à 2000 °C) est alors effectuée pour supprimer les porosités de la préforme. [1]

A ce niveau de la fabrication, la préforme dopée est tubulaire. Le trou central est éliminé par une phase de « retraits » qui consiste à chauffer sous pression contrôlée la préforme pour faire effondrer le barreau creux sur lui-même. Cette étape supplémentaire de chauffage est susceptible de provoquer une évaporation de certains ions modificateurs de réseau.

2.2. Le fibrage :

Le fibrage consiste à augmenter localement la température de la préforme de façon à l'étirer en contrôlant les différents paramètres que sont la température, la vitesse de descente de la préforme dans le four, la tension de la fibre et la vitesse d'étirage afin d'obtenir une fibre optique aux dimensions souhaitées.

3. Mesure de l'atténuation dans la fibre optique par la méthode de la fibre coupée:

La puissance lumineuse est sensiblement diminuée au cours de la propagation dans une fibre. Cette perte de puissance est essentiellement due à l'absorption et aux diffusions, Rayleigh, par les impuretés et par les micro-défauts de structure du matériau. Ces pertes sont caractérisées par un coefficient α exprimé en dB/m. L'absorption dépend de la longueur d'onde. La mesure de l'atténuation par la méthode de fibre coupée est généralement utilisée pour les fibres dont l'absorption n'est pas trop forte, c'est-à-dire pour lesquelles on peut travailler avec des longueurs supérieures à un mètre. Soit une onde lumineuse d'intensité $I_1(\lambda)$ qui arrive à l'entrée de la fibre, au bout d'une certaine distance d parcourue dans le milieu elle devient:

$$I_2(\lambda) = I_1(\lambda) 10^{-\alpha(\lambda) d/10}$$

Où le coefficient d'absorption : $\alpha(\lambda) = \frac{10}{d} \log_{10} \left(\frac{I_1(\lambda)}{I_2(\lambda)} \right)$ en dB/m.

L'intensité $I_1(\lambda)$ est d'abord enregistrée à l'extrémité d'une certaine longueur de fibre. Puis la fibre est coupée de la longueur d , et $I_2(\lambda)$ est mesurée sans modification du couplage d'entrée. Cette technique de la fibre coupée permet de s'affranchir de la fonction d'appareil de montage. Une source de lumière blanche est focalisée à l'entrée du monochromateur à l'aide de deux lentilles. Un moteur commandé par ordinateur permet de faire varier la longueur d'onde de la lumière à la sortie du monochromateur. Un jeu de fentes fines (de largeur autour du mm) influent sur la résolution. Il existe un compromis entre l'intensité à l'entrée et sortie du monochromateur, et la résolution. La plage de longueur d'onde couverte par le monochromateur va de 400 nm à 1600 nm. L'onde lumineuse arrive sur un hacheur qui tourne à

une certaine fréquence afin de réaliser des mesures en détection synchrone. L'amplificateur à détection synchrone ne conserve du signal qu'il reçoit que la partie qui est à la même fréquence et phase que le hacheur. On peut ainsi éliminer le bruit ambiant et ne détecter que la lumière transmise par la fibre. A la sortie du hacheur, le signal est couplé dans une fibre à l'aide d'un objectif d'ouverture numérique 0.35 et de grossissement 20. Le signal en sortie de la fibre est récolté par un détecteur.: [2]

3. 1. Mesures:*

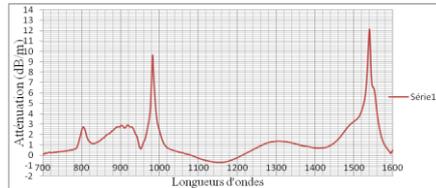


Fig. 1: Absorption dans une fibre optique dopée Erbium en fonction de la longueur d'onde

3. 1. a. Nous remarquons sur le graphe fig.1 le spectre d'absorption spécifique de l'Erbium. En effet, nous constatons deux pics importants autour de 1550 nm et de 980 nm. Aussi, des pics d'absorption relativement faibles autour de 800 et 900 nm. La mesure s'est faite sur un tronçon de fibre de 1m. Par ailleurs, on voit une zone d'atténuation autour de 1250 à 1380 nm correspondant au domaine d'absorption des ions OH⁻ présents dans la silice

3. 1. b. Dans le relevé de profils d'indice de fibres dopées, de diamètre de cœur 8μ et 125 μ de gaine, il est fréquent d'observer une légère dépression indicielle au centre du cœur (fig.2 et fig.3). Ce phénomène est souvent lié à l'évaporation du germanium ou du phosphore, mais ne concerne pas l'aluminium fréquemment utilisé pour les préformes dopées aux ions de terres rares. L'appareil de mesure relève une variation d'indice $\Delta n = n_D - n_c$ et $\Delta n = n_D - n_g$; avec $n_D = 1,4700$, l'indice de réfraction de la solution utilisée. Cette mesure s'est faite à 25°C et à la longueur d'onde $\lambda = 6328\text{Å}$. A l'aide de ces enregistrements, on peut déduire aisément les indices de réfraction du cœur et de la gaine des fibres.

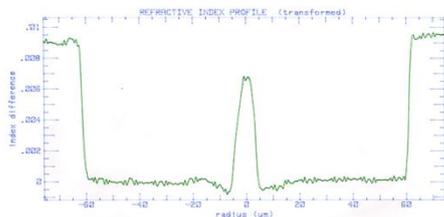


Fig. 2: Profil d'indice d'une fibre optique dopée Thulium et Ytterbium (Tm et Yb).

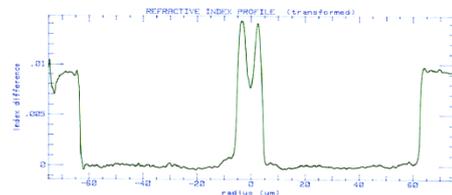


Fig.3: Profil d'indice d'une fibre optique dopée chrome

Conclusion:

Comme nous envisageons, dans notre Laboratoire d'Electronique Quantique, réaliser un laser fibré dont le milieu amplificateur sera une fibre optique dopée terre rare (Erbium et Ytterbium), il est impératif d'acquérir une fibre dopée fabriquée dans des conditions extrêmement précises, à savoir, la préforme, le dopage et le fibrage doivent se faire dans une atmosphère parfaitement contrôlée. En effet, les impuretés telles que les ions OH⁻, peuvent nuire à l'émission laser autour de 1550 nm. Aussi, il se peut que la longueur d'onde de coupure de la fibre coïncide avec une bande d'absorption.

Références:

- [1] ROY Aude, (2008), Architectures de sources laser blanches à fibres optiques microstructurées actives, Thèse de doct. Université de Limoges, p 28-53.
- [2] FELICE Valérie, (1999), Fibres optiques en silice dopées aux ions chrome: Fabrication et étude spectroscopique, Thèse de doct. Université de Nice Sophia Antipolis, p102.

MESURE DE LA PUISSANCE REELLE ABSORBEE PAR

UN PLASMA RADIOFREQUENCE

Rabah Tadjine^{1,a}, Mohamed Kechouane², Mounes Alim¹

¹ CDTA, Cité du 20 Août 1956, BP N°17 Baba-Hassen -16303 Alger - Algérie

² Université USTHB, BP32 El Alia 16111 Bab Ezzouar, Alger – Algérie

^a rtadjine@cdta.dz

RÉSUMÉ:

Un dispositif expérimental a été mis au point pour la mesure de la puissance absorbée par un plasma radiofréquence (RF) à couplage capacitif. Il est constitué d'une station courant tension (I-V) non intrusive et à haute résolution, d'un oscilloscope numérique à très forte fréquence d'échantillonnage (5Gs/s). L'utilisation de la théorie des réseaux électriques et la méthode Bloomfield de lissage permet d'éliminer les erreurs liées aux éléments électriques parasites de la chambre d'ionisation. Ces éléments sont dû à la nature même du couplage, qui fortement capacitif. La méthode permet aussi de palier à la distorsion et aux fluctuations des signaux électriques mesurés. Bien que le système soit conçu pour un plasma 13.56Mhz pour le traitement de surface, il peut être appliqué pour les lasers à gazes excités en RF (1-100Mhz), moyennant un calibrage dans cette gamme de fréquence.

Mots-clés: RF Plasma, CCP, diagnostic, caractérisation électrique, sonde courant-tension

1. Introduction

Les décharges radiofréquences ont largement été utilisées dans l'industrie des semi-conducteurs pour la gravure et le dépôt [1]. Le couplage le plus utilisé est le mode capacitif (CCP). L'avantage de l'utilisation de l'excitation RF est qu'avec de très faible distance inter-électrode vous pouvez allumer le plasma avec de très faibles tensions comparé à l'excitation en courant continu (DC) qui nécessite de très large ballastes pour stabiliser la décharge. Le calcul de la puissance RF absorbée par le plasma ou son impédance électrique équivalente passe par la mesure des signaux électriques (courant et tension) de la décharge prélevés au niveau de l'électrode excitatrice. Il est très difficile de mesurer avec précision ces signaux électriques [2, 3]. L'utilisation des sondes de tension et de courant traditionnelles aussi performantes soient-il n'exclut pas les erreurs pour la mesure de puissance absorbée ou de l'impédance équivalente du plasma. Le but de notre travail est de présenter une technique de mesure de la puissance, nettement plus fiable et plus précise. Elle repose principalement sur trois points cruciaux: calibration de la station de mesure I-V, L'identification et la mesure des paramètres électriques parasites moyennant un modèle électrique approprié grâce à l'utilisation de la théorie des réseaux électrique et le lissage par la méthode de Bloomfield des signaux électrique.

2. Dispositif Expérimental

La figure (1) montre le schéma du dispositif expérimental. La chambre d'ionisation est constituée de deux électrodes de même diamètre de 100mm et séparée de 20mm de distance. Le courant et la tension RF sont prélevés par la station (fig.2), qui est la combinaison d'une sonde courant et d'une sonde tension place l'une à côté de l'autre pour minimiser les erreurs liées au déphasage. Les signaux ainsi collectés par un oscilloscope numérique (TDS4054)

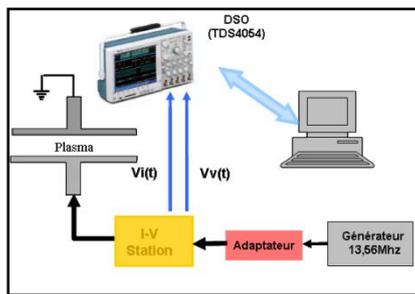


Figure. 1 : Dispositif expérimental

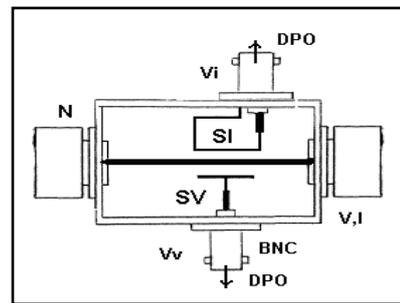


Figure. 2: Schéma de la station V-I

sont transférés vers un Pc où un programme a été élaboré pour le lissage des signaux électriques, calcul de puissance absorbée par le plasma et son impédance équivalente, en tenant compte des éléments parasites introduit par la chambre d'ionisation et la connectique.

3. Théorie

Basé sur la théorie des circuits électrique, la puissance moyenne P sur une période T est donnée par:

$$P = \frac{1}{T} \int V(t).I(t).dt \quad (1)$$

Avec V(t) et I(t) tension et courant instantanés Et pour des signaux sinusoïdaux l'équation (1) devient alors

$$P = V_p.I_p.\cos(\varphi) \quad (2)$$

Avec V_p et I_p courant et tension crête avec un déphasage φ entre eux. Il existe principalement trois méthodes pour calculer la puissance P. Equation (1) est directement intégrée numériquement, alors que la transforme de fourrier discrète (DFT) et la méthode de lissage des moindre carrée sont utilisées pour déterminer V_p , I_p et φ de l'équation (2). Pour notre expérimentation c'est l'équation (2) avec lissage qui est utilisée. La différentiation de cette équation donne :

$$\frac{\Delta P}{P} = \text{tang}(\varphi).\Delta\varphi \quad (3)$$

Dans le couplage capacitif, comme c'est notre cas, le déphasage φ entre le courant de décharge I et la tension V est très proche de $\pi/2$. Donc une erreur très faible sur φ produit une valeur inacceptable de la puissance P (équ. 3).

4. Principe de mesure de la station I-V

La station I-V est une combinaison d'une sonde de courant (SI) et d'une sonde de tension (SV) (Fig.2). La sonde SI mesure un signal V_i proportionnel au courant I , mais aussi un signal dû à l'interférence du potentiel V . La sonde SV est un diviseur capacitif, elle donne un signal V_v proportionnel à la tension appliquée V . L'impédance introduite par la distance entre le point de sortie V et l'emplacement de la sonde SV affecte aussi V_v . Donc le système d'équations est :

$$V_v = a.V + b.I \quad (4)$$

$$V_i = c.V + d.I \quad (5)$$

On utilise la technique De-embedding et Unterminating de Bauer R. et Penfield P. [4], pour extraire les paramètres cascade (a, b, c, d) définissant la station. Pour cela on a utilisé une série de charges capacitives Z_i , mesurées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA). Les charges Z_i sont placées à la sortie de la station. Celle-ci est alimentée par un générateur de fonction d'une grande précision et stabilité en fréquence. Les signaux V_v et V_i numérisés par le DPO sont transférés vers le Pc pour en extraire leurs module et déphasage grâce à un algorithme de lissage par méthode itérative des moindres carrées [5]. Des équations (4) et (5) on déduit l'équation suivante (avec $Z_i = V/I$):

$$\frac{v_v}{v_i} = \frac{\frac{a}{d}Z_i + \frac{b}{d}}{\frac{c_p}{d_p}Z_i + 1} \quad (6)$$

Le tableau (1) donne les valeurs des paramètres (a, b, c, d) de la station obtenue par résolution des équations (4), (5) et (6), avec les charges Z_i . Le lissage de la courbe des valeurs $(V_v/V_i, Z_i)$ (Fig.3) donne une équation de la forme, avec $R^2 = 0,9998$

$$(V_v/V_i = 0.06Z_i), \quad (7)$$

Tableau. 1 : Les paramètres de la station I-V

	magnitude	Phase angle°
a	0,0112	-124,26
b	0,0384	-34,83
c	3,35E-04	-70,27
d	0,1799	-154,89

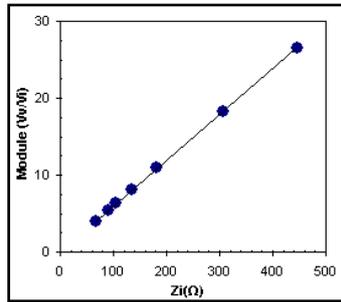


Figure. 3 : Lissage des couples de données (V_v/V_i) et Z_i

i on compare les équations (7) et (8), les paramètres b et c peuvent être négligés. On déduit que la sonde de courant SI n'est pas affecté par le potentiel V et que la sonde de tension SV n'est pas éloignée de la sortie de la station. La connaissance des paramètres (a, b, c, d), de V_i et de V_v permettent de déterminer V et I.

5. Détermination des éléments parasites de la chambre d'ionisation

Non seulement les dimensions de la chambre d'ionisation ont une influence sur les caractéristiques du plasma, mais aussi elles affectent la valeur des signaux électriques (I_k, V_k) au niveau de la cathode en contact direct avec le plasma. Ces valeurs sont largement différentes de celles mesurées par la station (V, I). La chambre est représentée par un modèle de circuit électrique (fig.4) contenant une self L pour la connexion électrique et une capacité C pour l'isolation entre cathode et son blindage [3]. L'équation de son impédance équivalente à l'entrée est donnée par :

$$V/I = |Z_c| = L\omega - 1/C\omega \quad (8)$$

L'impédance d'entrée de la chambre d'ionisation Z_c à été déterminée expérimentalement à l'aide du VNA sur une large gamme de fréquence (1 à 100Mhz) dont les résultats sont montrés sur la figure (5). Le lissage de cette courbe à l'aide de l'équation (8) donne les valeurs pour $L=28,48nH$ et $C=133,5pF$. Il est intéressant de noter que la chambre a une fréquence de résonance autour de $F_0=81.39Mhz$.

6. Calcul de la puissance absorbée par le plasma et son impédance équivalente

La décharge peut être représentée par un circuit électrique constitué d'une résistance R en série avec une capacité X. R représente le chauffage des électrons (plus la dissipation dans la gaine) et X la gaine ionique en contact avec l'électrode.

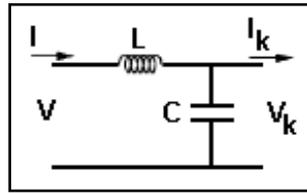


Figure. 4 : Modèle de circuit équivalent entre le point de mesure de la station (I, V) et la surface de la cathode k en contact avec le plasma (I_k, V_k)

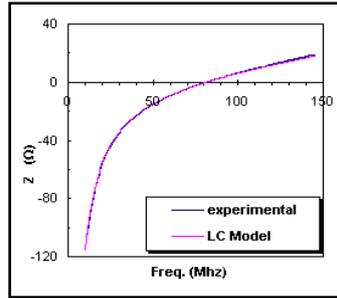


Figure. 5 : Impédance d'entrée de la chambre mesurée par VNA

Les mesures électriques ont été effectuées dans une décharge d'argon, pour des pressions variant de 50mtorr à 300mtorr et une puissance incidente allant de 20 à 100Watt. La puissance absorbée par le plasma ($P_p = I_k \cdot V_k$) et son impédance ($Z_p = V_k / I_k$) sont calculées en utilisant le produit matricielle (éq.9) de celle du circuit équivalent de la cathode et celle de la station I-V

$$\begin{bmatrix} V_k \\ I_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_p & b_p \\ c_p & d_p \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_k & b_k \\ c_k & d_k \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} V_v \\ V_i \end{bmatrix} \quad (9)$$

La puissance absorbée par le plasma P_{abs} (fig.6) évolue avec le potentiel V_k suivant La loi $P_{abs} \propto V_k^2$, ce qui représente une caractéristique du chauffage stochastique a haute tension [6]. Le courant plasma I_k évolue avec V_k suivant la loi $I_k \propto V_k$. Cela peut être observe par le non changement de boutons de réglage de l'adaptateur durant l'expérience. La figure (7) reflète l'évolution macroscopique des paramètres de la décharge en fonction de la pression. La décroissance de X est liée au fait que la gaine ionique diminue avec la pression, alors que la diminution de R est due à l'accroissement de la densité électronique avec la pression.

7. Conclusion

Une décharge RF d'argon a été caractérisée en utilisant un système de mesure constitué d'une station I-V. Ce système fournit une mesure in situ et avec précision de la puissance absorbée par le plasma et son impédance équivalente, sans interruption du plasma. Or ces deux grandeurs sont

affectées par la température, d'où l'utilité de cette technique pour le suivi et le contrôle de la température qui a un effet néfaste dans le rendement des plasmas RF.

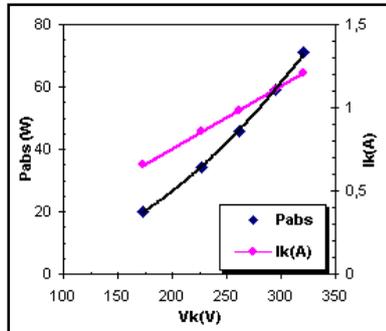


Figure. 6 : Puissance Pabs et courant I_k en fonction du potentiel V_k , pour la pression de 100mtorr dans un plasma argon 13,56Mhz

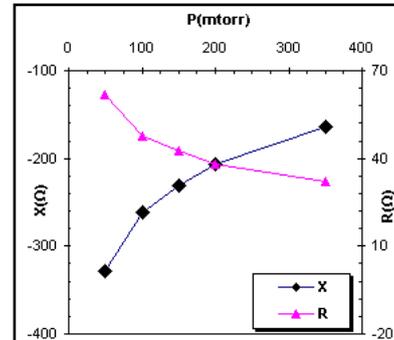


Figure. 7: Resistance R et Réactance X fonction de la pression ($P_{inc}=60Watt$, Argon)

REFERENCES

- [1] van Roosmalen A. J., van den Hoek W. G. M. et Kalter H.; Electrical properties of planar RF discharges for dry etching, *J. Appl. Phys.* 1985: (58), 653-658
- [2] Hargis P. J., et al.; The GEC RF reference cell; A defined parallel-plate RF system for experimental and theoretical studies of plasma-processing discharges, *Rev. Sci. Instrum.* 1994: (65), 140-154
- [3] Sobolewski M. A.; Electrical characterization of radio-frequency discharge in the Gaseous Electronics Conference Cell, *J. Vac. Sci. Technol.* 1992: (A10), 3550-3562
- [4] Bauer R. et Penfield P.; De-embedding and Unterminating, *IEEE Trans. MTT.* 1974: (22), 282-287.
- [5] Bloomfield P. 1976, Fourier analysis of time series: an introduction, John Wiley & Sons,
- [6] Godyak V.A., Piejak R.B. et Alexandrovich B.M.; Electrical characteristics of parallel-plate RF discharges in argon, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1991: (19), 660-676

NEW ERBIUM DOPED ANTIMONY GLASSES FOR LASER AND GLASS AMPLIFICATION

B. Tioua¹, M. T. Soltani¹, M. Hamzaoui^{1,2} and M. Baazouzi^{1,2}

1. *Dept. of physics, Faculty of sciences and engineering sciences, Univ. of Biskra, Algeria.*
2. *UMR CNRS 6226 - Sciences Chimiques de Rennes, Campus de Beaulieu, Université de Rennes 1, 35042, Rennes, France.*

Corresponding author: B.TIOUA , tiouab@yahoo.com ; Tel/: +213 55521 70 57

Abstract

Because of the special spectroscopic properties of the rare earth ions, rare earth doped glasses are widely used in bulk and fiber lasers or amplifiers. The modelling of lasers and searching for new laser transitions require a precise knowledge of the spectroscopic properties of rare earth ions in different host glasses. In this poster will offer new doped erbium glasses synthesized in silicate crucibles were obtained in the combination Sb₂O₃-WO₃-Na₂O. Several properties are measured and correlated with glass compositions. The absorption spectral studies have been performed for erbium doped glasses. The intensities of various absorption bands of the doped glasses are measured and the Judd-Ofelt parameters have been computed. From the theory of Judd-Ofelt, various radiative properties, such as transition probability, branching ratio and radiative life time for various emission levels of these doped glasses have been determined and reported. These results confirm the ability of antimony glasses for glass amplification.

1. Introduction

Incorporation of rare earth (RE) elements into various oxide glasses has been a key to the development of many optical devices [1]. Among the trivalent RE ions, Er³⁺ plays an important role in the development of broadband erbium doped fibre amplifiers (EDFA) at the third communication window (1.5 μ m) [2] and frequency up-conversion for their potential laser applications in many fields during the past few decades [3]. Therefore, the choice of the host material glass is very important in the development of more efficient optical devices based on Er³⁺ doped glasses.

Optical properties of erbium doped alkali-antimonite glasses have not been investigated to the best of our knowledge; however there are many reports on erbium doped glasses containing Sb₂O₃ as the second glass former in antimony-borate glasses [4], antimony-silicate glasses [5] or antimony-phosphate glasses [6].

In this paper we report radiative and spectroscopic properties of Er³⁺ ions in the novel vitreous system Sb₂O₃-Na₂O-WO₃ using Sb₂O₃ as a glass former, Na₂O and WO₃ as glass modifiers. The Judd-Ofelt (J-O) theory has been applied to the measured optical absorption intensities in order to determine the well known J-O intensity parameters Ω_2 , Ω_4 and Ω_6 . The effect of Er³⁺ doping level has been specified and the potential of these glasses as optical glasses for laser and optical amplifiers has been examined.

2. Experimental and Physical properties

The starting glass composition (Sb₂O₃)_{80-x}(Na₂O)₂₀(WO₃)_x was chosen for doping with two different Er₂O₃ concentrations. The acronyms SN20W, SN30W are used to label the samples containing 20 and 30 mol% of WO₃, respectively. The synthesis was carried out through the conventional melt-quenching method from starting compounds Sb₂O₃ (Acros, 99%), WO₃ (Aldrich, 99%), Na₂CO₃ (Aldrich, 99.95%) and Er₂O₃ (Rhone Poulenc, 99.99%). The bulk glasses were prepared in open silica glass crucibles with 10 mm in diameter. The powder mixtures were flame heated until a clear liquid is obtained and then the melts were cast onto a brass plate. The samples were annealed near the glass transition temperature for 6 hours in order to minimize mechanical stress resulting from thermal gradients upon cooling. Finally, they were cut and polished for the optical measurements.

The amorphous nature of the samples was checked by X-ray diffraction (XRD), using a Philips PW3020 diffractometer with Cu K α radiation.

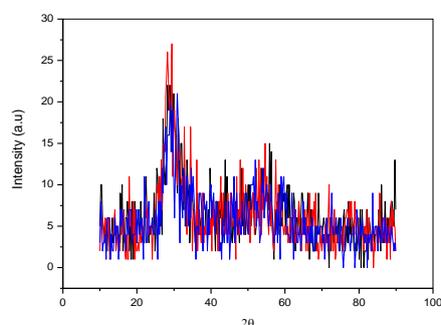


Fig 1. XRD spectrum of a glass in the system (80-X)Sb₂O₃-20Na₂O-(X) WO₃ with x=20

Thermal properties were measured by differential scanning calorimeter (DSC Q20 TA Instruments) with a heating rate of 10 Kmin⁻¹ and accuracy of ±2°C.

Composition du verre (mol %)			Températures (°C)					Coefficient de dilatation thermique 10 ⁻⁶ K [50-250°C]
Sb ₂ O ₃	Na ₂ O	WO ₃	T _g (± 2)	T _x (± 2)	T _p (± 1)	T _f (± 2)	(T _x -T _g)	/
60	20	20	302	439	/	/	137	19
50	20	30	314	448	/	512	134	17,4

Table 1. Characteristic temperatures and CTE of the glasses in the system

The density, accurate to ±0.05 %, was determined by Micromeritics Accupyc pycnometer under Helium pressure.

Composition du verre (mol %)			(g.cm-3)
Sb ₂ O ₃	Na ₂ O	WO ₃	(± 0.01)
60	20	20	5,07
50	20	30	5,48

Table 2. Values of the density of glasses in the system (80-X)Sb₂O₃-20Na₂O-(X) WO₃

The refractive index of the samples was measured using a Metricon M2010 with accuracy of ±1.10⁻⁴.

Echantillons	Er (% mol)	Indice de refraction n	Volume Molaire Vm
60 Sb ₂ O ₃ - 20 Na ₂ O - 20 WO ₃	0	1,889	46,078
	0,2	2,029	46,229
	0,4	2,043	46,379
50 Sb ₂ O ₃ - 20 Na ₂ O - 30 WO ₃	0	1,956	41,544
	0,2	2,039	41,683
	0,4	2,106	41,822

Table 3. Refraction indices, molar volume in doped and undoped glasses.

The absorption spectra were measured by a Perkin Elmer Precisely UV-Vis-NIR spectrophotometer operating between 200 and 2500 nm, with around 2 nm resolution.

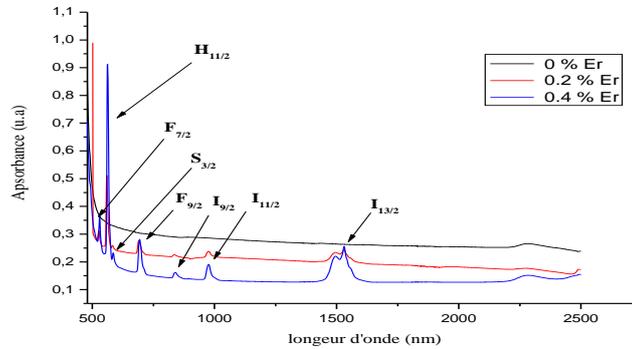


Fig 2. absorption spectrum of Er+3 in the glass (60Sb2O3-20Na2O-20WO3)

Theory and estimation of different spectroscopic parameters of the Er+3 ions in the glass

To estimate the crystal field strength surrounding the Er+3 ions of the glass we have used Judd-Ofelt theory. In 1962, Judd [7] and Ofelt [8], working independently, developed the theory of electronic transition line intensities of Ln³⁺ ions in crystals, which is very elegant and universal in estimating the optical and laser properties of Ln³⁺ ions in crystals and glasses. According to the Judd-Ofelt theory [7,8], the electric and magnetic dipole line strength of an electronic transition from an initial $(S, L)J$ state to the final $(S', L')J'$ state is given respectively by the expressions

$$S_{md}(J, J') = \left(\frac{h}{4\pi mc}\right)^2 |(S, L)J || U^t || (S', L')J' \rangle|^2 \quad (1)$$

$$S_{ed}(J, J') = \sum_{i=2,4,6} \Omega_t |(S, L)J || U^t || (S', L')J' \rangle|^2 \quad (2)$$

where e = electronic charge, h = Planck's constant, c = speed of light, m = mass of electron, $\langle (S, L)J || U^t || (S', L')J' \rangle$ is the reduced matrix element of the irreducible tensor operator of rank t calculated in the intermediate coupling approximation and depends only on the Er⁺³ ion concerned. The values of the square of the reduced matrix elements for various transitions of different Er⁺³ ions have already been calculated by Carnall et al. [9] and Kaminskii [10], and are available in literature. Ω_t ($t = 2, 4, 6$) are the three intensity parameters called the Judd-Ofelt parameters arising from the static crystal field. The value of magnetic dipole line strength (S_{md}) does not depend on the host material and it is an exclusive property of the rare earth ion itself. The probabilities of magnetic dipole transitions are generally lower than those of electric dipole transitions. In this case the only magnetic dipole transition for ions Er+3 is the $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ transition and all other transitions of absorption have a contribution hopeless magnetic dipole. The relation that permitted to calculate S_{md} is [9]

$$S_{DM} = 4547.68 \times \lambda \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-2} \quad (3)$$

The experimental integrated absorption of a transition of a Er^{+3} ion is related to the electric dipole oscillator strengths $f_{ed}(J \rightarrow J')$ of the transition by the expression

$$f_{exp}^{de}(J \rightarrow J') = \frac{mc^2}{\pi e^2} \frac{1}{N\lambda_{max}^2} \int \alpha(\lambda) d\lambda \quad (4)$$

where $f_{exp}^{de}(J \rightarrow J')$ is the measured electric dipole oscillator strength, λ_{max} is the mean wavelength of the absorption band, N is the concentration of lanthanide ions (ions= cm^{-3}) in the host, and $\int \alpha(\lambda) d\lambda$ represents the experimental integrated coefficient of absorption in the wavelength range of the band, which can be obtained by calculating the total area under the band. The absorption spectra of Er^{+3} ions in the glass along with that of the base glass is given in Fig. 2. To calculate the Judd-Ofelt intensity parameters of the Er^{+3} ions of the glass

Table.4 Measured and calculated oscillator strength of various transitions of Er^{+3} in the glass

absorption	λ_{max} (nm)	$f^{mes} (\times 10^{-6} cm^2)$	$f_{ed} (\times 10^{-6} cm^2)$	$f_{md} (\times 10^{-6} cm^2)$	$f^{cal} (\times 10^{-6} cm^2)$	Δf
4I15/2 → 4I13/2	1531	1.4342	0.8321	0.6021	0.8889	0.0568
4I15/2 → 4I11/2	976	0.6374	0.6374	0	0.5009	-0.1365
4I15/2 → 4I9/2	799	0.1927	0.1927	0	0.2842	0.0915
4I15/2 → 4F9/2	653	1.6556	1.6556	0	1.6131	-0.0425
4I15/2 → 4S3/2	544	0.3117	0.3117	0	0.3293	0.0176
4I15/2 → 4H11/2	522	10.4696	10.4696	0	10.4785	0.0089
4I15/2 → 4F7/2	489	1.5392	1.5392	0	1.4394	-0.0998

$$RMS_f = 0.1029 \times 10^{-6} cm^2$$

Table.5 Measured and calculated values of electric dipole line strength, magnetic dipole line strength of various transitions and the three Judd-Ofelt parameters of Er⁺³ ions in 59.8Sb₂O₃-20Na₂O-20WO₃-0.2Er glass.

absorption	$\lambda_{\max} (nm)$	$S_{ed}^{mes} (\times 10^{-20} cm^2)$	$S_{md} (\times 10^{-20} cm^2)$	$S_{ed}^{cal} (\times 10^{-20} cm^2)$	ΔS_{ed}
⁴ I _{15/2} → ⁴ I _{13/2}	1531	0.9953	0.6962	1.0435	-0.0482
⁴ I _{15/2} → ⁴ I _{11/2}	976	0.4704	0	0.3696	0.1008
⁴ I _{15/2} → ⁴ I _{9/2}	799	0.1152	0	0.1698	-0.0547
⁴ I _{15/2} → ⁴ F _{9/2}	653	0.7974	0	0.7767	0.0206
⁴ I _{15/2} → ⁴ S _{3/2}	544	0.1224	0	0.1293	-0.0069
⁴ I _{15/2} → ⁴ H _{11/2}	522	3.9344	0	3.9370	-0.0027
⁴ I _{15/2} → ⁴ F _{7/2}	489	0.5405	0	0.5054	0.0351

$$\Omega_2 = 4.9018 \times 10^{-20} cm^2, \Omega_4 = 0.9465 \times 10^{-20} cm^2, \Omega_6 = 0.5846 \times 10^{-20} cm^2$$

$$RMS = 0.0656 \times 10^{-20} cm^2 ; Nc = 3.6 \times 10^{19}$$

Table.6 Judd-Ofelt parameters of Er⁺³ ions in the various composition glass

	% Er	$\Omega_2 \times 10^{-20} cm^2$	$\Omega_4 \times 10^{-20} cm^2$	$\Omega_6 \times 10^{-20} cm^2$	RMS $\times 10^{-20} cm^2$
20WO3	0.2	4.9018	0.9465	0.5846	0.0656
	0.4	4.300	0.905	0.817	0.145
30WO3	0.2	6.767	1.138	0.543	0.134
	0.4	3.691	1.137	0.929	0.143

We have first determined the measured f_{exp}^{de} of all the strong absorption bands of Er⁺³ with the help of expression (4) by using their base glass corrected integrated coefficient of absorption of the glass at the related band's wavelength.

Although most of the transitions are electric dipole in nature, in the case of a transition like ⁴I_{15/2} → ⁴I_{13/2} the contribution of magnetic dipole transitions to the total transition probability is rather high. So we have included the magnetic dipole contribution in the expression while calculating the line strength of the ⁴I_{15/2} → ⁴I_{13/2} transition.

The f_{exp}^{de} values of different transitions are given in Table 4 of a particular transition of frequency λ can also be used to obtain the measured line strength, S_{exp}^{de} of the transition using the relation

$$S_{exp}^{de} = \frac{9n}{(n^2+2)^2} \left[\frac{3hc(2j+1)}{8\pi^3 e^2 \lambda^2 N} \int \alpha(\lambda) d\lambda - n(\lambda) S_{md} \right] \quad (5)$$

The value of nS_{md} in the expression may be ≥ 0 depending on the magnetic dipole contribution to the particular transition. The measured line strength (S_{exp}^{de}) values determined for different transitions of Er^{+3} ions in the glass are given in Table 6.

The three intensity parameters $\Omega_2, \Omega_4, \Omega_6$ respectively, for $t = 2, 4$ and 6 , of the Er^{+3} ions in various composition glass for are given in Table (6) were calculated from the measured electric dipole line strengths $S_{exp}^{de}(J \rightarrow J')$ of different transitions, utilizing relation (1) and solving the equations by a least square fitting method. The values of the squares of the reduced matrix elements for the transitions were taken from Kaminskii [10]. The best-fitted values obtained for $20WO_30.2Er$ are $\Omega_2 = 4.9018 \times 10^{-20} cm^2$, $\Omega_4 = 0.9465 \times 10^{-20} cm^2$, $\Omega_6 = 0.5846 \times 10^{-20} cm^2$ respectively.

Using the best fit values of the three Judd-Ofeldt parameters of Er^{+3} ions in the glass, it is also possible to calculate the theoretical values of the electric dipole line strengths (S_{cal}) of different transitions (Table 5) with the help of relation (1). In these calculations also, we used the values of squares of the reduced matrix elements $|(S, L)J || U^t || (S', L')J' >|^2$ of the different transitions of Er^{+3} ion from Kaminskii [10]. Theoretical total oscillator strengths (f_{cal}) for different transitions can be obtained by using the calculated values of the electric dipole line strengths (S_{cal}). These are also shown in Table 4.

To check the reliability of the data, the root mean square value (RMS) of the deviations between the measured and the calculated values of electric dipole line strengths, and the same (RMS_f) of the deviations between the measured and the calculated values of total oscillator strengths were determined with the help of Eqs. (6) and (7):

$$RMS = \left[\sum (S_{exp}^{ed} - S_{cal}^{ed})^2 / (p - q) \right]^{1/2} \quad (6)$$

$$RMS_f = \left[\sum (f_{exp}^{ed} - f_{cal})^2 / (p - q) \right]^{1/2} \quad (7)$$

Here p denotes the number of absorption transitions considered and q the total number of parameters used. The values of RMS and of RMS_f obtained are $RMS = 0.0656 \times 10^{-20} cm^2$, $RMS_f = 0.1029 \times 10^{-6} cm^2$, respectively; the results demonstrate good reliability of the data.

Using the Ω_t values, various important radiative properties of a radiative transition, such as spontaneous emission rate (A_r), branching ratios (β_c), lifetime of the radiative transition (τ_r), and the

total emission cross-section [$\sum \sigma_r(J \rightarrow J')$], were also calculated on the basis of Judd_Ofelt theory by using the following equations[11]:

$$A_r(J \rightarrow J') = \frac{64\pi^4 e^2}{3h(2J+1)\lambda^3} \left[\frac{n(n^2+2)^2}{9} S_{ed} + n^3 S_{md} \right] \quad (8)$$

Table 7 The parameters of different radiative transitions of Er⁺³ in the glass.

Transition	λ_{max}	$A_r (s^{-1})$	$A_{r,ed} (s^{-1})$	$A_{r,md} (s^{-1})$	β_c	$\tau_f (ms)$	$\Sigma \sigma (10^{-18} cm)$
$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	1533	193	110	83.5398	1	5.18	1.5811
$^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	2686.1	24	24		0.117	4.87	0.5714
$^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	976	181	181		0.882		0.5902
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	4629.6	8	8		0.034	4.36	0.1958
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	1739.1	43	43		0.187		0.4555
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	811.49	178	178		0.777		0.3960
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	3553.7	15	15		0.0066	0.44	0.4585
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	1973.2	75	75		0.0330		1.0286
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	1137.6	565	565		0.2489		2.5231
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	653	1615	1615		0.7115		2.2847
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	1719.7	58	58		0.0334	0.58	0.5968
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	1239.3	33	33		0.0190		0.1768
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	848	461	461		0.2657		1.1251
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	548	1183	1183		0.6818		1.1535
$^4H_{11/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$	2545.2	50	50		0.0034	0.087	1.1103
$^4H_{11/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	1467.1	175	175		0.0120		1.3112
$^4H_{11/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	1114.1	107	107		0.0073		0.4562
$^4H_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	795.7	181	181		0.0124		0.3938
$^4H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	522	14077	14077		0.9648		12.3661

$$\beta_c = A_r(J \rightarrow J') / \sum_j A_r(J \rightarrow J') \quad (9)$$

$$\tau_r = [\sum_j A_r(J \rightarrow J')]^{-1}$$

$$\sum \sigma_r(J \rightarrow J') = [\lambda_{max}^2 / 8\pi c n^2] A_r(J \rightarrow J') \quad (11)$$

The terms used in the equations have the usual meanings. The parameters calculated are listed in Table 7.

References

- [1] Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earth. Vol.25 (1998), Eds. Karl A. Gschneidner, Jr. and LeRoy Eyring, Elsevier.
- [2] Y.J. Chen, Y.D. Huang, M.L. Huang, R.P. Chen, Z.D. Luo, Opt. Mater. 25 (2004) 271.
- [3] J.S. Wang, E.M. Vogel, E. Snitzer, Opt. Mater. 3 (1994) 187.
- [4] M. T. Soltani, A. Boutarfaia, R. Makhloufi, M. Poulain, J. Phys. Chem. Solids 64, (2003) 2307.
- [5] T. Som and B. Karmakar, Opt. Mater. Vol.31 (4) (2009) 609.
- [6] Q. Qian, Q. Y. Zhang, H. F. Jiang, Z. M. Yang, Z. H. Jiang Physica B 405 (2010) 2220.
- [7] B.R. Judd, Phys. Rev. 127 (1962) 750.
- [8] G.S. Ofelt, J. Chem. Phys. 37 (1962) 511.
- [9] W.T. Carnall, P.R. Fields, K. Rajnak, J. Chem. Phys. 49 (1968) 4412.
- [10] Alexander A. Kaminskii, Laser Crystals (Their Physics and Properties), Second ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1990.
- [11] B. Tioua, Mémoire de Magister, Centre Universitaire d'Eloued (2010)

THÈME C

APPLICATIONS

COMMUNICATIONS

ORALES

LES EFFETS D'INTERACTION LASER - TISSU BIOLOGIQUE

AMRANE Leïla

Centre Universitaire d'El-Oued

amranetggt@yahoo.fr

Résumé:

Un rayon Laser provoque une réaction spécifique du tissu traité, elle dépend essentiellement aux paramètres liés à la source laser (longueur d'onde, l'intensité, durée d'émission,...). Le laser est employé dans de nombreuses disciplines médicales (ophtalmologie, dermatologie,...), et il n'est pas possible dans quelques pages d'en faire un panorama complet, donc cet article se limitera à introduire les mécanismes d'actions des lasers en médecine, puis évoquer quelques applications qui concernent des pathologies très fréquentes.

Mots-clés: Laser médical, effet thermique, action électromécanique, laser thérapeutique.

3. Mécanismes d'action du laser

Les mécanismes d'action des rayonnements laser sur les tissus vivants sont loin d'être toujours parfaitement compris. Néanmoins ils permettent de dégager plusieurs types d'effets qui peuvent servir de base à une classification qui dépend du temps d'exposition et donc, de l'irradiance appliquée.

3. 1. L'effet thermique

Cet effet est obtenu avec des impulsions de 1 ms à quelques seconde et des irradiances de l'ordre 10 à 10⁶ W/cm² [1]. L'effet thermique résulte d'une succession de trois phénomènes distincts :[2] la conversion de la lumière laser en chaleur (étape optique), le transfert de la chaleur par absorption et diffusion dans le tissu (étape thermique) et la réaction tissulaire due à l'échauffement (la dénaturation). Cet effet est utilisé dans la plupart des applications médicales des lasers, et tout particulièrement en ophtalmologie (détachement de la rétine), et en dermatologie (destruction de lésions cutanées), chirurgie, etc.

3. 2. L'effet électromécanique

C'est une action disruptive, qui est obtenue avec des impulsions de 10ps à 10ns et des irradiances de l'ordre de 10⁹ à 10¹² W/cm². [1] Cet effet est généralement obtenu par des lasers Nd:YAG, fonctionnant en mode déclenché ou en mode bloqué. En ophtalmologie, cet effet est introduit pour détruire des membranules de l'œil qui surviennent souvent après l'implantation d'un cristallin artificiel.

Et en dermatologie, on a recours à des lasers fonctionnant en mode déclenché (rubis, Nd :YAG) pour le traitement de lésions pigmentées ou le détatouage.[3]

3. 3. L'effet photochimique

Il est obtenu uniquement en combinaison avec un photosensibilisant, avec des durées d'illumination s'étendant de la dizaine de secondes à la dizaine de minutes et des irradiances généralement très faible. L'effet photochimique est une démarche en deux temps :[1]

- l'application ou l'administration d'un photosensibilisant qui s'accumule de manière variable dans un délai de quelques heures à trois jours dans la lésion à traiter.
- l'éclairage de la lésion par une lumière de faible intensité, sous effet thermique, dont la longueur d'onde est préférablement absorbée par le photosensibilisant.

La présence d'un photosensibilisant est requise pour l'obtention d'un effet photochimique. Un photosensibilisant est une molécule non toxique pour l'organisme et dénuée d'activité thérapeutique propre.

Cet effet photochimique est utilisé pour le traitement du psoriasis (est une maladie de la peau qui comporte un intense renouvellement de cellules cutanées superficielles) et la détection ainsi le traitement de certaines tumeurs cancéreuses. [3]

3. 4. L'effet photo-ablatif

L'effet photo-ablatif, appelé aussi photo-décomposition ablatif, est basé sur l'utilisation de photons présentant une énergie supérieure à l'énergie de liaison des molécules biologiques. En effet, des photons ayant une énergie de l'ordre de 4eV à 6eV sont susceptibles de dissocier des liaisons peptidiques ou les liaisons carbone-carbone des chaînes polypeptidiques [1]. Cet effet est particulièrement utilisé en ophtalmologie pour la chirurgie réfractive de la cornée, qui consiste à en modifier la courbure. Il est ainsi possible de corriger des myopies, des astigmatismes légers à modérés, ainsi que des petites hypermétropies.

4. Quelques applications médicales du laser

Le traitement des varices par sclérothérapie indirecte au moyen d'un laser diode continu. Le faisceau laser passe à travers la peau et est absorbé par les veines variqueuses colorées.

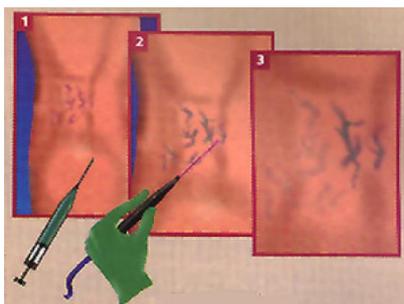


Figure 1: Traitement des varices par laser. [4]

Le laser est aussi utilisé pour le traitement des angiomes stellaires, qui sont des petites lésions vasculaires fréquentes, qui apparaissent habituellement sur le visage en forme de points vasculaires et de petits vaisseaux en ramification autour. La cause exacte de ces angiomes demeure inconnue. Les recherches les plus récentes pointent une composition génétique qui contrôle la musculature des parois artérielles et capillaires.



Figure 2: Traitement des angiomes par laser. [3]

Lorsqu'une personne veut faire disparaître un tatouage, les nouvelles techniques mises en œuvre font appel à des lasers Q-Switched (rubis, YAG). Le laser induit un phénomène mécanique de fragmentation des particules, qui constituent le tatouage et qui aboutit à leur élimination transépidermique et à leur phagocytose par les macrophages.



Figure 3: Le détatouage par laser. [3]

En ophtalmologie, le laser est introduit pour :

- La chirurgie photoréfractive (modification de l'épaisseur de la cornée pour corriger la vision).
- La photocoagulation: utilisation d'un faisceau laser visible ou infrarouge pour chauffer la rétine avec une très grande précision de positionnement de contrôle de l'énergie délivrée.

- La photodisruption : traitement des cataractes secondaires.
- PDT (photodynamic therapy) : traitement de la dégénérescence maculaire liée à l'âge.
- La photorégénération : traitement du Glaucome.



Figure 4: La correction de la vue par laser. [5]

En neurochirurgie, le laser est utilisé ponctuellement pour vaporiser ou coaguler des tumeurs bénignes. Parmi les tumeurs intra-craniennes, les méningiomes, les neurinomes et les adénomes invasifs sont les meilleures indications, le laser permettant leur volatilisation et l'hémostase du lit tumoral. [4]

4. Conclusion

Dans les années à venir, on peut dire qu'il n'y a pas à attendre de grands bouleversements au niveau des sources lasers. par contre, plusieurs problèmes technologiques et médicaux devront être résolus.

Références

- [1] J.M.Brunetaud, B. Decomps, J.C.Griesemann; les applications thérapeutiques des lasers, Revue physique n°15, 1980, 1417-1426.
- [2] Serge Mordon, Applications médicales du laser, Reflets de la physique n°21, Université Lille Nord de France, CHRU.
- [3] L.DJEHA. 2010, étude de l'équation de transfert radiatif dépendant du temps (application en dermatologie), *Magistère en Physique*, Université Mentouri Constantine, 4-7.
- [4] Gilbert Mouthon, Pierre Ravussin, Introduction aux lasers (notes du cours), Laboratoire de physique et chimie biologique et médicales, Ecole Nationale vétérinaire d'Alfort, 2006.
- [5] Sébastien Forget, les lasers et leurs applications, laboratoire de physique des lasers, Université Paris-Nord.

EFFETS DES COUCHES SPORADIQUES DE SODIUM SUR LES SODIUM LGS

F. DJAIDRI, N. MOUSSAOUI

Affiliation(s): Laboratoire d'Électronique Quantique, Faculté de Physique, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, BP32 El-Alia, Bab-Ezzouar, Alger, Algérie

e- mail : fahimadjaidri@yahoo.fr

Résumé:

Les couches sporadiques de sodium mésosphérique (SSL) «Sporadic Sodium Layers» ont des effets directs sur les caractéristiques des étoiles de référence artificielles de type «sodium LGSs». La présence des SSL est locale et se manifeste par une forte augmentation de la concentration de sodium dans la couche mésosphérique. Dans ce travail nous nous proposons de déceler et d'étudier les SSL présentes dans la couche mésosphérique dans l'hémisphère sud à 23°, lors de la campagne de mesure couvrant la période 2007-2008. En effet, nous disposons des données expérimentales donnant les paramètres de la couche de sodium mésosphérique gouvernant les caractéristiques des «sodium LGSs». Ce travail est réalisé grâce à notre collaboration directe avec l'ESO (European Southern Observatory), et aussi grâce à notre collaboration via l'ESO avec l'Institut National Brésilien de Recherche Spatiale (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais-MCT). Des couches sporadiques de sodium, peuvent être de quelques km d'épaisseur, avec des concentrations 10 fois plus élevées que la concentration moyenne dans la couche de sodium mésosphérique. Les études statistiques, réalisées jusqu'à présent, et servant à optimiser les paramètres des systèmes d'optique adaptative «OA» utilisant des étoiles de référence artificielles de type «sodium LGSs» ne prennent pas en considération les effets des «SSL». Nous pensons qu'il serait plus efficient de prendre en considération les effets des «SSL» dans les prochaines études d'optimisation des systèmes «sodium LGS_AO».

Mots-clés: Lidar, Optique Adaptative, turbulence atmosphérique.

1. Introduction

La couche de sodium mésosphérique est située entre 80 et 105 km d'altitude [1]. Cette couche, ainsi que les autres couches de métaux; comme le fer, le potassium et le calcium sont, principalement, d'origine météorique [2]. Les ions de sodium (Na^+) constituent le principal réservoir haut du sodium mésosphérique, alors que les bicarbonates de sodium NaHCO_3 constituent son principal réservoir bas [3]. La partie basse de la couche de Na est très sensible à la concentration des atomes d'oxygène et d'hydrogène [4]. La durée de vie du sodium déposé par les météorites dans la région située entre 80 et 100 km est de ~ 7 jours. Les durées de vie des réactions chimiques responsables de la conversion du sodium atomiques aux espèces ioniques sont relativement courtes [5] [6]. Finalement le maintien

d'existence de cette couche de sodium mésosphérique résulte d'un équilibre entre plusieurs mécanismes ; météorique, chimique, ...etc.

2. La création des « sodium- LGSs »

La création des étoiles artificielles de référence est relativement simple. Son principe fondamental était connu vers la fin du siècle dernier (les années 1980) [7]. Le procédé le plus utilisé par les grands télescopes, est celui de l'excitation résonnante des atomes de sodium. Le laser utilisé est accordé à la longueur d'onde de la raie D_2 des atomes de sodium, à savoir 589 nm. Le faisceau laser projeté vers la couche mésosphérique excite alors une colonne de sodium dont l'épaisseur est autour de 10 km [8]. La rétro- diffusion, observée à la même longueur d'onde que le faisceau laser représente ce qu'il convient d'appeler étoile de référence artificielle (LGS) [8] [9] [10]. Les paramètres qui caractérisent la couche mésosphériques sont : l'abondance de sodium, l'altitude du centroïde et l'épaisseur de la couche de sodium. La figure (1) représente un schéma illustrant l'utilisation d'un dispositif d'OA.

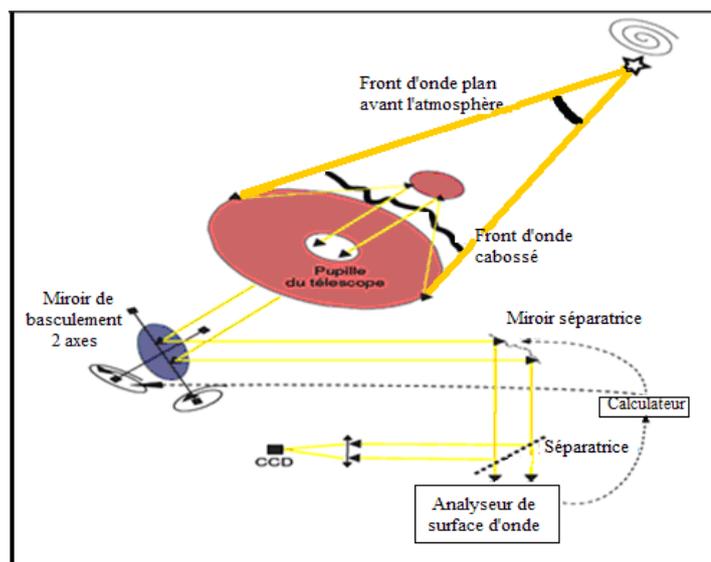


Figure 1 : Principe de fonctionnement du système d'OA

3. Principe de l'Optique Adaptative

La technique a été proposée par Horace W. Babcock (1953) [11]. L'OA compense et corrige les déformations des images, dues à la turbulence atmosphérique avec des fréquences de l'ordre de l'Hertz. D'après la figure (1) l'OA se compose essentiellement

- d'un miroir déformable [MD], que l'on décompose pour des raisons de mise en œuvre en un miroir Tip/Tilt (ou miroir de basculement) et un miroir déformable qui corrige les hauts ordres des perturbations atmosphériques,

- d'un analyseur de surface d'onde [ASO] placé derrière le miroir et qui mesure la phase résiduelle, On pointe le système sur une source de référence [12].

4. Résultats et Interprétations

4.1 L'apparition des SSLs dans la couche mésosphérique

L'une des explications de la formation des couches sporadiques de sodium est que des ions de sodium sont concentrés par des cisaillements du vent agissant l'un sur l'autre avec la présence du champ magnétique terrestre, pour former une couche étroite d'ions de sodium. Des facteurs tels que, la concentration en oxygène atomique et la température sont responsables de convertir les ions (Na^+) en des atomes neutres de sodium (Na) ce qui permet leur détection par le système Lidar [13].

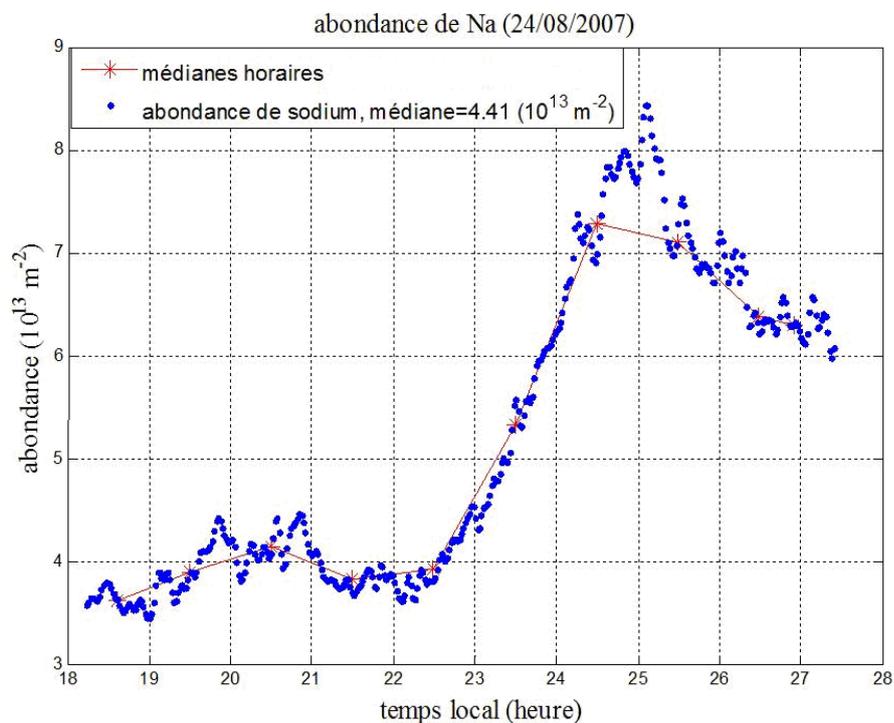


Figure 2 : Abondance dans la colonne mésosphérique (24/08/2007) en bleu, les médianes horaires en rouge.

Temps= 28h représente 04h00 du matin en temps local.

La figure (2) représente la variation de l'abondance de sodium en fonction du temps entre 18h00 du soir et 04h00 du matin. Le pic observé vers une heure du matin temps local (25h), représente une couche sporadique de sodium (SSL) lors des mesures effectuées le 24/08/2007. Nous remarquons que l'abondance de sodium mésosphérique passe d'une valeur médiane de $4.41 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$, à une valeur maximale $8.44 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$. Ce qui représente une hausse de presque 100%. Ces fluctuations seraient causées par la distribution des ondes atmosphériques ou par le mouvement spatial irrégulier de la couche mésosphérique [14].

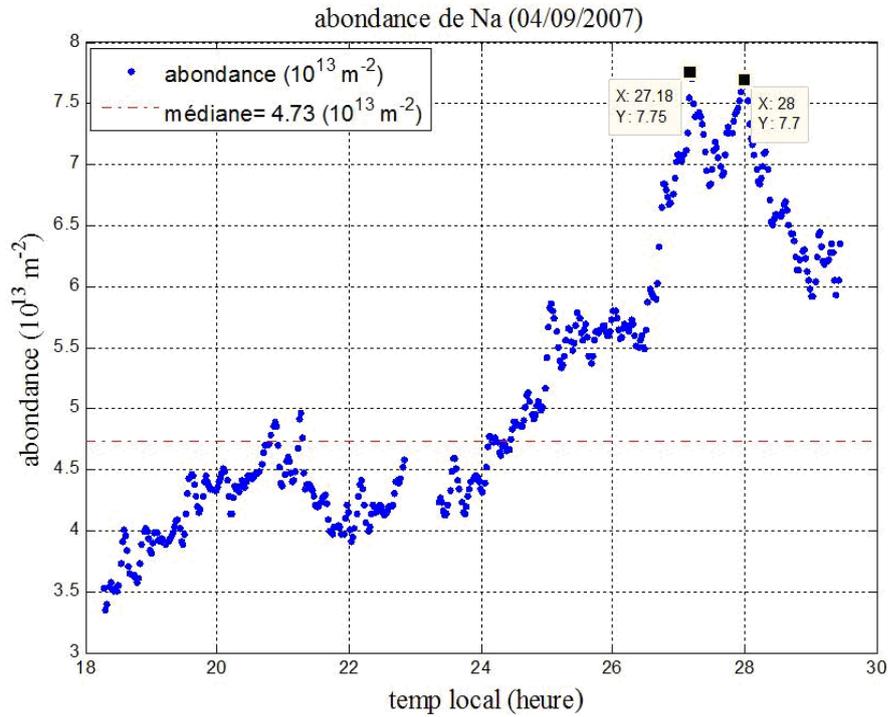


Figure 3 : Abondance dans la colonne mésosphérique (04/09/2007)

La figure (3) représente les résultats de mesures effectuées le 04/09/2007. Nous observons sur cette figure, la variation de l'abondance en fonction du temps entre 18h00 du soir et 06h00 du matin. Lors de cette nuit des SSLs se sont manifestées entre 03h00 et 05h00 du matin. On peut distinguer deux pics de dans l'abondance de sodium, le premier pic est de $7.75 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ à 03h18 min, et l'autre est de $7.75 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ à 04h00. La valeur médiane mesurée cette nuit est de $4.73 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$.

4.2 Le flux retourné et l'élongation angulaire

Le flux de photons retourné et l'allongement angulaire du spot lumineux de l'étoile de référence artificielle sont des paramètres très importants, à prendre en considération dans l'étude des systèmes «OA-LGSs». L'expression simplifiée du flux spécifique de photons reçu des «sodium-LGSs» au niveau de l'OA du télescope terrestre est donnée par :

$$\phi = C_{Na} / (H_{Na})^2 \quad (1)$$

C_{Na} est l'abondance de sodium dans la colonne mésosphérique. H_{Na} est la distance verticale du télescope au centroïde de la couche de sodium mésosphérique.

L'expression simplifiée de l'allongement angulaire est donnée par :

$$\varepsilon = t_{Na} / (H_{Na})^2 \quad (2)$$

t_{Na} est la FWHM verticale de l'épaisseur de la couche de sodium mésosphérique.

4.3 Interprétation

Les paramètres du laser utilisé pour produire des étoiles de référence artificielle sont, en général, fixés en prenant en considération les valeurs médianes des paramètres de la couche de sodium mésosphérique. Les figures (2) et (3) montrent que des SSLs, peuvent apparaître soudainement. Leurs apparitions peuvent changer complètement les paramètres de base adoptés dans le choix ou le réglage des systèmes lasers utilisés. Il faut tenir compte dans l'étude et la réalisation des systèmes de « sodium LGS_AO ».

5. Conclusion

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à l'effet des SSLs sur les systèmes « sodium LGS_AO ». Dans les prochaines études d'optimisation de ces systèmes il faut absolument tenir compte de l'effet des SSLs. Dans le cas contraire, les informations récoltées ne seront pas bonnes. Dans ce cas la restauration du front d'onde ne sera pas réalisée. Donc l'objectif final, à savoir, s'affranchir des turbulences atmosphériques, ne sera pas atteint malgré tous les moyens mis en œuvre dans ce sens.

Références

- [1] Plane J. M. C, *Atmospheric chemistry of meteoric metals*, J.Chem. Rev, 2003. - 4963-4984 : Vol. 103.
- [2] Clemesha B.R et al, *Vertical structure in the topside sodium layer*, J. Geographical Research Letters, 1998. Vol. 25. - pp. 3305-3308.
- [3] Fan. Z. Y et al, *Satellite measurements of global mesospheric sodium layer*, J.Atmos. Chem. Phys. - 2007. - Vol. 7. - pp. 4107-4115.
- [4] Clemesha B.R et al, *Long-term and solar cycle changes in the atmospheric sodium layer*,. J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. - 1997. - 13 : Vol. 59. - pp. 1673-1678.
- [5] Plane J. M. C et al, *Mesospheric Na layer at extrem high latitudes in summer*, J. Geophys. Res. - 1998. Vol. 103. - pp. 6381-6389.
- [6] Plane J. M. C, *A time-resolved model of the mesospheric Na layer: constraints on the meteor input function*, Atmos. Chem. Phys. - 2004. - Vol. 4. - pp. 627-638.
- [7] Franchauser P, *Etoiles artificielles*, Société Astronomique de Lyon, 2001. - p. 21.
- [8] Rondeau X, (2007), *Imagerie à travers la turbulence : mesure inverse du front d'onde et centrage optimal*, Université Lyon1-Claude Bernard, - 240.
- [9] Gaston F, *L'optique adaptative des télescopes modernes*, ORION, 1994. - pp. 131-134.
- [10] Viard E, *Système d'optique adaptative avec étoiles laser:du système classique aux méthodes multi-conjuguées*.- Grenoble 1 : Université Joseph-Fourier.- pp. 13,14.
- [11] Babcock H. W, PASP, 1953. - Vol. 65. - p. 229.
- [12] Le Roux B (2003), *Commande optimale en optique adaptative classique et multiconjuguée*, Université de Nice Sophia-Antipolis UFR Sciences.
- [13] Williams B. P et al, *Coincident extremely large sporadic sodium and sporadic E layers observed in the lower thermosphere over Colorado and Utah*, Ann. Geophys. - 2007. - 25. - pp. 3-8.
- [14] Simonich D. M et al, *The mesospheric sodium layer at 23° S:Nocturnal and seasonal variations*, Journal of Geophysical Research, 1979. - A4 : Vol. 84. - pp. 1543-1550.

MODELISATIONS DE L'EMISSION A 1600 NM DANS UNE FIBRE MONOMODE DOPEE

ERBIUM

Souad Djettaou, Pr. Derradji Bahloul

MCA Département des Sciences de la matière, université de Batna, Algérie

E-mail:djettaou_souad@hotmail.fr

Résumé: Le thème de cette communication est sur la modélisation d'une source laser optimiser en longueur d'onde pour la chirurgie de la cornée, cette longueur d'onde est de 1600 nm.

On utilise le modèle des équations de bilan appliqué à une fibre laser dopée erbium, une résolution analytique puis numérique permis de trouver le rapport des puissances de la pompe à la sortie et à l'entrée de la fibre et ainsi on obtient les expressions des densités moyennes normalisées des trois niveaux d'énergie afin d'obtenir finalement la puissance du signal de sortie.

On fait varier la densité des dopants et étudier son effet sur l'évolution de la pompe à l'intérieur de la fibre, sur les densités moyennes normalisées des populations des trois niveaux d'énergie et sur la puissance du signal de sortie.

Un modèle a été développé afin d'étudier et d'optimiser l'amplification à 1600 nm dans les fibres dopées à l'erbium en régime continu.

Mots-clés: lasers biomédicaux, fibres laser, dopage en erbium, chirurgie de la cornée, interaction tissus laser

- 1. Introduction** Le laser, s'étend bien au-delà du spectre visible : de l'infrarouge lointain aux rayons X. de puissance continue, ou de puissance impulsional. Dès leur apparition, les lasers ont été utilisés en médecine ces sources de lumière potentiellement intéressantes car elles avaient trois caractéristiques qui les distinguaient des sources conventionnelles et ont fait de nombreux progrès en ophtalmologie, en dermatologie et en cardiologie. En fonction de leurs caractéristiques techniques (milieu laser, longueur d'onde, puissance, temps d'interaction, etc.) les lasers entrent en interaction avec les tissus biologiques : détruire des tissus, comme les tumeurs, couper les tissus, comme en chirurgie guérir certaine maladies par laser, comme en dermatologie.
- 2. Effet de la longueur de 1.6 µm sur le tissu de la cornée** En étudiant les propriétés du tissu de la cornée, on peut conclure qu'il y a une longueur d'onde a environ 1.6µm, ou La profondeur de pénétration est maximale à environ 1.6µm.

3. Conception de la fibre utilisée le milieu actif est une fibre dopée à l'erbium Figure(2): la cavité laser set constituer par deux miroirs un miroir d'entrée totalement réfléchissant de coefficient de réflexion R_1 et un miroir de sorti partiellement réfléchissant de coefficient de réflexion R_2 , la diode de pompe est la source d'énergie qui permet de réaliser l'inversion de population. Un coupleur qui couple le signal de pompe et le signal utile.

3.1. Le modèle des équations de bilan

Il y a trois niveaux d'énergie misent en jeu c'est un laser a trois niveaux

On utilise Le modèle des équations de bilan ces équations qui décrivent l'évolution des densités de population des trois niveaux d'énergie [3]

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = (W_{21}N_2 - W_{12}N_1) + (W_{31}N_3 - W_{13}N_1) + A_{21}N_2 + T_{31}N_3 \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -(W_{21}N_2 - W_{12}N_1) + T_{32}N_3 - A_{21}N_2 \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = -(W_{31}N_3 - W_{13}N_1) - T_{32}N_3 - T_{31}N_3 \quad (3)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 \quad (4)$$

La puissance du signal pompe et signal laser évoluent dans la fibre suivant les équations suivantes

$$\frac{d(P_p)}{dz} = (\Gamma_p(\sigma_{ep}N_3 - \sigma_{ap}N_1) - \alpha_p)P_p \quad (5)$$

$$\frac{dP_s^+}{dz} = (\Gamma_s(\sigma_{es}N_2 - \sigma_{as}N_1) - \alpha_s)P_s^+ \quad (6)$$

$$\frac{dP_s^-}{dz} = -(\Gamma_s(\sigma_{es}N_2 - \sigma_{as}N_1) - \alpha_s)P_s^- \quad (7)$$

Les coefficients des pertes à l'intérieure de la fibre sont si petit qu'on peut négliger comme indiquer dans la référence suivante [2]

$$\alpha_s = \alpha_p = 0 \quad (8)$$

4. Optimisation de la longueur de la fibre

Pour optimiser la longueur de la fibre on doit chercher la portion de la fibre effectivement utilisée par la pompe. On calcule le rapport de la puissance de la pompe à la sortie et la puissance de pompe à l'entrée de la fibre

$$Q = \frac{P_p(L)}{P_p(0)} \quad (9)$$

On défini $\eta_i = \frac{1}{LN_0} \int_0^L N_i dz$ la valeur moyenne normalisée de la densité de population du niveau $|i\rangle$

On remplace les probabilités par leurs expressions en fonction des puissances puis en combinant les équations et on intègre en tenant compte des conditions aux limites qui sont :

Avec

$$r_1 = R_1^{1/2} r_2 = R_2^{1/2} \quad (10)$$

On obtient une équation en fonction de Q qu'on résout numériquement

$$\ln(r_1 r_2) / L \Gamma_s N_0 \sigma_{es} + (\sigma_{es} + \sigma_{as}) \ln(Q) \frac{1}{LN_0 \sigma_{ap} \sigma_{es} \Gamma_p} - \tau_3 \frac{1}{L h \nu_p A_{eff} N_0} P_p(0) (1 - Q) + 1 = 0 \quad (11)$$

La résolution numérique nous permet de tracer les courbes suivantes

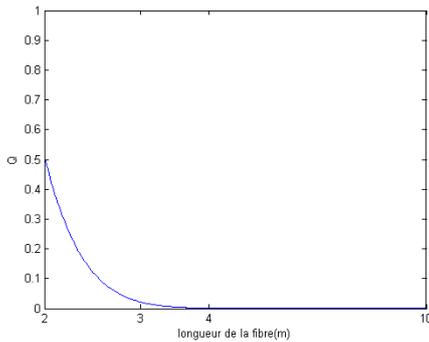


Figure 1 : Evolution du rapport Q en fonction de la longueur de la fibre

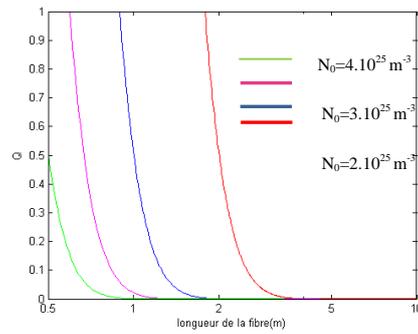


Figure 2 : Représentation du rapport Q en fonction de la longueur de la fibre à des valeurs de densité différentes du dopant

Plus il y a d'atome d'erbium plus la puissance de pompe est absorbée et la longueur est réduite figure 2 donc ce rapport permet d'optimiser la longueur de la fibre laser.

5. Calcul des densités populations moyennes normalisées Après des calculs on obtient les expressions des densités moyennes normalisées des différents niveaux d'énergie

$$\eta_1 = -\ln(Q) \frac{1}{LN_0 \sigma_{ap} \Gamma_p} \quad (12)$$

$$\eta_2 = -\ln(r_1 r_2) / L \Gamma_s N_0 \sigma_{es} - \sigma_{as} \ln(Q) \frac{1}{LN_0 \sigma_{ap} \sigma_{es} \Gamma_p} \quad (13)$$

$$\eta_3 = \ln(r_1 r_2) / L \Gamma_s N_0 \sigma_{es} + (\sigma_{es} + \sigma_{as}) \ln(Q) \frac{1}{LN_0 \sigma_{ap} \sigma_{es} \Gamma_p} + 1 \quad (14)$$

5.1. Représentation des densités moyenne normalisée du niveau d'énergie |1> et |2>

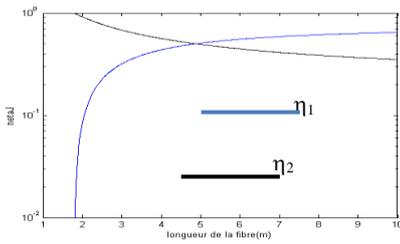


Figure 3 : Evolution des densités moyennes normalisées des populations η₁ et η₂

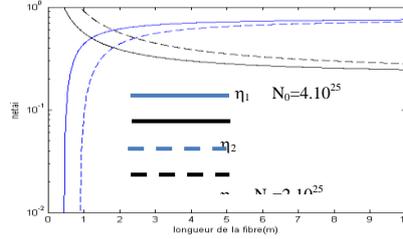


Figure 4 : densité moyenne normalisée η₁ et η₂

Calcul du gain Pour calculer le gain, on calcule la puissance de sortie du signal qui est donnée par l'expression suivante

$$P_s = \frac{r_1 r_2}{(r_1 + r_2)(r_1 r_2 - 1)} \left((\eta_2 / \tau_{21} - \eta_3 / \tau_{32}) L N_0 h \nu_s A_{eff} \right) \frac{(1 - R_2)}{r_2} \quad (15)$$

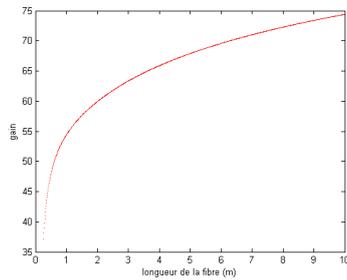


Figure 5 : Evolution du gain en fonction de la longueur de la fibre

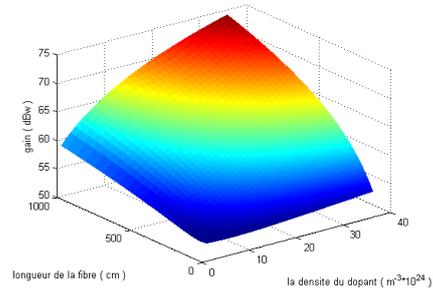


Figure 6 : Evolution du gain en fonction de la longueur de la fibre et la densité du dopant

6. Conclusion

7. L'objectif de ce travail était de modéliser un laser pour applications médicales, on a modélisé une fibre laser à 1,6 μm, cette fibre est monomode dopée Erbium., c'est un système simple peu coûteux basé sur une émission directe sans avoir recours à un processus non linéaire de conversion de longueur d'onde

Références

- [1] K Plamann et al Ultrashort pulse laser surgery of the cornea and the sclera REVIEW ARTICLE J. Opt. 12 (2010) 084002 (30pp)
- [2] J. Chen, X. Zhu, W. Sibbett, J. Opt. Soc. Am. B 9 (1992) 1876.
- [3] Mahdi, M.A., Ahmad, H., "Gain enhanced L-band Er³⁺-doped fiber amplifier utilizing unwanted backward ASE", Photonics Technology Letters, IEEE, On page(s): 1067 - 1069, Volume: 13 Issue: 10, Oct 2001

MODELISATION DES MOUVEMENTS DU FRONT DE SAIGNEE

LORS D'UNE DECOUPE PAR LASER

El-Hachemi AMARA, Karim KHELOUFI

CDTA/DMIL, Equipe Traitement des Matériaux par Laser, B.P. 17 Baba-Hassen, 16303 Alger

email: amara@cdta.dz

Résumé:

On propose une modélisation numérique tridimensionnelle utilisant la method des volumes finis pour l'étude de la découpe des métaux par laser partant de la formation de la saignée à la génération de mouvements périodiques du front de saignée. Le suivi de l'interface liquid-gaz est realize par la method Volume Of Fluid (VOF), et l'application de conditions aux limites adéquates représentant principalement l'énergie laser depose sur le front de saignée en fonction de l'angle d'inclinaison de celle-ci. Par résolution des équations de l'énergie et de la fraction liquide dans le cas instationnaire, les résultats montrent un mouvement périodique qui se produit sur le front de saignée, ainsi que des ondulations après resolidification du matériau traité.

Mots-clés: découpe laser, saignée, humping, stries, modélisatiion 3D, suivi d'interface, équation de l'énergie

1. Introduction

La découpe par laser est un des plus important procédé de traitement des matériaux, vu la rapidité, la répétabilité et la fiabilité pour une large gamme d'applications, pour différentes épaisseurs et de types de matériau [1]. Elle permet d'obtenir des largeur de découpe propre et étroite sur relativement d'importantes profondeurs. Le matériau fondu est expulsé du front de découpe par un jet de gaz provenant usuellement d'une buse coaxiale. En utilisant de l'oxygène, on augmente la combustion sur le front de découpe et on améliore l'efficacité du procédé. Bien que le procédé de découpe par laser soit déjà utilisé dans diverses industries, il reste que des études aussi bien théoriques qu'expérimentales continuent à être menées [2], dans le but d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes physiques, et de pouvoir par la suite améliorer le produit de découpe en agissant principalement pour l'élimination ou la réduction des effets indésirables tels que la formation des scories, ou la formation de

stries . Dans cette contribution, on s'intéresse aux phénomènes périodiques qui se développent sur le front de la saignée lors du déplacement du faisceau laser sur la surface du matériau. On propose une modélisation 3D utilisant la méthode des volumes finis mise en œuvre par le logiciel de dynamique des fluides Fluent CFD [3]. La méthode volume of fluid (VOF) est appliquée pour les suivi de l'interface liquide-gaz, on applique également les conditions aux limites adéquates, représentant principalement l'énergie laser déposée sur le front de la saignée, et dépendant de l'angle d'inclinaison de celle-ci.

2. Modélisation mathématique

Un problème multiphasique est considéré mettant en présence trois phases: deux phases pour l'air, l'une au dessus et sur les côté de la pièce traitée, et l'autre en dessous de la pièce. La troisième phase représente la pièce traitée qui est considéré comme un fluide, figure (1). L'état solide est simulé en affectant une valeur élevée de la viscosité à température ambiante.



Figure 1: Représentation de la pièce traitée entourée d'air.

Le faisceau laser se déplace sur la surface de l'échantillon.

2.1 Absorption de l'énergie laser

Sur la surface de la pièce, comme montré sur la figure (1), l'énergie laser est déposée à l'interface matériau/air. La relation entre la normale à l'interface et le gradient de la fraction du volume de fluide est utilisée pour déduire l'angle d'incidence laser local sur la région irradiée. Ainsi, en considérant un profil de faisceau uniforme (tophat), on obtient l'expression donnant l'énergie laser absorbée localement telle que:

$$I_{abs} = A I_o \cos (\alpha) \quad (1)$$

avec $\cos (\alpha) = \nabla F_z / |\nabla F|$ (2)

et $I_o = 2 P / \pi r_l^2$ (3)

où A est le coefficient d'absorption pour la longueur d'onde laser utilisée et pour la nature de l'échantillon traité, α est l'angle d'incidence local du faisceau laser sur la surface du matériau, F est la fraction liquide dont le rapport de la composante z du gradient au module de ce gradient est relié à la

normale de la surface de l'échantillon et donc à l'angle d'incidence. P est la puissance du faisceau laser, et r_1 son rayon. Les caractéristiques liées aux spécificités du problème traité présente une certaine complexité pour une utilisation de la version standard du logiciel Fluent, et de ce fait des procédures de calcul dites UDF (User Defined Function) sont développées en langage C++, pour y intégrer ces spécificités qui seront insérer interactivement dans le processus de calcul développé par le solveur Fluent. Ainsi, les effets du déplacement du faisceau laser et le dépôt d'énergie sur la surface de l'échantillon sont pris en compte dans le calcul à travers les UDF correspondantes.

2.2 Transfert de masse

L'enlèvement de matière qui conduit au perçage d'un trou puis la formation d'une saignée sont simulés en supposant un transfert de masse du solide (échantillon) vers le gaz (air). Le transfert de masse se produit quand la température de fusion T_F du matériau est atteinte. Cela suppose que tout le matériau fondu est évacué et on simule ainsi l'effet du jet de gaz d'assistance. Ainsi toute région du matériau, où la température est supérieure à la température de fusion, est remplacée par de l'air. L'équation de transfert de masse utilisée dans notre simulation est donné par:

$$M_{ig} = cte \rho_l F (T_F - T) / T_F \quad \text{quand } T > T_F \quad (4)$$

ρ_l et T sont la densité et la température de la cellule contenant le matériau, et F est la fraction de volume de fluide. L'effet du transfert de masse est inséré à travers une UDF dans le processus de calcul par Fluent.

2.3 Conditions opératoires

Dans la simulation développée les paramètres opératoires qui ont été utilisés correspondent à ceux du travail expérimental développé par Hirano *et al.* [4]. Ainsi on considère: un faisceau laser Nd-YAG ($\lambda = 1.06$ mm), un profil de faisceau constant (tophat), une puissance laser $P = 8$ kW, un rayon de faisceau $r_1 = 0.8$ mm, une vitesse de déplacement $v_d = 2$ m/mn. On considère un échantillon de fer dont l'épaisseur est de 3 mm, dont les propriétés physiques (la densité ρ , la capacité calorifique C_p , la conductivité thermique k, la viscosité μ) dépendent de la température. Ces propriétés sont insérées interactivement dans le processus de calcul réalisé par Fluent à travers des UDF. Les équations considérées pour chaque propriétés dépendantes de la température sont données par :

$$\rho(T) = -0.4522 T + 7755.7 \quad [\text{kg/m}^3] \quad (5)$$

$$C_p(T) = 2.6137 \cdot 10^{-4} T^2 + 1.203462 \cdot 10^{-1} T + 124 \quad [\text{J/kg/K}] \quad (6)$$

$$k(T) = 76.307 - 0.0218 T \quad \text{if } T \geq T_F (= 1808 \text{ K}) \quad [\text{W/m/K}] \quad (7)$$

$$k(T) = 92.225 \quad \text{quand } T < T_F \quad (8)$$

$$\mu(T) = 0.3699 \cdot 10^{-3} * \exp(41400/(8.314(T-273))) \quad [\text{kg/m/s}] \quad (9)$$

Aux frontières des phases représentant l'air, on considère une condition aux limites de type écoulement (outflow).

3. Resultats et discussion

3.1 Formation de la saignée

l'ablation de matière est considérée à travers un mécanisme de transfert de masse se produisant lorsque la température dans une région donnée atteint la température de fusion du fer (1808 K). Cette hypothèse suppose que le jet de gaz d'assistance qui est appliqué implicitement évacue tous le métal liquide qui se forme sur le front de découpe. Ce résultat est illustré sur la figure (2) qui montre l'évolution spatio-temporelle de l'interface air/ matériau.

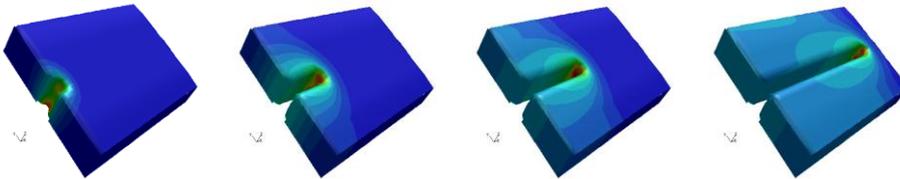


Figure 2: Evolution de la saignée avec le déplacement du faisceau laser

3.2 Mouvements sur le front de découpe

Des mouvements périodiques sont observés sur le front de découpe tels que montré sur la figure (3). Une structure en paliers apparaît à la partie supérieure du front de découpe et se déplace vers le bas pendant que la pièce est découpée. Ce phénomène ont été décrit dans [4], où il est considéré une instabilité dynamique thermique. Les résultats montrent aussi un motif périodique qui se produit sur la partie solidifiée de la pièce traitée comme représenté sur la figure (4). Ce phénomène peut être interprété comme l'effet de l'instabilité thermique pouvant mener à la formation de stries.

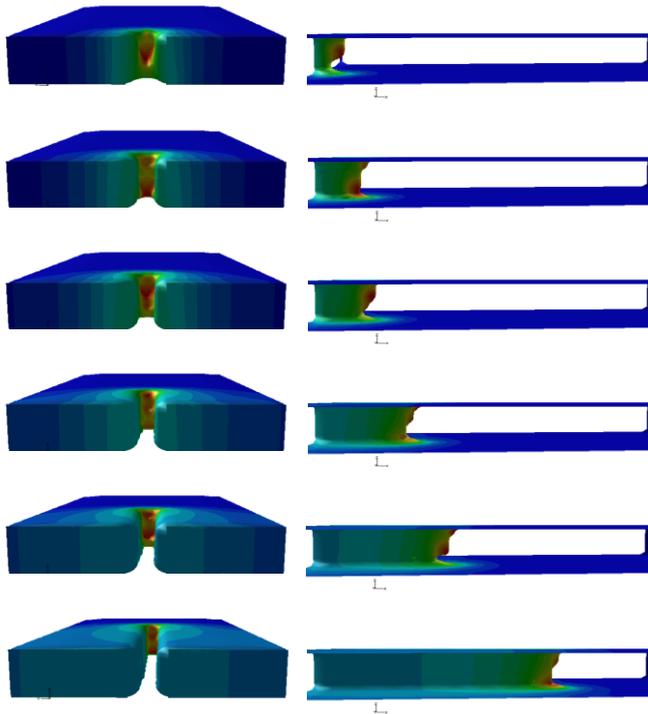


Figure 3: Evolution du front de découpe sous forme de structure en palier

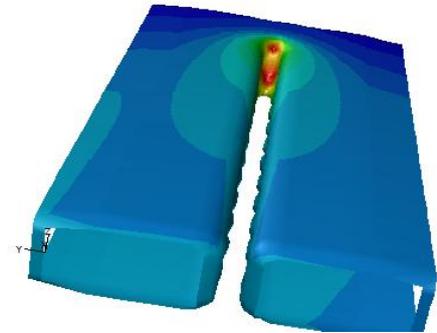


Figure 4: Motifs périodiques obtenus après resolidification

4. Conclusion

L'étude menée sur la découpe laser utilise une approche numérique basée sur la méthode des volumes finis. Les équations de transfert de chaleur et de masse sont résolues, et le suivi de l'évolution de l'interface gaz/liquide est réalisé par la méthode de volume de fluide VOF. Les résultats montrent des motifs similaires à ceux décrits expérimentalement, avec la formation d'une structure en paliers pendant le mouvement du faisceau laser. L'étude devrait être complétée par l'insertion de l'écoulement à travers les équations de Navier-Stokes, et le jet de gaz qui a été remplacé dans notre étude par un mécanisme de transfert de masse.

5. References

- [1] N.B. Dahotre and S.P. Harimkar, "Laser Fabrication and Machining of Materials", Springer, 2008
- [2] J.F. Ready, "Industrial Applications of Lasers", Academic Press, San Diego, CA., 1997
- [3] Fluent 6.3 documentation, www.fluent.com
- [4] K. Hirano, R. Fabbro "Experimental investigation of hydrodynamics of melt layer during laser cutting of steel", J. Phys. D: Appl. Phys. 2011: 44, 105502

NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES IN ZnO:Al THIN FILMS

Y. Hamaizi^{1,2}, W. Bala^{3,4}, B. Krajewski³, A. El-Akrmi², Z. Essaïdi¹

¹Laboratory (POMA), University of Angers, France

²Laboratory (LPR), University of Badji Mokhtar, Algeria

³N. Copernicus University, Torun, Poland

⁴Kazimierz Wielki University, Bydgoszcz, Poland

e-mail : hend_ida@yahoo.fr

Résumé:

Third harmonic generation (THG) in thin films of zinc oxide doped aluminium (ZnO:Al) was studied. The thin layers were deposited on glass substrates by the dip-coating technique. Third order nonlinear optical effect were investigated by Maker fringes method for samples annealed at temperature varying between 390 °C and 600 °C, as well as for the samples with different thicknesses. It is observed that the third order nonlinear optical property increases for samples post-heated above 445 °C due to the crystallisation of ZnO:Al films. This effect is also observed as thickness of samples increases from 2 to 8 deposited layers.

Mots-clés: ZnO, ZnO:Al, Nonlinear optical properties, Third harmonic generation (THG).

1. Introduction

Nonlinear optics is the study of the interaction of intense laser light with matter and has its origin in the observation of second-harmonic generation by Franken in 1961 [1].

ZnO is a multifunctional material with a wide area of applications. As a wide direct bandgap material, II-VI semiconductor ZnO is an interesting candidate for a variety of applications in high power and high temperature electronics as well as in optoelectronics devices. ZnO films have attracted considerable attention because they can be made to possess high electrical conductivity, high infrared reflectance and high visible transmittance.

Among all others nonlinear materials applicable to the near-IR or visible spectral range ZnO is a very promising candidate for film deposition given the large bandgap and demonstrated high conversion

efficiencies. Its nonlinear second and third order [2, 4] optical properties have been investigated and discussed only in recent years and are still under discussion.

In this paper, zinc oxide doped aluminium films (ZnO:Al) were prepared by dip-coating technique. Optical properties of ZnO:Al thin film were characterized by THG experiment. The effect of post-heating temperature and thicknesses (number of layers), on the structural and optical properties were investigated.

2. Theoretical approach :

The output intensity of the third harmonic generated in the nonlinear medium, which is optically transparent, is given by the well known relation [5]:

$$I_{3\omega} = \frac{2304\pi^6}{n_{3\omega}n_{\omega}^3\lambda_{\omega}^4c^2} |\chi^{(3)}|^2 I_{\omega}^3 L^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)^2} \quad (1)$$

In the case of thin films and neglecting the absorption, Wang et al. [6] derived a simplistic and useful formula (2) that we use for our study.

$$\chi_f^{(3)} = \left(\frac{2}{\pi}\right) \left(\frac{l_{C,S}}{d_f}\right) \left(\frac{I_{f,M}^{TH}}{I_{S,M}^{TH}}\right)^{1/2} \chi_s^{(3)} \quad (2)$$

3. Samples preparation:

ZnO:Al samples were prepared by the dip-coating technique. The details of the sol preparation are given in [7].

4. Experimental setup:

THG experiment was performed using a Q-switched Nd:YAG laser (continuum) working at the fundamental wavelength $\lambda_{\omega} = 1064$ nm, with 10 Hz rate repetition and 16 ps pulse duration. Measurement is performed by Maker fringes technique that corresponds to the third harmonic intensity variations versus incident angle. The THG measurements were performed at room temperature and calibrated using a thin slab of fused silica.

5. Results:

Figure 1 shows the increasing of the normalized third harmonic signal intensity as function of the post heating temperature. In figure 2 intensities of the third harmonic generated beam of ZnO:Al films, post-heated at the T=500°C with different number of the layers are presented.

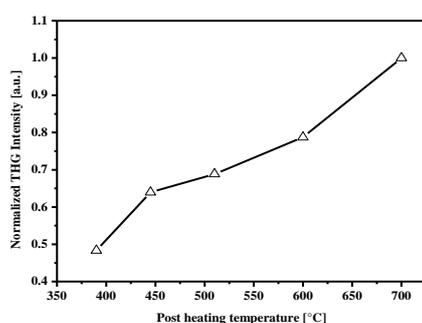


Figure 1: THG intensity versus temperature

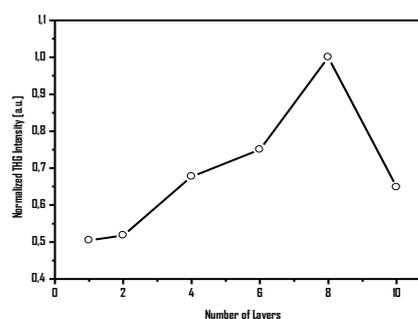


Figure 2: THG intensity versus number Of layers

6. Conclusion

We demonstrate clearly that ZnO and ZnO:Al thin films are attractive nonlinear optical material for optoelectronic applications. Future studies are expected using others dopants and film structure in order to determine the influence on its nonlinear optical properties and to deduce correlation between nonlinear optical properties and structures.

Références

- [1] P.A. Franken et al., *Phys. Rev. Lett.* 7 (4) 1961, pp. 118-119
- [2] B. Derkowska et al, *Nonlinear Optics.* 27 2001, pp.413-421
- [3] Z. Sofiani et al, *Journal of Applied Physics* 101, 063104_2007
- [4] Z. Sofiani et al, *Optics Communications*, 267, (2), 2006, pp. 433-439
- [5] G. I. Petrov, V. Shcheslavskiy, V. V. Yakovlev, I. Ozerov, E. Chelnokov, and W. Marine, *Appl. Phys. Lett.*, 83 (19), 2003, pp. 3993-3995
- [6] X.H. Wang, D.P. West, N.B. McKeown and T.A. King, *J. Op. Soc. Am. B*, 15, (1998), p. 1895
- [7] <http://www.science.unitn.it/~gcsmf/facilities/dip-coating.html>

**PLASMA-OXYGEN INTERACTION DURING THIN FILMS DEPOSITION BY LASER
ABLATION: DETERMINATION OF THE INTERACTION PRESSURE THRESHOLD AND
EFFECT ON THE THIN FILMS PROPERTIES**

S. Lafane¹, T. Kerdja¹, S. Abdelli-Messaci¹, Y. Khereddine¹, M. Kechouane²

¹*Centre de développement des technologies avancées*

Cité 20 août 1956, B. P. 17, Baba Hassen, Algérie

²*Université des Sciences et Technologies Houari Boumediene—Faculté de Physique, BP 32 EL ALIA
16111 Bab Ezzouar, Alger, Algérie*

slafane@cdta.dz

Abstract:

In this contribution we study the effect of the oxygen pressure on the plasma dynamics during the ablation of oxides materials into an oxygen gas. The study was done using fast imaging and ion probe techniques. Both techniques revealed that a threshold oxygen pressure is needed to initiate the plume oxygen interaction. This threshold oxygen pressure depends on the ablated material. A clear effect of this threshold pressure on the structural and phase composition of the deposited thin films is shown.

Mots-clés: Laser ablation, Plasma-oxygen interaction, Metal-insulator transition

1. Introduction

Oxygen deficiency in the oxide thin films has a dramatic effect on the physical properties of these films [1]. Thus, during thin film deposition by laser ablation, a reactive oxygen atmosphere is necessary to bring closer the thin films properties to that of the bulk state [2]. However, the beginning of this reactivity is observed to occur only at a certain oxygen pressure [3]. Our study aims to determine this threshold pressure by the study of the plasma dynamics of two materials, the rare earth nickelate (RNiO₃) and the vanadium pentoxide (V₂O₅). This latter material is used to synthesize vanadium dioxide (VO₂) thin films. Both RNiO₃ and VO₂ are thermochromic materials that undergo phase transition from the insulator to metallic state when changing the temperature. The interest is partly motivated by the potential of these materials to be used in novel electronics and electro-optic applications as switches or memory elements [4].

2. Experimental Setup

The schematic of our experimental set-up have already illustrated in our previous work [5]. Two cylindrical lenses are used to focus a KrF ($\lambda= 248$ nm, $\tau= 25$ ns) laser beam on the rotating target at 2 Jcm⁻² of laser fluence and into different oxygen pressures. In order to study the expansion dynamics by fast imaging, a set of mirrors and a Zeiss lens (76mm focal length, spectral response: 350nm-800nm) are used to form a two-dimensional image of the luminous plasma on the ICCD camera (Princeton Instruments PI-MAX). The study by an ion probe was done by using a cylindrical Langmuir probe biased at -35 V to collect only the ionic species.

The deposited vanadium dioxide (VO₂) thin films were grown by ablating a pressed V₂O₅ rotating target on Corning glass substrates. The target was irradiated with 3000 laser pulse at a laser fluence of 2 Jcm⁻² and a repetition rate of 5Hz. The target-substrate distance and the substrate temperature have been maintained at 4 cm and 500°C, respectively. The oxygen pressure was varied from vacuum to 4×10⁻³ mbar. The films structure and the phase composition were determined using X-Ray Diffraction (XPRT-PRO PW 3040-Phillips).

3. Results and discussion

Typical ICCD images of the plume temporal evolution of the ablated two materials into vacuum and oxygen pressure are given in figure 1.

For Vanadium oxide plume, the images show that at vacuum and 10⁻³ mbar the expansion is free from the early to the late time delay (no plume-oxygen gas boundary appears). However at 4 × 10⁻³ mbar, the plume is confined and splits into two components. The plume splitting was considered as a result of the interaction between the plume species which are scattered in backward direction after collisions with background gas molecules and the incoming particles [6]. Thus 4 × 10⁻³ mbar could be considered as the threshold pressure marking the beginning of the interaction between the ablated species and the background oxygen molecules. This interaction results on the formation of a shock front and the enhancing of the plume luminosity at the plume-oxygen gas edge. In the shocked layer, highly reactive atomic oxygen is produced and thereby an oxygen enrichment of the deposited films is expected [7]. The same behavior of the nickelate rare earth plume was observed. However, the threshold pressure is observed to be 2 × 10⁻² mbar in this case. This could be due to the difference in the mass and energy of the two plumes. It is established that the hydrodynamic effects can take place only if the initial plume mass and energy are high enough [8]. Thus, the same pressure can initiate a hydrodynamic expansion with the appearance of the plume splitting feature in the case of vanadium oxide and doesn't initiate it in the case of the nickelate rare earth.

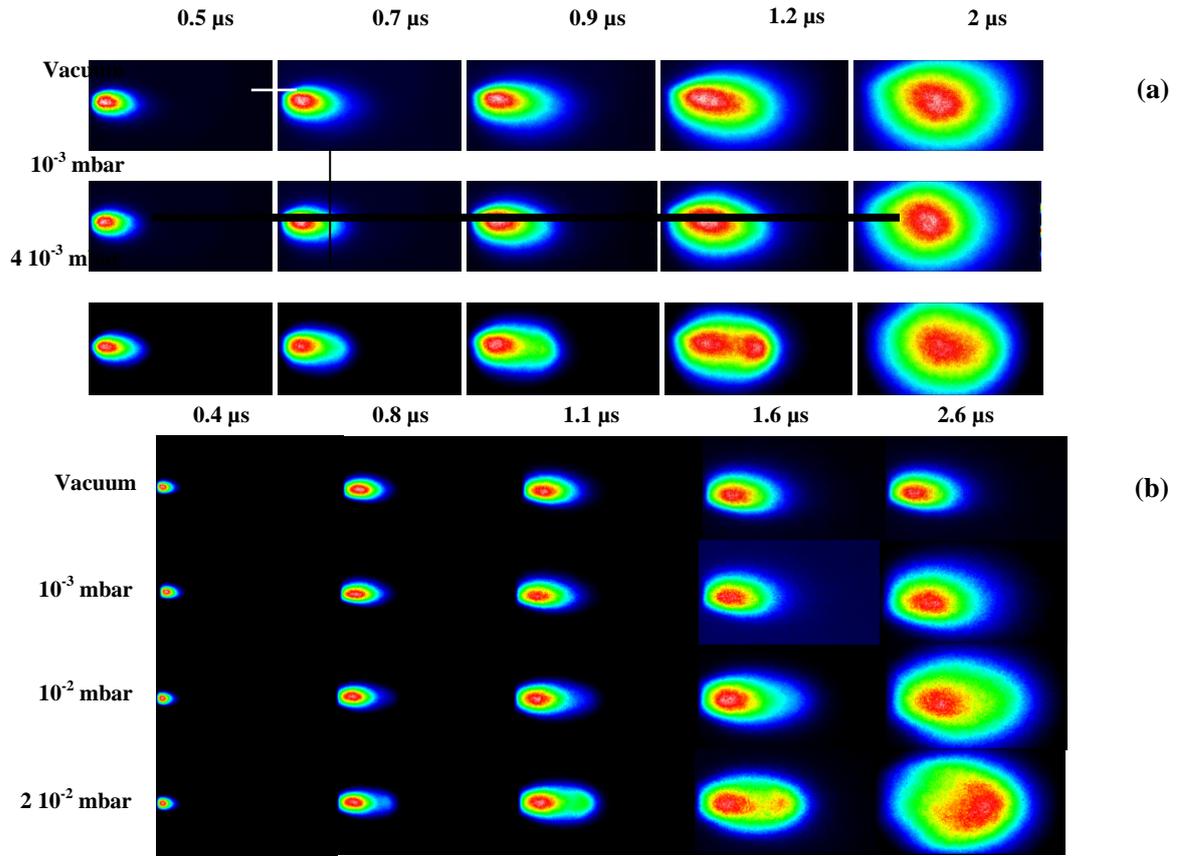


Figure 1: Temporal evolution of the visible vanadium oxide plume (a) and rare earth nickelate plume (b) at vacuum and different oxygen pressure.

We also analyzed the collected ions during the ablation of the nickelate rare earth target as a function of the pressure. The number of the collected ions was estimated by integrating the $V(t)$ signal and by considering the ionization degree is no more than a unity. It is clearly seen on the figure 2 where the data are reported that the number of ions reaching the Langmuir probe is essentially constant and equal to that of the vacuum up to the pressure of 10^{-2} mbar. Beyond this latter pressure a progressive decrease of the ions number is observed. This decrease marks the transition from the free plume expansion regime to the hydrodynamic expansion regime which leads to a significant modification of the plume angular distribution in this regime [8]. This modification results in the reduction of the number of ions reaching the Langmuir probe located at the center of the plume [8]. Moreover, the decrease of the collected ions number can be partly ascribed to an enhancement of three-body recombination of the delayed ions as a consequence of plume confinement [8]. We note the coincidence of the threshold pressure of the plume-oxygen gas interaction obtained by fast imaging and that obtained by the ion probe.

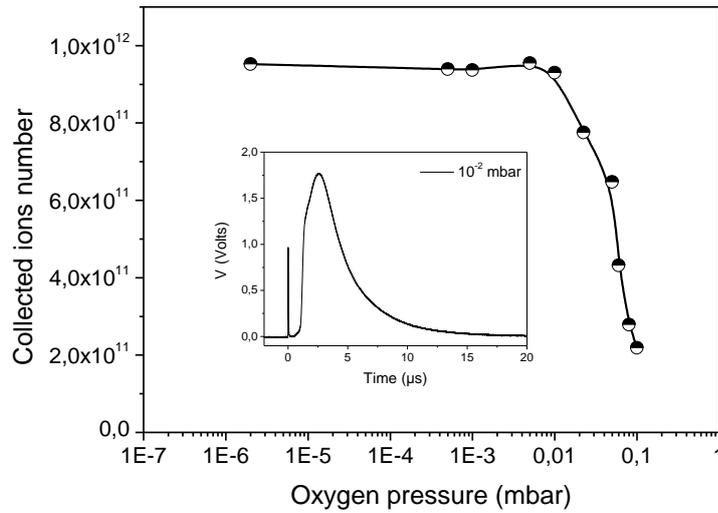


Figure 2: Collected ions number as a function of the oxygen pressure.

Figure 3 shows the texture investigated by X-ray diffraction of the target and the vanadium oxide films deposited at vacuum, 10^{-3} and 4×10^{-3} mbar of oxygen pressures. The deposited thin films show a significant difference in their crystalline structure. At vacuum and 10^{-3} mbar under-stoichiometric phases V_2O_3 and V_4O_7 are produced, respectively. A highly (011) oriented pure VO_2 with the rutile structure was obtained at 4×10^{-3} mbar. At vacuum and 10^{-3} mbar, there is no effect of the oxygen pressure on the plume expansion. Thus, the reactivity

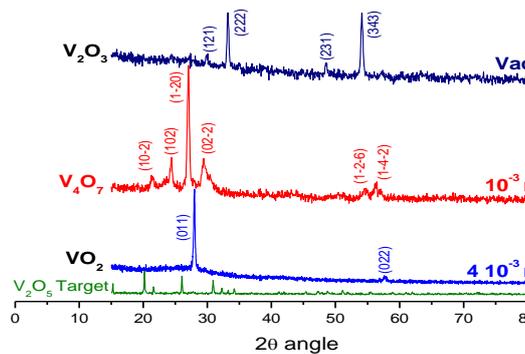


Figure 3: XRD spectra of the V_2O_5 target and the films deposited at vacuum and oxygen pressure range of 10^{-3} and 4×10^{-3} mbar.

during the plume expansion is not expected which leads to the limitation of the oxygen incorporation into the deposited films. However, the reactivity on the substrate surface gives rise to the films oxygen content leading to the formation of V_4O_7 ($VO_{1.75}$) phase at 10^{-3} mbar instead of V_2O_3 ($VO_{1.5}$) phase obtained under vacuum. The obtained pure VO_2 phase at 4×10^{-3} mbar coincides with the beginning of

the plume-oxygen gas interaction. This latter promotes the oxygen incorporation into the films by the mechanisms given previously.

Conclusion

Vanadium oxide and nickelate rare earth plumes generated by laser ablation into a vacuum and background oxygen gas pressure were investigated by fast imaging and ion probe techniques. The study revealed that a threshold pressure is needed to initiate a hydrodynamic expansion of the plume. This threshold pressure depends on the target nature. A hydrodynamic behaviour of the plume into the oxygen gas background is necessary to promote the oxygen incorporation into the films.

Références

- [1] Tsuchiya M., Sankaranarayanan S. and Ramanathan S.; *Photon-assisted oxidation and oxide thin film synthesis: A review*, Progress in Materials Science, 2009: 54, 981–1057.
- [2] Afonso C.N., Gonzalo J., Vega F., Dieguez E., Wong J. C. C., Ortega C., Siejka J., Amsel G.; [Correlation between optical properties, composition, and deposition parameters in pulsed laser deposited LiNbO₃ films](#), Applied Physics Letter, 1995: 66 (12) 1452-1454.
- [3] Amoruso S., Sambri A., Vitiello M., Wang X.; *Propagation of LaMnO₃ laser ablation plume in oxygen gas*, Applied Surface Science, 2006: 252, 4712-4716.
- [4] [Ruzmetov D.](#) and [Ramanathan S.](#); 2010: [Thin Film Metal-Oxides](#), Springer New York Dordrecht Heidelberg, London, 51-94.
- [5] Lafane S., Kerdja T., Abdelli-Messaci S., Malek S. and Maaza M.; *Laser-induced plasma study by fast imaging for Sm_{1-x}Nd_xNiO₃ thin film deposition*, Applied Surface Science, 2009: 256,1377-1381.
- [6] Amoruso S., Sambri A., Vitiello M. and Wang X.; *Propagation of LaMnO₃ laser ablation plume in oxygen gas*, Applied Surface Science, 2006: 252 4712-4716.
- [7] Epurescu G., Siegel J., Gonzalo J., Gordillo-Vázquez F. J. and Afonso C.N.; [Imaging the dissociation process of O₂ background gas during pulsed laser ablation of LiNbO₃](#), Applied Physics Letter 2005: 87, 211501-211503.
- [8] Amoruso S., Oftmann B.T., Schou J., Velotta R. and Wang X.; *Diagnostics of laser ablated plasma plumes*, Thin Solid Films, 2004: 453-454, 562-572.

EFFET DU PARAMETRE D'IONISATION SUR L'EXPLOSION ISOTHERME D'UN

PLASMA PARTIELLEMENT IONISE PRODUIT PAR ABLATION LASER

MAHBOUB Mohammed Faouzi, Mourad DJEBLI et Djamila Bennaceur-DOUMAZ

Laboratoire de Physique théorique, faculté de physique, Université de Bab-ezzouar, U.S.T.H.B

B. P 32, El-Alia, Alger 16111

E-mail : faouzit2011@gmail.com

Résumé:

Ce travail a pour but d'étudier l'effet du degré d'ionisation d'un plasma qui s'étend suite à l'explosion isotherme dans le vide. Le plasma est non collisionnel, constitué d'électrons et d'ions très énergétiques créés par un laser à impulsion ultra-court et ultra-intense. L'explosion au voisinage immédiat de la source est due à un fort gradient de pression électronique dans la direction perpendiculaire à la cible. Ce dernier sert comme mécanisme de transfert d'énergie des électrons vers les ions. Quand le plasma est assez loin de la source, l'explosion est gouvernée par le potentiel ambipolaire, la solution self-similaire est obtenue numériquement. L'évolution du rayon de la sphère du plasma $R(t)$ est suivie en fonction du temps. Le degré d'ionisation a un effet direct sur les profils de la densité et de la vitesse. Nous avons constaté que le degré d'ionisation favorise le décroissement de la densité ionique tandis que l'accélération du front d'expansion est observée.

Mots-clés: explosion du plasma, ablation laser, interaction laser matière.

1. Introduction :

La physique des plasmas a été activement étudiée durant de nombreuses années en raison des applications pratiques dans l'espace et dans différentes situations de laboratoire. Elle est marquée par une attention particulière pour l'étude du problème de transport des différentes espèces d'un plasma à partir de leurs sources de production, un tel procédé est appelé « explosion de plasma ». Les équations hydrodynamiques sont utilisées pour étudier les problèmes liés à l'explosion des fluides. En adoptant une géométrie sphérique, caractérisée par le rayon du plasma $R(t)$ et la longueur de Debye, le profile de la masse en expansion peut être suivie. On s'intéresse particulièrement à l'évolution de R en fonction du temps.

Nous nous proposons d'étudier l'explosion des plasmas non-collisionnels, partiellement ionisés, composés d'électrons dont la température homogène dans l'espace mais éventuellement dépendante du temps $T_e(t)$, en présence d'ions très énergétique créés par un laser à impulsion ultra-courte et ultra-intense. Le plasma est considéré en équilibre thermodynamique local et est décrit par un modèle à un-fluide. L'explosion du plasma est régie par les équations hydrodynamiques de conservation de la matière, de la quantité de mouvement et de l'énergie. L'équation de Saha prend en compte l'ionisation et ferme le système d'équations différentielles. La solution adoptée est basée sur une approche self-similaire décrivant en premier lieu des explosions libres dans le vide, purement hydrodynamique, soumises à une force de Lorentz et une pression thermique.

2. Nouvelle classe de solutions self-similaires d'un plasma qui explose dans le vide :

Une nouvelle classe de solutions self-similaires de l'explosion prend en compte la présence d'ions aux grandes énergies. Ces derniers résultent de l'interaction entre une cible et des lasers relativement faible de l'ordre 10^{15} Wcm^{-2} et des impulsions relativement longues de l'ordre du nanoseconde [1]. Ce régime est dominé par des effets non linéaires. La présence de terme de pression, du potentiel électrostatique, de la combinaison des deux effets, sur l'explosion sont objet de notre investigation.

Généralement l'expansion est étudiée en suivant le profil pour une géométrie plane. Dans cette nouvelle classe, il s'agit d'une sphère dont le rayon change en fonction de la variable self-similaire. En plus le profil de température, au cours de l'expansion, évolue en fonction du temps.

2.1 Formulation mathématique du problème :

Le système général d'équations macroscopiques d'un modèle hydrodynamique du plasma tiède (warm) pour une espèce est le suivant :

Conservation de la matière

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0 \quad (1)$$

L'équation du mouvement

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{Z}{\rho} \frac{\partial (P)}{\partial x} + \frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

Avec

$$n_i = \rho/m_i. \quad P = n_i(\eta + 1)T_e(t)$$

Où l'indice i se réfère aux ions, n_i à la densité ionique v_i à la vitesse fluid ionique, m_i est la masse des ions, Z est l'état d'ionisation. La condition de quasi-neutralité peut être écrite comme suit [2]

$$n_e = Zn_i \quad (3)$$

Dans ce modèle nous garderons l'hypothèse d'une population électronique en équilibre avec le potentiel électrostatique

$$n_e(x,t) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e(t)}\right) \quad (4)$$

L'équation de conservation d'énergie des gaz parfaits s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[v \left(\rho \frac{v^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} P + \frac{\rho}{m_i} U_i \eta + n_i T_e(t) (1 + \eta) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \frac{v^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} P + \frac{\rho}{m_i} U_i \eta \right] = 0$$

La relation entre les densités des électrons, des atomes et des ions (une fois ionisés) peut être décrite par l'équation de Saha

$$\frac{\eta^2}{1 - \eta} = \frac{2 U_+}{n U_0} \left(\frac{2\pi m_e T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{U_i}{T}\right) \quad (6)$$

U_0, U_i sont respectivement les fonctions des partitions des atomes neutres et des ions.

$T_e(t)$ température électronique dépendent du temps

$$T_e(t) = T_{e0} \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right)^{\gamma-1} \tag{7}$$

γ est le coefficient d'adiabacite.

2.2 Solution self-similaire :

Généralement un phénomène physique admet une solution self-similaire lorsque ce dernier n'a pas de grandeurs caractéristiques. A titre d'exemple, dans le cas de l'expansion, la longueur caractéristique est la longueur de Debye. Ainsi lorsque les dimensions de l'enceinte contenant le plasma sont très grandes par rapport à la longueur de Debye, l'expansion admet une solution self-similaire. Comme il y a un manque d'informations aux limites, il est difficile de trouver des solutions physiques analytiques et même numériques. Dans ce cas on fait appel aux transformations self-similaires qui se basent sur les propriétés de l'algèbre de Lie [3, 4, 5]. Dans cette théorie il est possible de trouver un comportement asymptotique des équations aux dérivées partielles. Pour avoir la solution self-similaire des équations finales (sans dimensions), nous introduisons la variable self-similaire unidimensionnelle.

$$\xi = \frac{x}{R(t)} \tag{8}$$

Il est évident que le système d'équations précédent admet les variables adimensionnelles suivantes.

$$n_i(x,t) = \frac{n_{i0}}{Z} \frac{R_0}{R(t)} N_i(\xi), \quad v_i = \dot{R} f(\xi) \tag{9}$$

$$\rho = \rho_0 g(\xi) \quad , \quad v_i = \dot{R} f(\xi) \quad , \quad P = \rho_0 \dot{R}^2 \pi(\xi) \quad , \quad \phi = \frac{T_e}{e} \Phi(\xi)$$

Les équations sans dimensions finales à résoudre

$$\frac{\dot{\rho}_0}{\rho_0} + \frac{\dot{R}}{R} \left[\frac{df(\xi)}{d\xi} + \frac{1}{g(\xi)} (f(\xi) - \xi) \frac{dg(\xi)}{d\xi} \right] = 0 \tag{10}$$

$$\frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2}f(\xi) + \left(f(\xi) - \xi \right) \frac{df(\xi)}{d\xi} + \frac{1}{g(\xi)} \frac{d\pi(\xi)}{d\xi} + \frac{c_{s0}^2 d}{\dot{R}^2} \frac{d\Phi(\xi)}{d\xi} = 0$$

$$\begin{aligned} & \left[\frac{2c_{s0}^2}{\dot{R}^2} g(\xi) \left(\tilde{U}_i \eta(\xi) + \frac{d(1+\eta)}{(\gamma-1)} \right) + g(\xi) f(\xi) (3f(\xi) - \xi) + 2\pi(\xi) \right] \frac{df(\xi)}{d\xi} \\ & + \frac{2}{\dot{R}^2} c_{s0}^2 (f(\xi) - \xi) \left[\eta(\xi) \tilde{U}_i + \frac{d(1+\eta)}{(\gamma-1)} + f(\xi)^2 \frac{\dot{R}^2}{2c_{s0}^2} \right] \frac{dg(\xi)}{d\xi} + 2f(\xi) \frac{d\pi(\xi)}{d\xi} \\ & + \left[\frac{2}{\dot{R}^2} c_{s0}^2 g(\xi) (f(\xi) - \xi) \left(\tilde{U}_i + \frac{d}{(\gamma-1)} \right) \right] \frac{d\eta(\xi)}{d\xi} = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{dN_i(\xi)}{d\xi} - \left(\frac{n_e(0,t)}{n_e(0,0)} \right) \frac{R(t)}{R_0} \exp\Phi(\xi) \frac{d\Phi(\xi)}{d\xi} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{d\eta(\xi)}{d\xi} - \frac{\eta(\xi)(\eta(\xi) - 1)}{2 - \eta(\xi)} \frac{1}{N_i(\xi)} \frac{dN_i(\xi)}{d\xi} = 0 \quad (14)$$

3. Résultats et discussion:

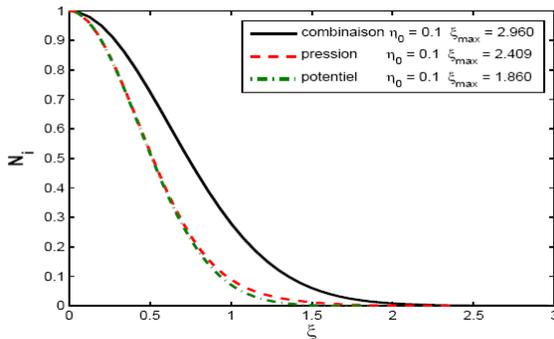


Figure. 1: Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire

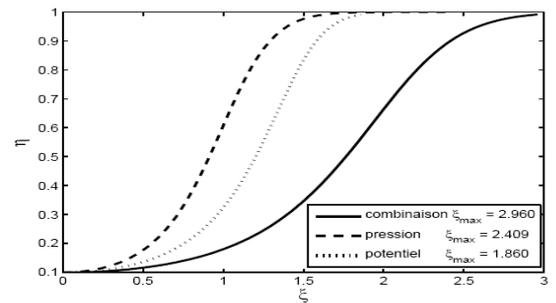


Figure. 3: Profils du degré d'ionisation en fonction de la variable self-similaire

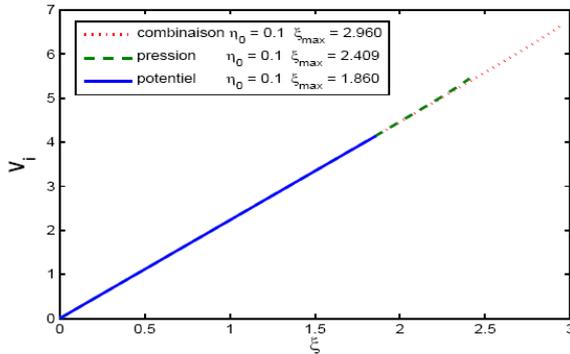


Figure.2 : Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire

La figure.1 montre que la densité des ions décroît rapidement en fonction de la variable de similarité ζ lors de l'explosion.. Nous avons montré que pour un plasma quasi-neutre le potentiel électrostatique joue un rôle important dans l'explosion. Or un degré d'ionisation plus important implique une présence plus importante de particules chargées. Il est clair que l'ionisation apporte un supplément d'énergie qui va affecter l'expansion self-similaire. La figure.2 montre une croissance linéaire de la vitesse des ions en fonction de la variable de similarité. On constate que dans le cas de présence des deux effets (avec pression et potentiel) l'explosion est plus accélérée.

4. Conclusion :

Notre travail porte sur un gaz partiellement ionisé. Lors de l'explosion des réaction d'ionisation-recombinaison peuvent se produire par différents mécanismes (collision électron-ion, ionisation radiative...). Alors, nous avons inclus l'équation de Saha dans le modèle fluide. Non seulement la fraction ionisée évolue dans le temps, mais aussi la valeur initiale, qui correspond à un pourcentage de densité ionique faible ou important, affecte les profils en expansion. Un taux d'ionisation plus important étale la limite de la solution self-similaire, conséquence du transfert d'énergie se produisant lors de l'ionisation-recombinaison.

Références

- [1] C. Chan and al, Phys. Fluids. 27, 266 (1984).
- [2] M. Murakami and M. Tanaka, Physics of Plasmas. 15, 082702 (2008).
- [3] C. Sack and H. Schamel, Phys. Reports. 156, 311 (1987).
- [4] V. Arsigny, Processing Data in Lie Groups : An Algebraic Approach. Application to Non-Linear Registration and Di_usion Tensor MRI, Thèse de Doctorat, Ecole doctorale de l'Ecole polytechnique, 2006.
- [5] P. Levy, G. McNinch, and D. M. Testerman, C. R. Acad. Sci. Paris. Ser. I, 347 (2009).

ÉTUDE DU POLYMORPHISME DU VERRE BOROVANADATE DE SODIUM PAR SPECTROSCOPIE RAMAN BASSES FREQUENCES

M. K. Rabia¹, M. Mayoufi¹, H. Triki¹, et B. Champagnon²

(1) Université Badji Mokhtar – Annaba, Département de Physique, BP 12, Annaba - Algérie

(2) Université Lyon I, Bât. A. Kastler – 10, rue Ampère – 69622 Villeurbanne Cedex - France

E-mail : mkamel.rabia@gmail.com

Résumé :

Le tétraborate de sodium de formule molaire $(100 - x)(\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}) - x\text{V}_2\text{O}_5$, ($x = 0$ à 20 %mole) a été élaboré par la technique “splat cooling” (technique marteau et enclume). Les mesures de spectres Raman réalisées sur des échantillons dopés, avant polissage, montrent tous une série de raies fines révélant la présence du cristal $\alpha\text{-NaVO}_3$ qui s’est formé à leurs surfaces. Après polissage des échantillons, des spectres Raman caractéristiques des verres sont observés avec deux bandes principales situées à 555 et 1097 cm^{-1} sur des verres non dopés et quatre bandes à 241, 381, 776 et 938 cm^{-1} sur des verres dopés avec l’oxyde de vanadium. La dévitrification en volume de ces verres apparaît à 750°C et la phase cristalline $\beta\text{-NaVO}_3$ est identifiée par diffusion Raman.

Mots-clés : Spectroscopie laser, Optique non linéaire, Verres oxyde, Diffusion Raman, XRD.

Introduction

Les verres de borovanadate de sodium sont une catégorie particulière contenant deux verres formateurs, B_2O_3 et V_2O_5 . Lorsqu’un alcalin est ajouté, la connectivité et les nombres de coordination dans le verre peuvent varier de différente manière. À notre connaissance, le processus de dévitrification de ces verres n’a pas été étudié jusqu’à maintenant bien que certains cristaux tels que NaVO_3 sont des minéraux naturels (munirite $\text{NaVO}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) largement utilisés dans l’industrie et la pharmacologie [1].

La phase la plus commune, $\alpha\text{-NaVO}_3$, appartient à la famille des pyroxènes. Glazyrin [2] and Sørum [3] montrèrent que le cristal de $\alpha\text{-NaVO}_3$ est monoclinique avec $Z = 8$. La phase $\beta\text{-NaVO}_3$ est orthorhombique. La phase cristalline, $\beta\text{-NaVO}_3$, préparée à partir de NaOH et NH_4VO_3 est stable de la température ambiante jusqu’à 405°C puis se transforme irréversiblement en $\alpha\text{-NaVO}_3$ [4].

Le verre de borovanadate de sodium a été étudié par Muthupari [5]. Dans cet article, des verres $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$ contenant jusqu'à 20% de V_2O_5 ont été élaborés. La structure des verres et leurs cristallisations sous recuit thermique sont analysées par spectroscopie Raman et diffraction X (XRD).

Étude expérimentale

Élaboration des verres

De la poudre $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ (% mol) contenant différentes quantités de V_2O_5 entre 0 et 20% ont été chauffés à 1000°C pendant 1 heure. La masse fondue est refroidie rapidement dans un moule en acier inoxydable à la température ambiante ou bien le liquide est écrasé entre deux rouleaux métalliques tournant à grande vitesse l'un contre l'autre [Tableau 1]. Les échantillons de verres ont des épaisseurs n'excédant pas 2 mm et sont étudiés avant et après polissage de leurs surfaces.

Dispositif expérimental

Les spectres micro-Raman ont été enregistrés avec un spectrophotomètre Raman Renishaw RM 1000 de 100 mW utilisant une raie laser argon à 514 nm. Les spectres sont obtenus grâce à l'objectif d'un microscope optique qui reçoit également le faisceau rétrodiffusé dans son axe optique à travers un objectif de grossissement x50. Les spectres non polarisés ont été recueillis à température ambiante entre 100 cm^{-1} et 1100 cm^{-1} pour l'échantillon non dopé et pour les échantillons contenant jusqu'à 20% (mol.) de V_2O_5 [Tableau 1].

Tableau 1: Échantillons de verres de borovanadate de sodium, dopés à l'oxyde de vanadium avec des concentrations croissantes, en accord avec la formule molaire (X % mol.) $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ – ((100-X) % mol.) V_2O_5 .

Échantillons	$\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ [%mol]	V_2O_5 [%mol]
1	100	0
2	95	5
3	92.5	7.5
4	90	10
5	87.5	12.5
6	85	15
7	80	20

Résultats

La cristallisation de surface a été soigneusement éliminée par polissage des échantillons qui leur confère une bonne qualité optique. Les spectres Raman des différents échantillons après polissage sont présentés sur la Fig. 1. L'échantillon non dopé (Fig. 1 (a)) est dominé par deux raies à 555 cm^{-1} et 1097 cm^{-1} . Les échantillons dopés au vanadium sont caractérisés par une bande principale à 938 cm^{-1} .

Avant le polissage, les échantillons de 2 à 7 montrent des raies fines intenses, à 956 cm^{-1} et 509 cm^{-1} comme, par exemple, pour l'échantillon 7 sur la Fig. 2 (a).

Le recuit thermique sous atmosphère, pour 210 mn jusqu'à 700°C , de l'échantillon 7 à 20% de V_2O_5 , ne change pas le spectre Raman. Un traitement thermique à 750°C (210 mn) suivie d'un refroidissement lent donne un spectre Raman intense avec des raies fines (Fig. 4 (a)). Les spectres XRD de la poudre préparée à partir des échantillons traités thermiquement montrent des raies fines correspondant à la fois aux $\text{NaVO}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ et aux cristaux $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ superposée sur de larges bandes (Fig. 5).

Interprétation

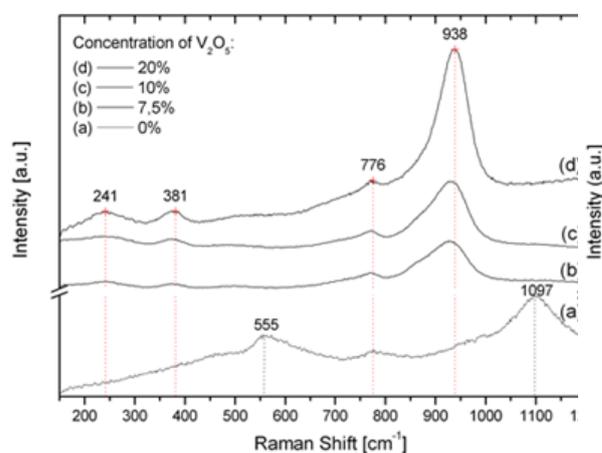


Figure 1: Spectres Raman des échantillons de tétraborate de sodium ($\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$) avec différentes concentrations de V_2O_5 .

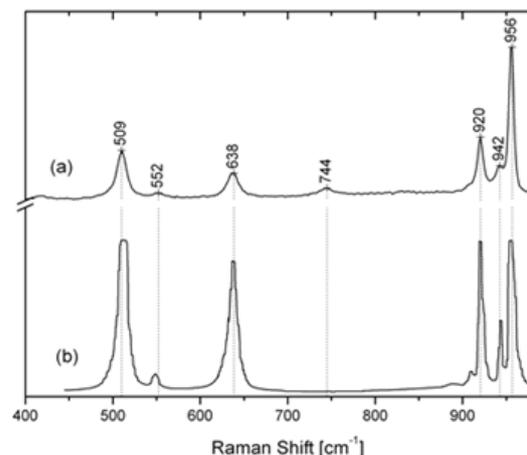


Figure 2: Comparaison du spectre Raman de l'échantillon 7(a) avant polissage avec celui de (b) du cristal de $\alpha\text{-NaVO}_3$ [9].

Le spectre Raman de l'échantillon non dopé (Fig. 1 (a)) correspond à celui d'un matériau amorphe. Les principales bandes correspondent à 555 cm^{-1} et 1097 cm^{-1} . Les cristaux à la surface des

échantillons 2 à 7 peuvent être identifiés comme étant α - NaVO_3 [9] (fig. 2). La raie principale à 956 cm^{-1} est attribuée à l'étirement des modes symétriques de VO_2 . Après polissage, les raies cristallines sont éliminées et les bandes larges Raman (Fig. 1) des échantillons dopés sont caractéristiques d'un verre.

Les spectres Raman des verres de plus de 7,5% de V_2O_5 sont dominés par une large bande liée aux vibrations $\text{V} = \text{O}$. Cette bande se déplace de 917 cm^{-1} à 931 cm^{-1} dans les verres $(100 - x) [0,33 \text{ B}_2\text{O}_3 - 0,67 \text{ ZnO}] - x\text{V}_2\text{O}_5$ pour x variant de 5 à 20 [10]. Les verres borovanadate de Lithium [11] montrent un spectre très similaire avec les principales vibrations $\text{V} = \text{O}$ variant entre 890 et 950 cm^{-1} lorsque V_2O_5 varie jusqu'à 30% (mol.). Ceci est cohérent avec l'attribution des spectres Raman des verres borovanadate de sodium dopés au V_2O_5 , dont la structure a été décrite à partir des études infrarouges et thermiques [5].

La stabilité de l'échantillon 7 est conservée pour les traitements thermiques au-dessus de T_g jusqu'à 700°C . Cependant à 750°C , après 210 mn, la cristallisation se produit. Le spectre Raman (Fig. 4) correspond à la phase cristalline β - NaVO_3 [9] qui est composé de chaînes métavanadates doubles, les atomes V étant entouré par cinq atomes O pour former une bipyramide trigonale déformée [6]. L'analyse par XRD de cet échantillon traité thermiquement révèle que les deux espèces $\text{NaVO}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ et $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ont cristallisé bien qu'aucune raie correspondant aux cristaux $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$ n'est observée dans les spectres Raman.

Conclusion

Dans cet article, nous avons décrit les spectres Raman des verres borovanadate de sodium qui sont dominés par une bande très intense correspondant aux modes d'étirement de VO_2 à 938 cm^{-1} . La dévitrification se produit à 750°C et deux phases cristallines sont obtenues à partir de la diffraction X. La phase β - NaVO_3 est identifié par diffusion Raman.

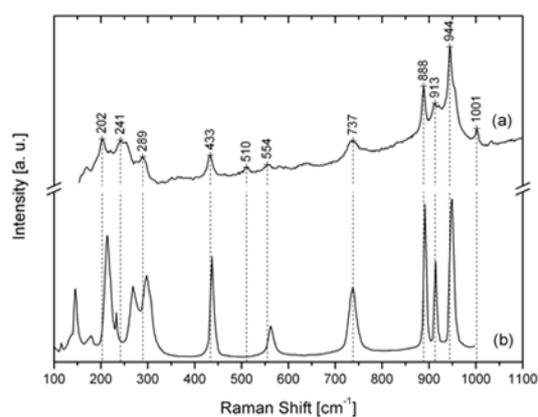


Figure 3: Spectres Raman du verre

Na₂B₄O₇.10H₂O, dopé à 20% V₂O₅ après recuit de 210 nm à 750°C (a) et cristal de β-NaVO₃ [Seetharaman [9]] (b).

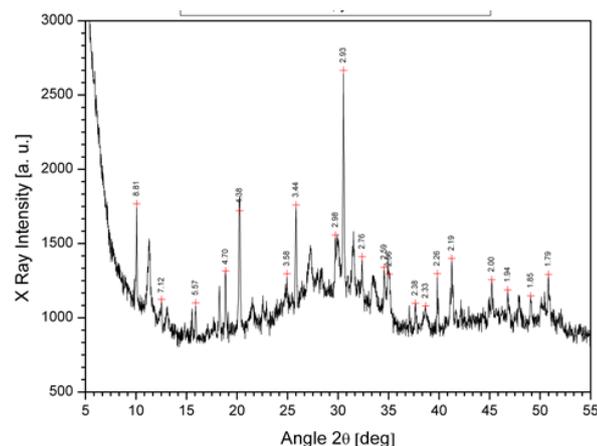


Figure 4: La série des raies indexées (les valeurs en Å) de ce spectre de diffraction X correspond au Na₂B₄O₇.5H₂O. et les autres (non indexés) à NaVO₃.2H₂O.

Références

- [1] Goldfine AB, Simonson DC, Folli F, Patti ME et Kahn CR; Journal of Clinical Endocrinology & Metabolism.1995: Volume (80), 3311.
- [2] Glazyrin MP. Kristallografiya 1965: Volume (10),761.
- [3] Sørum H et Videnskab KN; Selskabs Forth. 1953: Volume (16), 39.
- [4] Luckacs I et Strusievici C. Z; Anorg Allgem Chem. 1962: 315-323.
- [5] Muthupari S, Prabakar S et Rao KJ. J; Phys Chem. 1994: Volume (98), 2646-2652.
- [6] Shen ZX, Ong CW, Tang SH et Kuok MH; Physical Review B. 1994: Volume (49(2)), 1436.
- [7] Shen ZX, Ong CW, Tang SH et Kuok MH; J. Phys Chem Solids. 1994: Volume (55(8)), 661-664.
- [8] Devi SA, Philip D et Aruldas G. J.; Solid Stat Chem. 1994: Volume (113), 157-162.
- [9] Seetharaman S, Bhat HL et Narayanan PS; J Raman Spectrosc. 1983: Volume (14 (6)), 401.
- [10] Li H, Lin H, Chen W et Luo L; Journal of Non-Crystalline Solids. 2006: Volume (352), 3069-3073.
- [11] Hübert T., Mosel G. et Witke K; Glass Physics and Chemistry. 2001: Volume (27(2)), 114-120.

SIMULATION OF LIGHT SCATTERING BY A MICROPARTICLE ILLUMINATED WITH COHERENT LIGHT

C. Regoui & L. Bouamama

Applied Optics Laboratory – Optics and Precision Mechanics Institute

Ferhat Abbas University - Setif

E-mail: rcher615@yahoo.com

ABSTRACT

The scattering of light by microparticles plays a major role in a variety of domains, be it astronomy, cell biology, colloid chemistry, meteorology, solid-state physics, etc.. The scattered fields are dependent upon the shape of the particles, their size, their constitution and the wavelength of the incident light.

In our work, we study the scattering by a sphere illuminated by a coherent light i.e containing a single wavelength. This is the so-called Mie scattering after Gustav Mie who gave the first complete solution of this case. The key parameters for Mie calculations are scattering, extinction and absorption coefficients. They use as input the size of the particle $x=ka$ where k the wavenumber and a the sphere radius, the index of refraction of the particle m relative to the ambient medium, and the state of polarization of the incident light. We consider the light to be linearly polarized. These calculations are the most demanding part in Mie computations because of the use spherical Bessel functions j_n , $h_n^{(1)}$ and y_n . These are obtained after the expansion of Maxwell's equations.

The results of the computations yield the field distribution in Figure 2. This shows the variation of the field according to the angle of observation. The influence of the size parameter of the particle and index of refraction are shown in Figure 3 and 4.

These figures show the scattering in the forward direction. But as the size parameter increases there appear more of backscattering in the direction opposite to that of the incident light and the distribution is more complex.

KEYWORDS : lasers, coherence, light scattering, microparticles, atmospheric analysis

1 Introduction

Lasers have become of great ubiquity. They can be used in so different fields as industry, science and entertainment [1,2]. A variety of applications in astronomy, cell biology, colloid chemistry, heat transfer, meteorology, etc.. use the properties of light scattering by particles. This has been the subject of works by van de Hulst [3], Kerker [4], Bohren and Huffman [5].

Particles are used as seeds to study the flow of fluids and energy transfer. Their geometrical, mechanical and optical characteristics are of great interest in order to follow as precisely as possible the fluid flow. Several techniques are used to follow these particles and therefore extract the dynamic characteristics of the flow from the dynamic characteristics of these tracer particles. The main optical techniques used are the image particle velocimetry (PIV) [6] and the digital holographic image velocimetry (HPIV) [7]. Both techniques make use of laser light illuminating the flow and therefore the tracer particles. The scattered light is recorded as an image for the first technique and as a hologram for the second one. The study of the mechanisms of scattering light from these particles and its interaction with these particles themselves and the fluid is one of the problems to be solved in order to make sense of the experimental results. Our challenge is to achieve this goal, we thus study what happens when a given number of such seeding particles are illuminated by a coherent light. As a first step, we perform a simulation of the scattering of light by a single particle and show the dependence of the scattered fields on the particle's characteristic parameters. This can be, from our point of view, the basis for the study of multiparticles where more complex phenomena occur.

2. Model of particles scattering of light

Light is an electromagnetic wave governed by Maxwell's equations [8,9]:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4)$$

where \vec{D} is the electric induction, \vec{B} the magnetic induction, \vec{E} the electric field, \vec{H} the magnetic field, \vec{J} the electric current density and ρ the electric charge density.

When light of frequency λ illuminates a particle it undergoes scattering in different directions as shown in Figure 1.

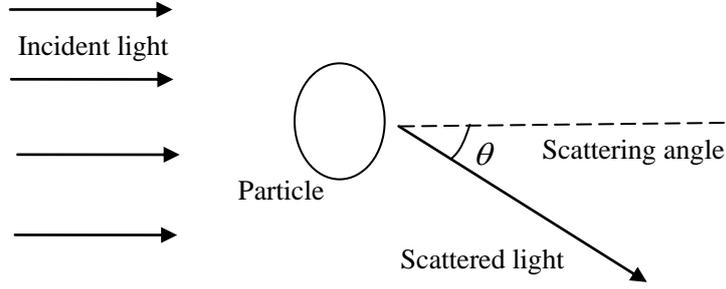


Figure 1: Scattering of incident light by a particle.

A number of light scattering theories have been developed. The case where the particle is a sphere has been solved by Gustav Mie [5]. The key parameters for the calculations are the Mie coefficients a_n and b_n used to compute the amplitudes of the scattered field:

$$a_n = \frac{m^2 j_n(mx) [xj_n(x)]' - j_n(x) [mxj_n(mx)]'}{m^2 j_n(mx) [xh_n^{(1)}(x)]' - h_n^{(1)}(x) [mxj_n(mx)]'} \quad (5)$$

$$b_n = \frac{j_n(mx) [xj_n(x)]' - j_n(x) [mxj_n(mx)]'}{j_n(mx) [xh_n^{(1)}(x)]' - h_n^{(1)}(x) [mxj_n(mx)]'} \quad (6)$$

where m is the particle's refractive index relative to the surrounding medium, the prime indicates the differentiation with respect to the argument in parentheses, $x = ka = \frac{2\pi a}{\lambda}$ with a being the radius of the particle and j_n and $h_n^{(1)}$ are the spherical Bessel functions such that:

$$j_n(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} J_{n+0.5}(z) \quad (7)$$

$$h_n^{(1)} = j_n + iy_n \quad (8)$$

$$y_n(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} Y_{n+0.5}(z) \quad (9)$$

with J_n and Y_n the Bessel functions of the first and second kind and i the imaginary number [10, 11].

3. Results for the case of one spherical particle

Our simulation is carried out for various values of the size parameter x and the relative refractive index m .

The incident light is assumed to be linearly polarized.

Case 1:

The particle has a relative refractive index $m=1.1$, and size parameter $x = 20$.

The result is shown in Figure 2.

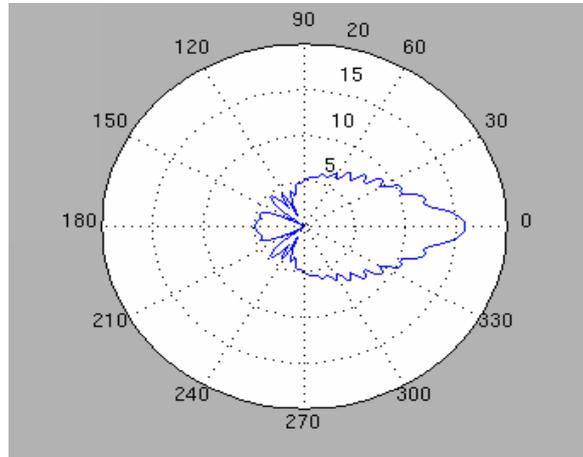


Figure 2 :The distribution of scattered light field by a particle with refractive index $m=1.1$, and size parameter $x = 20$.

Case 2:

The particle has a relative refractive index $m=1.3$, and size parameter $x = 20$. In this case we increase the refractive index while we keep the size parameter constant.

The result is shown in Figure 3.

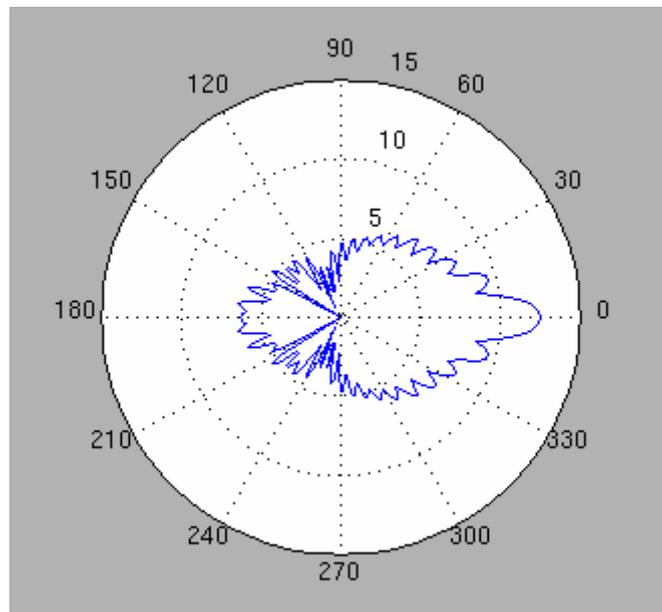


Figure 3: Light scattering with $m=1.3$, $x=20$

Case 3:

The particle has a relative refractive index $m=1.1$, and size parameter $x=50$. Here we increase the size parameter while we keep the refractive index constant.

The result is shown in Figure 4.

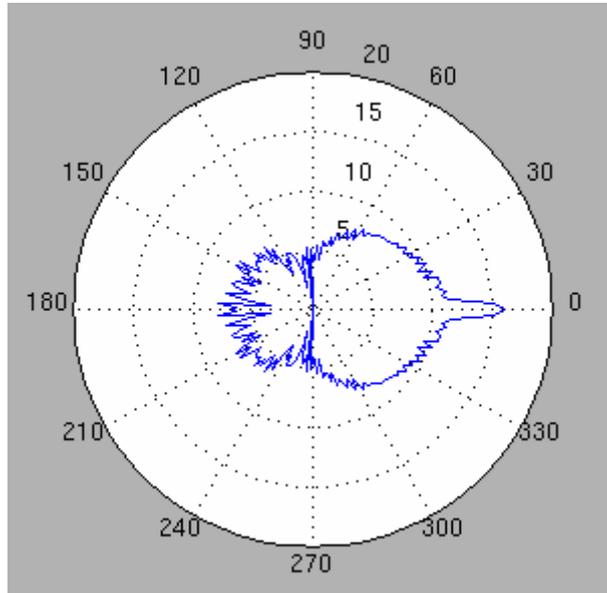


Figure 4: Light scattering for $m=1.3$, $x=50$

4 Results discussion and conclusion

As it can be noticed on the above figures, light is scattered in all directions with preponderance in the forward direction even though there is symmetry in regard to the axis parallel to the incident light that passes through the center of the sphere. A variation of the refractive index or the size parameter modifies the distribution of fields with an increase of the backscattering when the index or the size of the particle become larger.

We can then conclude that the complexity of the phenomenon increases when the number of particles becomes important with the appearance of interference of light scattered from a bunch of particles making the study more interesting.

References

- [1] K. Thyagarajan, A. Ghatak, Lasers fundamentals and applications, Springer 2010.
- [2] J.F. Ready, Industrial applications of lasers, Academic Press 1997
- [3] H. C. van de Hulst, Light scattering by small particles, Wiley, 1957. Reprinted by Dover, 1981.
- [4] M. Kerker, The scattering of light and other electromagnetic radiation, Academic, 1969.

- [5] C. F. Bohren and D. R. Huffman, Absorption and scattering of light by small particles, Wiley- Interscience, 1983.
- [6] R. J. Adrian, Twenty years of particle image velocimetry, Experiments in fluids, (2005) 39: 159-169.
- [7] G. Shen, R. Wei, Digital holography particle image velocimetry for the measurement of 3Dt-3c flows, Optics and lasers in engineering, 43 (2005) 1039-1055.
- [8] J. Franklin, Classical electromagnetism, Pearson 2005.
- [9] D.J. Griffiths, Introduction to electrodynamics, Prentice-Hall 1999
- [10] M. Masujima , Applied mathematical methods in theoretical physics, Wiley 2005.
- [11] H. J. Weber, G. B. Arfken, Essential mathematical methods for physicists', CRC 2003.

**MICROSPECTROSCOPIE ET SIMULATION FDTD DE NANOPARTICULES
METALLIQUES HYBRIDES**

Soraya ZAIBA^{1,2,3}, Frédéric LEROUGE⁴ Jean LERME⁵, Chantal ANDRAUD⁴, Stéphane PAROLA⁴,
Omar ZIANE¹, Patrice L. BALDECK³

¹Laboratoire d'Electronique Quantique USTHB, El-Alia Bab-Ezzouar, 16111 ALGER -ALGERIE

²Département de physique, Faculté des Sciences UMBB, 35000 Boumerdes, ALGERIE

³Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, CNRS, Université Joseph Fourier Grenoble, Saint Martin
d'Hères 38402, France.

⁴Université de Lyon, ENS Lyon, Université Lyon I, CNRS, Laboratoire de Chimie (UMR 5182), - 46,
Allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France.

⁵Université de Lyon, Université Lyon I, CNRS, Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire
(UMR 5579), Bât. A. Kastler, 43 B^{ld} du 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex, France.

Email : szaiba@umbb.dz

Résumé:

Dans ce papier, nous présentons un nouveau type de nanoparticules fluorescentes hybrides composés de colorants organiques contenues dans le cœur liquide de nanocoquilles d'or. Ces nanocoquilles sont élaborés par une technique d'émulsion sans l'utilisation de tensioactif. La microspectroscopie d'une nanoparticule unique montre que les spectres d'extinction sont en bon accord avec la théorie de Mie. La microscopie de fluorescence montre que ces fluorophores peuvent être facilement excités et détectés en dépit de la coquille d'or. Les calculs FDTD ainsi que les mesures montrent que les fluorophores encapsulé dans les nanocoquilles métalliques ont une durée vie de fluorescence un ordre de grandeur plus court. En conséquence, la photorésistance des colorants organiques encapsulée est également améliorée par un ordre de grandeur. Cette photorésistance à ultraviolets est due à la faible probabilité de la conversion singulet-triplet qui expose les colorants à la photodégradation par oxygène singulet.

Mots-clés: Nanocoquilles métalliques, Molécules fluorescentes, photorésistance, plamson de surface, FDTD.

1. Introduction

Les nanoparticules de métaux nobles ont longtemps intéressées les scientifiques pour développer de nouvelles applications. Cette croissance de l'intérêt est essentiellement due à leurs propriétés optiques uniques liées à la résonance des plasmons de surface localisés (LSPR). L'interaction de la lumière visible ou proche infrarouge avec les électrons libres conduit à une forte diffusion et à des renforcements en champ proche qui sont de plusieurs ordres de grandeur plus importante que ceux du champ électromagnétique incident près de la surface de la nanoparticules métalliques. Cette antenne optique à l'échelle nanométrique a été utilisée pour améliorer les propriétés optiques des systèmes moléculaires situés à proximité des nanostructures métalliques comme pour le "surface-Enhanced Raman" (SERS)¹ et détection de molécule unique. Jusqu'à présent, les stratégies de conception de nanomatériaux ont porté sur des géométries hybrides avec des molécules localisées à la surface des nanostructures métalliques. Seuls quelques travaux ont considéré l'encapsulation de molécules dans le cœur des nanoparticules métalliques²⁻⁴. Dans ce papier, nous présenterons un nouveau type de nanoparticules hybrides, élaborées par une technique d'émulsion avec un cœur liquide fluorescent^{5,6}.

2. Résultats et discussions

2.1 Elaboration et caractérisation

La première synthèse de nanocapsule liquide d'or utilisant la technique d'émulsion sans tensioactifs a été rapporté récemment⁷ selon la méthode de Brust. L'encapsulation des fluorophores à l'intérieur des nanocoquilles est également possible. La Rhodamine 610, aussi nommé rhodamine B, a été choisi pour ses propriétés spectroscopiques bien connu. La Microscopie électronique à transmission (TEM) montre la forme sphérique des nanocoquilles La Diffusion dynamique de la lumière (DLS) montre que les nanocoquilles sont monodisperse et ont un diamètre moyen de 200 nm⁵.

2.2 Caractérisation microspectroscopique d'une particule unique

Les spectres d'extinction des nanocoquilles d'or contenant la rhodamine B ont été mesurés en utilisant un banc de caractérisation microspectroscopique multimodal basé sur un microscope Confocal Zeiss couplé à un spectromètre S2000 ocean Optics. Une fibre optique multimode (diamètre de 100 μm) recueille le signal optique de la nanocoquille unique collecté par l'objectif du microscope (x100 apochromat) avec une résolution spatiale de 1 μm^2 . Le spectre d'extinction typique est présenté dans la figure 1A. Une structure à deux bandes dans la gamme 650 nm - 800 nm est observée, qui est en accord avec les contributions dipolaires et quadripolaires de la résonance plasmon. Les calculs théoriques basés sur la théorie de Mie et développé par Bohren et Huffman⁸ ont été réalisées (figure 1 B) sur des coquilles métalliques de même caractéristiques que celle réalisées expérimentalement. Le résultat théorique est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

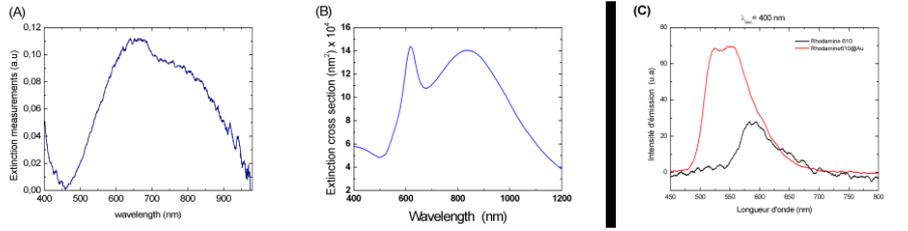


Figure 1: (A) Spectre d'extinction mesuré de nanocoquille fluorescente contenue dans du BSA (B) Section efficace d'extinction calculé par la théorie de Mie d'une nanocoquille unique à cœur liquide contenue dans le BSA (C) Spectre d'émission typique d'une nanocoquille fluorescente (noir) et de liposome (rouge) sous les mêmes conditions d'excitation

L'émission de fluorescence a été mesurée par microscopie d'épifluorescence sous excitation à 400 nm. Afin de comparer les propriétés d'émission de la rhodamine B encapsulée dans les nanocoquilles d'or, nous avons synthétisé des liposomes encapsulant la rhodamine B avec les mêmes concentrations que les nanocoquilles. Les spectres d'émission sous les mêmes conditions d'excitation sont repris dans la figure 1C.

L'intensité d'émission des nanocoquilles hybrides est décalée vers le bleu comparativement à l'émission de la rhodamine B dans l'eau dans des conditions d'excitation identiques. Les mesures de "Fluorescence Lifetime Imaging microscopy" (FLIM) (figure 2A) montrent que la durée de vie de l'état excité de la Rhodamine encapsulée dans les nanocoquilles est inférieure à 150 ps. Ainsi, elle est au moins dix fois plus courte que celle de la rhodamine B dans l'eau (1,7 ns)⁹.

Afin de quantifier l'interaction entre une molécule unique localisée dans une nanocoquille métalliques. Nous avons effectué des calculs FDTD¹⁰ qui nous ont permis de déterminer les propriétés de fluorescence d'une molécule par rapport à sa position à partir du centre de la coquille à sa surface intérieure. Nous avons alors calculé le taux de décroissance radiative et non radiative de la molécule dans la nanocoquille. Le rendement quantique et de la durée de vie de l'état excité peuvent facilement être déterminé en utilisant les équations suivantes¹¹ :

$$q = \frac{\gamma_r}{\gamma_r + \gamma_{nr}} = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_r + \Gamma_{nr}} ; \quad \frac{\tau_0}{\tau} = \tau_0(\gamma_r + \gamma_{nr}) = \Gamma_r + \Gamma_{nr} \quad (1)$$

Avec $\Gamma_r = \gamma_r / \gamma_r^0$ and $\Gamma_{nr} = \gamma_{nr} / \gamma_r^0$ sont les taux de décroissance radiative et non-radiative normalisée respectivement. L'indice '0' désigne les taux de décroissance de la molécule libre. Les résultats sont résumés dans la figure 2B. La durée de vie de fluorescence calculée est 2,5 fois plus courte au centre de la coquille, et diminue lorsque la molécule s'approche de la surface interne. La durée de vie est réduite d'environ 10 fois à 25 nm de la surface interne de la coquille (figure 2B) alors que, le rendement quantique est égale à 60% au centre de la particule et tend vers zéro quand la

molécule est proche de la surface intérieure. Ce dernier est responsable de l'extinction de la fluorescence. Ces résultats sont en bon accord avec celle mesurée.

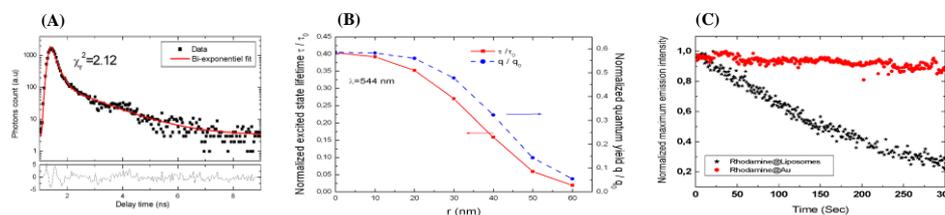


Figure 2: (A) Mesure de la durée de vie de fluorescence d'une nanocoquille unique sous une excitation à 760 nm (B) Durée de vie de l'état excité normalisée (rouge) le rendement quantique (bleu). (C) La photoresistance de la fluorescence de la Rhodamine B encapsulée dans les nanocoquilles et les liposomes.

Le photoblanchiment consiste en une modification photochimique des colorants entraînant la perte irréversible de leur capacité de fluorescence. Nous avons étudié la stabilité du signal d'émission au cours du temps pour la Rhodamine B encapsulé dans les nanocoquilles et dans les des liposomes sous les mêmes conditions d'excitation (figure 3C). Localiser la molécule fluorescente près d'une nanoparticule métallique permet de réduire le photoblanchiment, puisque la durée de vie de l'état excité est fortement diminuée. Lorsque la durée de vie devient comparable à, ou plus court, que celle du processus de conversion interne, le passage à l'état triplet devient peu probable et, par conséquent, la probabilité d'une attaque des molécules par l'oxygène et de la génération de radicaux sont réduites. Ainsi, les nanocoquilles métalliques agissent comme une protection efficace contre photoblanchiment.

3. Conclusion

Dans ce papier nous avons présenté les propriétés d'un nouveau type de nanoparticules hybrides. Nous avons décrit les propriétés optiques et de fluorescence de nanocoquilles d'or creuses contenant des fluorophores dans leurs cœurs. Les mesures spectroscopiques montrent que les spectres d'extinction d'une particule sont en bon accord avec le calcul FDTD. Les mesures de fluorescence à un photon montre que l'encapsulation des fluorophores dans une coquille métallique donne des intensités d'émissions dans le même ordre de grandeur que celles de la rhodamine B dans l'eau et beaucoup plus stable. Les mesures FLIM révèlent que la durée de vie de fluorescence est réduite. Cette diminution est responsable de la réduction de du photoblanchiment. En fait, la réduction de la durée de vie de l'état excité réduit l'attaque des molécules par l'oxygène et qui rend l'émission des fluorophores dans les capsules métalliques plus résistantes. Ainsi les nanocoquilles métalliques agissent comme des nanocontainers plasmoniques transparents.

Références

- [1] Qian, X.-M., Nie, S.M., Single-molecule and single-nanoparticle SERS: from fundamental mechanisms to biomedical applications, *Chem. Soc. Rev.*, 37, (2008), 912-920.
- [2] Zhang, J., Fu, Y., Lakowicz, J.R., Metal Nanoshell — Capsule for Light-Driven Release of a Small Molecule, *J. Phys. Chem C*, 114, (2010), 7653-7659.
- [3] Zhang, P., Guo, Y., Surface-Enhanced Raman Scattering inside Metal Nanoshells, *J. Am. Chem. Soc.*, 131, (2009), 3808-3809.
- [4] Zhang, J., Gryczynski, I., Gryczynski, Z., Lakowicz, J.R., Dye-Labeled Silver Nanoshell–Bright Particle, *J. Phys. Chem B*, 110, (2006), 8986-8991.
- [5] Lux, F., Lerouge, F., Bosson, J., Lemercier, G., Andraud, C., Vitrant, G., Baldeck, L.P., Chassagneux, F., Parola, S., Gold hollow spheres obtained using an innovative emulsion process: towards multifunctional Au nanoshells., *Nanotechnology*, 20, (2009), 355603.
- [6] Zaiba, S., Lerouge, F., Gabudean, A-M., Focsan, M., Lermé, J., Gallavardin, T., Maury, O., Andraud, C., Parola, S., and Baldeck, P.L., Transparent Plasmonic Nanocontainers Protect Organic Fluorophores against Photobleaching, *Nano Lett.*, 11 (5), (2011), pp 2043–2047.
- [7] Gabudean, A-M., Lerouge, F., Gallavardin, T., Iosin, M., Zaiba, S., Maury, O., Baldeck, P.L., Andraud, C., Parola, S., Synthesis and optical properties of dyes encapsulated in gold hollow nanoshells *Optical Materials* 33, (2011), 1377–1381.
- [8] Bohren, C.F.; Huffman, D.R., (1983), Absorption and scattering of light by small particles; wiley: New York , 83-129
- [9] Magde, D., Rojas, G.E., Seybold, P.G., Solvent Dependence of the Fluorescence Lifetimes of Xanthene Dyes, *Photochem. Photobiol.*, 70, (1999), 737.
- [10] www.lumerical.com
- [11] Bharadwaj, P., Novotny, L., Spectral dependence of single molecule fluorescence enhancement, *opt. express*, 15, (2007), 14266-14274.

COMMUNICATIONS

POSTERS

INFLUENCE DE LA VITESSE DU JET DE GAZ SUR UN FILM LIQUIDE METALLIQUE PRODUIT LORS D'UNE DECOUPE LASER.

S. Aggoune, E. H. Amara

Centre de Développement des Technologies Avancées -Equipe : Traitement des Matériaux par Laser

Po. Box 17, Baba-Hassen 16303, Alger , Algérie

saggoune@cdta.dz

RESUMÉ : Le présent travail consiste en l'étude de l'évacuation par un jet de gaz d'un film liquide métallique produit par fusion lors d'une découpe laser.

Pour cela on se propose d'établir un modèle pour l'étude de l'influence de la vitesse de l'écoulement laminaire du gaz (azote) sur la qualité de la surface découpée (acier), sans tenir compte du déplacement transversal de la pièce traitée.

La résolution numérique du problème a été faite par le modèle, volume of fluid (VOF), mis en œuvre par le logiciel de dynamique des fluides CFD, Fluent.

MOTS-CLÉS: découpe, laser, gaz, écoulement, liquide, évacuation, métal, couche limite.

1. Introduction :

La découpe laser consiste à focaliser par une lentille un faisceau émis à partir d'une source laser sur une surface de l'ordre de plus ou moins mm². Ce faisceau est accompagné d'un soufflage issu d'une alimentation en gaz sous pression qui permet d'extraire des produits de fusion de la saignée. Pour éviter la formation d'oxydes, il est conseillé d'utiliser un gaz inerte, notamment l'argon ou l'azote. Dans ce cas, la zone affectée thermiquement est minime et les pièces sont moins déformées.

Houcroft fut le premier à réaliser que l'action combinée d'un faisceau laser focalisé, assisté par un jet coaxial d'oxygène, pourrait améliorer la précision et la vitesse des procédés thermiques et a aussi démontré l'action « lasante » des molécules de dioxyde de carbone (CO₂). Viennent ensuite, Pr. Steen et Dr. Powell [1,2], qui se sont concentrés sur les méthodes et techniques s'appliquant dans les procédés laser de puissance. En effet, leurs oeuvres "laser Material Processing " publiée en 1991 et « CO₂ laser cutting. » publiée en 1993, décrivent d'une manière approfondie les procédés de soudage, de découpe et de traitement de surface.

L'auteur V.G. Niziev [3] est venu par la suite et a mis en place une méthode de résolution perturbatrice sensée fournir non seulement le profil 2D de la saignée de découpe mais également la forme des stries générées durant le processus, cependant, aucune validation expérimentale n'a été faite. Chen [4], quant à lui, a modélisé les effets du gaz d'assistance (oxygène) dans la découpe des aciers. Il a proposé une approche du phénomène actif dans la formation des stries de découpe. Le travail de D. Petring [5], est basé sur une étude à trois dimensions de la découpe sous gaz inerte (azote). Il a abouti à la conception

du logiciel CALCut (Computer Aided Laser Cutting). Le travail d'Ebrahim Abdulhadi [6] est purement basé sur l'expérience et est axé sur le calcul de la zone affectée thermiquement (ZAT) et les transformations métallurgiques des aciers soumis à une irradiation laser. Son modèle concorde avec les travaux expérimentaux. M. Vicanek et G. Simon [7] se sont intéressés aux forces qui s'exercent par le jet de gaz sur le film métallique. Dans leur résolution, ils ont appliqué la théorie de la couche limite [8] et ont fini par déduire l'influence de la turbulence du gaz sur celle-ci. Ces auteurs ont montré qu'il existe deux forces qui agissent sur le métal liquide, l'une due aux gradients de pression et l'autre aux contraintes de cisaillement. Les deux sont du même ordre de grandeur et contribuent à l'évacuation du métal fondu. Ils ont conclu aussi que ces deux forces augmentent avec l'élévation de la vitesse du jet de gaz et avec celle de l'angle d'inclinaison de la saignée. La thèse de Mas-Cedric sous la direction de R. Fabbro, ainsi que leur article publié en 2003 [9] aide à la compréhension du procédé de découpe des métaux par laser et fournit une approche physique consistante de l'ensemble des phénomènes physiques qui interviennent lorsqu'un échantillon de métal soumis à une irradiation laser intense est découpé.

Nous nous fixons pour but dans cette étude de déterminer l'influence de la vitesse d'un jet de gaz d'azote (300K) sur un film d'acier inoxydable (1712K) produit lors d'une découpe laser par fusion. A cet effet, nous avons utilisé le logiciel Fluent pour résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes tout en insistant sur l'analyse de la qualité de la surface découpée

2. Modélisation :

Lors de la découpe, le métal fondu est évacué avec le jet de gaz, il ne reste qu'une fine couche de ce métal liquide sur le front de la saignée, nous avons ainsi la couche limite.

Hypothèses prises sur la couche limite liquide:

Pour spécifier le problème de l'écoulement du métal fondu (liquide), nous posons les hypothèses suivantes:

- 1) L'épaisseur du film liquide est très petite comparée à celle du canal, de telle sorte que l'on puisse considérer l'éjection comme un problème à deux dimensions.
- 2) L'inclinaison du front de découpe est négligeable.
- 3) La conduction est dominante et la vaporisation est négligeable.
- 4) Le liquide métallique est supposé être un fluide laminaire et visqueux.

Hypothèses prises sur l'écoulement du gaz:

Nous supposons que l'écoulement du gaz:

- 1) Se divise en une région de mouvement irrotationnel et en couche limite située au front de découpe.
- 2) Il est subsonique et laminaire.

Nous sommes donc en présence de deux couches limites (ou de Prandtl) superposées et avec des profils de vitesse paraboliques.

Equations de la couche limite laminaire du métal fondu:

L'éjection du liquide métallique est principalement conduite par 2 forces exercées par le jet de gaz d'assistance, incluant: la force de cisaillement à l'interface et le gradient de pression.

Les équations de couche limite du métal fondu (Équations de Navier- Stokes), s'écrivent:

$$\frac{\partial u_y}{\partial t} + \rho(u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z}) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu(\frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2})$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + \rho(u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z}) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y}(\eta \frac{\partial u_z}{\partial y}) + \mu(\frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2})$$

Où u_y et u_z sont les composantes du vecteur vitesse dans les directions y et z respectivement. ρ étant la masse volumique du film métallique et μ sa viscosité dynamique. Par contre, η est la viscosité dynamique du jet gaz.

En négligeant la vaporisation et les termes convectifs devant ceux de la dissipation visqueuse, les équations se réduisent à un instant bien déterminé à:

$$-\frac{\partial P}{\partial y} = 0 (P = P(z))$$

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y}(\eta \frac{\partial u_z}{\partial y}) + \mu(\frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2})$$

Sachant que les conditions aux limites prises à la paroi solide et à l'interface liquide/gaz s'écrivent de la manière suivante :

$$y = 0, u_z = 0$$

$$y = \delta, \eta \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=\delta} = \tau$$

Nous pouvons donc déduire la vitesse du métal fondu en fonction de la contrainte de cisaillement et la force de pression exercées par le jet de gaz :

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial z} + (\eta + \mu) \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \Rightarrow$$

$$u_1 = u_z = \frac{1}{(\eta + \mu)} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right) \left[\frac{y^2}{2} - \delta y \right] + \frac{\tau}{\eta} y$$

La modélisation a été faite avec le logiciel Gambit pour la création du modèle géométrique et Fluent pour la résolution des équations, celui-ci est basé sur la méthode des volumes finis [10]. En effet, un

raffinement au niveau des couches limites a été pris en considération pour distinguer les différents aspects de l'écoulement à ces endroits, où se présentent de forts gradients de températures et de vitesses. Il est uniforme ailleurs.

Pour avoir une convergence du problème il nous a fallu prendre un pas de temps de 10^{-06} s

3. Résultats et discussions :

Lorsque l'écoulement du gaz est laminaire et que les forces d'inertie (P) sont très supérieures aux forces visqueuses, il y a risque de décollement de la couche limite du film métallique que nous avons supposé déjà formé.

Au contact de la paroi, quand le profil de vitesse présente une pente infinie, on dit qu'il y a décollement de la couche limite.

Après le point de décollement, cette couche devient turbulente et les forces de viscosité ne sont plus assez importantes: formation d'un sillage responsable de la dissipation d'énergie.

Concrètement, la transition du laminaire au turbulent se manifeste par un épaissement brutal de la couche limite.

Le point de décollement est lui-même le point de séparation des couches limites laminaire et turbulente dans la découpe laser. Une augmentation de l'épaisseur de la couche limite conduit à une mauvaise qualité de découpe.

Pour une vitesse de gaz dans le régime laminaire de 10 m/s, nous remarquons que le point de décollement est inexistant à l'instant 10^{-5} s. Par contre, il est bien apparent à 3.10^{-3} s, et il est situé à une distance de 1.7mm de l'entrée. Ce point est suivi d'une resolidification du liquide métallique qui est dû aux recirculations produites par la transition du régime laminaire au turbulent qui le refroidissent et le solidifient à nouveau.

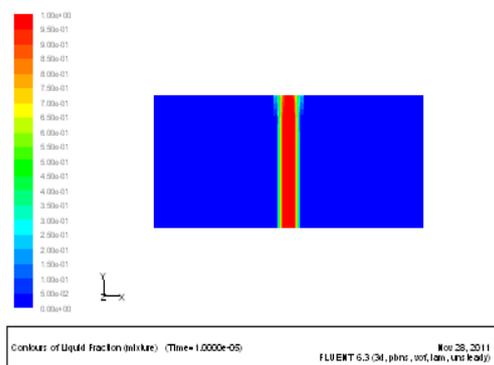


Figure 1: V=10m/s, t= 10-5s

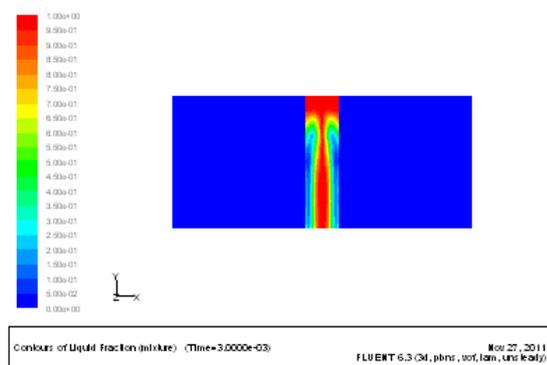


Figure 2: V=10m/s, t= 3.10-3s

En effet, aux faibles vitesses de gaz (écoulement laminaire), l'écoulement du métal fondu se ralentit de telle sorte que les forces visqueuses dans la couche limite deviennent de plus en plus significatives, la couche limite gagne ainsi en épaisseur: (du/dy) diminue car (dy) augmente). Cette situation entraîne une diminution des contraintes de cisaillement pour traîner les lentes particules du liquide situées à proximité de la paroi solide.

Après le point de décollement et l'apparition de la turbulence, le transfert de chaleur du liquide vers le gaz est très efficace, nous avons donc un refroidissement de la couche limite qui entraîne la solidification à nouveau du métal fondu, ainsi la surface devient épaisse et rugueuse.

Nous remarquons aussi, que pour un instant déterminé (10^{-3} s), plus la vitesse du jet de gaz augmente, plus le point de décollement de la couche limite se déplace vers le bas. La figure 3 et 4, illustrent le déplacement du point de décollement du film liquide pour deux vitesses du jet de gaz différentes, à savoir : 10m/s et 40m/s.

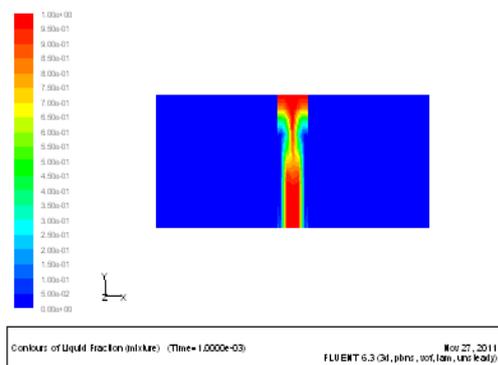


Figure 3: V=10m/s, z(pt déc)=1mm

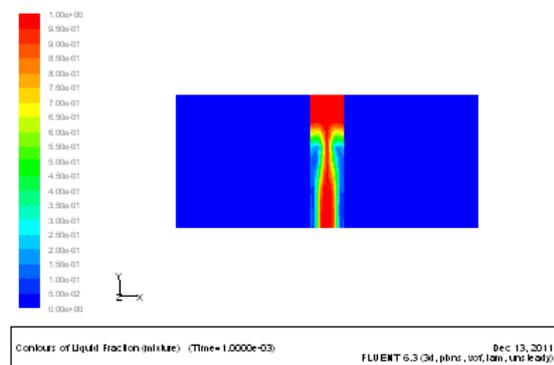


Figure 4: V=40m/s, z(pt déc)=1.7mm

4. Conclusion:

L'échange d'énergie en découpe laser par fusion est principalement dû à la conduction de chaleur du liquide fondu vers le courant de gaz.

Les tourbillons qui apparaissent durant la turbulence observée après le point de décollement refroidissent le métal fondu et lui arrachent de la chaleur. Nous observons donc à nouveau une solidification de ce métal qui entraîne une mauvaise qualité de la surface découpée.

Le point de décollement de la couche limite du film métallique varie d'une manière significative en fonction de la vitesse du gaz. Plus la vitesse du jet de gaz augmente, plus le point de décollement de la couche limite se déplace vers le bas de la pièce à découper.

Références:

[1] W.M. Steen, Laser Material Processing, Springer Verlag, 1st ed. 1991, 2nd ed. ISBN 3-540-76174-8, (1998)

- [2] J. Powell, CO2 laser cutting, Springer Verlag, ISBN 0-387-19786-9, (1993)
- [3] V.G. Niziev, Theory of CW laser beam cutting, *Laser Physics*, Vol. 3, No. 3, (1993)
- [4] K. Chen, Y.L Yao, V. Modi, Numerical simulation of oxidation effects in the laser cutting process, *J. Adv. Manuf. Techno.*, Vol. 15, pp. 835-842, (1999)
- [5] D. Petring, P. Abels, E. Beyer, Absorption distribution on idealized cutting front geometries and its significance for laser beam cutting, *SPIE*, Vol. 1020, High Power CO2 Laser Systems and Applications, (1988)
- [6] E. Abdulahdi, Etude de la découpe d'acier au carbone par laser CO2. Modélisation thermique et métallurgique du procédé, *Thèse d'Etat de l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers* (1997).
- [7] M. Vicanek, G. Simon, Momentum and heat transfer of an inert gas jet to the melt in laser cutting, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **2**, 1191-1196, (1987)
- [8] H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*, Mc Graw-Hill, 7th Edition, (1982)
- [9] C. Mas, R. Fabbro, Y. Gouédard, Steady-State Laser Cutting Modeling, *Journal of Laser Applications*, (2003)
- [10] Patankar S.V: *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere Pub New York, (1980)

CARACTERISATION SPECTROSCOPIQUE DES ECHANTILLONS EN PVC DESTINE AU CONDITIONNEMENT ALIMENTAIRE TRAITE PAR UNE DECHARGE D'ARGON

M. M. ALIM⁽¹⁾, B. J. HADJ-ALI^(1,2), R.TADJINE⁽¹⁾, L. HENNI⁽¹⁾, M.O. BOUSOUM⁽²⁾,
M.ZEKARA⁽¹⁾, N. BENHANECHÉ⁽²⁾

(1)Centre de Développement des Technologies Avancées cité 20 Aout 1956 Bp17 Baba Hassan Alger.

(2)Ecole National de Polytechniques Elherrach Alger

malim@cdta.dz, a_mounes@hotmail.com

Résumé: Nous avons caractérisé les pastilles en PVC par la spectroscopie d'absorption atomique (SAA), pour déterminer les éléments migrants du PVC vers l'aliment et inversement. Les résultats de la caractérisation montrent que les trois paramètres étudiés à savoir, la puissance, le temps d'exposition et la pression, influent sur la migration des additifs. Nous avons vu que plus on augmentait l'un de ces paramètres, plus la quantité de matière migrante diminue. Ceci dit, le PVC étant sensible à la température et aux UV [1-3], une augmentation excessive pourrait mener à sa dégradation et à la perte de ses propriétés physico-chimiques.

Mots-clés: Décharge, Argon, PVC, SAA, Migration.

1. Introduction : La mise en contact d'un emballage plastique avec un aliment induit une contamination inévitable de l'aliment suite à des interactions entre le contenant et le contenu entraînant ainsi des défauts de qualité tant sur des plans organoleptique (altération du goût) que toxicologique. Pour cela nous avons traité des échantillons en PVC par une décharge d'Argon (source d'ions et UV) en variant la puissance, la pression et la durée d'exposition, pour diminuer le phénomène de migration des additifs de PVC vers l'aliment, en modifiant la surface de polymère par réticulation. Ces échantillons traités mis en contact avec un milieu simulateur liquide, dans notre cas nous avons utilisé l'huile d'olive brute (HOB) comme aliment.

2. Dispositif expérimental : Le dispositif expérimental représenté sur la figure 1 est composé d'une chambre sphérique de diamètre 93cm à plusieurs accès (18 accès). La chambre est raccordée à un groupe de pompage destiné à évacuer l'air jusqu'à un vide de 10^{-6} mbar. Ce groupe de pompage est composé d'une pompe primaire qui nous permet d'atteindre un vide primaire de l'ordre 10^{-3} mbar et une pompe secondaire à diffusion d'huile qui nous permet d'atteindre un vide secondaire de l'ordre 10^{-6} mbar.

⁶ mbar. Pour créer le plasma, nous avons utilisé un système d'excitation inductif. Ce système est composé d'un tube en pyrex entouré par un serpentín en cuivre polarisé par un générateur RF (13.56 Mhz). Un support en verre d'une longueur de 1,50m et d'un diamètre de 12 mm sert de porte-échantillon. Après le traitement par la décharge d'argon, nous avons mis d'un bain-marie et d'un agitateur magnétique chauffant muni d'un thermomètre à contact. La cellule de migration est immergée dans l'eau dont le niveau dépasse celui du liquide simulateur contenu dans la cellule. Les essais de migration avant et après traitement de surface ont porté sur une durée de 10 jours avec agitation à la température de 40 °C. Les échantillons sont prélevés toutes les 48 heures (un disque de PVC pour 10 ml d'huile d'olive brute) de façon à maintenir constant le rapport (volume d'huile)/ (nombre de disques) [4].

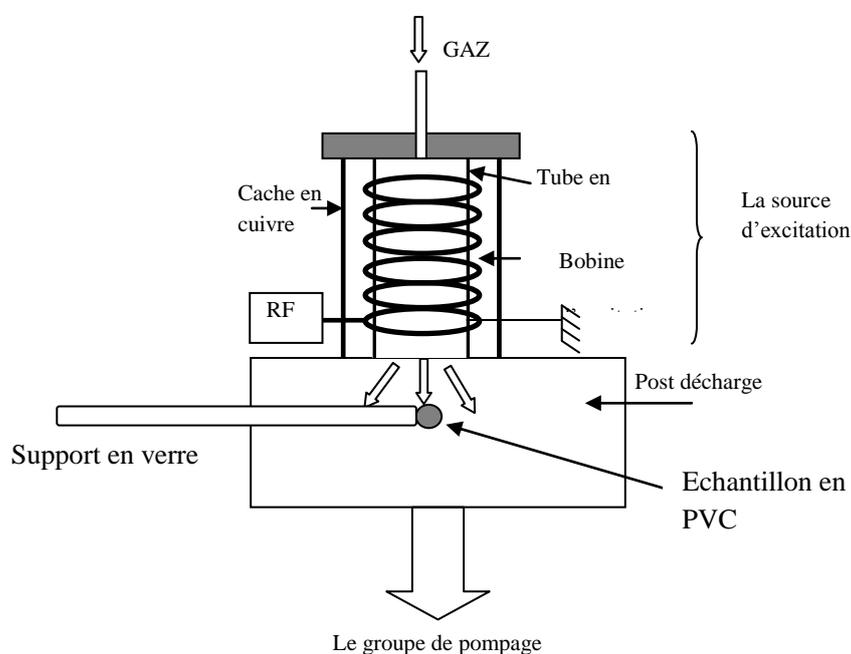


Figure 1 : Dispositif expérimental

3. Résultats et Discussion

3.1 Analyse de la migration par spectrométrie d'absorption atomique

La spectrométrie d'absorption atomique est utilisée pour déterminer la teneur en métaux : Zn, Ca et Mg dans les additifs et les pastilles de PVC traitées au plasma argon utilisées pour les essais de migration.

3.1.1 Détermination de la teneur en métaux des additifs

Les teneurs en métaux des différents additifs entrant dans la composition de la formulation utilisée pour cette étude sont regroupées dans le tableau 1.

Tableau 1. Teneurs en métaux des additifs utilisés

Métaux (mg.L ⁻¹)	[Ca]	[Zn]	[Mg]
Additifs			
Huile de tournesol époxydée (HTE)	10,85	0,24	4,17
Di-octyl-phtalate (DOP)	16,43	0,26	3,74
Complexe calcium zinc	67,71	40,34	26,5
Acide stéarique	13,93	0,19	3,79

Les additifs utilisés contiennent les trois métaux dosés, à savoir Zn, Ca et Mg, ce qui est dû soit à leur processus de fabrication, soit au fait que certains d'entre eux entrent directement dans leur composition chimique, par exemple le complexe de Ca et Zn [5,7].

3.1.2 Détermination de la teneur en métaux des pastilles non traitées et traitées au plasma argon lors des essais de migration

Les teneurs en métaux des pastilles non traitées et traitées ont été déterminées, les tableaux 2 et 3 regroupent ces résultats.

Le tableau 2 représente la variation de la concentration résiduelle des métaux dans les pastilles PVC n'ayant pas été traitées au plasma argon après contact avec le milieu simulateur.

Le tableau 3. représente quant à lui la variation de la concentration résiduelle des métaux dans les pastilles de PVC traitées au plasma argon après contact avec le milieu simulateur.

A partir des tableaux 2 et 3, nous observons une diminution des concentrations en Ca et Zn en fonction du temps de contact avec le milieu simulateur avec une diminution plus prononcée pour le Zn, preuve qu'il y a bien eu migration d'additifs contenant ces éléments des pastilles de PVC non traitées vers le milieu simulateur.

Nous observons aussi une augmentation de la concentration en Mg qui ne peut provenir que de la pénétration du milieu simulateur dans la pastille de PVC, on a donc une absorption de ce métal de la part du solide.

Le tableau 3 nous informe que même si on observe une augmentation de la concentration en Mg, le phénomène prépondérant reste la migration car on remarque une diminution aussi des concentrations en Ca et Zn [6,7].

Ceci dit, nous remarquons que les teneurs en Ca, Zn et Mg dans les pastilles PVC traitées restent plus élevées en comparaison avec les pastilles non traitées, ce qui prouve que le traitement au plasma a eu un effet positif et a diminué la migration des additifs [2, 3, 8].

Tableau 2. Teneurs en métaux dans le cas des pastilles PVC non traitées

		Sans traitement		
Temps (j)	Teneur	[Ca]	[Zn]	[Mg]
	(mg.L ⁻¹)			
	0	27,80	17,28	2,35
	2	27,55	26,6	10,2
	6	26,32	14,20	/
	10	25,47	9,8	10,5

Tableau 3. Teneurs en métaux dans le cas de pastilles PVC traitées.

Condition de Traitement	CN1			CN2			CN3			CN4		
	[Ca]	[Zn]	[Mg]	[Ca]	[Zn]	[Mg]	[Ca]	[Zn]	[Mg]	[Ca]	[Zn]	[Mg]
Teneur												
Mg/L												
0 Jours	27.80	17.28	2.35	27.80	17.28	2.35	27.80	17.28	02.35	27.80	17.28	2.35
2 J	32.23	17.89	8.90	27.55	30.4	/	27.55	25.87	08.50	/	21.46	3.34
6 J	29.63	17.67	7.30	26.64	14.14	/	25.70	18.35	/	07.15	13.49	07.39
10 J	25.60	16.70	3.80	25.80	07.40	/	26.32	08.90	05.12	07.08	10.03	/

CN1 : W=120Watt, t=3mn d'exposition, P=7.5 10⁻² mbar.

CN2 : W= 100Watt, t= 1 mn, P= 7,5.10⁻² mbar

CN3: W= 80Watt, t= 5 mn, P= 7,5.10⁻² mbar

CN4 : W= 80Watt, t= 2 mn, P= 1.1.10⁻¹ mbar

4. Conclusion

L'étude basée sur les résultats de la technique, la spectroscopie de d'absorption atomique, qui a permis l'analyse de la migration spécifique des additifs. L'ensemble des résultats obtenus permet de formuler les conclusions suivantes ; Les pastilles traitées au plasma argon présentent des taux de variation de masse plus faibles, ce qui montre l'efficacité de cette approche. Toutefois, les migrations globales trouvées sont toutes inférieures à la limite réglementaire de 10 mg.dm⁻². Le phénomène est influencé par la puissance, la pression et le temps d'exposition des pastilles au plasma argon. Les résultats ont montré que les pastilles traitées à grande pression (grand débit) présentaient les valeurs de migration globales les plus faibles ainsi que les rapports d'absorbances les plus élevés, il serait donc plus intéressant de travailler à une plus grande pression qu'à une puissance élevée qui risquerait d'endommager le polymère, le dégrader et lui faire perdre ses propriétés mécaniques et physico-chimiques.

5. Références :

- [1] J. L. AUDIC., D. REYX., J. C. BROSSE., F. PONCIN-EPAILLARD. Nouvelles approches pour contrôler la migration des additives dans les emballages alimentaires à base de PVC. Annales des Falsifications, de l'Expertise Chimique et Toxicologique, 2000,951, (93), 201-214.
- [2] J. L. AUDIC & al. Cold plasma surface modification of conventionally and nonconventionally plasticized poly (vinyl chloride)-based of additives into isooctane. Journal of Applied Polymer Science, 2001, 79, (8), 1384-1393.
- [3] R. ITO & al. Reducing migration of di-2ethylhexyl phthalate from polyvinyl chloride medical devices. International Journal of Pharmaceutics, 2005, 303,104-112.
- [4] D. MESSADI., J. M. VERGNAUD. Evolution des profils de concentration dans la matrice d'un disque de PVC plastifié au DOP et trempé dans l'alcool benzylique. European Polymer Journal, 1997, 33 (7), 1167-1171.
- [5] R. M. SILVERSTEIN., F. X. WEBSTER., D. KIEMLE. Spectrometric Identification of Organic Compounds . John Wiley and Sons, New York, 1998, 402.

[6] J. VANDEGANS., M. HOENIG., A. M. de KERSABIEC. Spectrométrie d'absorption atomique. Techniques de l'Ingénieur, 1997, 825 (2), 1-29.

[7] P. HOCQUELLET. Application de la spectrométrie d'absorption atomique avec atomisation électrothermique au dosage direct des éléments traces dans les huiles: cadmium, plomb, arsenic et étain. Revue Française des Corps Gras, 1984, 31, (3), 117-122.

[8] M. Hesse., H. Meier., B. Zeeh. Méthodes spectroscopiques pour la chimie organique. Masson, Paris, 1997.

ONDES DE CHOC NON COLLISIONNELLES ASSOCIEES UN PLASMA

COMPLEXE A CHARGE VARIABLE EN PRESENCE D'IONS NON EXTENSIFS

Rabia AMOUR, Mustapha BACHA et Mouloud TRIBECHÉ

*Laboratoire de Physique Théorique, Faculté de Physique, Université de Bab ezzouar, U.S.T.H.B, B.P
El- Alia, Alger 16111.*

Email : amouraz.80@gmail.com

Résumé:

Nous allons présenter, dans cette communication, une étude, en faisant appel à la théorie non adiabatique de la charge des grains, portée sur l'effet des ions non extensifs sur l'onde de choc poussiéreuse causée par la variation de la charge des grains de poussière dans un plasma complexe. Notons que l'alliance entre un laser de puissance et un plasma permet de produire des champs électriques accélérateurs très important (ordre de GV/m). Ce mariage constituera peut être l'outil de l'avenir de la physique des particules. Notre étude consiste à analyser l'effet non extensif sur la propagation d'ondes de choc non collisionnelles dans notre modèle de plasma. Nos résultats montrent que sous certaines conditions, l'effet de la variation de la charge du grain de poussière devient assez important : la variation de la charge donne lieu à une dissipation alternative (autre que celle due aux collisions ou à l'interaction onde- particule) de l'énergie qui se traduit par une diminution de l'amplitude du front de l'onde et un transfert vers ce que l'on appelle une queue de bruit. Cette dissipation semble être intimement liée à la dynamique des grains de poussière : les grandes valeurs de la vitesse du grain favorisent l'émergence de structures dissipatives tandis que les petites valeurs d'entre elles sont requises pour l'existence et la formation de structures cohérentes et localisées. De plus, cette dissipation dépend sensiblement du non extensivité du plasma ; elle est dominante lorsque le degré du non extensivité ionique augmente dans le plasma.

Mots-clés : Onde de choc, Plasma poussiéreux, Charge variable, Ions non extensifs.

3. Introduction

Au cours de ces dernières années, les plasmas poussiéreux ont suscité un large et profond regain d'intérêt à cause de leur rôle, parfois prépondérant, dans certaines applications technologiques,

spatiales et astrophysiques. De nouveaux modes acoustiques (mode acoustique poussiéreux et mode acoustique ionique poussiéreux) ont alors été mis en évidence. Rao et ses collaborateurs [1] ont été les premiers à avoir rapporté théoriquement l'existence de l'onde acoustique poussiéreuse de faible vitesse de phase dans un plasma poussiéreux non magnétisé. Par la suite, ce mode acoustique poussiéreux a été observé au cours d'expériences de laboratoire par Barkan et ses collaborateurs [2]. Certains auteurs ont considéré, dans leurs recherches [3],[4], constante la charge du grain de poussière. Cependant, la charge d'un grain de poussière est tributaire des variations des courants locaux du plasma et, par conséquent, peut varier. Celle-ci devient alors une nouvelle variable dynamique que l'on doit déterminer de manière self consistante. D'autre coté, toutes ces études ont été limitées dans le cas d'additivité standard des entropies (la statistique standard, extensive, B-G-S). C'est pourquoi, l'objet de notre communication est d'analyser l'effet conjugué de la variation non adiabatique de la charge du grain et la non extensivité ionique sur l'onde acoustique poussiéreuse dans le contexte du nouveau formalisme non extensif de Tsallis [5].

4. Modèle théorique et équations de base

Considérons un plasma poussiéreux non collisionnel et non magnétisé, composé d'électrons, d'ions positifs et de grains de poussière négatifs de densités respectives n_e , n_i et n_d . Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, de rayon r_d , de masse m_d et de charge $q_d = -z_d e$, où z_d est le nombre de charge résidant sur la surface du grain. Dans une échelle de temps liée à la dynamique des grains de poussière, les électrons sont supposés Maxwelliens, leur densité est donnée par $n_e(\phi) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_i}\right)$. Où ϕ est le potentiel électrostatique et T_i est la température ionique. Les grains de poussière forment un faisceau froid de particules que l'on peut décrire grâce à la fonction de distribution suivante [6]

$$f_d(x, v_d) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} \delta(v_{d0} - \tilde{v}_d) \quad (1)$$

Où $\tilde{v}_d = v_{d0} \left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^\phi q_d d\phi\right)$, représente la vitesse perturbée du grain. En intégrant la fonction de distribution précédente sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons

$$n_d = n_{d0} \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} = n_{d0} \left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^\phi q_d d\phi\right) \quad (2)$$

Pour modéliser l'effet des électrons non extensifs, nous nous referons à la fonction de distribution suivante [7],

$$f_i(v) = f_i(v_x, v_y, v_z) = C_q \left\{ 1 - (q-1) \left[\frac{m_i v_i^2}{2T_i} + \frac{e\phi}{T_i} \right] \right\}^{\frac{-1}{q-1}} \quad (3)$$

La constante $C_q = \begin{cases} n_{i0} \left[\frac{\Gamma(\frac{1}{1-q})}{\Gamma(\frac{1}{1-q} - \frac{3}{2})} \right] \left(\frac{m_i(1-q)}{2\pi T_i} \right)^{3/2}, & \text{pour } -1 < q < 1 \\ n_{i0} \left(\frac{3q-1}{2} \right) \left[\frac{\Gamma(\frac{1}{q-1} + \frac{3}{2})}{\Gamma(\frac{1}{q-1})} \right] \left(\frac{m_i(q-1)}{2\pi T_i} \right)^{3/2}, & \text{pour } -1 < q < 1 \end{cases} \quad (4)$

q est le paramètre non extensif et la quantité Γ est la fonction standard gamma. Moyennant la fonction de distribution précédente (Eq. 3) sur tout l'espace des vitesses, la densité des électrons non extensifs peut être exprimée comme suit

$$n_i = n_{i0} \left\{ 1 - (q-1) \frac{e\phi}{T_e} \right\}^{\frac{-1 + \frac{3}{2}}{q-1}} \quad (5)$$

Adoptons les variables adimensionnelles suivantes : $\Psi = e\phi/T_i$, $X = x/\lambda_{Dm}$ et $Q_d = eq_d/rT_e$ où $\lambda_{Dm} = (T_i/4\pi n_{e0}e^2)^{1/2}$ est la longueur de Debye, l'équation de Poisson, sous sa forme normalisée, peut être écrite comme suit

$$\frac{d^2 \Psi}{d\xi^2} = N_e - fN_i + (f-1) \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (6)$$

Avec $N_e = \frac{n_e}{n_{e0}} = \exp(\sigma\Psi)$, $N = \frac{n_i}{n_{i0}} = \{1 - (q-1)\Psi\}^{\frac{-1 + \frac{3}{2}}{q-1}}$ et $N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} = \frac{1}{(1-\gamma\chi)^{1/2}}$

Où $\gamma = (2r_d\sigma T_e^2)/(m_d e^2 v_{d0}^2)$, $\sigma = T_i/T_e$, $f = n_{i0}/n_{e0}$ et $\chi = \int_0^\Psi Q_d d\Psi$ représente l'énergie potentielle d'un grain de poussière à charge variable.

5. Equation de la charge des grains de poussière

La charge électrique du grain de poussière q_d est calculée de manière self consistante à partir de l'équation

$$v_d \frac{dq_d}{dx} = I_e + I_i \quad (7)$$

I_e et I_i représentent les courants microscopiques électronique Maxwellien et ionique non extensif, respectivement. Leurs expressions sont données par [7]

$$I_e(\Psi, Q_d) = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{e0} \exp(\sigma\Psi) \exp(Q_d) \quad (8)$$

$$I_i(\Psi, Q_d) = \pi r_d^2 e n_{i0} \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} B_q \left\{ \frac{1}{2q-1} (1-(q-1)\Psi)^{\frac{1}{q-1}+2} - \frac{Q_d}{\sigma} (1-(q-1)\Psi)^{\frac{1}{q-1}+1} \right\} \quad (9)$$

$$\text{Avec } B_q = \begin{cases} (1-q)^{3/2} \Gamma\left(\frac{1}{1-q}\right) / q \Gamma\left(\frac{1}{1-q} - \frac{3}{2}\right), \text{ pour } -1 < q < 1 \\ \left(\frac{3q-1}{2}\right)(q-1)^{3/2} \left[\Gamma\left(\frac{1}{q-1} + \frac{3}{2}\right) / q \Gamma\left(\frac{1}{q-1}\right) \right] \left(\frac{m_i(q-1)}{2\pi T_i} \right)^{3/2}, \text{ pour } -1 < q < 1 \end{cases}$$

(10)

Remplaçant les expressions des courants dans l'équation (7), l'équation de la charge du grain de poussière peut être réécrite comme suit

$$\frac{dQ_d}{dt} = k N_d \left\{ \sqrt{\mu/\sigma} \exp(Q_d + \Psi) + B_q f \left[\frac{1}{2q-1} (1-(q-1)\Psi)^{\frac{1}{q-1}+2} - \frac{Q_d}{\sigma} (1-(q-1)\Psi)^{\frac{1}{q-1}+1} \right] \right\} \quad (11)$$

avec $k = \sqrt{(2n_{e0} r_d^2 e^2 \sigma^2) / (m_i e^2 v_{d0}^2)}$.

6. Résultats numériques et discussion

L'équation de Poisson est, couplée à l'équation de charge, intégrée numériquement. Les figures 1 et 2 montrent que lorsque la charge des grains est variable, l'amplitude du soliton augmente tandis que sa largeur reste insensible. La figure 3 (figure 4, pour $q > 1$) montre que sous certaines conditions, l'effet de la variation de la charge du grain de poussière devient assez important : la variation de la charge fournit un mécanisme physique alternatif qui donne lieu à un phénomène de dissipation. C'est une onde de choc non collisionnelle dans la mesure où elle ne requiert ni amortissement Landau, ni viscosité résultant de collisions entre les grains et le reste des particules. Notons que le phénomène de séparation

de charge se manifeste par l'apparition d'oscillations dans le profil de l'onde de choc. Cet effet dépend sensiblement de la non extensivité du système. La figure 3 (cas où $-1 < q < 1$), avec $Q_{d0} = -2.01, M = 1, \sigma = 1.5$ et $f = 2$, montre qu'à mesure que le paramètre q diminue (c'est-à-dire les ions s'éloignent de leur équilibre thermodynamique) le nombre d'oscillations diminue (cas de dissipation anormale dominante). La figure 4 indique clairement que la dissipation anormale est dominante lorsque les ions se rapprochent de leur équilibre thermodynamique.

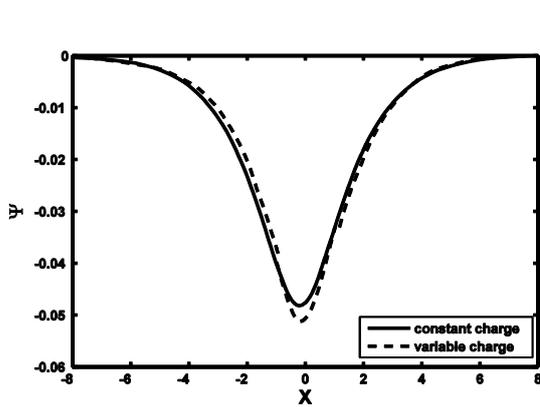


Figure 1 : Potentiel électrostatique Ψ de l'onde solitaire pour $q=0.86$.

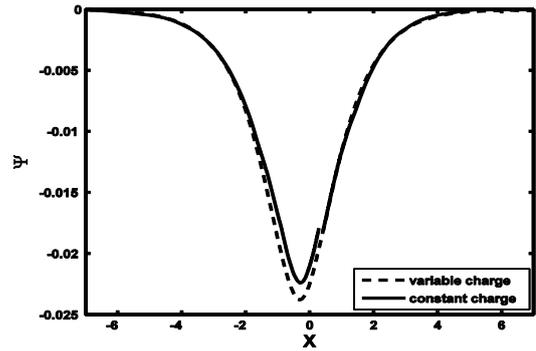


Figure 2 : Potentiel électrostatique Ψ de l'onde solitaire pour $q=0.86$.

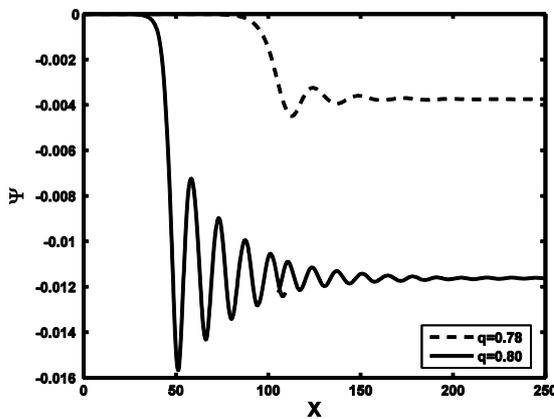


Figure 3 : Onde de choc non collisionnelle pour deux valeurs de $q=0.78$ ($f=1.146, k=0.0561$) et $q=0.8$ ($f=1.134, k=0.0564$).

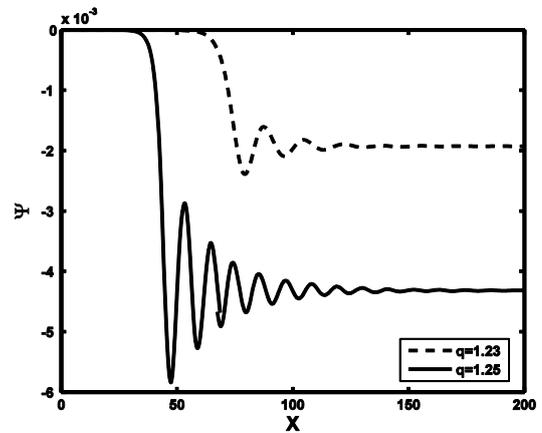


Figure 4 : Onde de choc non collisionnelle pour deux valeurs de $q=0.78$ ($f=1.146, k=0.0561$) et $q=0.8$ ($f=1.134, k=0.0564$).

Références

- [1] N. N. Rao, P. K. Shukla et M.Y. Yu; *Planet. Space Sci.* 1990 : **38**, 543.
- [2] A. Barkan, R. L. Merlino et N. D'Angelo; *Phys. Plasmas*, 1995: **2**, 3563.
- [3] A. A. Mamun, R. A. Cairn et P. K. Shukla; *Phys. Plasmas*, 1996: **3**, 702.
- [4] R. Bharuthram et P. K. Shukla; *Planet. Space Sci.* **40** 973 (1992)
- [5] C. Tsallis, *J. Stat. Phys.*, 1988 : **52**, 479.
- [6] M. Tribeche, H. Houili et T. H. Zerguini, *Phys. Plasmas*, 2002 : **9**, 419.
- [7] R. Amour et M. Tribeche, *Commun Nonlinear Sci Numer Simulat*, 2011 : **16**, 3533.

**L'EFFET DU PIEGEAGE ELECTRONIQUE SUR L'EXPANSION D'UN PLASMA CREE
PAR LASER DANS LE VIDE**

Djemai BARA¹, Djamila BENNACEUR-DOUMAZ² et Mourad DJEBLI¹

¹*Theoretical Phys. Lab., Faculty of Physics -USTHB- B.P. 32BabEzzouar16079,Alger,Algérie*

²*Centre de Développement des Technologies Avancées, Cité du 20 août 1956, BP17, Baba Hassen,
Alger, Algérie*

barajimy2009@yahoo.fr

Résumé :

Ce travail s'intéresse au problème d'expansion de plasma complètement ionisé, créé par laser dans le vide. L'expansion due à la pression électronique sert comme mécanisme de transfert d'énergie des électrons vers les ions. Ce processus est souvent décrit en supposant des électrons maxwelliens, ce qui n'est pas correct en l'absence de collisions. Le plasma considéré dans cette étude est supposé non-collisionnel, constitué d'ions froids gouvernés par un modèle fluide et de deux populations d'électrons non-isothermes suivant une fonction de distribution non-maxwellienne de type vortex, modélisant à la fois les électrons libres et les électrons piégés dans les puits de potentiels électrostatiques présents dans le milieu. En utilisant le formalisme self- similaire avec la condition de quasi-neutralité de charge, les équations hydrodynamiques qui gouvernent l'expansion sont résolues numériquement avec des conditions initiales de potentiel électrostatique et du paramètre qui régit la proportion d'électrons piégés par rapport à celle d'électrons libres. Il a été montré que les profils de l'expansion, à savoir la densité et la vitesse du plasma sont fortement influencés par la déviation de la fonction de distribution des électrons de la maxwellienne et par le piégeage des électrons.

Mots-clés : Fonction de distribution de type vortex, Plasma en expansion, Electrons piégés, Auto-semblable.

1. Introduction

Dans ce travail, nous allons étudier l'effet des électrons piégés sur les profils de l'expansion d'un plasma d'électrons et d'ions induit par laser dans le vide lors des expériences d'ablation laser. Le comportement des électrons dans le plasma est fortement influencé par les potentiels non-linéaires qui prennent naissance dans le milieu. D'habitude, les électrons sont supposés isothermes mais quelques électrons peuvent être piégés par le potentiel électrostatique et dans ce cas, les électrons dans le plasma peuvent être séparés en deux catégories : les électrons libres et les électrons piégés. Ce phénomène de

piégeage électronique comme processus microscopique, a été considéré à l'origine par Gurevich [1] en 1967 où la solution de l'équation de Vlasov a été utilisée avec les équations de Maxwell.

2. Distribution d'électrons piégés de type vortex: distribution de Schamel

Pour modéliser deux populations d'électrons à deux températures occupant différents espaces de phase, Schamel en 1972 [2] a amélioré la théorie de Gurevich en introduisant un nouveau paramètre $\beta = T_{ef} / T_{et}$, qui gouverne la population des électrons piégés dans le puits de potentiel du plasma. T_{ef} est la température des électrons libres et T_{et} est celle des électrons piégés. La figure 1 ci-dessous montre cette distribution dans l'espace des vitesses. La distribution de vitesse de Boltzmann considérée pour les électrons isothermes est remplacée par la superposition de deux distributions de type vortex pour les électrons.

Dans ce modèle, le paramètre β joue un rôle crucial dans la théorie. Le cas $\beta = 1$ correspond à une distribution de Maxwell, en l'absence du piégeage, alors que le cas $\beta = 0$ correspond à la formation de piégeage maximum et de formation d'un plateau partout dans la gamme de vitesse de piégeage [3]

3. Équations de base

On considère un plasma constitué de deux composantes d'électrons (libres et piégés) et des ions stationnaires, les électrons sont modélisés par la distribution de type vortex de Schamel [2].

Les électrons sont soit libres avec une énergie totale $\varepsilon > 0$ soit piégés dans le potentiel de plasma avec $\varepsilon \leq 0$, où $\varepsilon = v^2/2 - \varphi$ [5,6]

$$f_e = f_{ef} + f_{et} \quad (1)$$

$$\text{Où } \begin{cases} f_{ef} = \frac{1}{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2}(v^2 - 2\varphi)\right] & \text{si } |v| > \sqrt{2|\varphi|} \\ f_{et} = \frac{1}{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2}\beta(v^2 - 2\varphi)\right] & \text{si } |v| \leq \sqrt{2|\varphi|} \end{cases} \quad (2)$$

Avec f_{ef} et f_{et} désignent les fonctions de distribution des électrons libres et piégés, respectivement. Il est évident de noter que l'équation (2) correspond à une distribution Maxwellienne pour une valeur de $\beta = 1$ et pour $\beta = 0$ le piégeage est complet.

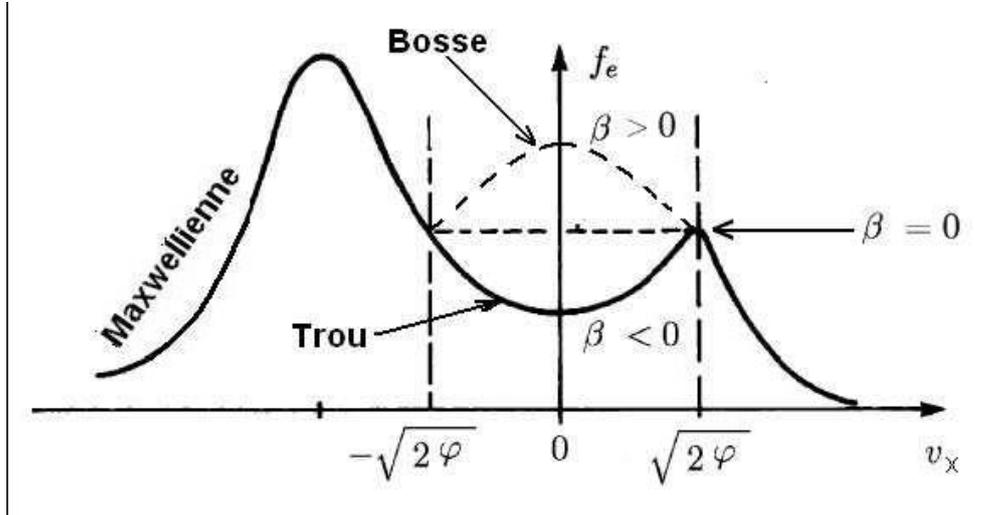


Figure 1 : Fonction de distribution électronique de Schamel dans l'espace des vitesses [4]

Intégrant la fonction de distribution f_e sur tout l'espace des vitesses, nous trouvons l'expression de la densité électronique, nous obtenons

pour $\beta \geq 0$
$$\tilde{n}_e(\Phi) = n_e / n_{e0} = \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{1}{\sqrt{\beta}} \exp(\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{\beta|\Phi|})$$
 (3)

et pour $\beta < 0$
$$\tilde{n}_e(\Phi) = n_e / n_{e0} = \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{2}{\sqrt{-\beta\pi}} W(\sqrt{-\beta|\Phi|})$$
 (4)

où erf est la fonction erreur et W représente l'intégrale de Dawson

4. Formalisme auto-semblable

En général, les équations hydrodynamiques sont difficiles à résoudre, mais sous certaines conditions, ces équations différentielles partielles peuvent être réduites en équations différentielles ordinaires, ce qui simplifie beaucoup le problème. La transformation adéquate est basée sur la supposition que nous avons une solution auto-semblable à ces équations, c'est-à-dire que chaque paramètre physique mis en jeu préserve sa forme durant l'expansion, loin des conditions initiales et des

conditions aux limites et pas de longueur caractéristique n'apparaît que ce soit dans les équations ou dans les conditions initiales [4].

Sous ces conditions, les variables ne dépendent que de x et de t , par la combinaison x/t . Les équations différentielles peuvent être alors écrites en termes d'une seule variable de similarité $\xi = x/c_s t$. Nous avons construit la solution auto-semblable en utilisant les variables normalisées suivantes : $\tilde{n}_i = n_i/n_{i0}$, $\tilde{v}_i = v_i/c_s$ où c_s est la vitesse du son ionique donnée par $c_s = T_e/m_i$ et n_{i0} est la densité initiale du plasma.

Nous obtenons le système d'équations de continuité et de quantité de mouvement pour les ions suivant.

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \tilde{n}_i \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 0 \quad (5)$$

$$(\tilde{v}_i - \xi) \frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} + \frac{\delta}{\tilde{n}_i} \frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} + \frac{d\Phi}{d\xi} = 0 \quad (6)$$

Avec $\delta = T_i/T_e$ et $|\Phi| = |e\phi|/T_e$ potentiel électrostatique normalisé

En utilisant la quasi-neutralité de charge et la solution non-triviale du système (5-6) de déterminant nul impliquant les variables indépendantes $\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi}$ et $\frac{d\tilde{v}_i}{d\xi}$, le système d'équations à résoudre numériquement est le suivant:

$$\frac{d\tilde{n}_i}{d\xi} = \frac{D\tilde{n}_i}{D\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D} - \frac{\tilde{n}_i^2}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}} \frac{E}{D^2} + \frac{\tilde{n}_i}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}}} \quad (7)$$

$$\frac{d\tilde{v}_i}{d\xi} = 1 + \frac{1}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}} \left(1 - \frac{\tilde{n}_i E}{D^2} \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (8)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{\tilde{n}_i}{D\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D} - \frac{\tilde{n}_i^2}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}} \frac{E}{D^2} + \frac{\tilde{n}_i}{2\sqrt{\delta + \tilde{n}_i/D}}} \quad (9)$$

Avec

$$D = \begin{cases} \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \sqrt{\beta} \exp(\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{\beta|\Phi|}) & \text{si } \beta \geq 0 \\ -\frac{2}{\sqrt{\pi|\Phi|}} + \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{2\sqrt{-\beta}}{\sqrt{\pi}} \exp(\beta\Phi) W(\sqrt{-\beta|\Phi|}) & \text{si } \beta < 0 \end{cases}$$

Et

$$E = \begin{cases} \frac{\beta-1}{\sqrt{\pi|\Phi|}} + \exp(\Phi) \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \beta^{1.5} \exp(\beta\Phi) \operatorname{erf}(\sqrt{\beta|\Phi|}) & \text{si } \beta \geq 0 \\ \frac{1/\Phi - \beta - 1}{\sqrt{\pi|\Phi|}} + \operatorname{erfc}(\sqrt{|\Phi|}) + \frac{2\beta\sqrt{-\beta}}{\sqrt{\pi}} W(\sqrt{-\beta|\Phi|}) & \text{si } \beta < 0 \end{cases}$$

5. Influence du paramètre de piégeage sur l'expansion

Pour étudier l'expansion auto-semblable du plasma dans le vide, sur les Figs. 2 et 3, nous traçons les densités ioniques normalisées à leur valeur initiale, et les vitesses ioniques normalisées à la vitesse sonique, en fonction de la variable auto-semblable ξ , pour différentes valeurs du paramètre β . Le rapport des températures δ est pris égal à 0.01. On suppose pour cela l'existence d'un potentiel initial, non-négligeable et différent de zéro.

On s'intéresse au cas $\beta \geq 0$. La figure 2, montre pour $\Phi_0 = 5$, et pour différentes populations d'électrons piégés β compris entre 0.1 et 1, deux comportements de la densité sont observés par rapport au point d'intersection $\xi = 0$ [8].

Près de la source, la principale cause de l'expansion est due à la pression thermique qui pousse les ions vers l'avant pour assurer la quasi-neutralité, avec une légère influence du nombre d'électrons piégés qui se voit surtout pour les petites valeurs de β , par exemple le cas $\beta = 0.1$. Au delà de l'intersection, par contre, la principale cause de l'expansion loin de la source est attribuée au potentiel électrostatique créé par la population des électrons qui restent libres. Celui-ci pousse les ions à l'avant tout en réduisant la déplétion ionique [7].

Dans ce cas, plus le nombre d'électrons piégés est important (β diminue) et donc le nombre des électrons qui restent libres lors de l'expansion devient minimum, plus l'expansion auto-semblable est plus étendue à cause d'un phénomène de freinage et ainsi la durée de vie du plasma. On voit aussi que quand la population des électrons piégés est minimum (0% pour $\beta = 1$), plus la distribution de densité des ions tend vers la distribution de Maxwell (voir figure 2). Sur la figure 3, les vitesses ioniques représentées sont approximativement linéaires. La vitesse de l'expansion croit lentement quand le

paramètre β diminue. Ça veut dire que l'accélération $\frac{\Delta v}{\Delta \xi}$ de l'expansion auto-semblable décroît quand β diminue [9], à cause de l'influence de piégeage électronique sur l'expansion de plasma avec une population maximum d'électrons piégés pour les petits valeurs de β , (exemple : $\frac{\Delta v}{\Delta \xi} = 0.6c_s$ pour $\beta = 1$ et $0.48c_s$ pour $\beta = 0.1$).

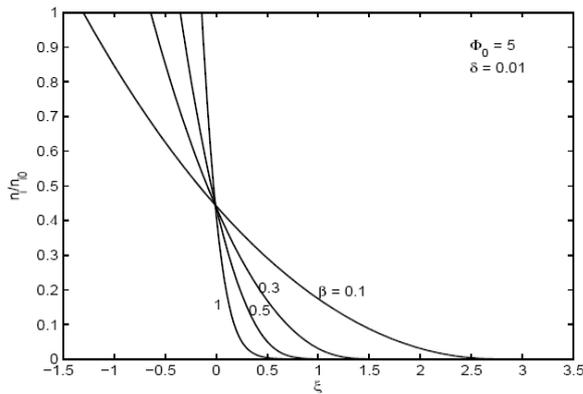


Figure 2 : Densités normalisées versus

ξ pour différentes valeurs de $\beta > 0$

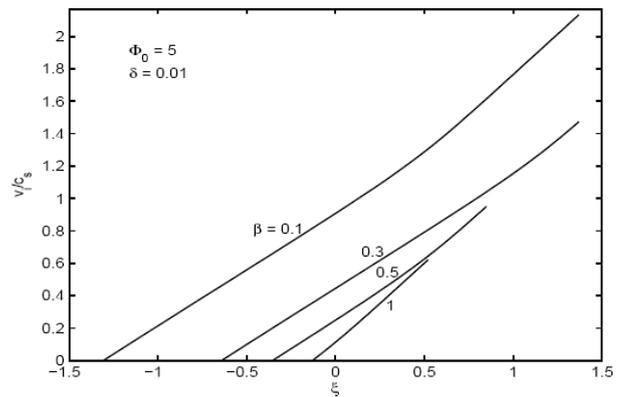


Figure 3 : Vitesses normalisées versus

ξ pour différentes valeurs de $\beta > 0$

Références

- [1] Gurevich A.V., *Sov. Phys. (1967) JETP* 53, 953
- [2] Schamel H., *Phys. Plasmas* (1972) 14, 905
- [3] Schamel H., *Phys. Scr.* (1979) 20, 306
- [4] Sack C. and Schamel H., *Phys. Rep.* (1987) 156, 311
- [5] Bernstein I. B., Greene J. M., and Kruskal M. D, *Phys. Rev.* (1957) 108, 546
- [6] Chen L. J., Thouless D. J., and Tang J. M., *Phy. Rev. E* (2004) 69, 055401
- [7] Bara D., Bennaceur-Doumaz D., and Djebli M., Effet de la fonction de distribution sur l'expansion d'un plasma créé par laser, International Seminar on Plasma Physics ISPP'11, 13-15 février 2011, Univ. Ouargla, 2011.

[8] Bara D., Bennaceur-Doumaz D. and Djebli M., Effet de la distribution de Gurevich sur les profils de l'expansion d'un plasma créé par laser, JSP 15, 27-28 avril 2011, USTHB, 2011.

[9] Bennaceur-Doumaz D., Bara D., and Djebli M, Advanced Material Research (2011) 227, 53

MODELLING OF EXTRINSIC FIBER OPTIC SAGNAC ULTRASOUND INTERFEROMETER USED FOR DISPLACEMENT MEASUREMENTS

S.BENHAMIDA¹, F.REHOUMA²

University center of El-oued ¹²

E-mail:¹ benhamidas9@gmail.com

² rhouma_farhat@yahoo.com

Abstract

Ultrasonic waves are used extensively in nondestructive testing both for characterization of material properties, in this paper, we describe a fiber optic sensor suitable for detection of ultrasonic waves. This sensor is based on an extrinsic fiber optic sagnac interferometer. The proposed sensor model can act as a conventional in-phase detector or as a narrowband detector. In this study we use methods interference of ultrasonic waves between the source of ultrasonic waves and the object under investigation is exploited. The main advantages of the proposed sensor are the ability to detect ultrasonic waves on the surface; this sensor possesses higher sensitivity and accuracy than the pulse method. The cavity resonator was very successfully used for measurement of small ultrasound velocity changes. The ultrasonic interferometric technique based on phase-locked loop is the most suitable for measurements of small displacements. This method ensures the highest sensitivity and accuracy.

Key Word:

Laser-based ultrasonic, fiber optic sensor, Sagnac interferometer.

1. Introduction

The Sagnac interferometer was first demonstrated by Monsieur Sagnac in 1913 [1]. The basic idea is very simple and it was a great tribute to Monsieur Sagnac's experimental ingenuity that he managed to make it work at the time. Figure 1 shows the principle. Light from an optical source is injected through a beam splitter such that it traverses in two directions around a loop. If that loop is rotated then light propagating in the same direction as the rotation has to 'chase' the beam splitter whereas that opposing the rotation finds the beam splitter advancing towards it. Consequently, the two directions within the rotating loop see slightly different optical paths. This. Difference is detected using optical Interferometry. Sagnac's original experiment used a loop about 1 m square and detected fringes when the loop rotated at a few times a second.

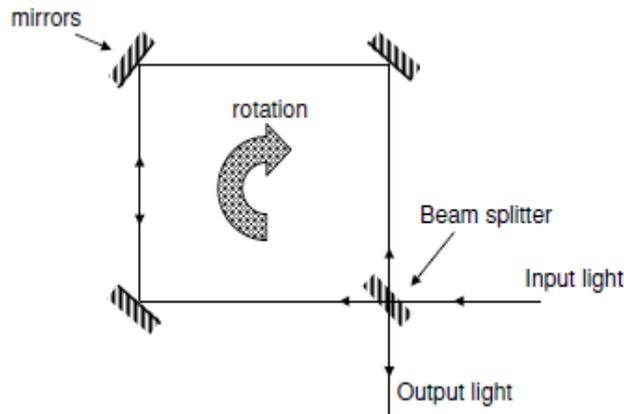


Figure1.The sagnac effect in air: the clockwise path sees the beam

2. Sagnac interferometer

The optical fibre Sagnac interferometer was first demonstrated over 25 years ago. Immediately its potential for gyroscopic measurements became apparent and since the first demonstration substantial research and development investment has evolved a diversity of rotation measuring instruments. The fibre Sagnac interferometer has, however, also ventured into unexpected domains. The fibre loop mirror has become the ubiquitous reflector. Sagnac-based intruder alarms, hydrophones, geophones and current measuring systems have emerged. The Sagnac interferometer has expanded from the rotation measuring instrument into a very versatile sensing tool. Indeed, it is arguably the most successful of optical fibre sensing technologies. In this paper, we review both the principles and applications of the fibre Sagnac interferometer. The background theory highlights the need to understand the conditions for reciprocity within the interferometer network. The applications range from the expected gyroscopes into novel hydrophone arrays and intruder detection systems.

The basic interferometer is now well understood and the engineering required to realize useful and effective instruments has been carefully defined. Its versatility though continues to amaze even the most experienced

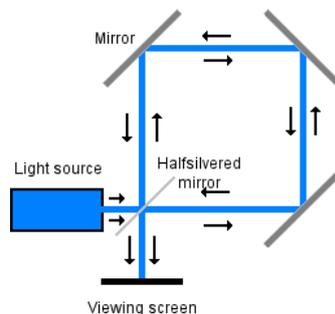


Figure2.Schematic representation of a Sagnac interferometer

Usually several mirrors are used, so that the light beams follow a triangular or square trajectory. Fiber optics can also be employed to guide the light. The ring interferometer is located on a platform that can rotate. When the platform is rotating the lines of the interference pattern are displaced sideways as compared to the position of the interference pattern when the platform is not rotating. The amount of displacement is proportional to the angular velocity of the rotating platform. The axis of rotation does not have to be inside the enclosed area.

3. Fibre optic Sagnac interferometers: the basics

It is straightforward to deduce from figure 1 the phase difference between the two directions of propagation in the

Sagnac interferometer in which the light travels in air (or more strictly vacuum). If the time taken for the light to traverse the loop path is Δt then within that time the beam splitter travels a distance Δx :

$$\Delta x = \Omega R \Delta t \quad (1)$$

Where R is the radius of the circle which forms the loop and Ω is the rotation rate in radians per second.

The actual path difference is twice this amount so with a little manipulation we find that the phase difference ϕ between the two beams is:

$$\phi = \frac{8\pi A \Omega}{\lambda_0 c} \quad (2)$$

where A is the area enclosed by the loop (which can now be of any arbitrary shape without affecting the generality of the expression).

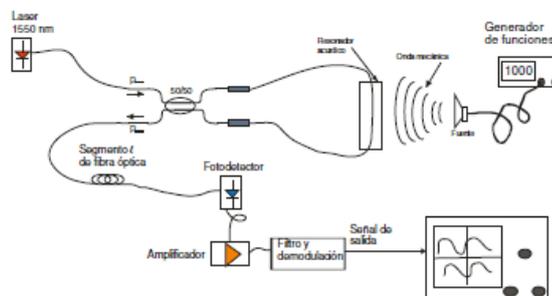


Figure 3. Setup of fiber Sagnac interferometer and ultrasound generation

Of course, this strictly speaking applies only to the case of the transmission of light around the loop in vacuum. If we replace the vacuum path with the optical fiber as indicated in figure 3 then we slightly modify the velocities of light in each direction to

$$c_{\pm} = \frac{c}{n} \pm \Omega R \alpha \quad (3)$$

Where the suffix '+' applies to propagation with the direction of rotation and α is the relativistic drag imposed by the dielectric medium given as $\alpha = 1 - (1/n^2)$ with n being the effective index of the fiber forming the loop. Interestingly, if we substitute the delays as a function of velocities as before, we still end up with exactly the same expression for the phase delay in terms of rotation rate as that given in equation (2) [9].

4. Result of simulation

Figure 4 shows this dependence for typical gyroscope after simulation of dimensions normalized in terms of L , the length of the fiber and R , the radius of the loop around which the fiber is wound. The principal features of this graph are that for rotation rates of navigational significance (around 10^{-2} deg per hour) sub micro radian phase shifts are to be expected. Consequently, the paths must be exactly balanced in the two directions. As we have already mentioned, effects other than Sagnac rotation induced phase can in fact produce significant path differences.

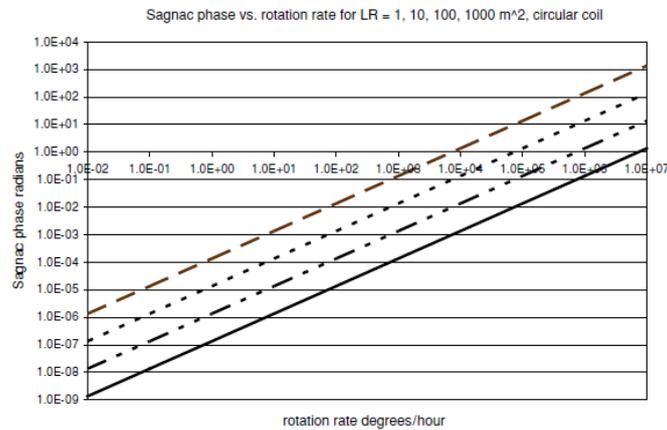


Figure 4. Phase difference due to rotation in a fibre Sagnac interferometer

The Fig. 5 shows the superposition of theoretical and experimental response comparison, evaluated in the range from 100 Hz to 20 kHz. Theoretical spectral gain is reached considering a photo detector Gaussian bandwidth of 13 kHz, and planar amplifier bandwidth of 20 kHz. We are considering that extinction ratio of resonant modes intensity are slower than the filter response of photodetector and amplifier. Separation modes were calculated for $\square \square 2.5 \text{ kHz}$.

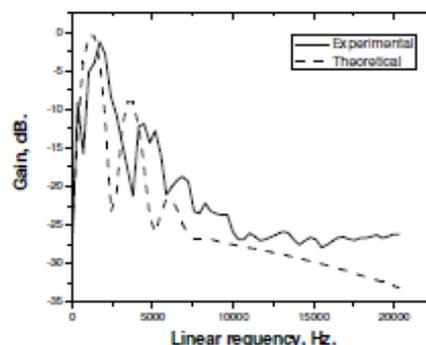


Figure 5. Response spectrums of acousto-optic detection

5. Conclusion

In this research we demonstrated the possibility of high birefringence optical fiber interferometer Sagnac can work as a linear laser modulator acousto-optic for frequencies from 20Hz to 20 kHz, in the region of 1550nm. We realized linear modulation for the intensity of a laser beam of 1550 nm at 21°C. As resonant system, it shows a gain spectrum distributed in discrete adjacent lobes, which correspond to a response of low pass filter. Acousto-optic modulator presents a linear spectrum phase in the range from 100 Hz up to 10 kHz. This demonstrates that the optical fiber acousto-optic modulator is capable of reproducing with enough intensity the frequencies that are contained in these lobes of the gain spectrum in dB

6.References

- [1] Sagnac G 1913 L'ether lumineux d'émontré par l'effet du vent relatif d'ether dans un interféromètre en rotation uniforme *C. R. Acad. Sci., Paris* **95** 708–10
- Sagnac G 1913 Sur la preuve de la réalité de l'ether lumineux par l'expérience de l'interféromètre tournant *C. R. Acad.Sci., Paris* **95** 1410–3
- [2] Titterton D H and Weston J L 1997 *Strapdown InertialTechnology* (Stevenage: Peter Peregrinus)
- [3] Rosenthal A H 1962 Regenerative circulatory multiple beam interferometry for the study of light propagation effects *J. Opt. Soc. Am.* **52** 1143 Macek W M and Davis D T M Jr 1963 Rotation rate sensing with travelling-wave ring lasers *Appl. Phys. Lett.* **2** 67–8
- [4] Aronowitz F 1971 The laser gyro *Laser Application* vol 1 ed M M Ross (New York: Academic)
- [5] Vali V and Shorthill R W 1976 Fiber ring interferometer *Appl. Opt.* **15** 1099–100
- [6] Lefevre H C 1993 *The Fiber Optic Gyroscope* (Norwood, MA: Artech House) p 313

ETUDE CINETIQUE DE LA DECHARGE DANS L'AIR

M. BENYAMINA ⁽¹⁾, F.GHALEB ⁽¹⁾ K. HAMEURALINE ⁽²⁾, M. ACHOURI ⁽¹⁾ A. BELASRI ⁽¹⁾

⁽¹⁾Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Application Université des Sciences et de la Technologie d'Oran EL M'NAOUR B.P. 1505, 31000 Oran, Algérie

⁽²⁾ groupe de recherche sur l'énergétique des milieux ionisés BP 6744, 45067, orléans cedex 2, France.

benyamina_amina@hotmail.com

Résumé:

La décharge couronne est utilisée intensivement pour la préionisation des lasers à excimères, dépollution des effluents gazeux ou encore la production de l'ozone. Cette dernière application fait l'objet de notre étude. L'ozone a une capacité énorme d'oxydation des substances, plus rapide que le chlore et désinfecte l'eau trois à quatre fois efficacement d'avantage, il oxyde les substances organiques, les bactéries, stérilisent l'air, et le détruisent, les odeurs et les vapeurs toxiques. L'ozone à été employé dans l'industrie pendant beaucoup d'années et dans différents types d'applications. C'est pour cela on s'intéressent de plus en plus à la productivité et les propriétés physique et chimique de la molécule d'ozone.

Ce travail concerne principalement la modélisation des décharges de type "couronne pulsé", a fin de simulé la création d'un plasma d'air a pression atmosphérique. L'objectif alors est d'évaluer les effets des collisions avec les espèces de la décharge sur la cinétique de l'ozone.

Cette étude est basée sur un modèle cinétique temporelle de plasma dans l'air pour la production d'ozone. La cinétique chimique implique 102 réactions avec 19 espèces créés dans la décharge.

Les résultats du modèle permettent d'étudier l'évolution temporelle des concentrations des différentes espèces créées dans la décharge ainsi que l'évolution des paramètres électriques.

Mots-clés: Ozone, Plasma, Modèle cinétique temporelle, N₂/O₂, décharge électrique.

1. Introduction

L'ozone (O₃) est une forme chimique particulière de l'oxygène, très instable et réactive. L'ozone est notamment généré par le bombardement de la molécule oxygène stable O₂ par les ultraviolets (UV). La couche d'ozone représente schématiquement la partie de l'atmosphère où sa concentration est la plus élevée. Ainsi, l'ozone est davantage présent à une distance du sol comprise entre 15 et 40 km (plus

fortement vers 35 km) avec une concentration voisine de 8 ppm, dans la couche appelée stratosphère. D'où l'appellation d'ozone stratosphérique à ne pas confondre avec [l'ozone troposphérique](#) induit en grande partie par la circulation automobile et qui irrite notamment les yeux et les voies respiratoires. A cette altitude, la teneur en ozone résulte d'un équilibre entre formation et destruction sous la dépendance de l'activité solaire, de la température, de la présence d'autres substances chimiques. En absorbant ensuite les UV, l'ozone contribue à réchauffer la stratosphère ^[1].

L'étude des plasmas atmosphériques concerne plusieurs champs d'application, que ce soit la pré ionisation des lasers à excimères, dépollution des effluents gazeux ou encore la production d'ozone ^[2]. Cette dernière application fait l'objet de notre étude.

La molécule O₃ a une capacité énorme d'oxydation des substances. De ce fait, elle est utilisée dans la purification de l'air, l'eau, le traitement des gaz, la transformation des produits alimentaires et dans le traitement des surfaces...etc ^[3]. Vu l'importance et les avantages de cette molécule, les chercheurs s'intéressent à ses propriétés physiques et chimiques et à sa productivité.

Notre travail consiste à produire l'ozone dans le mélange N₂/O₂ par une décharge homogène haute pression à partir du principe de déclenchement classique ^[4]. Les résultats du modèle permettent d'étudier l'évolution temporelle des concentrations des différentes espèces créées dans la décharge ainsi que l'effet de la pression du gaz sur la génération d'ozone.

2. Modèle

Nous avons développé au laboratoire un modèle numérique sans dimension spatiale pour décrire le comportement électrique et cinétique d'une décharge stable et homogène dans un volume donné ^[5], il faut d'une part injecter de façon uniforme suffisamment d'électrons de germes et, d'autre part, appliquer la tension de charge entre les électrodes très rapidement.

Le modèle va se reposer sur la résolution de l'équation de continuité pour les différentes espèces. L'équation de continuité peut s'écrire pour une espèce k de particule comme suit :

$$\frac{d[X_k]}{dt} = S_k \quad (1)$$

Où [X_k] est la densité de l'espèce k, et S_k est le terme source de l'équation de continuité qui tient compte de tous les processus de création et de perte de l'état k (ionisation par étape, effet Penning, excitation, recombinaison, échange de charges, cinétique des neutres...).

3. Etude cinétique de la décharge dans un mélange 20% O₂ et 80% N₂

A partir d'une analyse critique des données cinétiques publiées, on se basant sur plusieurs travaux de recherche (A Kossyi ^[7], Rajesh Dorai ^{[8], [9-13]}), nous avons établi un ensemble de réactions cinétiques. Ces réactions peuvent rendre compte de façon satisfaisante, du comportement cinétique de

la décharge. L'ensemble complet de processus établis est regroupé dans 102 réactions impliquant 19 espèces atomiques et moléculaires : (e, O, N, NO, NO₂, NO₃, O₃, N₂O, O⁺, O₂⁺, N₂⁺, NO⁺, NO₂⁺, O⁻, O₂⁻, N₂^{*}, O₂^{*}, O^{*}(1D), N^{*}).

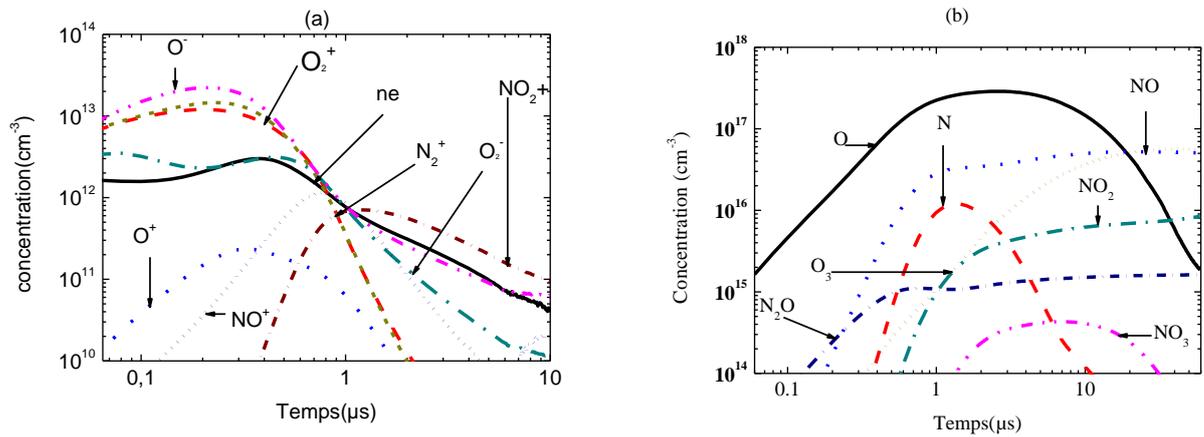
4. Condition de calcul

Les calculs ont été faits dans les conditions suivantes :

Un mélange gazeux de 20% d'oxygène et 80% d'azote, Distance inter-électrode = 0.65Cm, Surface des électrodes = 5Cm², Pression totale =380 torr, Température de gaz =300K° Tension appliqué = 15Kv, Densité initiale de pré-ionisation = 10⁹ Cm⁻³.

5. Résultats et discussion

5.1. Evolution temporelle des espèces créés lors d'une décharge électrique



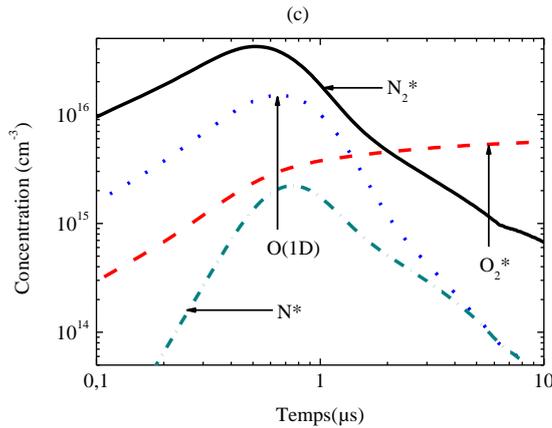


Figure 1. Evolution temporelle des espèces créées lors d'une décharge électrique dans un Mélange 20% O₂ et 80% N₂.

- (a) Les espèces chargées
- (b) Les neutres
- (c) Les espèces métastables

Les électrons vont dissocier des molécules d'azote et d'oxygène pour générer d'autres radicaux dans le mélange gazeux et vont par la suite interagir avec différentes molécules, et les transformer en différents produit par exemple l'ozone.

5.2. Evolution temporelle des paramètres électriques d'une décharge électrique

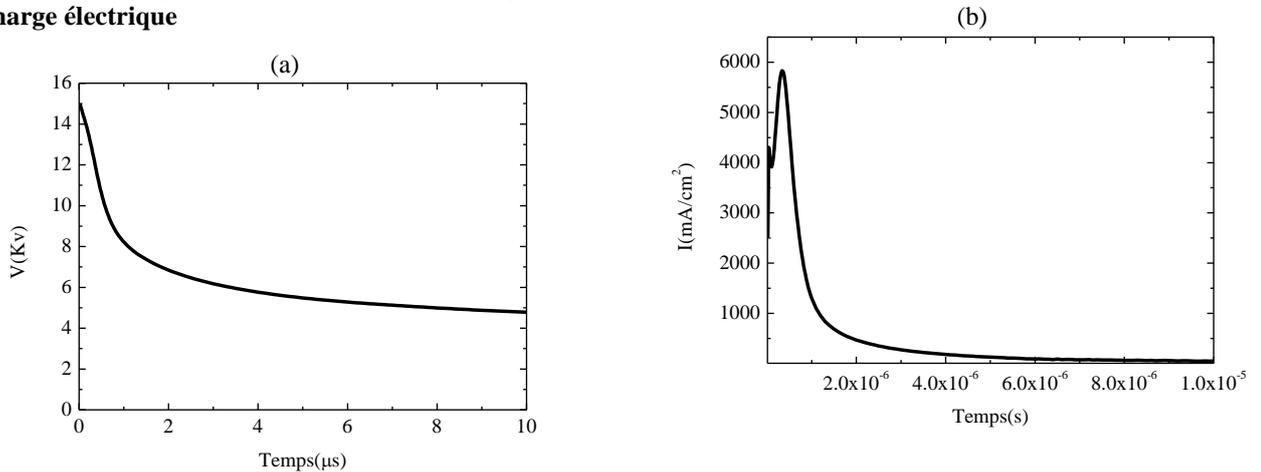


FIGURE 2. Evolution temporelle des paramètres électriques d'une décharge électrique dans un Mélange 20% O₂ et 80% N₂.

- (a) La tension
- (b) le courant de décharge

La densité électronique croît avec le courant de décharge. Puis, pendant la décharge, la valeur du champ diminue et devient trop faible.

6. Conclusion

Les technologies du plasma non thermiques à pression atmosphérique ont montrées leurs efficacités dans des domaines aussi variés que la dépollution, le traitement de surface, la stérilisation ou la production d'ozone. Ces technologies peuvent apporter des solutions simples et robustes pour la mise en œuvre de procédés novateurs.

Le modèle cinétique permet de prédire les évolutions temporelles des paramètres électriques et des densités d'espèces présentes dans le milieu.

Les électrons germes injectés se multiplient sous l'effet du champ électrique et provoque l'amorçage de la décharge qui est caractérisé par la chute de la tension de charge et la production des états excités et électroniques de N₂ et O₂, des ions et des atomes N et O. au cours de l'avalanche électronique, les électrons disparaissent par recombinaison avec les ions positifs du plasma rapidement qu'ils ne sont créés par ionisation des molécules d'azote et d'oxygène. Ceci entraîne alors une chute du courant de décharge qui finit par s'annuler avec la tension appliquée, c à dire, quand toute l'énergie stockée sur le banc de condensateurs est transférée au gaz.

References

- [1] Z, Buntat, IR Smith and NAM Razali, "ozone generation using atmospheric pressure glow discharge in air", J.phys D: Appl.phys.42 (2009) 235202 (5pp).
- [2] JD Skalny, J, Orsagh, S Matejčik and N J Mason,"ozone generation in positive and negative corona discharge fed by humid oxygen and carbon dioxide" phys.scr. T131 (2008) 014012.
- [3] Mohamed A. T, Alsheyab, Aurelidt, Mūnos, "optimisation of ozone production for water and waste water treatment", desalination 217 (2007).
- [4] K. Yanallah, S. Hadj Ziane, A. Belasri and Y. Meslem "Numérique modeling of ozone production in direct current corona discharge" journal of molecular structure THEOCHEM, V°777, Issues13, p125, August(2006).
- [5] Rozoy Myriam, "étude d'une décharge photo-déclenchée dans l'air application au traitement des effluents gazeux", Thèse de Doctorat en Sciences, Université Paris XI ORSAY.
- [6] Code Bolsig, the siglo series of discharge modeling, software, 1998 by Kinema software.
- [7] A Kossyi, A Yu Kostinsky, Aa Mateveyev And Vp Silakov, "Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures", plasma sources sci.technol. 1 207-220 (1992).
- [8] Rajesh Dorai "modeling of atmospheric pressure plasma processing of gases and surfaces", Ph.D. Department of Chemical and Biomolecular Engineering University of Illinois at Urbana-Champaign, (2002) Mark J. Kushner, Adviser.

- [9] Gentile A. C, kinetic processes and plasma remediation of toxic gases, thesis, University of Illinois at urbana-champaign, 1995.
- [10] Eichwald O, Guntoro N A, Yousfi M and Benhenni M, Chemical kinetics with electrical and gas dynamics modelization for NO_x removal in an air corona discharge, **2002**, J. Phys. D: Appl. Phys. 35 439–450.
- [11] Eliasson B, Hirth UKogelshatz M, **1987**, J. Phys D: Appl. Phys. 20 1421.
- [12] Kang S W, Jones W L and Dunn M G, **1973**, AIAA J. 11 141.
- [13] Krivonosova O E, Losev S A, Nalivayko V P, Mukoseev Yu K and Shatalov O P, **1987**, Khimiya plazmy vol 14.

**SOLITONS ACOUSTIQUES POUSSIÉREUX ASSOCIÉS À UN PLASMA
ÉLECTRONEGATIF À CHARGE VARIABLE**

Moufida BENZEKKA et Mouloud TRIBECHÉ

*Laboratoire de Physique Théorique, Faculté de physique, Université de Bab ezzouar, U.S.T.H.B, B.P
El- Alia, Alger 16111.*

Email : benzmoufida9@gmail.com

Résumé:

Les plasmas poussiéreux électronégatifs, chimiquement très réactifs, ont fait l'objet d'un profond regain d'intérêt à cause de leurs applications technologiques (semi-conducteurs, synthèse des nanomatériaux,...etc.) et leur rôle essentiel dans les plasmas astrophysiques (région D de l'ionosphère, la mésosphère, la photosphère solaire,...etc.). On se propose, dans ce travail, de présenter une étude théorique des ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable contenant des ions négatifs non thermiques, loin de leur équilibre thermodynamique. Il s'agit en fait d'étendre l'analyse de l'onde acoustique poussiéreuse non linéaire au cas d'un plasma poussiéreux contenant une population d'ions négatifs rapides et non thermiques. Nos résultats numériques révèlent l'existence d'ondes acoustiques poussiéreuses solitaires dont les propriétés dépendent fortement du nombre d'ions négatifs non thermiques présents dans notre modèle de plasma. Nous avons trouvé aussi, que sous certaines conditions, la variation de la charge donne lieu à une dissipation alternative de l'énergie qui se traduit par une diminution de l'amplitude du front de l'onde et un transfert vers ce que l'on appelle une queue de bruit.

Mots-clés: Onde acoustique poussiéreuse, Plasma électronégatif, Charge variable, Ions non iso-thermiques.

1. Equations de base du modèle :

Nous considérons un plasma constitué de grains de poussières négativement chargés, d'ions positifs distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann, et une population d'ions négatifs rapides et non thermiques de charge $Z_{i-}e$, de densités respectives n_d , n_{i+} et n_{i-} . Les oscillations acoustiques poussiéreuses (DAW) de faible vitesse de phase associées à un tel modèle de plasma, peuvent alors être décrites grâce aux équations de base fluides normalisées suivantes [1]

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial (N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = -Q_d \frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = -N_{i+} + \frac{N_{i-}}{f} + \frac{(f-1)}{f} \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (3)$$

Où $\sigma = T_{i+} / T_{i-}$ et $f = n_{i0+} / (Z_{i-} n_{i0-})$. La densité N_s ($s = i+, i-, d$), la vitesse fluide V_d des grains de poussière, le potentiel électrostatique Φ , la charge des grains de poussière Q_d , le temps T et le variable d'espace X sont normalisés, respectivement, par n_{s0} (la densité à l'équilibre), $C_d = (Z_d T_{i+} / m_d)^{1/2}$, T_{i+} / e , $r_d T_{i+} / e$, $\omega_{pdi}^{-1} = [m_d / (4\pi Z_d n_{i0+} e^2)]^{1/2}$ et $\lambda_{di} = [T_{i+} / (4\pi n_{i0+} e^2)]^{1/2}$. Les grains de poussière sont décrits par un faisceau froid de grains de poussière que l'on peut modéliser grâce à la fonction de distribution suivante [2]

$$f_d(x, v_d) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{v_d} \delta(v_d - v_d^{\square}) \quad (4)$$

Où $v_d^{\square} = v_{d0} \left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^{\Phi} q_d d\Phi \right)^{1/2}$, représente la vitesse perturbée du grain. En intégrant la fonction de distribution précédente sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons la densité numérique des grains

$$N_d = \frac{n_{d0}}{\left(1 - 2\chi / M^2 \right)^{1/2}} \quad (6)$$

Et $\chi = \int_0^{\Phi} Q_d d\Phi$. La densité des ions positifs, distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann, est donnée par

$$N_{i+} = n_{i0+} \exp(-\Phi) \quad (7)$$

Les ions négatifs n'étant plus en équilibre thermodynamique, nous introduisons alors la fonction de distribution des vitesses non thermique suivante [3]

$$f_{i-}(r, v_x, v_y, v_z) = \frac{n_{i0-}}{1+3\alpha} \left(\frac{1}{2\pi v_{thi-}^2} \right)^{3/2} \left(1 + \alpha \left(\frac{v_x^2}{v_{thi-}^2} - 2 \frac{Z_{i-} e \phi(x)}{T_{i-}} \right)^2 \right) \exp \left(- \frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2v_{thi-}^2} + \frac{Z_{i-} e \phi(x)}{T_{i-}} \right) \quad (8)$$

où α est un paramètre déterminant le nombre d'ions négatifs non thermiques présents dans notre modèle de plasma et $v_{thi-} = \sqrt{T_{i-} / m_{i-}}$. La densité de ces ions négatifs est alors donnée par

$$N_{i-} = n_{i0-} \left\{ 1 + \beta \left((Z_{i-} \sigma \Phi)^2 + Z_{i-} \sigma \Phi \right) \right\} \exp(Z_{i-} \sigma \Phi) \quad (9)$$

où $\beta = 4\alpha / (1 + 3\alpha)$. En multipliant chaque membre de l'équation de Poisson par $d\Phi/d\xi$, en intégrant une fois et en imposant les conditions aux limites appropriées aux solutions localisées ($\Phi \rightarrow 0$, $d\Phi/d\xi \rightarrow 0$ lorsque $\xi \rightarrow \pm\infty$), nous obtenons la quadrature suivante

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (10)$$

où $V(\Phi)$ représente le potentiel de Sagdeev[4] ou Pseudo-potentiel et est donné par

$$V(\Phi) = \left[1 - \exp(-\Phi) \right] + \frac{1}{fZ_{i-}\sigma} \left\{ \frac{(1+3\beta) - \exp(Z_{i-}\sigma\Phi)}{\left[1 + \beta((Z_{i-}\sigma\Phi)^2 - 3Z_{i-}\sigma\Phi + 3) \right]} \right\} - \frac{f-1}{fQ_{d0}} M^2 \left[1 - \sqrt{1 - 2 \frac{\chi}{M^2}} \right] \quad (11)$$

2. Equation de la charge :

Dans la théorie du modèle standard de la sonde électrostatique, la charge du grain provient essentiellement de la collecte d'ions positifs et négatifs du plasma de base. Par conséquent, la charge du grain de poussière q_d est déterminée de manière self- consistante par [9]

$$\tilde{v}_d \frac{dq_d}{dx} = I_{i+} + I_{i-} \quad (12)$$

L'équation (12) traduit le principe de conservation de la charge électrique. I_{i+} et I_{i-} représentent respectivement les courants de charge dus aux ions positifs et négatifs. Leurs expressions sont données, respectivement, par

$$I_{i+} = \pi r_d^2 e (8T_{i+} / \pi m_{i+})^{1/2} n_{i0+} (1 - Q_d) \exp(-\Phi) \quad (13)$$

$$I_{i-} = -\pi r_d^2 e (8T_{i+} / \pi m_{i+})^{1/2} \frac{n_{i0+}}{f(1+3\alpha)} \sqrt{\mu/\sigma} \exp[Z_i \sigma(Q_d + \Phi)]$$

$$\left\{ 1 + \frac{24\alpha}{5} - \frac{16\alpha}{3} Z_i \sigma \Phi + 4\alpha Z_i^2 \sigma^2 \Phi^2 + \frac{4\alpha}{5} Z_i^2 \sigma^2 Q_d^2 + \frac{8\alpha}{3} Z_i^2 \sigma^2 Q_d \Phi - \frac{16}{5} Z_i \sigma Q_d \right\}$$

(14)

L'équation de la charge peut alors s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante

$$\frac{dQ_d}{dX} = KN_d \left\{ \begin{aligned} & (1 - Q_d) \exp(-\Phi) - \left[\frac{\exp[Z_i \sigma(Q_d + \Phi)]}{f(1+3\alpha)} \right] \\ & \left[1 + \frac{24\alpha}{5} - \frac{16\alpha}{3} Z_i \sigma \Phi + 4\alpha Z_i^2 \sigma^2 \Phi^2 + \frac{4\alpha}{5} Z_i^2 \sigma^2 Q_d^2 + \frac{8\alpha}{3} Z_i^2 \sigma^2 Q_d \Phi - \frac{16}{5} Z_i \sigma Q_d \right] \end{aligned} \right\}$$

(15)

$$K = \left(\frac{2n_{i0-} e^2 r_d^2 \sigma^2}{m_{i-} v_{d0}^2} \right)^{1/2} \quad (16)$$

3. Résultats numériques et discussion :

Procédons maintenant à la présentation de nos résultats numériques. L'analyse numérique du pseudo-potentiel révèle l'existence d'ondes acoustiques poussiéreuses solitaires dont les propriétés dépendent fortement du nombre d'ions négatifs non thermiques présents dans notre modèle de plasma. La figure 1 montre que lorsque la charge des grains de poussière est variable, la profondeur du potentiel solitaire augmente alors que sa largeur est réduite. La figure 2 montre la variation spatiale de Φ pour différentes valeurs du paramètre non thermique α . Le potentiel électrostatique exhibe un profil spatialement. Une augmentation de α entraîne une diminution de l'amplitude du soliton et une augmentation de sa largeur. La charge des grains de poussière Q_d (figures 3) adopte le même profil localisé et reste négative. La figure 3 indique qu'à mesure que le nombre des ions négatifs énergétiques augmente, le grain de poussière collecte plus d'ions positifs réduisant ainsi la charge négative nette résidant sur la surface du grain (Q_d est moins négative pour les petites valeurs de α dans la région de localisation du soliton). La figure 4 montre que sous certaines conditions, la variation de la charge donne lieu à une dissipation alternative de l'énergie qui se traduit par une diminution de l'amplitude du front de l'onde et un transfert vers ce que l'on

appelle une queue de bruit. Un effet similaire a été rapporté récemment par Gupta et al.[5]. Cette structure représente en réalité une onde de choc dite non collisionnelle.

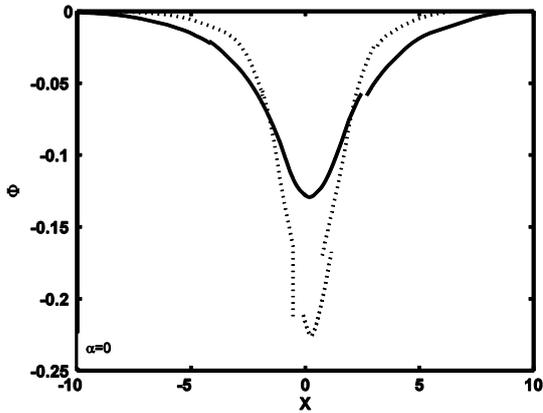


Figure. 1 : Potentiel électrostatique solitaire Φ de l'onde acoustique poussiéreuse pour la charge constante (trait plein) et charge variable (pointillés)

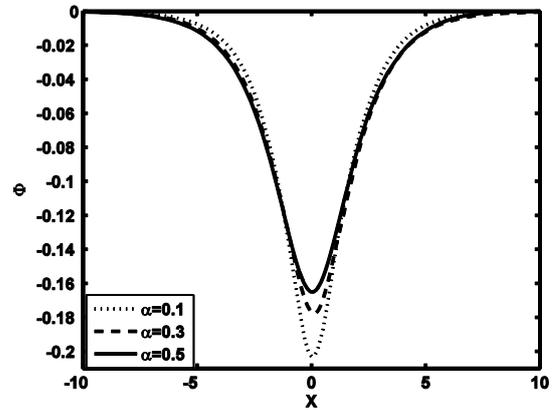


Figure. 2 : Potentiel électrostatique solitaire Φ de l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du paramètre non thermique α

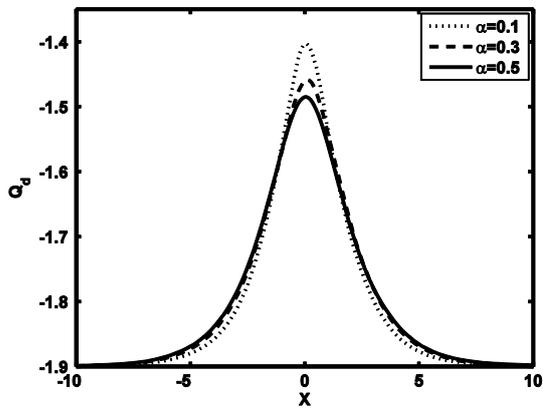


Figure. 4 : Profil spatial de la charge du grain de poussière Q_d pour différentes valeurs de α .

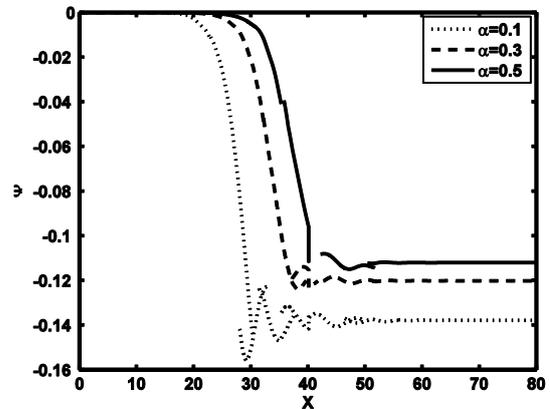


Figure. 8 : Solution en onde de choc du potentiel électrostatique Φ de l'onde acoustique poussiéreuse

Références

- [1] A. A. Mamun, R. A. Cairns, et P. K. Shukla; *Phys. Plasmas* **3**, 702 (1996).
- [2] M. Tribeche, H. Houili et T. H. Zerguini ; *Phys. Plasmas* **9**, 419 (2002).
- [3] M. Tribeche et R. Amour ; *Phys. Plasmas* **14**, 1 (2007).

- [4] R. Z. Sagdeev; *Plasma Physics*; M. A. Leontovich, New York (1966), Vol. 4, p. 23.
- [4] F. F. Chen; *Plasma Diagnostic Techniques*; R. H. Huddlestone et S. L. Leonard, New York (1965), Chap. 4.
- [5] M. R. Gupta, S. Sakar, S. Ghosh, M. Debnath et M. Khan; *Phys. Rev. E* **63**, 046406 (2001).

ETUDE PAR SPECTROSCOPIE D'EMISSION ET IMAGERIE RAPIDE D'UN PLASMA D'ABLATION CREE SUR UNE CIBLE DE PENTOXYDE DE VANADIUM (V₂O₅).

M. BOUAKIL, T. KERDJA, C. SIOUANI, S. ABDELLI-MESSACI

Centre de développement des technologies avancées (CDTA)

Cité 20 aout, BP 17, Baba Hassan, Alger

Résumé:

Un laser Nd-YAG triplé en fréquence a été focalisé sur une cible de pentoxyde de vanadium (V₂O₅) sous vide et sous ambiance réactive d'oxygène. Les fluences laser utilisées sont de 2.5 J.cm⁻² et 0.95 J.cm⁻² pour une durée d'impulsion de 10ns. Le plasma induit a été étudié au moyen de deux diagnostics, l'imagerie rapide, utilisant une caméra CCD intensifiée de 20ns de temps d'ouverture, pour l'étude de la morphologie du panache lors de son expansion, et un spectromètre pour l'identification et la caractérisation des espèces constituant le plasma. La spectroscopie d'émission a permis une identification des espèces constituant le plasma, la détermination, des énergies cinétiques d'expansion de chaque espèce et de la température cinétique d'excitation. L'imagerie rapide a permis de mettre en évidence trois régimes d'expansion (régime d'expansion libre, régime d'onde de choc et régime de diffusion) La température de la zone de gaz sous choc, caractérisant la réactivité, a été évaluée ainsi que la longueur de diffusion caractérisant le mixage entre le plasma et le gaz ambiant. Cette étude permet une optimisation des paramètres de dépôt de films minces d'oxyde de vanadium par la technique d'ablation laser.

Mots-Clés: Ablation laser, Spectroscopie d'émission, Expansion d'un panache plasma.

1. introduction :

Les oxydes de vanadium sont des matériaux à transition de phase (semi-conducteur-métal). Cette transition peut être induite par un changement de température (thermochrome), par photo-excitation (photochrome) ou par champ électrique (electrochrome). La température de transition de phase dépend du type d'oxyde (V₂O₅ à 400⁰c et VO₂ à 68⁰c). Diverses techniques sont utilisées pour la synthèse de VO₂ en couches minces. Nous citerons entre autre méthode, la technique chimique sol-gel, la pulvérisation réactive et l'ablation laser. Dans cette contribution, nous étudions l'expansion d'un plasma créé par laser sur une cible de V₂O₅, dans le vide et à différentes pressions d'oxygène. La spectroscopie d'émission nous permet d'identifier les espèces présentes dans le panache, d'estimer la température d'excitation en situation LTE et d'étudier l'effet du gaz ambiant sur le confinement du panache d'ablation. L'imagerie rapide nous a permis, de saisir les images du panache en expansion en deux dimensions, de bien identifier les différents régimes d'expansion, et d'estimer, en situation d'onde de choc, la température de la zone sous choc et le mixage du plasma avec le gaz ambiant.

2. dispositif expérimental : la technique consiste à focaliser, au moyen d'une lentille asphérique de 50cm de focale, un faisceau laser Nd :YAG triplé en fréquence (355nm), de durée d'impulsion de 10ns

sur une cible compactée de V_2O_5 , sous un angle de 45° . L'énergie par impulsion mesurée au moyen d'un joulemètre est de 60 mJ. Un vide de 2.10^{-6} Torr dans la chambre d'expérience est assuré par un groupe de pompage primaire-secondaire, et une micro vanne permet d'injecter de l'oxygène à pression voulue. Le plasma d'ablation est étudié au moyen de la spectroscopie d'émission, utilisant un système optique permettant de former l'image du panache sur la fente d'entrée d'un spectromètre ACTON de 750mm de focale, muni d'un réseau holographique de 1800tr/mm. Les dimensions des fentes d'entrée et de sortie, sont ajustées de façon à permettre une résolution spatiale de 0.1mm et une résolution spectrale de 0.06nm. Les signaux sont recueillis au moyen d'un photomultiplicateur R928 de Hamamatsu et visualisé sur oscilloscope TD3054 de Tektronix. Un système optique permet de faire l'image du panache d'ablation sur la photocathode d'une caméra CCD intensifiée (PI-MAX, 1024x256 pixels). La caméra est commandée par un générateur de retard permettant d'ajuster le retard par rapport à l'impulsion laser et le temps d'ouverture, fixé durant toute l'expérience à 20ns. L'ensemble, camera et générateur de retard, est géré par logiciel. La figure 1 montre le schéma du dispositif expérimental utilisé.

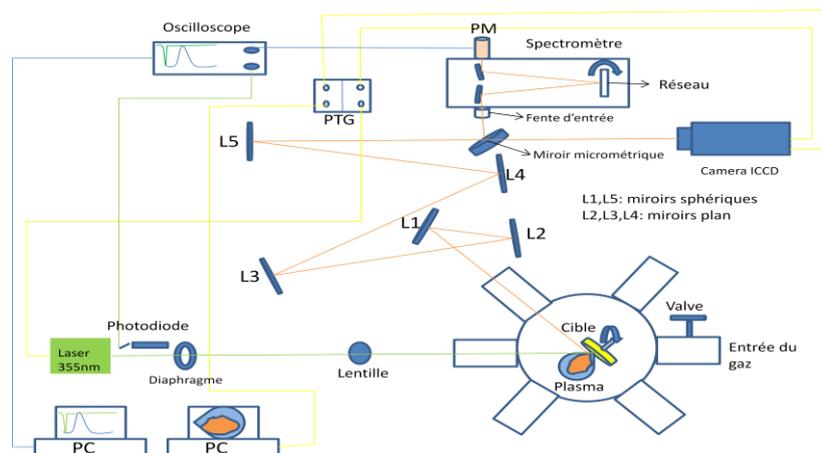


Figure 1 : schéma général du dispositif expérimental.

3. Résultats et discussions : la figure 2 montre des images en deux dimensions du panache plasma de V_2O_5 sous ambiance réactive d'oxygène ($P=5\text{mbar}$). Le gaz ambiant confine et ralentit le panache plasma. Sur les images de la figure 2, nous constatons l'apparition d'un front bien distinct séparant le plasma du gaz ambiant. A partir de 0.5mbar , nous avons observé la décomposition du panache en deux composantes ($P=5\text{mbar}$, 110ns à 470ns)[1,2]. La figure 2.a montre que l'évolution du maximum d'intensité des deux composantes. La composante rapide se propage avec une vitesse de 10^6cm/s et la composante lente avec une vitesse de 0.410^6cm/s . la figure 2.b montre les différents régimes d'expansion du front du panache. A basse pressions (10^{-6}mbar , 0.01mbar), le front du plasma se déplace librement (Rat) (1)[3] avec une vitesse de $(1,39.10^6\text{cm/s})$. Pour $P \geq 0.05\text{mbar}$, le front du panache suit trois régime d'expansion ; régime libre (vitesse constante) ; régime d'onde de choc

($R = \xi_0(E_0/\rho_0)t^{2/5}$) (2), ξ_0 une constante qui dépend de la chaleur spécifique (γ), E_0 l'énergie du laser, et ρ_0 la densité du gaz ambiant) qui est caractérisé par une génération d'une onde de choc quand la quantité de la masse ablaté devient comparable à la masse de gaz déplacé. A une certaine distance appelée « distance d'arrêt », la vitesse du front de choc s'annule, les pressions du plasma et du gaz ambiant devenant égales, l'onde de choc dégénère alors en onde sonore et le panache d'ablation suit alors un régime de diffusion suivant la loi : ($R = R_{st}(1 - \exp(-\beta t))$) (3), β le coefficient d'atténuation, R_{st} la distance finale atteinte par le plasma appelée distance d'arrêt[4,5]. Lors de l'expansion en régime d'onde de choc, il se forme à l'avant du front une zone de gaz comprimé. Les caractéristiques (densité, température et dimension) de cette zone dépendent de la position du front par rapport au « point d'explosion ». D'autre part, pour apprécier le degré de réactivité, il y a lieu de comparer les dimensions de cette zone à la longueur de diffusion des atomes d'oxygène au voisinage de cette zone [6,7].

$T_s = \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma-1}{\gamma+1} M^2 + 1 \right] T_0$ (4), $\Delta = \frac{R}{3} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)$ (5) ; $D = D_0((T_s/T_0)^{0.75} (\rho_0/\rho_s))$ (6) ; $\rho_s = \rho_0 \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)$ (7) ;
 $D_r = \sqrt{4Dt}$ (8) avec T_0 , M , $\gamma=1.4$, $D_0=0.2\text{cm}^2\text{s}$ et ρ_0 sont respectivement, la température du gaz ambiant, le nombre de Mach, le rapport des chaleurs spécifiques, le coefficient de diffusion de l'oxygène et la densité de l'oxygène.

La figure 4 montre l'évolution de la température de la zone sous choc et le rapport entre l'épaisseur de cette zone et la longueur de diffusion D . Les températures obtenues, varient entre (10000K et 110000K) pour des pressions inférieures à 1mbar. A ces températures la décomposition de l'oxygène moléculaire en oxygène atomique augmentera de façon significative la réactivité. Pour les mêmes pressions (< 1mbar) le rapport dimension de la zone sous choc et longueur de diffusion rest inférieur à 1, sur des distances allant jusqu'à 35-40mm. Ce sont les conditions qu'il faut réunir pour les dépôts en ablation réactive.

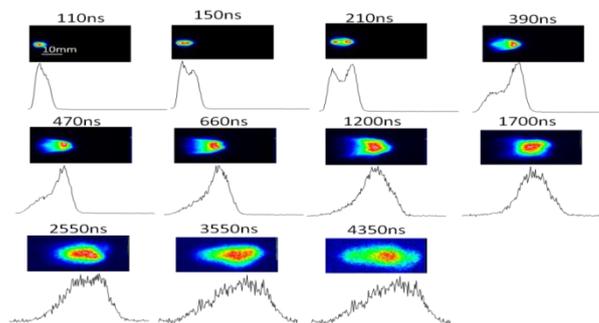


Figure 2: images ICCD d'un plasma de V_2O_5 , $P=5\text{mbar}$.

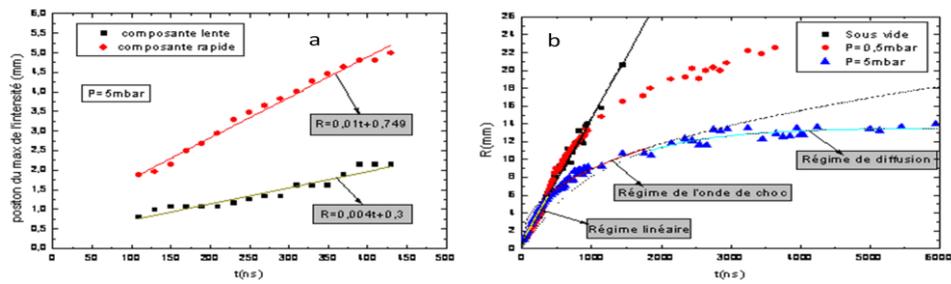


Figure 3: vitesse d'expansion des deux composantes (a), évolution du front du panache.

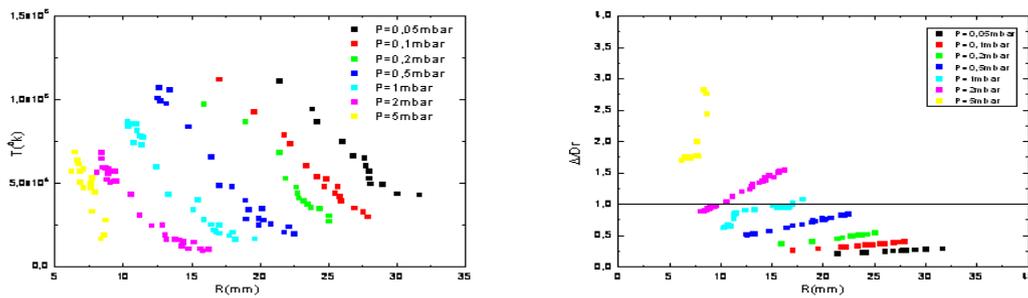


Figure 4: évolution spatiale de la température de la zone sous choc. Mixage panache plasma et gaz ambiant.

La spectroscopie d'émission nous permet l'identification des espèces qui constituent le plasma et d'étudier leurs évolutions en fonction des conditions expérimentales. La figure 5 montre une partie du spectre d'émission du plasma de V_2O_5 , intégré dans le temps. En se référant aux données spectroscopiques des différentes transitions atomiques [NIST 8], nous avons identifié comme espèces constituant le plasma, le vanadium neutre (VI) et une fois ionisé (VII).

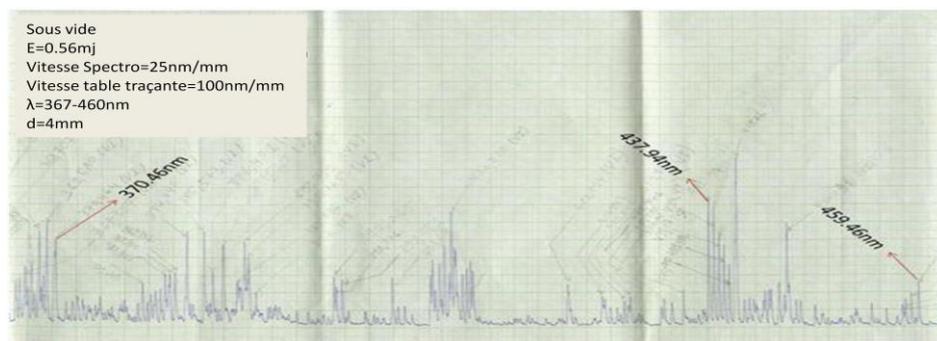


Figure 5: spectres d'émission du plasma de V_2O_5 .

Le tableau récapitule les données atomiques de quelques transitions du vanadium neutre et ionisé : λ_{pq} la longueur d'onde, $A(p, q)$ la probabilité de transition atomique, $w(p)$ le poids statistique et $E(q)$, $E(p)$ les niveaux d'énergie.

Atome	λ_{pq} (nm)	$A(p, q)$ (S^{-1})	$w(p)$	$E(q)$ (ev)	$E(p)$ (ev)
VI	437.9	1.1e+08	12	0.300634	3.131026
VI	459.38	5.6e+06	12	0.068558	2.766558
VI	370.33	9.2e+07	8	0.300634	3.647376
VII	291.12	5e+07	9	4.363392	8.619178
VII	351.76	3.8e+07	7	1.12798	5.651968

Tableau 1 : données spectroscopiques des transitions atomiques selon NIST.

La figure 6, montre l'évolution du profil de l'intensité de la raie d'émission de VI ($\lambda=437.9\text{nm}$) et le temps de vol des trois espèces. Elles suivent les mêmes régimes d'expansion ; régime libre pour les basses pressions, et la combinaison des trois régimes selon la pression appliquée [9].

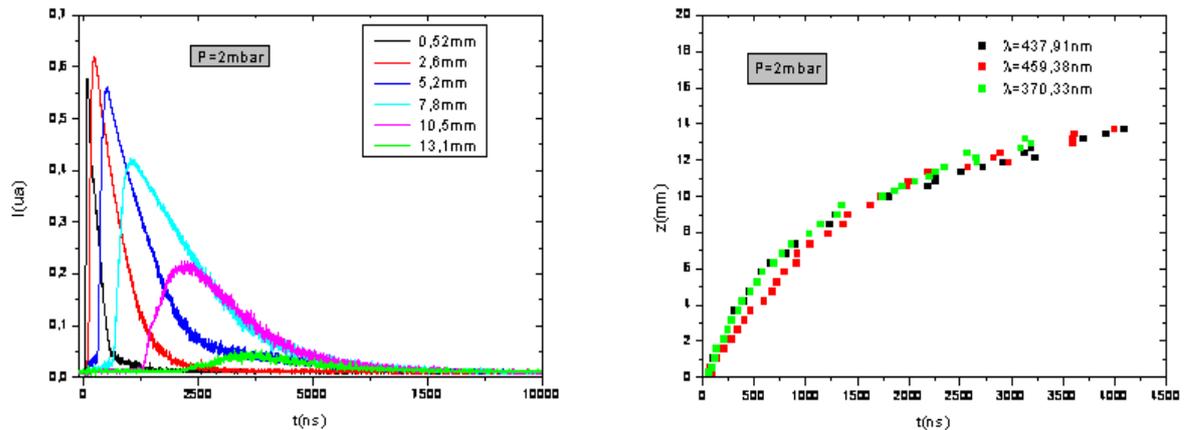


Figure 6: profil de l'intensité de la raie d'émission de VI ($\lambda=437.9\text{nm}$) en fonction de la distance.

Temps de vol des trois transitions de VI.

Détermination de la température d'excitation : les plasmas induits par impulsion laser sont dans la majorité des cas en équilibre thermodynamique local (ETL). La densité électronique satisfait le critère de McWhirter : $n_e \geq 1.6 \times 10^{12} T_e^{1/2} \chi(p, q)^3 \text{ cm}^{-3}$ [10], qui est une condition nécessaire mais pas suffisante. Dans telle condition, les espèces sont décrites par les lois de la mécanique cinétique (loi de maxwell pour les distributions des vitesses, lois de Boltzmann et Saha pour la répartition des espèces en niveaux d'énergie). L'intensité et la largeur de la raie sont reliées à la température et la densité du niveau d'énergie de la transition [11]. Pour la détermination de la température d'excitation à partir des trois transitions choisies nous avons utilisé la méthode du diagramme de Boltzmann défini comme

$$\text{suit : } \ln \left(\frac{I_{(p,q)}^* \lambda_{pq}}{w(p) A(p,q)} \right) = \ln \left(\frac{N}{Z(t)} \right) - \frac{E(p)}{k T_e} \quad (9).$$

La figure 7 montre des exemples des diagrammes de Boltzmann obtenus pour des différentes distances. Le plasma se refroidit durant son expansion à basse pressions (sous vide, 0.01mbar). Pour $P \geq 0.05$ mbar, le profil de la température montre un plateau où les espèces se déplacent avec une température variant lentement. La figure 8 montre la variation spatiale de la température d'excitation et le maximum de l'intensité des trois transitions pour $P=2$ mbar.

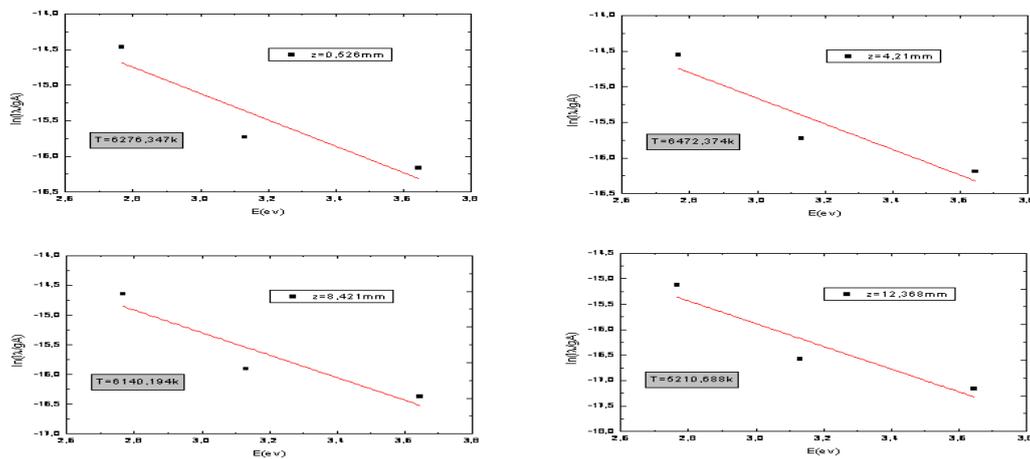


Figure 7: diagrammes de Boltzmann pour différentes distances, $P=2$ mbar.

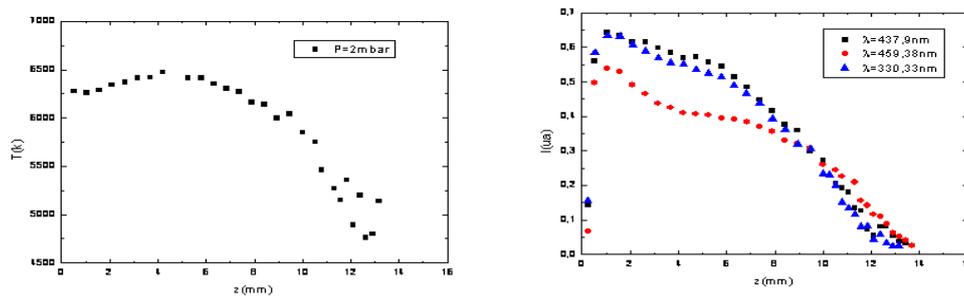


Figure 8: variation spatiale de la température d'excitation et le maximum de l'émission de trois transitions.

Conclusion :

Notre travail rapporte des mesures expérimentales du plasma de pentoxyde de vanadium créée par laser UV (355nm) de durée d'impulsion de 10 ns, sous vide et ambiance réactive d'oxygène. Nous avons fixé la fluence laser à $2.5\text{J}/\text{cm}^2$, et nous avons travaillé dans une large gamme de pression : 0.01, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2 et 5mbar.

Dans la première partie, nous avons rapporté les résultats de l'imagerie rapide, et nous avons montré l'influence de la pression du gaz ambiant sur l'expansion du plasma. Il apparaît que le plasma se détend en expansion libre à basse pression (sous vide, 0.01mbar), alors que pour des pressions élevées, sous l'influence du gaz, l'expansion passe par un régime d'expansion libre sur une distance dépendant de la

pression, puis un régime d'onde de choc s'instaure sur une distance permettant d'égaliser les pressions. Nous avons appliqué les caractéristiques du modèle de l'onde de choc pour déterminer les paramètres déterminant la réactivité (température et dimension de la zone sous choc, le mixage du panache plasma et le gaz ambiant).

Dans la deuxième partie, pour les mêmes conditions expérimentales, nous avons rapporté les résultats de la spectroscopie d'émission. Nous avons montré l'influence du gaz ambiant sur le temps de vol du vanadium neutre, et nous avons déterminé la température d'excitation électronique dans l'hypothèse d'un équilibre LTE. Nous avons également mis en évidence l'effet de confinement sur l'intensité d'émission et la température d'excitation.

Références bibliographiques

- [1] R.K. Thareja*, A. Misra, S.R. Franklin Investigation of laser ablated metal and polymer plasmas in ambient gas using fast photography, *Spectrochimica Acta Part B* 53 (1998) 1919–1930.
- [2] Alessia Sambri, Pulsed laser deposition of complex transition metal oxides: plume expansion and film growth.
- [3] S.I. Anisimov, B.S. Luk'yanchuk, A. Luches, An analytical model for three-dimensional laser plume expansion into vacuum in hydrodynamic regime, *Applied Surface Science* 96-98 (1996) 24-32.
- [4] A.K. Sharma *, R.K. Thareja ; Anisotropic emission in laser-produced aluminum plasma in ambient nitrogen ; *Applied Surface Science* 253 (2007) 3113–3121.
- [5] N. Arnold, J. Gruber, J. Heitz, Spherical expansion of the vapor plume into ambient gas: an analytical model, *Appl. Phys. A* 69 [Suppl.], S87–S93 (1999).
- [6] Ya. B. Zeldovich, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **10**, 542(1940).
- [7] A. Misra, R.K. Thareja, Laser-ablated plasma for deposition of aluminum oxide films, *Applied Surface Science* 143 (1999). 56–66.
- [8] NIST Atomic Spectra Database Lines Data.
- [9] R.K. Thareja a,*, R.K. Dwivedi, K. Ebihara, Interaction of ambient nitrogen gas and laser ablated carbon plume: Formation of CN ; *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 192 (2002) 301–310.
- [10] G. Bekefi, *Principles of Laser Plasmas* (John Wiley and Sons, New York, 1976).
- [11] S. S. HARILAL, C. V. BINDHU, V. P. N. NAMPOORI, and C. P. G. VALLABHAN*, Temporal and Spatial Behavior of Electron Density and Temperature in a Laser -Produced Plasma from YBa₂Cu₃O₇, 1998 Society for Applied Spectroscopy.

TYPES DE LASER UTILISE DANS LES TELECOMMUNICATIONS

Abderrezek CHAKHRIT

Département d'électronique, Université de Batna

a.chakhrit@yahoo.fr

Résumé:

Le travail présenté dans cet article traite les lasers utilisés dans les systèmes de télécommunication optiques modernes. L'étude développée repose sur la présentation des types des lasers à semi conducteurs dont on cherche à connaître les caractéristiques et les capacités permettant une utilisation efficace dans la transmission optique des données. En s'appuyant sur ces composants, une mise en évidence de la modulation est présentée.

Mots-clés: télécommunications, fibres optiques, lasers à semi conducteur, modulation.

1. Introduction

L'invention du laser en 1960 a ouvert une nouvelle voie pour les télécommunications, c'est celle de l'optique, qui offre une capacité de transmission quasi illimitée. Le véritable essor industriel a eu lieu dans les années 1980 et les progrès ne cessent de se poursuivre à l'heure actuelle. L'émission de lumière s'obtient par injection d'électrons et de trous dans une jonction PN. Pour un taux d'injection d'électrons/trous suffisamment élevé, l'inversion de population peut avoir lieu, la jonction PN polarisée en direct présente un gain optique supérieur à un. Si ce milieu est placé dans une cavité optique, il est alors possible d'atteindre l'effet laser.

Un point essentiel est que ces cavités peuvent être directement intégrées au semi-conducteur, ce qui permet d'obtenir des lasers monolithiques de très petite taille.

La diode laser à semi-conducteur est donc un émetteur de lumière très compact avec une émission directionnelle, une grande luminance et une grande pureté spectrale.

2. Système de transmission optique

La Figure 01 schématise un système de transmission optique. Il est décrit comme suit :

La source laser délivre une puissance avec une longueur d'onde donnée. La puissance est ensuite modulée par le modulateur Mach-Zehnder dont le point de fonctionnement est commandé par une source de tension continue V et dont la puissance de modulation est générée par le générateur U. La sortie du modulateur est pré amplifiée puis injectée dans la fibre. On ré amplifie par un amplificateur et la sortie de ce dernier est liée à un détecteur.

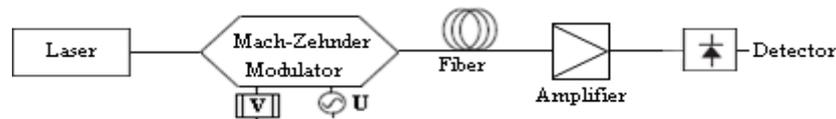


Figure 1: Système de transmission optique.

3. Diode Lasers

Une diode laser produit un rayonnement par émission stimulée comme l'indique son acronyme : *Light Amplifier by Stimulated Emission of Radiation*. Le laser est composé de :

- Le milieu actif, - La pompe : source énergétique qui réalise l'inversion de population, et -La cavité, limitée par deux surfaces, l'une réfléchissante presque à 100%, l'autre à 98% pour laisser sortir le faisceau laser. Cette cavité forme, avec le milieu actif, un amplificateur.

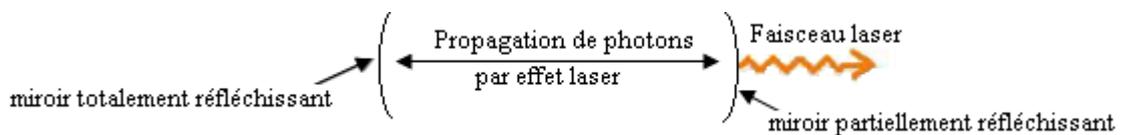


Figure 2 : schémas de principe de laser à semi-conducteur.

En pratique, il s'agit de faire passer un signal lumineux plusieurs fois dans un amplificateur grâce à une boucle de contre-réaction. Le système permettant la circulation est généralement appelé résonateur ou cavité (résonante).

4. Les différentes structures de laser

4.1 LASER à homo jonction

La première génération de LASER a été réalisée à partir d'une homo jonction P-N à base d'AsGa fonctionnant à une longueur d'onde voisine de 0.85µm. Ce type présente des courants de seuil importants ($I > 10A$), ce qui provoque un échauffement important de la jonction et entraîne sa détérioration. Donc, ce laser ne peut pas fonctionner en continu, il est surtout utilisé en régime impulsionnel. Afin d'abaisser la température et d'augmenter sa fiabilité, il est nécessaire de le refroidir. La zone active où se produit le rayonnement optique est limitée par la largeur de la zone de diffusion des porteurs.

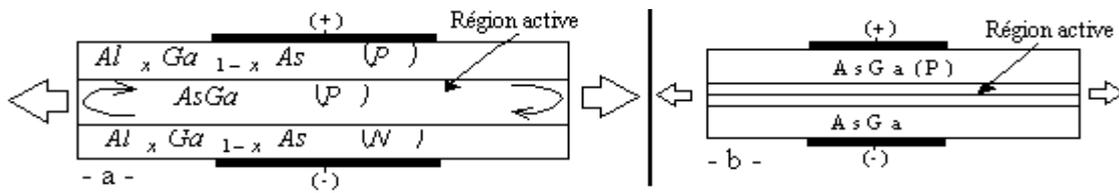


Figure 3 : -a- Laser à double hétéro jonction, - b- Laser à homo jonction P-N.

4.2. LASER à double hétéro jonctions

La deuxième génération est celle à double hétéro jonctions fonctionnant avec des courants de seuils beaucoup plus faibles. Ce type peut être utilisé en régime continu. Une fine couche d'AsGa (P) est mise entre deux couches d' $Al_xGa_{1-x}As$ de type P et de type N de bande interdite plus grande. La zone active se présente sous la forme d'un ruban d'AsGa de type P qui possède un indice de réfraction plus important que l' $Al_xGa_{1-x}As$; cette zone va se comporter comme un guide d'ondes optiques où seul les photons émis longitudinalement sont guidés. Ce type permet le confinement optique de part et d'autre de la jonction, c'est la raison que ce type est appelé LASER à guidage par indice. Afin de faciliter la métallisation et diminuer la résistance de contact, on réalise autour de double hétéro jonction deux couches fortement dopées d'AsGa (N+) et d'AsGa (P+). Cette structure a l'avantage d'abaisser le courant de seuil et de permettre au LASER d'avoir une utilisation en continu à température ambiante.

Ces deux types de Lasers présentent un fonctionnement multi modes longitudinal, cet aspect multimodal est très indésirable dans certains nombres d'applications. Il est nécessaire de trouver une autre structure qui répond à ce problème.

Deux approches possibles relevant de l'Optique Intégrée ont été proposées. Le DFB (Distibuted Feed Back) ou "à résonateur distribué" et le DBR (Distributed Bragg Reflector) ou "à réflecteur de Bragg". Dans les deux cas le résonateur est constitué par un (ou plus) réseau de diffraction obtenu par une modulation périodique de l'épaisseur du guide diélectrique constitué par une double hétérojonction. Ce réseau a un pas égal à un nombre entier de demi-longueurs d'ondes de façon que le rayonnement rétrodiffusé par les motifs élémentaires soit en phase et qu'ainsi l'énergie soit réfléchie efficacement à cette longueur d'onde. Dans la structure DFB, le réseau est intégré à la région active de la diode, dans le DBR, le réseau fait partie d'un guide couplé à celui constitué par la région active. La longueur d'onde d'émission, qui doit correspondre au maximum de la courbe de gain du matériau, est liée au pas du réseau Λ par :

$$\lambda = \frac{2n\Lambda}{K} \quad (1)$$

Actuellement, le LASER qui attire l'attention est VCSEL (Vertical-Cavity Surface Emitting LASER), à cause de : - Réduction du courant de seuil jusqu'au environ 10µA due à la diminution du volume actif, - Faible coût grâce à la densité élevée de composants par cm² de substrat, à l'utilisation aisée du rayonnement émit et à la simplification des tests.

- Organisation possible en matrices à deux dimensions et éventuellement adressables.

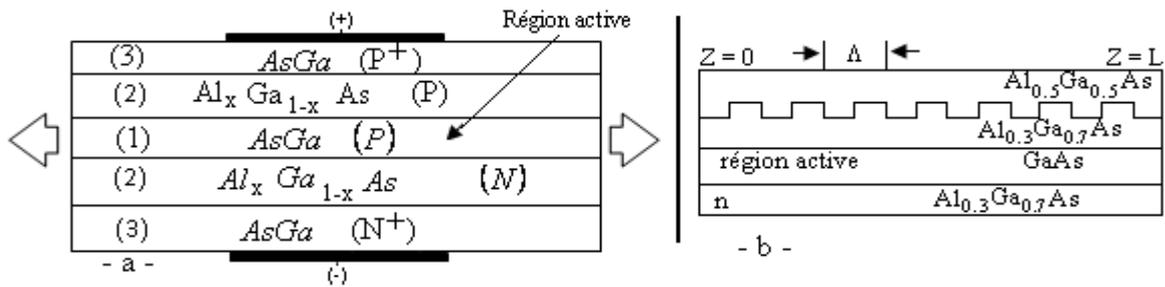


Figure 4: - a- Laser à double hétéro jonctions fonctionnant à 0.85 µm : (1) Bande active, (2) Bande de confinement, (3) Couche pour la métallisation, -b- Structure d'un DFB.

5. Le principe du modulateur Mach-Zehnder

Dans les systèmes actuels de communication optique haut débit, la modulation d'amplitude est la plus utilisée. On utilise pour cela le modulateur Mach-Zehnder, dans lequel il est possible de commander la différence de phase entre les deux bras. Le modulateur MZ est un interféromètre constitué par deux bras. La lumière est couplée dans les deux bras et l'indice de réfraction du matériau électro-optique est modifié par l'application d'une tension, entraînant un déphasage entre les deux faisceaux. Suivant leur différence de phase relative, les deux faisceaux interfèrent de manière constructive (toute la puissance est disponible en sortie) ou destructive (aucune lumière n'est injectée en sortie). Entre ces deux extrêmes, tous les états sont possibles et la modulation de la lumière reproduit celle de la tension.

La fonction de transfert du modulateur MZ est donnée par :

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{2} \cos^2\left(\frac{\pi V}{2U}\right) \quad (2)$$

La tension U qui produit le déphasage entre les bras de l'interféromètre est donnée par :

$$U = \frac{\lambda}{\beta n^3} \frac{d}{aL} \quad (3)$$

λ est la longueur d'onde d'utilisation, L est la longueur d'interaction EO, d est la distance inter électrode, β est le coefficient EO, n est l'indice de réfraction du milieu. Le terme α (<1) est un paramètre pour tenir compte le fait que le champ électrique est inhomogène et que l'onde optique est guidée dans un mode de propagation unique.

Le point de fonctionnement M, obtenu pour une tension de polarisation $U/2$, est situé au milieu de la zone linéaire. Ce point, appelé point de quadrature, correspond à 50% de transmission. C'est en ce point que l'amplitude de modulation est la plus importante.

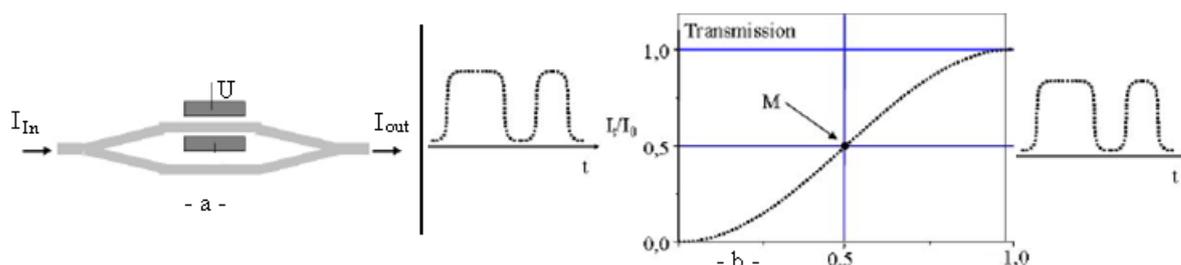


Figure 5 : - a - Le modulateur Mach-Zehnder, - b - Fonction de transfert d'un modulateur MZ.

Conclusion

Mon but était l'étude du laser à semi-conducteur ainsi que le modulateur Mach-Zehnder, en vue d'une meilleure compréhension des composants nécessaire pour la télécommunication à fibre optique, ce qui permet de localiser les différents besoins dans ce domaine. En effet, le choix des sources s'est porté sur les émetteurs à semi-conducteur pour leurs petites dimensions, la facilité à moduler directement la lumière émise, de leur spectre optique étroit et leur faible consommation énergétique. Ainsi le laser à semi-conducteur est la source la mieux adaptée pour les télécommunications optique.

Références

- [1] Sydlo C. et al. ; *Reliability investigation on LTG-GaAs photomixers for THz generation based on optical heterodyning*, Micro electronics Reliability. 2005: volume (45), p. 1600-1604.
- [2] Guely J.P 2001, *Les composants optoélectroniques*, Hermès,
- [3] Brahim Houda. 2010, *Etude en bruit de systèmes optiques hyperfréquences Modélisation, caractérisation et application à la métrologie en bruit de phase et à la génération de fréquence*, doctorat, université de Toulouse,
- [4] Merrer p.H., Bouchier A., Brahim H., Llopis.O et Cibiel.G. ; "*High-Q optical resonators for laser stabilization in microwave photonic oscillators*"; Conférence on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), Munich (Allemagne), Juin 2011 : 1p.
- [5] Musha M et al.; *A highly stable mm-wave synthesizer realized by mixing two lasers locked to an optical comb generator*; revue Optics Communications. 2004: vol. 240, p. 201-208.

IMAGERIE LASER PAR FILTRAGE DIRECTIONNEL A TRAVERS UN MILIEU DIFFUSANT

¹S.Cherif, ²A.Medjahed, ³A.Bencheikh, ⁴A.Manallah, ⁵M.Bouafia

^{1, 2, 3, 4, 5} *Département d'Optique et Mécanique de précision, Laboratoire d'Optique Appliquée.
Université Ferhat Abbas de Sétif*

E-mail : sh_cherif@yahoo.fr

Résumé:

L'imagerie à travers les milieux diffusants par des techniques optiques suscite un grand intérêt depuis quelques années. Notre travail constitue une approche exploratoire de l'imagerie à travers des milieux diffusants. Pour pouvoir détecter et observer un objet dans un milieu diffusant, il faut se rappeler les caractéristiques des photons qui ont traversé le milieu. Une méthode de détection possible consiste à filtrer les photons qui portent des informations. Ces photons sont les photons balistiques et serpentiles [1,2]. Or ceux-ci se propagent quasiment dans la même direction que le faisceau incident, tandis que les photons diffusés se propagent dans toutes les directions. Dès lors, une technique consiste à placer un diaphragme sur la trajectoire de ces photons. Ce diaphragme arrête ainsi les photons diffusés responsables du brouillage de l'image. Après cette expérience on a envisagé la possibilité de réduire le pouvoir diffusant du milieu afin de mieux voir les images. L'idée nous est venue de tester le miel d'abeilles.

Mots-clés: Imagerie Laser, Milieux diffusants, Filtrage directionnel, Photons balistiques, Photons serpentiles, Photons diffusés, miel.

1. Introduction

La propagation des ondes dans les milieux diffusants pose des problèmes fondamentaux qui sont communs à plusieurs communautés de chercheurs : les opticiens, les sismologues, les médecins,... etc. Nous traiterons une approche optique utilisant le laser pour sa propriété de cohérence. Le montage réalisé est un montage 4F réalisant la transformée de Fourier rapide de l'objet dans le plan focal d'une lentille. Cela crée un filtrage spatial des hautes fréquences, c'est-à-dire les détails de l'objet. Dès lors, un problème de netteté de l'image pourrait survenir lors des observations. Mais cela arrête aussi les photons diffusés au profit des photons balistiques. [3]

2. Présentation du montage

Voici le montage de notre expérience :

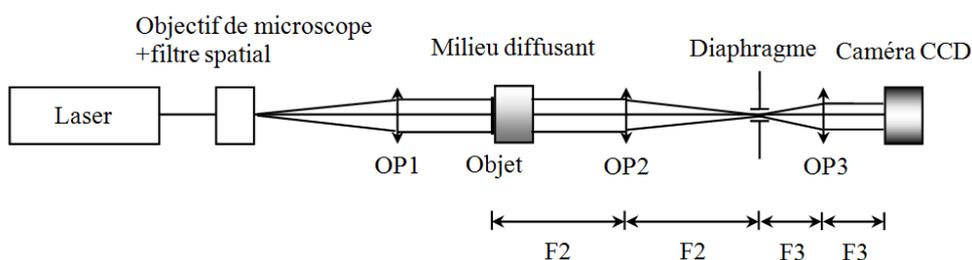
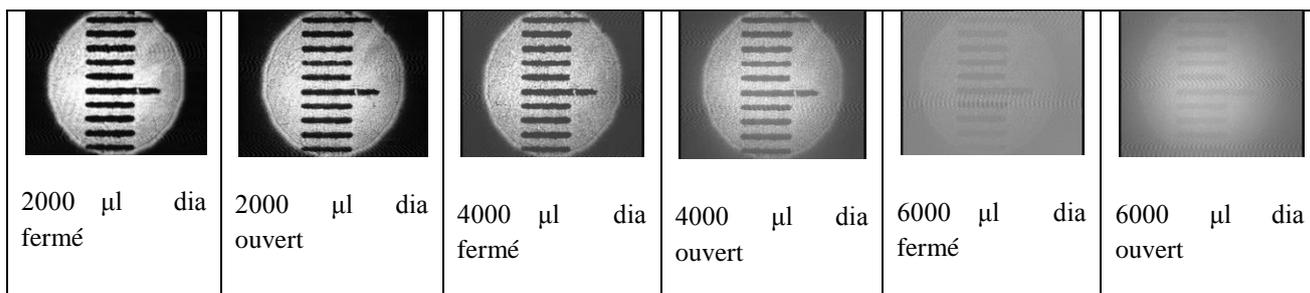


Figure 1: Schéma du montage 4F

L'objet que nous voulons détecter est une lame collée sur une des parois du récipient contenant le milieu diffusant. Un diaphragme réglable est placé dans le plan focal de l'objectif OP2. En faisant varier la taille de cette ouverture, nous pouvons changer le nombre de photons diffusés traversant le diaphragme et donc aussi le nombre de photons diffusés arrivant avec les photons balistiques sur la caméra CCD [3,4]. Nous avons réalisé l'expérience avec une cuvette d'épaisseur 10mm en augmentant les doses de lait, et en prenant une image soit avec le diaphragme ouvert ($D=30\text{mm}$) soit fermé ($D=1\text{mm}$).

2. 1. Mesures et résultats

Voici quelques images obtenues pour quelques doses :



2. 2. Interprétation des résultats

Pour les petites doses, le nombre de photons diffusés est faible, donc on ne voit pas de grande différence entre les images.

Pour de grandes doses, le nombre de photons diffusés augmente et les photons balistiques diminuent, donc pour le diaphragme fermé on laisse passer presque seulement les photons balistiques qui portent des informations sur le milieu, par contre pour le diaphragme ouvert on laisse aussi passer les photons diffusés qui brouillent l'image.

* Après avoir terminé l'expérience, on a envisagé la possibilité de réduire le pouvoir diffusant du milieu afin de mieux voir les images. L'idée nous est venue de tester le miel d'abeilles.

3. Réalisation de l'expérience en ajoutant le miel

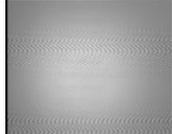
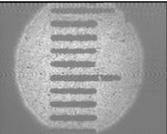
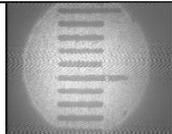
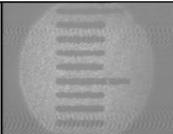
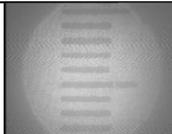
Après la disparition complète de l'image, on a rajouté le miel avec un pas de 600 µl; on a réalisé cette expérience avec deux miels différents :

- **Type A** : Le miel est frais dont la couleur est brun clair;
- **Type B** : Le miel est âgé (ancien) dont la couleur tend vers le noir et de goût légèrement acide.

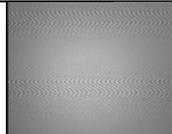
3. 1. Mesures et résultats

Voici quelques images obtenues pour quelques doses :

Miel type A:

					
600 µl dia fermé	600 µl dia ouvert	1800 µl dia fermé	1800 µl dia ouvert	2400 µl dia fermé	2400 µl dia ouvert
					
6000 µl dia fermé	6000 µl dia ouvert	6600 µl dia fermé	6600 µl dia ouvert	7800 µl dia fermé	7800 µl dia ouvert

Miel type B:

					
600 µl dia fermé	600 µl dia ouvert	1800 µl dia fermé	1800 µl dia ouvert	3600 µl dia fermé	3600 µl dia ouvert

3. 2. Interprétation des résultats [3,5]

Pour obtenir des résultats précis, on a décidé de tracer les courbes représentant la variation du contraste des images dans les trois situations (le lait, en ajoutant le miel A, et le miel B).

Pour calculer le contraste, on a pris une même partie de chaque image et on a tracé le profil des images à l'aide d'un logiciel de traitement d'image, puis on a calculé le contraste :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1)$$

Voici les courbes représentant la variation du contraste des images :

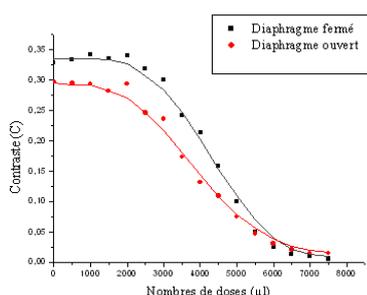


Figure 2: Variation du contraste en fonction de la concentration du lait

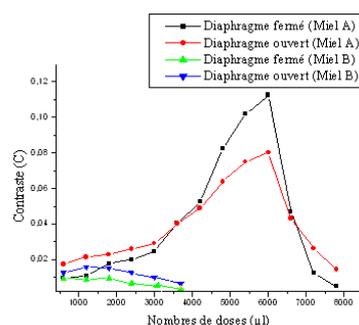


Figure 3: Variation du contraste en fonction de la concentration du miel

On remarque d'après les courbes représentées sur la figure 3, que le contraste augmente à l'ajout du miel A puis diminue, par contre pour le miel B le contraste reste presque stable, et sa valeur est très petite, cela veut dire qu'il n'y a pas une apparition palpable de l'image.

En faisant une comparaison entre les courbes de la figure 2 et de la figure 3, on peut tirer la valeur de la dose de lait correspondant à la valeur maximale du contraste de l'image obtenu par le miel A, on a trouvé la valeur $x = 4905 \mu\text{l} \approx 5000 \mu\text{l}$.

On peut expliquer l'allure des courbes obtenues à l'ajout du miel par la suite :

Après avoir terminé les expériences (l'ajout du miel), on a mis la cuvette de côté, on a remarqué après quelques minutes (~1h) que :

- La cuvette contenant le miel A : il y a eu une sédimentation du mélange et le liquide surnageant était jaunâtre, et le sédiment avait une apparence cristallisée.
- La cuvette contenant le miel B : contrairement au miel A il n'y a pas eu de sédimentation, le lait s'est coagulé après une longue durée.

❖ L'explication de ces résultats est :

Le miel A : le miel contient un élément qui joue le rôle de colle en joignant les molécules de lait entre elles (protéines), cet élément est très probablement une enzyme. Ainsi, plus la quantité de miel augmente dans le lait plus les molécules de lait se collent entre elles et leur volume augmente; les vides entre ces molécules augmentent eux aussi, ce qui permet le passage d'une plus grande quantité de lumière. Ainsi on peut expliquer l'allure de la courbe de la figure 3 en utilisant la théorie de "Mie" : plus la taille des molécules est grande par rapport à la longueur d'onde plus la quantité de lumière passant vers l'avant est grande par rapport à la quantité revenant en arrière, et l'angle de diffusion diminue avec l'augmentation du volume de la particule; donc le nombre de photons balistiques augmente ce qui améliore l'image obtenue. La disparition de l'image de nouveau est due à l'augmentation plus importante du volume des molécules, ce qui rend plus difficile le passage de la lumière.

Le miel B : plus le miel est ancien, plus les enzymes sont détruites et plus les glucides qu'il contient sont transformés en acide, ainsi le lait ne se polymérise pas (les molécules ne se collent pas les unes aux autres), mais il se coagule du fait de la présence d'acide dans le miel, cependant cela arrive très tardivement; c'est pour cela que l'image ne se modifie pas.

4. Conclusion

* La technique de l'imagerie optique par filtrage directionnel nous permet d'améliorer l'image d'un objet détecté à travers un milieu diffusant, elle consiste à filtrer les photons portants des informations sur l'objet.

* On peut tester si le miel est frais ou vieux, et si c'est du miel d'abeilles ou pas car l'adjonction de miel industriel ne provoque ni la sédimentation ni la coagulation du lait.

* On peut également déduire la possibilité que le miel contient un agent qui pourrait résoudre beaucoup de problèmes, et dont l'ajout à certains milieux permettrait de voir certains objets difficiles ou impossible à voir à l'aide des techniques classiques.

Références

[1] Juliette Selb, Benoit Forget, Claude Boccara «*Imager dans la profondeur des tissus : lorsque l'acoustique se marie avec l'optique*» CNRS (Images de la physique) P152-158, (2005).

- [2] R. Elaloufi, R. Carminati and J.-J. Greffet, “*Diffusive-to-ballistic transition in dynamic light transmission through thin scattering slabs: A radiative transfer approach*”, J. Opt. Soc. Am. A 21, 1430–1437 (2004).
- [3] M. Max Lesaffre «*Imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais par détection photoréfractive*» Thèse de doctorat -spécialité Optique physique expérimentale- Université Pierre et Marie Curie, (2009).
- [4] G. Indebetouw, “*Distortion-free imaging through inhomogeneities by selective spatial filtering,*” Appl. Opt. 29 (35), pp. 5262–5267, 1990.
- [5] Nicola Bradbear «*Le rôle des abeilles dans le développement rural*». Organisation des Nations Unies pour l’Alimentation et l’Agriculture. Rome, 2010.

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN BANC DE TRANSMISSION DE SIGNAUX AUDIO SUR FIBRE MULTIMODE

Hichem CHETTAT*, Nouredine AZZOUZ, Hamza LOUZRI, Amina ABADA et Lotfy Mokhtar
SIMOHAMED

Laboratoire des Systèmes Électroniques et Optroniques, École Militaire Polytechnique,

BP 17-C, Bordj El-Bahri, Alger 16111.

**hichemchettat@yahoo.fr*

Résumé:

Dans cet article, nous présentons les principaux résultats obtenus lors des simulations et des mesures effectuées sur un lien de transport de signaux audio par fibres multimodes. Les résultats des simulations effectuées ont permis d'extraire les caractéristiques statiques et dynamiques des composants du lien ainsi que leur limite en performances. Le but de ces caractérisations était d'assembler les composants et de simuler une chaîne de transmission optique analogique. Pour ce faire, nous avons eu recours au simulateur ADS d'Agilent pour acquérir le signal audio en bande de base dans le simulateur optique Optisystem d'Optiwave.

Dans une deuxième étape, nous avons procédé à la réalisation des modules d'émission et de réception ainsi qu'à l'assemblage du dispositif expérimental. Les mesures effectuées sur les éléments du lien ont permis en premier lieu de caractériser les composants et de vérifier qu'ils sont bien adaptés à notre application. Le banc complet ainsi testé permet d'envisager des applications didactiques multiples, comme la mesure de bandes passantes, la démonstration des possibilités de la modulation directe de sources laser et sa compatibilité avec des signaux en bande de base.

Mots-clés: Diode laser, modulation directe, fibre multimode, bande de base sur fibre, photodiode PIN, amplificateur transimpédance.

1. Introduction

En raison de ses propriétés très avantageuses par rapport aux câbles coaxiaux, à savoir une large bande passante et une atténuation relativement très faible [1], la fibre optique est souvent recommandée comme le meilleur support filaire à employer dans les réseaux de transport des signaux de télécommunication. Dans de tels systèmes, et selon la gamme de fréquences du signal transporté par

fibre, trois options de transmission existent : (i) en bande de base (BB), (ii) en bande de fréquences intermédiaires (FI) et en bande radio fréquences (RF) [2]. La Figure 1 illustre ces trois architectures dont les choix dépendent des applications envisagées.

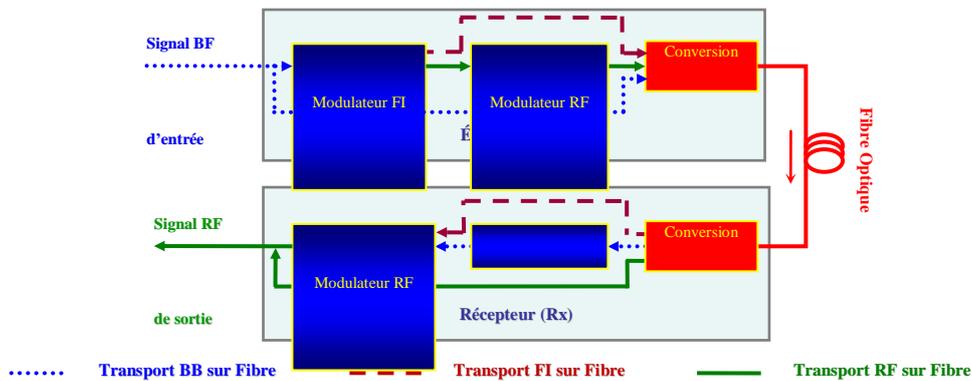


Figure 1: Schémas de transport des signaux de télécommunications par fibres optiques.

Le choix de la technique de modulation optique à employer dépend également de la gamme de fréquences du signal électrique modulant. Ainsi, pour les schémas de transport BB et FI sur fibre, caractérisés par des faibles bandes passantes, la technique de modulation directe par diodes laser est largement suffisante [3]. Toutefois, pour les systèmes de transport RF sur fibre, opérant à des fréquences supérieures à 10 GHz, en raison du phénomène du chirp, cette technique est inadapté [4]. Dans ce cas, l'utilisation de la technique de modulation externe est nécessaire pour permettre le transport de signaux radiofréquences par voie optique [5]. La Figure 2 illustre les schémas synoptiques de ces deux méthodes qui sont employées pour moduler l'intensité optique des sources laser.

Le choix du type de fibre à utiliser se fait en fonction de la largeur de bande des signaux à transmettre et des distances de transmission envisagées. En raison de l'impact de sa dispersion modale, la fibre multimode dédiée aux réseaux locaux, présente une bande passante relativement plus faible par rapport aux fibres monomodes [6]. En conséquence, la fibre multimode est largement suffisante pour les applications de transport et BB et FI sur fibre. Cependant, la distribution des signaux RF nécessite l'utilisation de fibres monomodes présentant une bande passante plus large et permettant des distances de transmission plus longues.

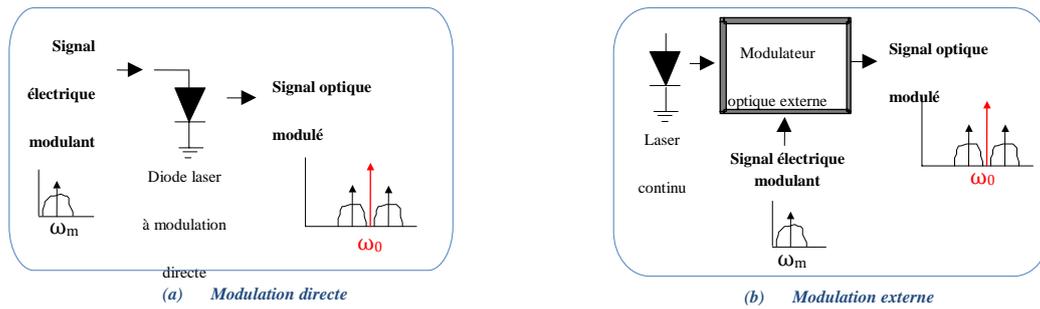


Figure 2: Techniques de modulation de l'intensité des sources optiques.

Selon les critères définis plus haut et dans le but de réaliser un lien de transmission optique, capable de transporter un signal audio en bande de base, à travers une fibre d'une longueur supérieure à deux kilomètres, nous avons retenu l'architecture de transport en bande de base sur fibres multimodes et la technique de modulation directe. Sachant que lors des installations des liaisons optiques analogiques, les sources lasers de type VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) combinées avec la fibre optique multimode peuvent présenter un bon compromis coût-performances [7]. Nous avons donc opté pour ce type de sources pour réaliser la fonction de modulation optique directe.

Le schéma synoptique du lien complet est représenté sur la Figure 3. Le dispositif regroupe trois parties distinctes : l'émetteur, la fibre optique et le récepteur. L'émetteur est constitué d'une source audio, d'un circuit de conditionnement du signal audio avant son injection dans le port de modulation du driver de diodes laser (modèle 505B de Newport) et d'une diode laser de type VCSEL (LT021MD de Sharp). Le récepteur comporte une photodiode PIN (OSD15-5T de Centronic), un amplificateur transimpédance (TZ) permettant la conversion du courant photodétekté en tension de sortie avec un gain très important et enfin, un amplificateur audio ajustable pour assurer une écoute confortable à travers les haut-parleurs.

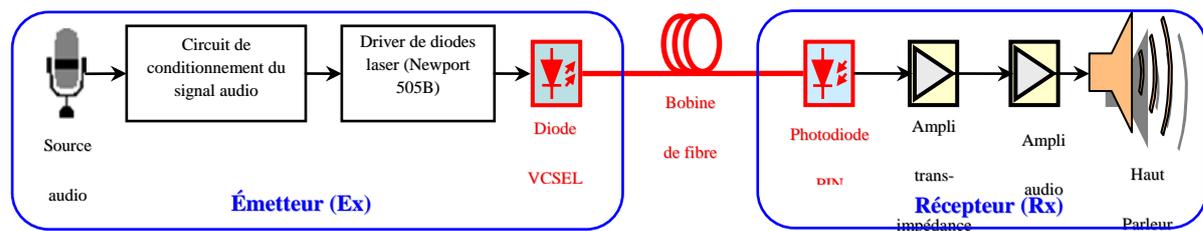


Figure 3: Architecture du système de transport audio sur fibre multimode.

La première partie de cet article porte sur une étude de faisabilité à travers des simulations qui ont été effectuées par l'ensemble des éléments du lien optique. La deuxième partie concerne les résultats expérimentaux obtenus après la réalisation et la caractérisation du lien. À la fin de l'article, une conclusion résume les principaux résultats obtenus, des perspectives sont également fournies.

2. Simulation du lien

Afin de simuler le lien optique, nous avons opté pour le logiciel *Optisystem*. Cet outil permet la simulation des systèmes de communications optiques à travers sa bibliothèque riche en composants photoniques et ses divers outils d'analyse des performances [8]. Dans le but de combler le manque d'*Optisystem* concernant la génération des signaux électriques, nous avons employé le logiciel *ADS* d'*Agilent* [9] pour charger le signal audio en bande de base dans la chaîne de simulation du lien optique.

2. 1. Description générale

Le schéma de la chaîne de simulation sous *Optisystem* est représenté sur la Figure 4. Avant d'injecter le signal audio dans le laser, il faut lui appliquer une atténuation de 50 dB pour éviter les non-linéarités du laser ainsi que la saturation de la photodiode PIN. Afin de compenser les pertes de propagation dans la fibre et les pertes de conversions optique/électrique et électrique/ optique, l'ajout d'un amplificateur transimpédance (TZ) en sortie de la photodiode est indispensable. Le gain de conversion courant-tension de cet amplificateur est de 27 dB.

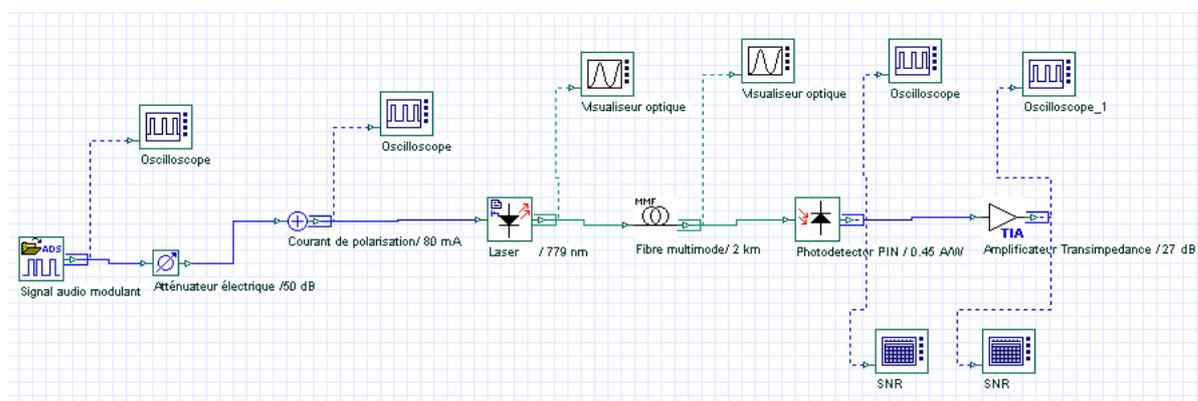


Figure 4: Schéma de simulation du lien audio sur fibre.

2. 2. Paramètres des modèles de simulation

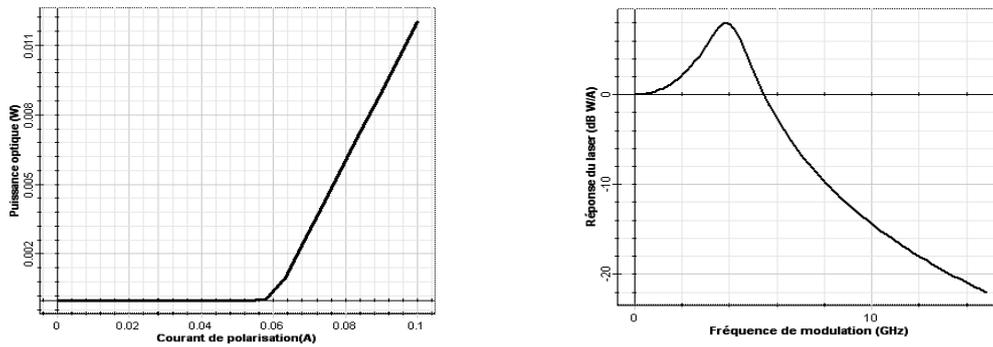
La simulation d'une liaison optique est en effet la résolution des équations représentant les modèles mathématiques de ses composants optoélectroniques et optiques. Dans ce contexte, la description de ces modèles est indispensable, afin de comprendre les différents paramètres de chaque modèle et les différentes caractéristiques de chaque composant [8]. Le Tableau 1 récapitule les paramètres de l'ensemble des modèles utilisés en simulations.

Tableau 1: Paramètres des modèles employés dans la simulation.

Composant	Paramètres du modèle	Description, unité	Valeur numérique
VCSEL	λ	Longueur d'onde du VCSEL, nm	890
	I_{th}	Courant de seuil, mA	60
	η	Rendement puissance/courant, mW/mA	0.3
	B	Bande passante à -3 dB, GHz	6
	RIN	Densité spectrale de puissance du bruit d'intensité relatif, dB/Hz	-130
Fibre multimode	L	La longueur de fibre, km	2
	α	Atténuation dans la fibre, dB/km	2.8
	B_M	La bande passante modale, MHz.km	200
Photodiode PIN	S	Sensibilité de la photodiode, mA/mW	0.45
	I_{obs}	Courant d'obscurité, nA	10
Amplificateur TZ	G	Gain, Ohm	600
	F	Facteur de bruit, dB	6

2. 3. Résultats des simulations

Avant de simuler le lien complet, les caractéristiques des différents éléments sont calculées en premier lieu. La détermination des différentes caractéristiques des composants permettra de repérer les configurations optimales des composants et de vérifier que ces composants sont bien adaptés à l'application envisagée. D'après la réponse statique simulée du VCSEL (Figure 5-a), le courant de seuil est de 60 mA et la pente effective $\Delta P/\Delta I$ est de 0.3 mW/mA. Ces valeurs sont les mêmes que celles fournies par le constructeur du VCSEL LT021MD. De plus, il s'avère qu'un courant de polarisation de 80 mA constitue un point de polarisation optimal pour le VCSEL. À partir de la réponse dynamique simulée (Figure 5-b), la fréquence de résonance est de 4 GHz et la fréquence de coupure à - 3 dB est de 6 GHz. Ce qui permet de conclure que la bande passante du VCSEL est largement suffisante pour notre application.

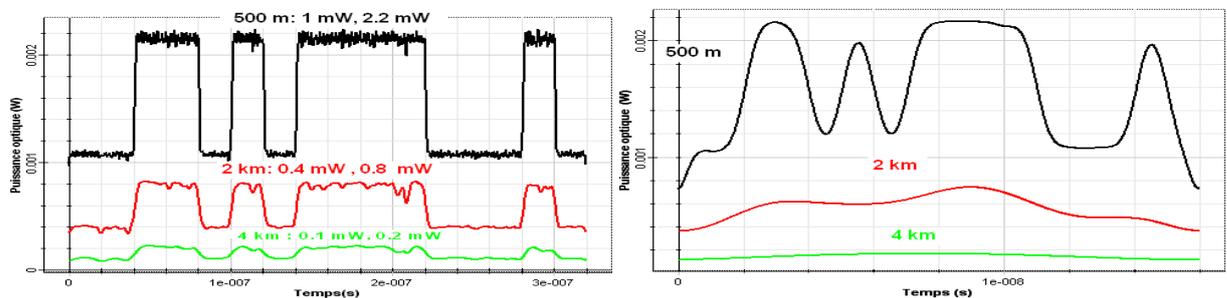


(a) Réponse statique

(b) Réponse dynamique

Figure 5: Résultats de simulation des réponses statique et dynamique du VCSEL.

Dans un second lieu et afin d'étudier le comportement dynamique de la fibre multimode, dont la largeur de bande modale est de 200 MHz·km, nous avons effectué une série de simulations pour deux débits de transmission (50 Mb/s et 1 Gb/s) et trois longueurs de fibre : 500 m, 2 km et 4 km. La Figure 6-a montre une atténuation proportionnelle à la longueur de la fibre. Pour une portée de 4 km, le signal reçu est sévèrement atténué, contrairement aux longueurs de fibre : 500 m et 2 km. Dans ces deux derniers cas, le débit de 50 Mb/s est assez faible pour que l'effet de la dispersion ne soit pas visible. Pour mettre cet effet en évidence, nous avons augmenté le débit à 1 Gb/s (Figure 6-b). La bande passante de la fibre est limitée par l'atténuation et la dispersion qu'elle introduit. Si pour des faibles débits, la dispersion est négligeable, car elle n'affecte en rien les performances du système, pour les débits élevés, elle doit être prise en compte, en plus de l'atténuation.



(a) Puissance optique en aval de la fibre à 50 Mb/s

(b) Puissance optique en aval de la fibre à 1 Gb/s

Figure 6: Limitation en distance de transmission et en bande passante sous l'effet de la dispersion modale de la fibre.

Les résultats de simulation du lien audio sur fibre complet sont présentés dans la Figure 7. En comparant le signal à l'entrée du laser (Figure 7-a) avec le signal photodéfecté (Figure 7-b), nous remarquons une forte atténuation : pour une valeur du courant de polarisation du VCSEL de 80 mA, le courant photodéfecté est de 0.74 mA. Une amplification électrique est alors indispensable. Pour ce faire, un amplificateur transimpédance de 27 dB a été ajouté en sortie de la photodiode. Le résultat de l'amplification est donné dans la Figure 7-c. L'estimation du rapport signal sur bruit après amplification donne 64 dB, valeur qui indique des bonnes performances du système de transport par fibre, et par conséquent une bonne qualité du signal reçu.

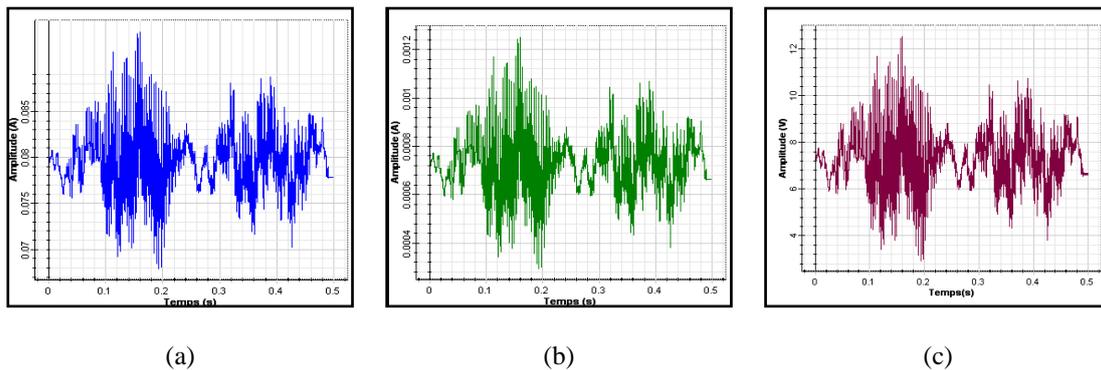


Figure 7: Forme d'onde du signal audio : (a) courant injecté dans le laser, (b) courant photodéfecté et (c) signal audio amplifié par le TIA.

3. Réalisation et caractérisation expérimentale

Après l'étude de faisabilité du lien optique effectuée sous *Optisystem* vient l'étape de réalisation du banc expérimental. Les moyens utilisés consistent principalement en un driver de diodes laser (Modèle 505B de *Newport*), une diode laser (référence LT021MD de *Sharp*), une bobine de fibre optique multimode à saut d'indice de *Corning* (longueur de fibre de 2 km), une photodiode OSD15-5T de *Centronic* sans dispositifs électroniques de réception.

3. 1. Dispositif expérimental

La Figure 8 représente le dispositif expérimental que nous avons mis en place. Afin de concrétiser ce dispositif, quatre étapes ont été nécessaires :

- 1) Proposition et réalisation d'un circuit électronique pour le conditionnement et l'adaptation du signal audio avec le port de modulation à l'entrée du driver;
- 2) Mise en oeuvre de deux dispositifs d'injection optique à l'émission et à la réception (support d'injection et lentille convergente);
- 3) Réalisation d'un amplificateur Transimpédance pour amplifier le courant photodéecté qui est généralement de l'ordre de quelques microampères.
- 4) Réalisation d'un amplificateur audio ajustable pour assurer une écoute confortable à travers les haut-parleurs.

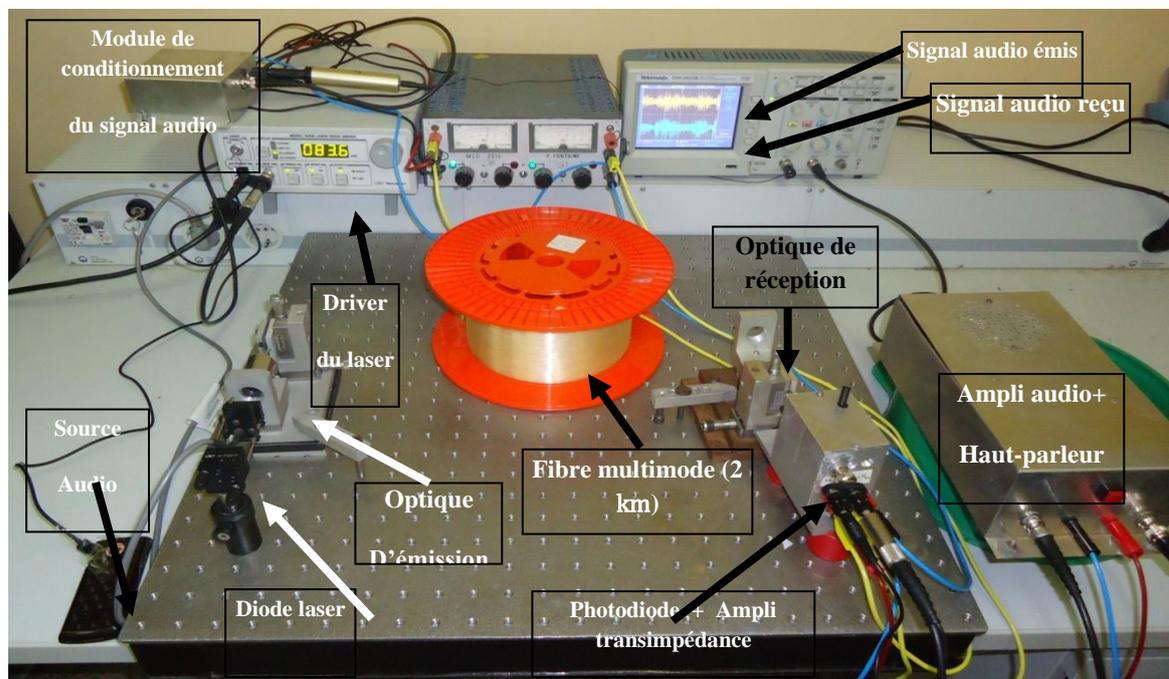


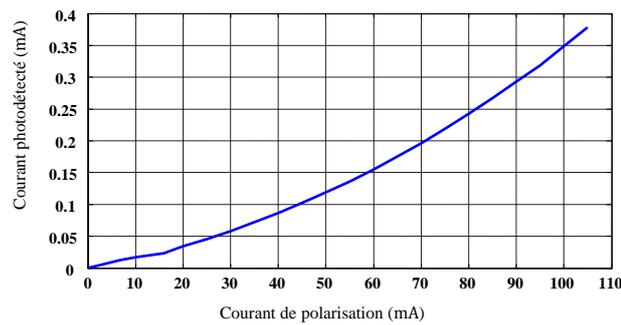
Figure 8: Dispositif de transmission audio sur fibre multimode.

3. 2. Résultats expérimentaux

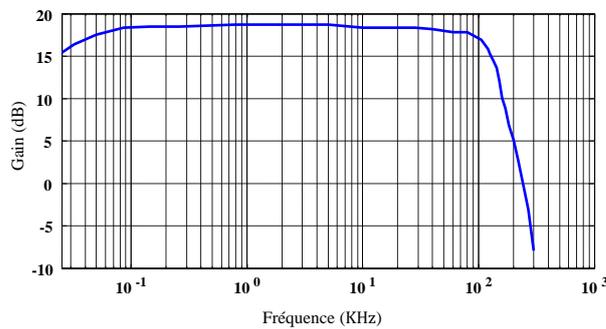
Les mesures qui ont été effectuées en premier lieu sur le lien optique, ont permis d'extraire ces caractéristiques statique et dynamique. Nous avons procédé par la suite à la transmission d'un signal audio en bande de base. Les mesures effectuées en entrée et en sortie du lien, ont permis de comparer les formes d'onde des deux signaux respectifs.

3. 2. 1. Analyses statique et dynamique du lien optique

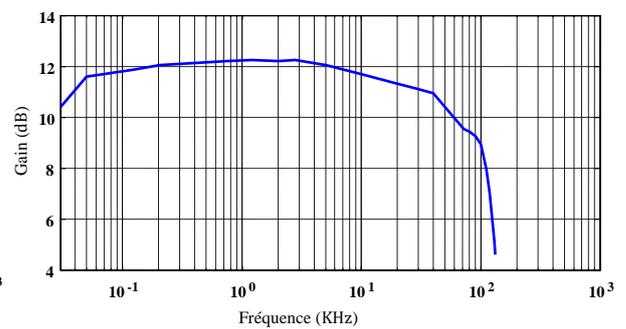
La caractéristique statique du lien optique nous permet d'évaluer le bilan global de la liaison en régime statique. Sachant que la pente effective du laser et la sensibilité de la photodiode sont toujours inférieures à l'unité, et en prenant en considération les pertes de la fibre, le gain statique est lui aussi toujours inférieur à l'unité. D'après la caractéristique mesurée et représentée sur la Figure 9-a, l'évolution du gain statique suit celle de la caractéristique puissance optique-courant du laser, la notion de gain statique n'existe pas si le laser n'émet pas de la lumière.



(a) Réponse statique du lien optique (avec fibre)



(b) Réponse dynamique du lien optique (sans fibre)



(c) Réponse dynamique du lien optique (avec fibre)

Figure 9: Caractéristiques statique et dynamique du lien optique.

L'analyse dynamique du lien optique nous permet de déterminer sa bande passante, qui est une caractéristique importante lors de la conception de tout système de transmission. En premier lieu nous procédons à la détermination de la caractéristique dynamique du lien sans fibre, ce qui revient à la détermination de la réponse fréquentielle conjointe de l'émetteur et du récepteur avec toute l'électronique d'émission et de réception. La Figure 9-b permet d'observer l'évolution de la réponse fréquentielle du lien sans fibre optique. Le lien se comporte comme un filtre passe bas. Il présente une

bande passante d'environ 150 KHz, largement suffisante pour notre application qui nécessite une bande de 20 KHz au maximum (4 KHz pour la parole et 20 KHz pour l'audio).

La deuxième étape de la caractérisation dynamique, a été effectuée en incluant une bobine de fibre multimode de *Corning* d'une longueur de 2.280 km. Cette mesure nous a permis de dégager une idée sur l'effet de la fibre multimode sur la bande passante du système. La Figure 9-c illustre la dégradation de la transmission causée par l'atténuation et la dispersion apportées par la fibre. Le système permet une transmission sur 2.280 km de la lumière du laser modulée avec une fréquence de modulation maximale de 100 kHz. Au-delà de cette fréquence, le signal est fortement atténué et déformé, la transmission devient donc impossible.

3. 2. 2. Modulation directe du laser par un signal audio

La figure 10 montre les représentations temporelles des signaux transmis et reçu. Nous constatons que le signal audio de sortie a conservé sa forme originale. Selon les niveaux d'entrée et de sortie et grâce aux divers amplificateurs électriques (TZ et audio), le lien optique complet présente un gain largement suffisant pour compenser les pertes de propagation dans la fibre et les pertes de conversions électrique/optique et optique/électrique.

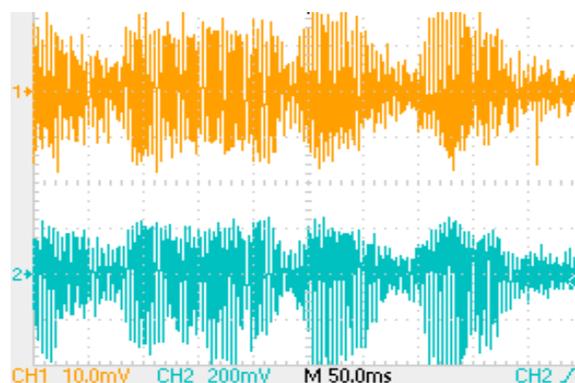


Figure 10: Transmission audio sur fibre (1 : Signal audio émis, 2 : Signal audio reçu).

4. Conclusion et perspectives

Un banc de transmission optique dédiée au transport de signaux audio par fibre multimode a été réalisé. Des simulations ont été effectuées en premier lieu sous *OptiSystem*. Les résultats obtenus ont permis d'étudier le comportement des différents composants du lien ainsi que leurs limites en performances.

Dans une seconde étape, nous avons procédé à la réalisation des modules d'émission et de réception ainsi qu'à l'assemblage du dispositif expérimental et l'injection du signal audio dans le lien. Les mesures effectuées ont permis de vérifier que la bande passante et le gain du lien sont largement suffisants pour notre application. Les tests d'écoute ont montré une bonne qualité du signal reçu.

Comme perspectives pour ce travail, il est possible de substituer le driver 500B du laser par un autre driver plus performant. Ce qui permettra de dépasser la limitation actuelle en bande passante du lien qui est de 500 KHz. Une fois cet objectif atteint, l'exploration d'autres applications telles que la vidéotransmission optique ou la radio sur fibre peut être envisagée. Il serait également intéressant d'adapter ce dispositif à des fins didactiques, en particulier pour l'enseignement des techniques de modulation optiques.

5. Références bibliographiques

- [1] Joindot M. et (I.); *Fibres optiques pour Télécommunications*, Techniques de l'Ingénieur, Traité Électronique. 1999: (E 7 110), pp. 1–15.
- [2] Chettat H., Simohamed L. M., Bouslimani Y. et Hamam H.; *RoF networks: a comprehensive study*. Proceedings of the ISWPC 2008, Santorini, Greece, pp. 495–498.
- [3] Chazelas J., Cabon B., et DOLFI D.; *Optoélectronique hyperfréquence – Composants*, Techniques de l'Ingénieur, Traité Électronique. 2003: (E 3 330), pp. 1–16.
- [4] Joindot M. et (I.) et douze coauteurs. 1996, *Les télécommunications par fibres optiques*, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Dunod, Paris.
- [5] Cox C. H., Betts G. E. et Johnson L. M., *An analytic and experimental comparison of direct and external modulation in analog fiber optic links*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1990 : Volume 38 (numéro 5), pp. 501–509.
- [6] Brown G. D., *Bandwidth and rise time calculations for digital multimode fiber-optical data links*. Journal of Lightwave Technology. 1992 : Volume 10 (numéro 5), 672–678.
- [7] Carlsson C., Larsson A. et Alping A., *RF Transmission Over Multimode Fibers Using VCSELs– Comparing Standard and High-Bandwidth Multimode Fibers*", Journal of Lightwave Technology. 2004 :Volume 22 (numéro 7), pp. 1694–1700.
- [8] <http://www.optiwave.com/>
- [9] www.agilent.com/find/eesof-ads

MARQUAGE D'UN ACIER INOXYDABLE PAR

UN LASER À FIBRE

¹Fadhéla HAID, ¹El-Hachemi AMARA, ¹Kamel BOU RAI, ¹Ramdane BEGGAR,

¹Abdelkader NOUKAZ, ²Sif-Eddine AMARA.

¹CDTA/DMIL, Equipe Traitement des Matériaux par Laser, B.P 17, Baba-Hassen, 16303, Alger

²USTHB, Faculté de Chimie, Département CPMI, B.P 32 Bab-Ezzouar, 16123, Alger

E-mail: fhaid@cda.dz

Résumé:

On s'intéresse à la caractérisation de couches d'oxydes sur de l'acier inoxydable obtenues lors d'un marquage par un système laser à fibre (Altech1) développé au CDTA. Le chauffage de la surface métallique lors de son balayage par le faisceau laser nous permet d'obtenir une coloration de la région traitée, due à un mécanisme d'oxydation en présence de l'air ambiant. L'influence des paramètres de traitement : puissance et fréquence du faisceau laser et sa vitesse de déplacement a été étudiée. Différents moyens de caractérisations des couches d'oxydes formées sur un acier inoxydable ont été utilisés : l'analyse élémentaire par spectroscopie à dispersion d'énergie EDS, et l'analyse morphologique par microscope électronique à balayage (MEB). Comme résultat, l'apparition du pic d'oxygène lors de l'analyse EDS, sur des échantillons traités, où diverses couleurs ont été obtenues, en fonction des paramètres du faisceau laser, justifie la mise en évidence du phénomène d'oxydation.

Mots-clés: Marquage, laser à fibre, acier inoxydable, couleur, couches d'oxydes

1. Introduction :

Pendant de nombreuses années la génération de couleurs sur une surface métallique a été réalisée par le procédé d'anodisation. Il s'agit dans ce procédé de produire par réactions chimiques des couches d'oxydes, qui permettent de créer une variété de couleurs sur la surface métallique. De nos jours, avec le développement des sources laser, le marquage où le laser constitue la source de chaleur est devenue une technique industrielle très prometteuse qui peut être utilisée dans plusieurs applications, allant de la décoration au marquage industriel [1]. Dans ce domaine, l'utilisation du laser à fibre présente de nombreux avantages. Parmi ces avantages, le temps d'interaction de courtes durées suivies d'un échauffement et d'un refroidissement rapide de la zone irradiée sur une profondeur très fine. Le mécanisme impliqué est une réaction chimique entre les éléments composant le métal et l'oxygène de l'air ce qui entraîne la formation d'un oxyde le plus stable. La coloration est donnée par un phénomène

d'interférence constructive. L'avantage du marquage laser est l'association de plusieurs couleurs sur la même pièce et la possibilité d'inscrire toutes sortes de formes (logos, texte).

2. Processus expérimentale :

Les lasers à fibre utilisé délivre des pulsations dans l'infrarouge ($\lambda=1.06 \mu\text{m}$), pour l'ensemble des marquages réalisés, nous avons utilisés les conditions opératoires représentées dans le Tableau 1.

Tableau 1 : Conditions expérimentales du marquage

Paramètre du faisceau laser	Puissance	Fréquence	Vitesse	Taux d'impulsion	Diamètre de la tache focale
	0 à 20 W	20 à 100 kHz	1 à 1500 mm/s	10 μs	50 μm

Dans ce travail, nous avons étudié l'effet des paramètres du faisceau laser (fréquence, puissance et la vitesse de balayage) sur le marquage des couleurs sur de l'acier inoxydable. Pour chaque paramètre, le faisceau laser balaye ligne par ligne la surface à traiter qui est de 10 mm². Avant chaque traitement, les échantillons subissent un polissage puis un nettoyage dans un bain à ultrasons d'acétone et d'éthanol suivi d'un rinçage à l'eau déionisée.

3. Analyses et résultats :

La variation des paramètres laser a entraîné l'obtention d'une variété de couleur, le Tableau 2 donne des exemples des couleurs obtenues lors de ces traitements.

Tableau 2 : Couleurs obtenues par variation des paramètres du traitement laser

essais	Puissance (w)	Vitesse (mm/s)	Fréquence (kHz)	Couleur obtenu
01	2	10	40	Jaune
02	6	100	20	Bleu gris
03	9	100	20	Marron
04	10	500	40	Vert
05	10	80	80	Grenat

Pour comprendre le processus et améliorer le traitement, plusieurs moyens de caractérisation ont été utilisés. L'analyse par microscope optique de type Carl Zeiss, nous a montré que le changement d'un des paramètres entraîne un changement de l'état de surface. Ces changements sont illustrés sur les images des figures 1et 2. Ces mêmes changements ont été constatés par Li *et al.*[3].

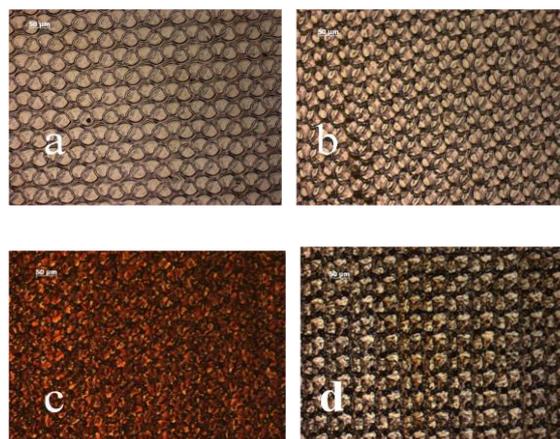


Figure. 1 : Images de microscopie optique des échantillons traités [$v=1000\text{mm/s}$; $f=20\text{ kHz}$;
(Puissance : (a) 8W, (b) 10W, (c) 14w, (d) 20W)

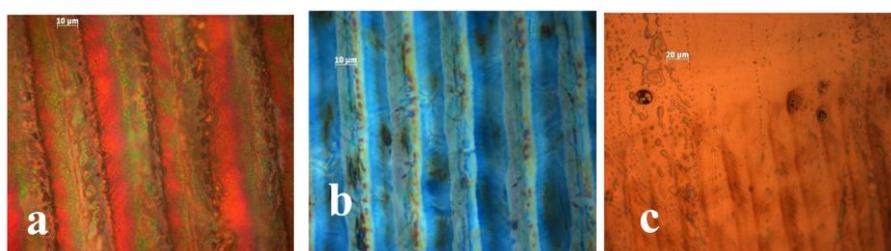


Figure.2 : Images de microscopie optique des échantillons traités [Puissance 5W ; $f=20\text{kHz}$;
(Vitesse : (a) 10mm/s, (b) 50mm/s, (c) 100mm/s)

L'observation par microscope électronique à balayage (MEB) des échantillons traités (Figure 3), montre que les effets thermiques du laser sont essentiels au niveau des échanges d'énergie. En effet, l'énergie apportée par la source laser engendre un échauffement très superficiel de la cible. Cet effet peut conduire à une fusion et re-solidification du matériau [4]

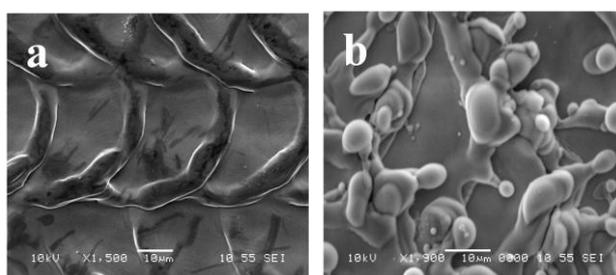


Figure. 3 : Images obtenues par microscopie électronique à balayage des échantillons traités à deux puissances différentes ((a) 8W, (b) 20W) ; vitesse de 500mm/s ; $f=20\text{Khz}$)

Le rôle de l'oxygène dans le processus de marquage des couleurs est mis en évidence dans les analyses EDS (voir figure 4). Le tableau 3 donne les compositions chimiques obtenues pour les échantillons avant le marquage (a), et celles des échantillons marqués à des puissances différentes 8W (b) et 16W (c). Ces analyses montrent que la variation du taux d'oxygène dépend de la couleur obtenue. Elles montrent aussi que le phénomène de marquage est un mécanisme d'oxydation par l'air qui entraîne la formation d'oxyde [5].

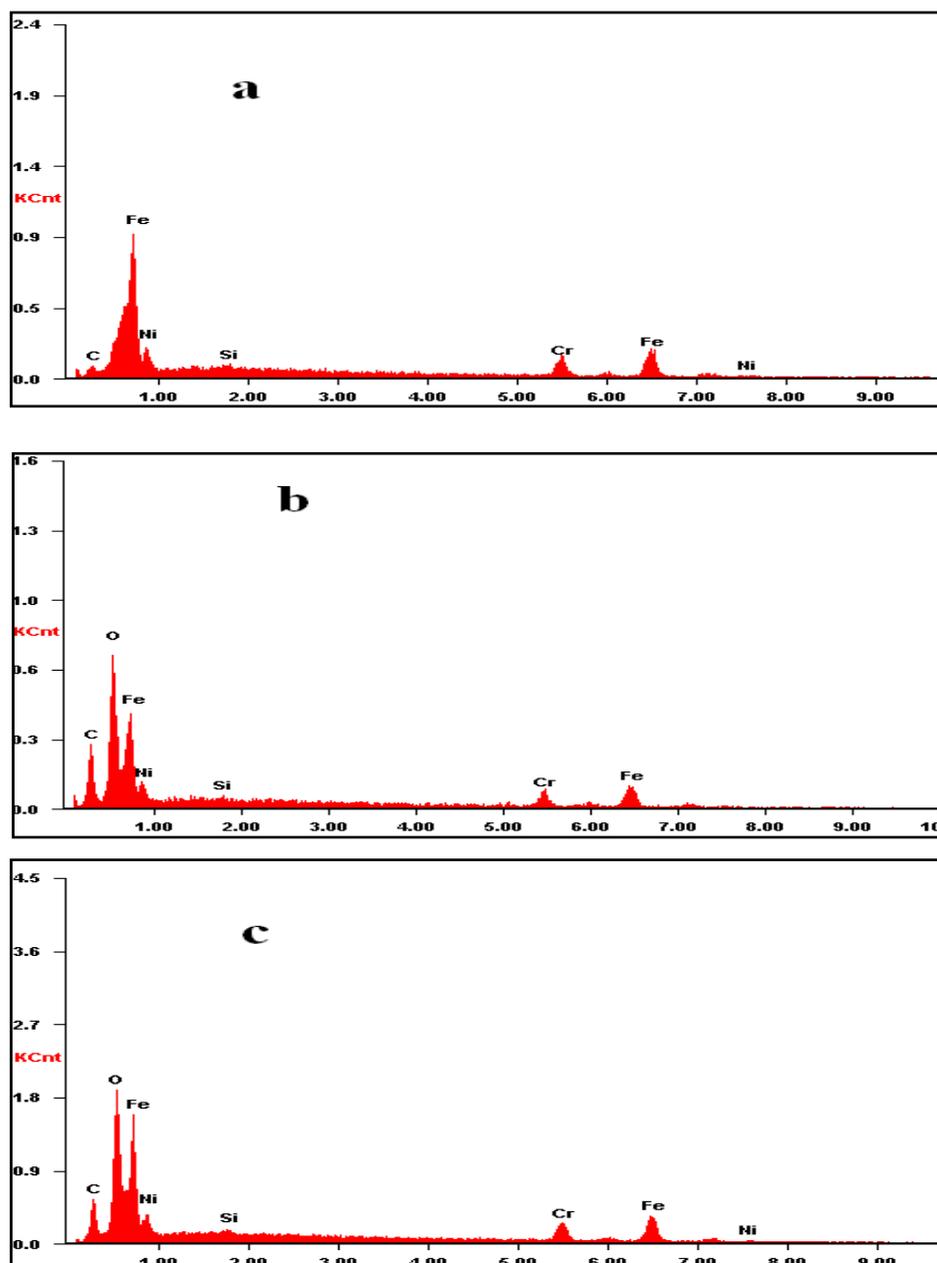


Figure.4 : Spectre d'EDS des échantillons (a) avant marquage, (b) P=8W et (c) P=16W

Tableau 3 : Compositions chimiques des échantillons a , b et c

Echantillon W%	a (Sans marquage)	b	c
<i>C K</i>	03.19	14.19	09.31
<i>O K</i>	-	19.43	15.97
<i>Si K</i>	00.58	00.59	00.48
<i>Cr K</i>	18.34	13.41	13.77
<i>Fe K</i>	65.43	45.40	50.83
<i>Ni K</i>	12.46	06.98	09.64

4. Conclusion

Le marquage de l'acier inoxydable par laser à fibre nous a permis d'obtenir différentes couleurs en faisant varier les paramètres du faisceau laser. En effet, l'énergie apportée par la source laser engendre un échauffement très superficiel de la cible qui entraîne un changement de la morphologie de surface. En perspective, une étude d'identification et de caractérisation des couches d'oxydes sera menée.

5. Références

- [1] Antonio Péreiro, Philippe Delaporte, Marc Sentis; *Etude et caractérisation d'une surface métallique traitée par laser impulsif UV*, Matériaux. 2002.
- [2] Zheng Hongyu. 2001, Laser-induced Colours on Metal Surfaces, *Advanced Machining Group, Process Technology Division*
- [3] Z.L. Li., H.Y.Zheng. Y.C. Liu.; Analysis of oxide formation induced by UV laser coloration of stainless steel, *Applied Surface Science*. 2009.
- [4] Luc Lavis, Cécile Langlade, *Elaboration d'oxyde de titane assistée à l'aide d'un laser impulsif*, Matériaux. 2002.
- [5] Jing Yang, Jianshe Lian, Haizan Bai, *Cr₂O₃ Film formed by surface oxidation of stainless steel irradiated by a Nd-Yag pulsed laser*, 2005, *ISIJ international*, vol. 45

EFFET DU DEBIT BINAIRE SUR LES IMPULSIONS DES DIODES LASER POUR LES TRANSMISSIONS OPTIQUES

Abdallah IKHLEF et Mohamed CHIKH-BLED

Laboratoire de Télécommunications, Département Génie électrique et d'électronique

Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Abou-bekr Belkaid –Tlemcen

BP 230, Pole Chetouane ,13000 Tlemcen –Algérie

Ikhlef_2006@yahoo.fr, mek_chikhbled@yahoo.fr

RÉSUMÉ :

Les sources lasers développées pour les télécommunications sur fibre optique ont considérablement évolué depuis une décennie. La cause est le formidable marché potentiel des télécommunications à haut débit lié au téléphone, aux réseaux câblés et à l'Internet. Les qualités exigées pour ces sources sont leur qualité spatiale et spectrale, ainsi que leurs performances en modulation. Pour des besoins de liaison longue distance ou largement parallèle, la puissance émise a fortement augmenté et dépasse aujourd'hui le Watt moyen.

L'industrie des télécommunications utilise différentes technologies de sources laser selon le type de liaison souhaité. Ces sources sont principalement employées comme modulateur d'information pour coder le signal sur une porteuse optique. Les qualités demandées sont la vitesse de modulation, l'adaptation de la longueur d'onde à la fenêtre de transmission des fibres utilisées et la brillance de la source permettant de coupler l'énergie maximale dans la fibre. Cet article a pour but d'étudier l'effet du débit des données sur la forme des impulsions optiques délivrées par la diode laser en utilisant le logiciel commercial COMSIS.

La diode laser considérée peut être modulée en courant direct à un débit binaire de l'ordre de 1 Gbps, 5 Gbps et 10 Gbps et un modulation externe pour un débit 1 Gbps, 10 Gbps et 40 Gbps.

MOTS-CLÉS: Lasers à semi-conducteur, modulateur de puissance optique, débit binaire, transmissions optiques.

2. Utilisation des diodes laser pour les communications numériques

Le point critique dans les transmissions optiques le bloc d'émission. Le principe de fonctionnement des composants d'émission repose sur l'interaction lumière/matière dans les semi-conducteurs (émission spontanée, émission stimulée, et absorption), ainsi que sur la physique des dispositifs électroniques, la jonction PN en particulier [1-3].

On distingue classiquement les diodes électroluminescentes (DEL) et les diodes laser (DL) selon le type de mécanisme mis en jeu pour l'émission de lumière (émission spontanée pour les DEL et émission stimulée pour les DL). Dans le cas des liaisons haut débit, seules les diodes laser, nettement plus performantes, sont utilisées. Une diode laser (DL) est un oscillateur dans le domaine optique. L'obtention d'un effet laser est obtenue par l'action combinée d'un mécanisme de gain optique et la sélection de certaines fréquences ou longueurs d'onde par le biais d'une cavité optique (par exemple de type Fabry-Perot) [1-2].

Les diodes laser (DL) sont utilisées pour coder de l'information sous forme optique que l'on injecte ensuite dans la fibre optique.

Dans le cadre des communications numériques par fibre, on module courant de la diode laser entre deux niveaux I_p et I_m dont le plus faible est choisi au dessus du courant de seuil I_s de la DL.

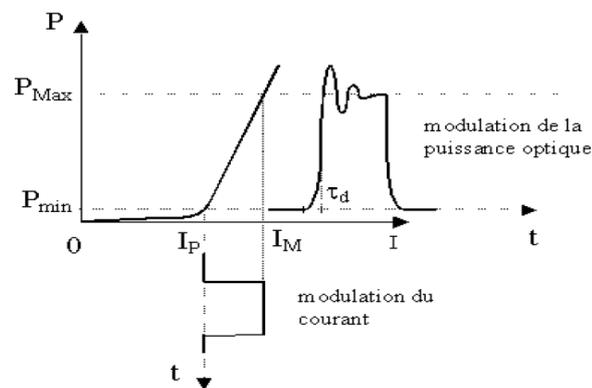


Fig. 2 : l'effet de modulation d'amplitude du courant de la diode laser entre I_p et I_m .

2.1 Temps de retard et oscillations de relaxation

Idéalement, la forme temporelle des impulsions optiques délivrées devraient être parfaitement fidèle à la succession des bits d'information pilotant le circuit de commande en courant. Cela n'est bien sûr

pas le cas, et l'est d'autant moins que le débit binaire est élevé (et donc que la durée des impulsions successives est courte).

On note un temps de retard τ_d à la commutation, qui dépend des conditions de polarisation et peut être minimisé par une polarisation en continu $I_p > I_m$. On note également la présence d'oscillations de "relaxation", dont l'origine physique tient à la mise à l'équilibre des populations d'électrons et de photons (populations couplées) sous l'effet d'un changement du niveau de courant.

Ces oscillations sont amorties pour des courants de polarisation plus élevés. L'ordre de grandeur de τ_d est inférieur à la nanoseconde et la fréquence des oscillations de relaxation est de quelques GHz. Les DL peuvent ainsi être modulées en courant jusqu'à quelques Gbit/s (cela dépend beaucoup de la structure de la DL).

2.2 Largeur spectrale

En plus de l'altération de la forme temporelle des impulsions, la lumière émise par les diodes laser (DL) possède un spectre non-monochromatique. La conséquence en est l'étalement des impulsions optiques au cours de la propagation en raison de la dispersion chromatique de la fibre optique.

Plusieurs raisons expliquent ce résultat. En premier lieu, le codage sous forme numérique d'informations par le biais d'une modulation d'amplitude de la puissance optique (modulation de type ASK appliquée à la porteuse optique), conduit nécessairement à un élargissement spectral autour de la longueur d'onde de la porteuse. Par ailleurs, les DL possèdent une largeur spectrale statique, c'est-à-dire en l'absence de toute modulation, qui est liée à la structure de la DL (cavité optique de type Fabry-Perot, DFB, etc.).

Enfin, lors de la modulation du courant des DL, la fréquence d'émission varie légèrement. On parle de « chirp » (dynamique). Ce phénomène est lié à la variation de la fréquence du mode, qui est une fonction du courant injecté (modulation FM non souhaitée). On définit l'efficacité de modulation FM en MHz/mA (habituellement 50 à 500 MHz par mA). La source laser est d'autant moins monochromatique que le "chirp" est élevé.

2.3 Bruit d'intensité optique (Relative Intensity Noise ou RIN)

Le bruit d'intensité optique est provoqué par l'émission spontanée de photons qui a lieu au sein de la cavité laser.

Le spectre de ce bruit n'est pas "plat" et sa forme dépend du courant de polarisation. Des valeurs très basses de RIN sont nécessaires dans les liaisons optiques, typiquement < -100 dB/Hz.

3. Les méthodes d'inscription des données

Le module d'émission a pour objectif d'inscrire l'information électrique sur un signal lumineux. Et pour un tel débit. De la même manière que dans le domaine des transmissions radio, la transmission d'informations entre deux points par une fibre optique peut être effectuée selon une modulation, qui est soit analogique (d'amplitude, de fréquence, ou de phase), soit numérique. Dans la très grande majorité des cas, la modulation est de type numérique, par variation directe du courant d'une diode laser ou utilisation d'un modulateur externe.

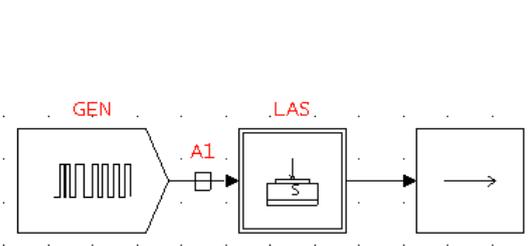


Fig 2 : Synoptique de la modulation directe.

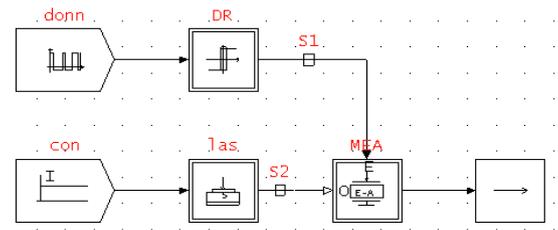


Fig 3 : Synoptique de la modulation externe

3.1 Modulation directe

Un des principaux avantages de l'utilisation des lasers à semi-conducteur pour les systèmes de télécommunications par fibres optiques réside dans le fait qu'il est possible de les moduler facilement : la modulation du courant qui les traverse entraîne directement la modulation en intensité de la lumière émise. Cette technique est appelée modulation directe. Ainsi, il suffit d'inscrire les données sur l'alimentation du laser. Cette solution de modulation directe requiert assez peu de composants. En dehors de la source optique, le laser, seul un générateur de courant est nécessaire.

3.2 Modulation externe

La modulation externe consiste à écrire les données électriques sur un signal optique continu. Le champ émis par la source n'est pas modulé et passe par un circuit optique spécial où l'on peut provoquer une modulation de phase ou d'amplitude. Les modulateurs d'amplitude ne présentent aucune propriété de linéarité mais introduisent beaucoup moins de conversion amplitude-fréquence. Le signal modulé envoyé dans la fibre est donc nettement moins affecté par ce phénomène mais également moins puissant que dans le cas de la modulation directe. La quasi-totalité des têtes d'émission des systèmes haut débit est basée sur la modulation externe. La modulation est effectuée par un composant indispensable : le modulateur externe.

Celui-ci est commandé par une tension externe $V(t)$, modulée et représentative de l'information à transmettre. Cette tension appliquée au modulateur a pour propriété de modifier le facteur de transmission en intensité en sortie. Le signal optique continu émis par le laser alimenté par un courant

constant est donc peu dégradé. En traversant le modulateur, il subit les modifications du facteur de transmission et le signal de sortie se trouve modulé selon $V(t)$. Un driver est souvent présent entre les données et le modulateur afin de fixer les niveaux de $V(t)$ et choisir les modifications du facteur de transmission.

Modulateur électro-absorbant : Il utilise la variation de l'absorption (effet d'électro-absorption) dans les matériaux semi-conducteurs. Le modulateur électro-absorbant peut être schématisé en deux parties :

- une partie électrique: elle englobe l'ensemble des circuits électriques permettant d'alimenter le modulateur.
- une partie conversion électrique/optique.

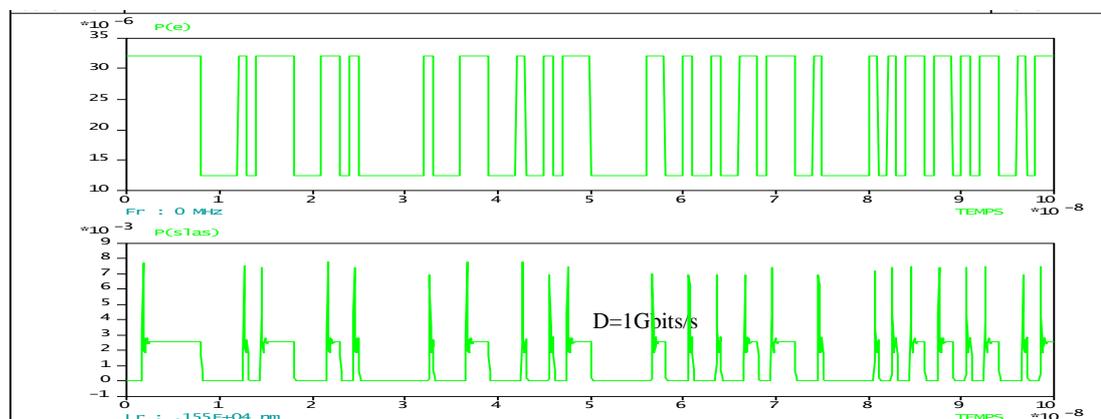
4. Simulations et interprétations des résultats

Afin de permettre de choisir le type de modulation pour les simulations, nous vérifions la stabilité des signaux quand on augmente le débit des données.

4.1 Influence de débit binaire pour la modulation directe

On voit que l'augmentation de débit influe sur la diode laser lorsqu'on dépasse le débit 5Gbits/s. On note l'effet des oscillations de relaxation dès que le débit binaire dépasse 01 Gbits/s avec le modèle de diode laser considéré. Les impulsions sont alors loin d'être idéales. L'impact de la déformation engendrée à tel ou tel débit ne peut être évalué qu'en analysant globalement la liaison optique, par exemple au moyen d'un diagramme de l'oeil.

Pour cela la modulation externe constitue un remède.



D=05Gbits/s

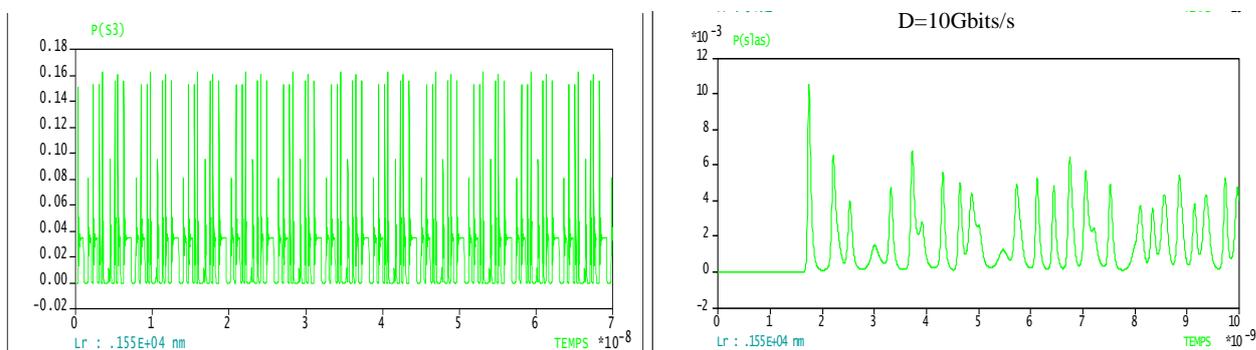


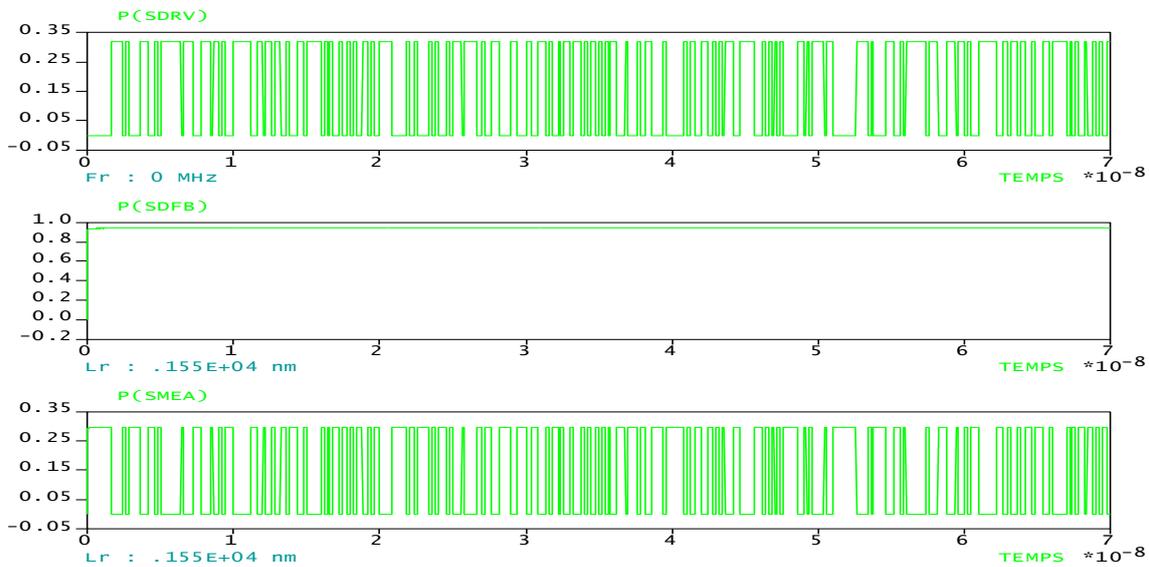
Fig 4 : Puissance de signal de sortie du laser pour différents débits 1,5 et 10 Gbits/s

4.2 Influence de débit binaire pour la modulation externe

Les niveaux électriques des données codées (0 ou +1) ne conviennent pas au modulateur utilisé. En effet, la caractéristique d'absorption du modulateur montre que le MEA ne fonctionne pas pour une tension de + 1. Il convient donc de modifier les valeurs hautes et basses de la séquence des données codées. C'est le rôle du driver de modulateur. Le modulateur électro-absorbant est tout d'abord configuré de telle sorte que la modulation d'amplitude soit maximale, afin de bien séparer les niveaux optiques pendant la transmission.

Nous considérerons un driver qui fera passer le niveau bas de 0 V à - 4 V, et le niveau haut de + 1 V à 0 V, sans perturber l'allure du signal. Dans COMSIS [6], il existe un opérateur qui modifie les différents niveaux sans déformation du signal et qui jouera le rôle du driver. Il s'agit du détecteur à seuils (Détection-Seuil).

La modulation externe est indispensable pour maintenir une qualité de transmission correcte. Cependant, les modulateurs ne sont pas parfaits et peuvent engendrer des défauts mais leur impact est moins important.



D=01Gbits/s

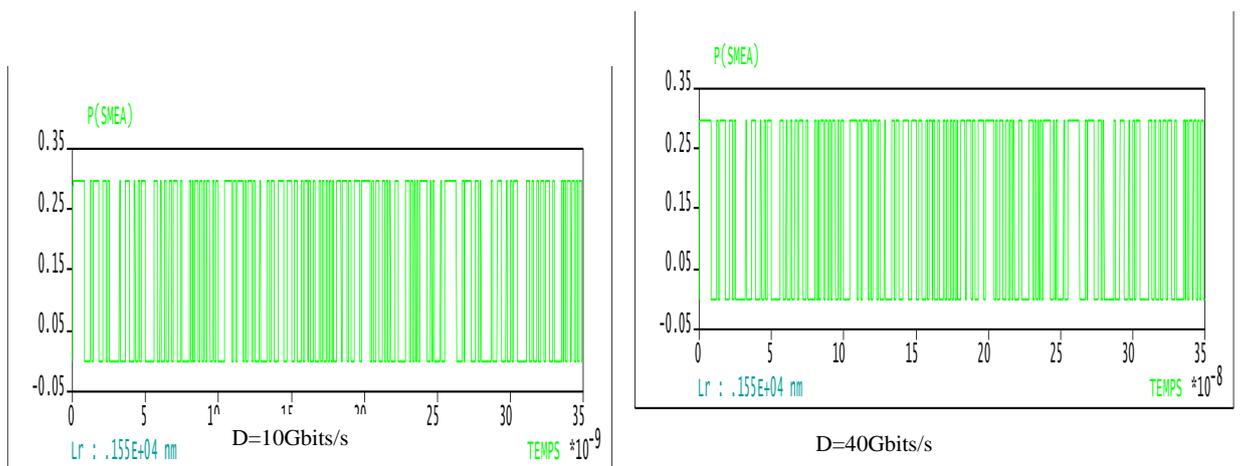


Fig 5 : Puissance de signal de sortie du laser pour différents débits 1,10 et 40 Gbits/s

Conclusion

Les propriétés des diodes lasers vues précédemment font que la modulation directe est satisfaisante jusqu'à 5 Gbit/s environ mais qu'au delà, cette méthode n'est plus applicable. La modulation externe présente de nombreux avantages. Elle est plus rapide et permet donc d'envoyer des débits plus élevés (jusqu'à 40Gbit/s). Le bruit, le chirp ... ne sont pas inexistantes dans les modulateurs externes mais leurs valeurs sont nettement plus faibles que dans les lasers. Les limites de capacité de transmission sont donc repoussées vers des fréquences plus importantes.

Références

- [1] Z. Toffano, Optoélectronique, 'Composants photoniques et fibres optiques' Ellipses, Technosup, Supelec, 2001
- [2] P. Lecoy, Télécoms sur fibres optiques 'Hermès, réseaux et télécommunications', 1997
- [3] F. Cerf, 'Les composants optoélectroniques', Hermès Sciences, 2000
- [4] E. Cassan, 'Une introduction aux télécommunications optiques par la simulation de systèmes simples', J3eA - Vol. 2 - 7 (2003).
- [5] Jean-Louis Verneuil, 'Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s', Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, 2003.
- [6] Christine Le Brun, Eric Guillard, and Jacques Citerne: 'Communication systems interactive software COMSIS: modeling of components and its application to the simulation of optical communication systems', Applied Optics, 10 September 1998. Vol. 37, No. 26.

DEVELOPPEMENT D'UN ATTENUATEUR DE LUMIERE BASE SUR DES REFLEXIONS VITREUSES

Kouider Ferria et Nabil Belkhir

Laboratoire d'optique appliquée, Institut D'optique Et de Mécanique De Précision Université Ferhat
Abbas –Sétif

Ferria_k@yahoo.fr

Résumé :

Le contrôle de la puissance d'une source lumineuse constitue une opération très importante dans beaucoup d'applications optiques. Plusieurs types d'atténuateurs de lumière exploitant différents phénomènes optiques existent et qui diffèrent principalement par le taux d'atténuation maximal, la plage de régulation et leur bande spectrale. Dans le travail présenté, on a développé un atténuateur de lumière basé sur la diminution progressive de l'intensité de la lumière au cours de sa réflexion vitreuse à travers des lames en verre. Les essais effectués ont montré que le taux d'atténuation peut être commandé par le choix de l'orientation des lames de verre, et l'atténuation de la lumière obéit à une fonction linéaire pour le cas d'une polarisation du faisceau incident perpendiculaire au plan d'incidence.

Mots clés: Atténuateur de lumière, équation de Fresnel, polarisation de la lumière

1.Introduction

L'atténuation optique est définie comme la décroissance de la puissance de l'onde lumineuse à travers un milieu atténuant. Elle s'exprime par le rapport de la puissance optique sortante à la puissance d'entrée. Dans la plupart des expériences optiques, l'atténuation de la lumière présente un effet néfaste, qui perturbe le bon fonctionnement du travail et parfois elle est inévitable. Cependant, l'utilisation des lasers sous toutes leurs formes; continu, pulsé, opérant dans l'infrarouge ou dans le visible, nécessite le contrôle de leur puissance. Ce contrôle est effectué par des éléments, connus sous le nom d'atténuateur de lumière.

En télécommunication optique à titre d'exemple, les réseaux WDM (multiplexage en longueur d'onde) sont utilisés pour véhiculer par fibre optique de l'information à très haut débit. Cependant, pour de grandes distances, le signal transmis doit être amplifié régulièrement. Il faut donc avoir recours à des atténuateurs optiques qui permettent d'imposer une puissance optique donnée en un point du réseau [1, 2]

Le calibrage photométrique des filtres [3], les tests de linéarité des photo détecteurs [4, 5], des mesures précises en spectrophotométrie [6] et dans toutes applications concernées par les lasers de fortes puissances, nécessitent tous des atténuateurs optiques qui réduisent l'intensité de la lumière d'une valeur bien déterminée.

Et de ce faite, un atténuateur de lumière idéal doit avoir un seuil d'endommagement et une dynamique de régulation larges. Il doit être adapté pour une large bande spectrale, ne doit pas influencer la polarisation, le profile, la direction du faisceau laser incident et doit aussi présenter une réponse linéaire même s'il y a échauffement dû à la puissance du rayonnement [7].

La méthode d'atténuation présentée dans ce travail, repose sur le faite que la lumière lors d'une incidence sur une surface transparente perd une partie de sa puissance par réflexion, la quantité de cette puissance dépend de l'angle d'incidence et l'indice de la surface transparente.

Sur cette idée une étude et une conception de cet atténuateur ont été mises au point.

2. Principe de la méthode

L'idée principale de la méthode est présentée par la figure 1

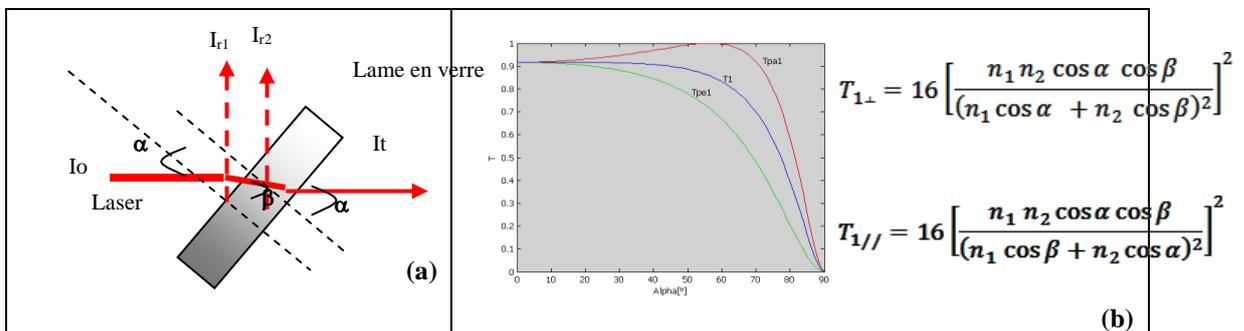


Figure.1 : (a) Principe de base de l'atténuateur à réflexion vitreuse pour le cas d'une seule lame

(b) Variation de l'intensité lumineuse de sortie en fonction de l'angle d'incidence pour la même lame

Lors d'une incidence d'un faisceau lumineux sur une surface transparente, une partie de la puissance lumineuse incidente est réfléchié à travers le dioptré (air-verre) et une deuxième réflexion à travers le dioptré (verre-air), la quantité de la puissance lumineuse réfléchié dépend de l'angle d'incidence et de l'indice de réfraction de la lame de verre.

Les équations gégrant cette opération ont été établies par Fresnel [2]. Elles permettent de quantifier la lumière réfléchié et celle transmise.

Pour une lame de verre la quantité de lumière transmise est donnée par la relation présentée par la figure 1.b, où n_1 , n_2 représentent les indices de réfraction du milieu 1 (air) et celui du milieu 2 (verre), α et β représentent respectivement l'angle d'incidence et de réfraction à travers le dioptre air-verre et verre-air.

Il est clair que le comportement de la lumière transmise dépend aussi de la nature de polarisation de la lumière incidente relativement au plan d'incidence. L'opération d'atténuation dans ce cas réduit la lumière incidente de 8% pour une incidence normale et atteint la valeur de 100% pour un angle proche de 90° . En plus, on remarque un décalage dans l'alignement du faisceau transmis relativement au faisceau incident. Pour y remédier on ajoute une autre lame inclinée du même angle mais cette fois-ci en sens opposé comme montré par la figure 2.a :

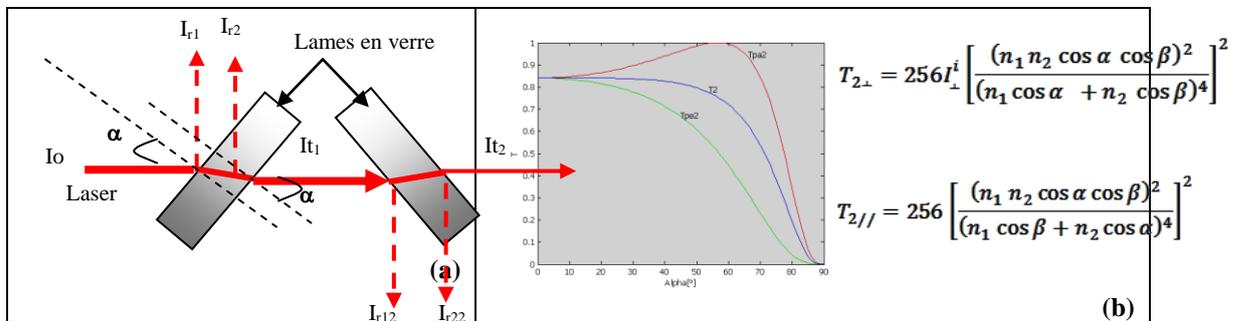


Figure.2 : (a) Principe de base de l'atténuateur à réflexion vitreuse pour le cas de deux lames

(b) Variation de l'intensité lumineuse de sortie en fonction de l'angle d'incidence pour deux lames

La figure 2.b montre que le taux d'atténuation s'approche de 15% pour une incidence normale et atteint une valeur de 100% pour une incidence près de 90° . Un autre point important est l'amélioration de la fonction d'atténuation qui tend à devenir linéaire pour le cas d'une polarisation perpendiculaire au plan d'incidence ce qui permet d'ajouter d'autres lames et de voir le comportement de la lumière transmise en fonction du nombre de lames. La figure 3 nous donne une idée pour quatre lames et ensuite pour huit lames :

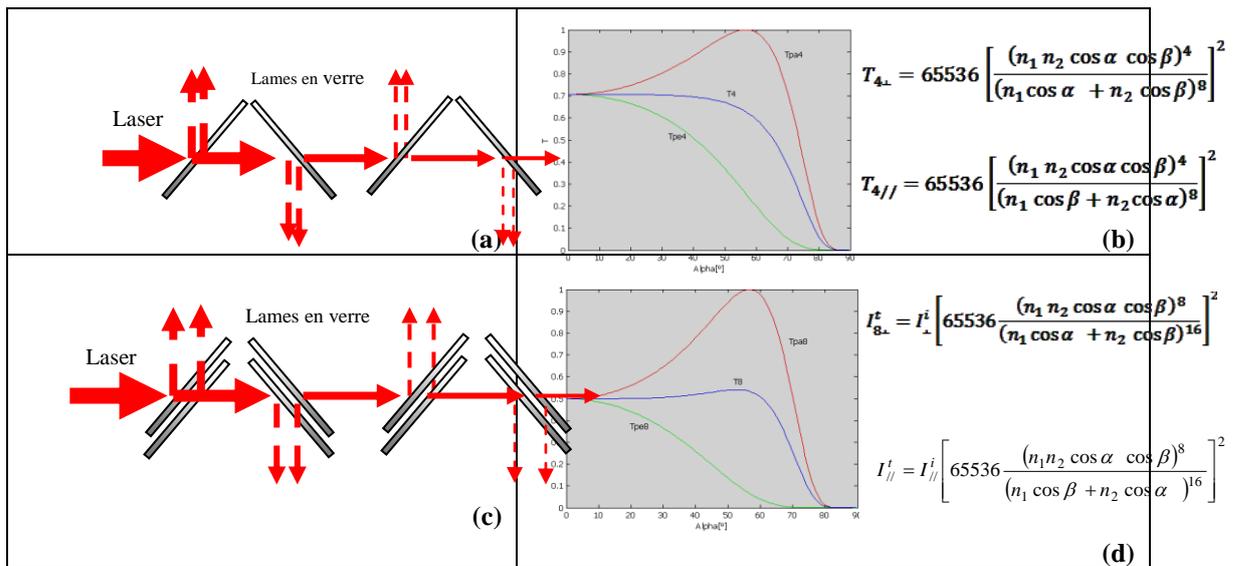


Figure 3 : Présentation de l'atténuateur pour: (a) quatre lames, (c) huit lames. (b) et (d) représentent respectivement la variation théorique de la lumière transmise pour les deux combinaisons.

Il est clair des figures obtenues que la linéarité de la courbe pour la composante perpendiculaire est parfaitement linéaire pour le cas de huit lames. L'atténuation est de 50% pour une incidence normale et elle décroît à 100% pour un angle de 70°.

3.Partie expérimentale

On se basant sur l'étude théorique effectuée, on a mis au point une conception opto-mécanique à base de roues dentées et une crémaillère permettant de transmettre aux lames de verres un même angle de rotation, d'une précision évaluée à 12', ce qui permet l'obtention d'une dynamique de régulation étendue, et ainsi un réglage de la puissance lumineuse très précis. Le schéma fonctionnel du dispositif ainsi que le dessin en perspective, sont présentés par la figure 4.

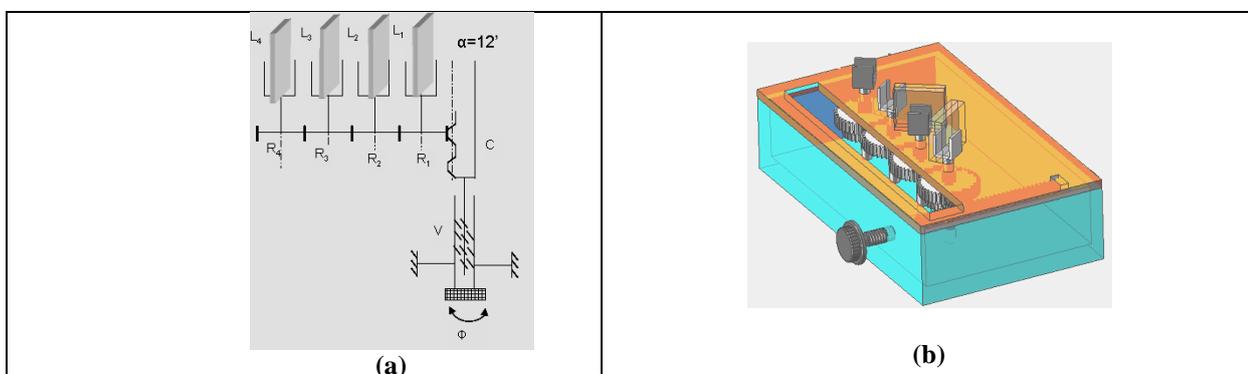


Figure.4 : Principe de l'atténuateur optique (a) Schéma fonctionnel, (b) Représentation en perspective

Les essais ont été effectués à l'aide d'une source laser de longueur d'onde $\lambda=632.8\text{nm}$ et une puissance de 30mW, et dont la polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence, (assurée par un polariseur). La détection est assurée par une photodiode reliée à un amplificateur (Photodiode-amplifier) permettant d'enregistrer les faibles variations lumineuses. Le montage utilisé est présenté par la figure 5.a

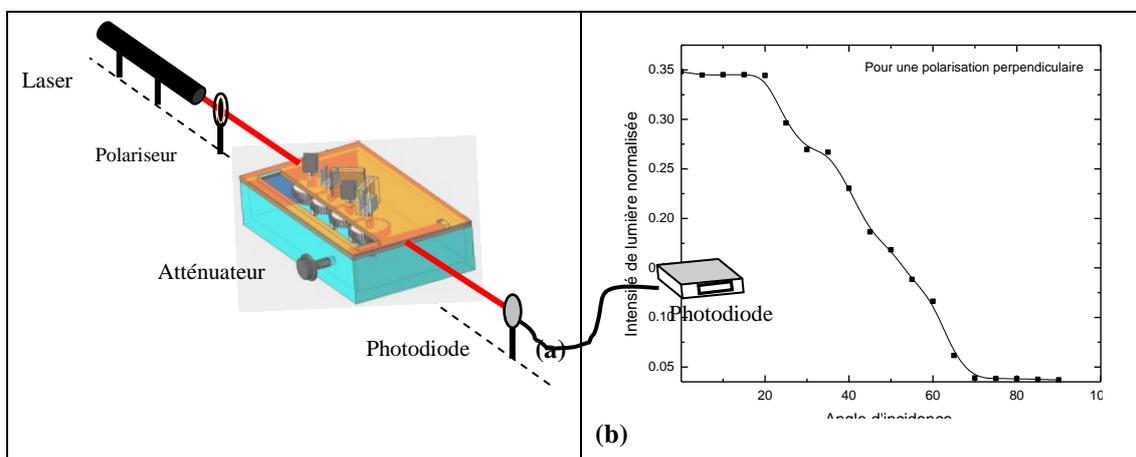


Figure 5 : (a) Montage expérimental de l'expérience, (b) Courbe expérimentale caractéristique de l'atténuateur proposé, pour un faisceau laser incident de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence

La courbe enregistrée pour une lumière incidente dont la polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence, est similaire à celle présentée par la figure 3.d, sauf qu'à incidence normale on enregistre une faible variation. L'atténuation complète de la lumière est proche de 70%, valeur identique à celle obtenue théoriquement, la linéarité de la fonction de transfert obtenue théoriquement est clairement justifiée par la courbe expérimentale.

4. Conclusion

En conclusion la technique d'atténuation employée, dont le dispositif a été réalisé au niveau local, a permis de distinguer les caractéristiques suivantes :

* Une simple conception opto-mécanique, - Une gamme d'atténuation étendue, - Un seuil d'endommagement élevé, - Un alignement quasi linéaire du faisceau de sortie relativement au faisceau d'entrée (déviations du faisceau très faibles), - Une sensibilité d'inclinaison des lames assez précise (déviations par un pas de 12'), et en fin un taux d'atténuation réel variant de 63% à l'extinction dans une plage angulaire de 0 à 70°.

5. Bibliographie

- [1] Y.S. Jeong , S.C. Bae, Y. Jung, K. Oh, *Micro-optical waveguide on micro-actuating platform and its application in variable optical attenuator*, Optical Fiber Technology, (2006), **12** pp.38– 47.
- [2] J.Hyun Lee, S.Sik Yun, et al Jo, *Optical characteristics of a refractive optical attenuator with respect to the wedge angles of a silicon optical leaker*”, Applied Optics, February (2004), vol **43**, N°4.
- [3] H. E. Bennett, *Accurate method for determining photometric linearity*, Applied Optics, (1966), vol **5**, pp.1265–1270.
- [4] C. L. Sanders, *A photocell linearity tester*, Applied Optics, (1962), vol **1**, pp., 207–211,
- [5] W. Budde, *Large-flux-ratio linearity measurements on Si photodiodes*, Applied Optics, (1982), vol **21**, pp. 3699–3701.
- [6] J. E. Stewart, *A rotating-sector attenuator of adjustable transmittance for precise spectrophotometry*, Applied Optics, (1962), vol **1**, pp.75–77.
- [7] J lehman, *Reflective attenuator for high-energy laser measurements*, Applied Optics, (2008), Vol. **47**, N°18, pp.3360-3363.
- [8] H. Lotem et al., *Variable attenuator for intense unpolarized laser beams*, Optics Letters, (May 1991),Vol. **16**, N° 9.

ÉTUDE NUMÉRIQUE DE L'EFFET DE QUELQUES PARAMÈTRES OPÉRATOIRES DANS LE PROCÉDÉ DE DÉCOUPE LASER

Karim KHELOUFI, El Hachemi AMARA

Équipe de traitement des matériaux par laser, Centre de développement des Technologies Avancées,
B.P17, Baba Hassen, 16303 Alger

kkheloufi@cda.dz

Résumé:

Afin d'étudier l'effet de quelques paramètres qui ont une influence directe sur la qualité de la découpe (dimension du kerf) un modèle numérique est développé. L'intensité absorbée par la surface du métal liquide dépend de la forme du kerf (angle d'inclinaison) d'où la nécessité de calculer l'énergie absorbée en tout point de la surface L/G et l'utilisation d'une méthode de suivi d'interface pour l'actualisation de la forme de celle-ci.

Mots-clés: Découpe laser, Modélisation numérique, Qualité de découpe.

1. Introduction

Dans le procédé de découpe laser, le faisceau laser focalisé sur la surface de la pièce provoque l'échauffement rapide du matériau jusqu'à la fusion et/ou l'évaporation, en fonction de l'intensité du faisceau et de matériau de la pièce [1]. Le métal en fusion est ensuite éjecté en utilisant un jet de gaz de haute pression.

Une grande partie des travaux publiés dans le domaine de modélisation mathématique (analytique ou numérique) ont tenté d'examiner les phénomènes physiques se produisant à l'intérieur de la saignée. Dans la plupart de ces travaux les résultats ont été déduits en considérant des géométries prédéfinies de la saignée [2,3].

Ce travail est centré sur la modélisation du procédé de découpe par la méthode VOF avec prise en compte de l'absorption de Fresnel de l'onde incidente. Il est évident que l'intensité absorbée par la surface du métal liquide dépend de la forme du kerf (angle d'inclinaison) d'où la nécessité de calculer l'énergie absorbée en tout point de la surface L/G

2. Modèle mathématique

2.1 Hypothèses

Le modèle physique proposé est basé sur les hypothèses et restrictions suivantes :

- (1) Les paramètres de gaz dans la saignée de découpe laser sont supposés être constants, avec une répartition uniforme de la pression à l'intérieur du kerf et l'écoulement du gaz n'est pas considéré.
- (2) L'évaporation et la formation du plasma sont négligées. (3) Seule l'absorption unique du rayonnement incident est considérée, les réflexions absorptions multiples ne sont pas prises en compte.
- (4) Le métal fondu est supposé être éjecté par un gaz neutre, d'où des réactions chimiques qui se produisent dans le cas de la découpe par oxygène sont ignorés.

2.2 Équations gouvernantes

Sur la base des hypothèses ci-dessus énumérés et dans le cas multiphasique, les phénomènes de transport de masse, de quantité de mouvement, de l'énergie et de la surface libre peuvent être exprimées pour un écoulement de fluide newtonien, incompressible, et laminaire par les équations suivantes:

Equation de continuité:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \quad (1)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \Delta \vec{U} - \frac{\mu}{K} \vec{U} + \rho \vec{g} \beta (T - T_{\infty}) + p_{dyn} \vec{\nabla} F \quad (2)$$

$$p_{dyn} = \frac{1}{2} \rho U_g^2 \quad (3)$$

Equation de conservation de l'énergie (formulation enthalpique du changement de phase)

$$\rho C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} T \right] = \vec{\nabla} \cdot (k \vec{\nabla} T) - \rho \left[\frac{\partial \Delta H}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} (\Delta H) \right] + I_{Abs} \cdot |\vec{\nabla} F| \quad (4)$$

VOF:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} F = 0 \quad (5)$$

Dans les équations ci-dessus, ρ est la densité moyenne, et U est le vecteur vitesse, p est la pression, μ est la viscosité dynamique de la phase liquide, T la température, k la conductivité thermique, h l'enthalpie, K le coefficient de perméabilité, β le coefficient de flottabilité, g est l'accélération de gravité, F la fraction volumique du fluide occupant chaque cellule de calcul. I_{abs} est l'intensité absorbée du faisceau laser par la surface du kerf. Les phénomènes physiques se produisant à l'interface L / G ont été implicitement incorporés dans le modèle comme des termes source dans les équations de conservation de l'énergie et de quantité de mouvement. Les valeurs précises du vecteur normal en chaque point de l'interface est essentielle pour intégrer l'intensité absorbée du faisceau incident et le traitement des forces appliquées sur l'interface L / G. Dans la méthode VOF, le vecteur normal N sur l'interface peut être exprimé en termes du gradient de F :

$$\vec{N}(N_x, N_y, N_z) = \vec{\nabla} F \quad (6)$$

$$\vec{\nabla} F = \left(\frac{\partial F}{\partial x}, \frac{\partial F}{\partial y}, \frac{\partial F}{\partial z} \right) \quad (7)$$

2.3. L'absorption de l'énergie laser sur la surface métallique

La surface du métal en fusion de la saignée est considérée comme spéculaire dans ce papier, et il est raisonnable d'adopter le modèle de réflexion de Fresnel [4] pour le taux d'absorption du laser par le matériau. L'intensité du rayonnement laser absorbée peut être formulée comme [5]:

$$I_{Abs} = A \cdot I(x, y, z) \cdot \cos \theta \quad (8)$$

Où A facteur d'absorption, I l'intensité du laser et θ l'angle d'incidence.

Pour un faisceau laser continu est focalisé sur la surface supérieure de la pièce ($z = 0$), l'intensité du faisceau laser est donnée par [6,7]:

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi \omega_z^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_z^2}\right) \quad (9)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (10)$$

Ici P est la puissance de rayonnement, ω_z le rayon du faisceau à une profondeur z dans la pièce. L'évolution du rayon laser sur l'axe z est donnée par :

$$\omega_z = R_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z \cdot \lambda_0}{\pi \cdot R_0^2}\right)^2} \quad (11)$$

R_0 est le rayon du faisceau focalisé a la surface. La réflectivité d'une surface métallique est une fonction de longueur d'onde et de l'état de polarisation du rayonnement laser incident et, de l'angle d'incidence.

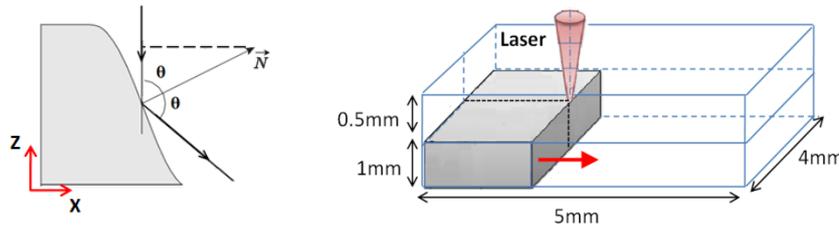


Figure.1 : a. Réflexion d'un rayon du faisceau incident par la surface du kerf. **b.** Modèle physique et dimensions du domaine de calcul

Dans le cas une polarisation circulaire du faisceau laser, la réflectivité R_{ave} peut être estimée comme [7]:

$$R = R_{Ave} = \frac{R_p + R_s}{2} \quad (12)$$

Où R_p et R_s sont les réflectivités de rayonnement polarisé parallèlement et perpendiculairement et sont données par les relations de Fresnel:

$$R_p = \frac{(n \cos \theta - 1)^2 + (k \cos \theta)^2}{(n \cos \theta + 1)^2 + (k \cos \theta)^2} \quad R_s = \frac{e(n - \cos \theta)^2 + k^2}{(n + \cos \theta)^2 + k^2} \quad (14)$$

et n et k sont l'indice de réfraction et l'indice d'extinction respectivement. L'angle d'incidence θ est donné par:

$$\theta = \cos^{-1} \frac{N_z}{|\vec{N}|} \quad (15)$$

L'absorptivité (moyenne) A est donnée par [7]:

$$A = 1 - R_{Ave} = 1 - \frac{R_p + R_s}{2} \quad (16)$$

3. Paramètres utilisés dans la simulation

Comme l'évolution de la saignée de découpe, le transfert de chaleur et l'écoulement de fluide sont résolues simultanément, le pas de temps doit être très petit (10^{-8} s). Pour réduire le temps de calcul un domaine de dimensions restreint est utilisé (4mm × 5mm × 1.5mm) figure 1b. Les propriétés physiques utilisé dans cette étude correspondent à l'acier inoxydable 316L [6-8]. Les propriétés optiques n et k dépendent de la longueur d'onde. Les valeurs utilisées correspondent au fer liquide ([8] et [9]) et correspondants à la longueur d'onde $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ (laser CO2) [10]. Les paramètres utilisés dans les calculs sont : puissance du laser P = 2 kW, rayon de focalisation $R_0=0.5\text{mm}$, vitesse de découpe 12-50 mm/s, vitesse du gaz 100mm/s.

4. Résultats et discussion

4.1. Stage d'échauffement

Sur la figure 2 on représente le champ de température Durant la phase de chauffage du bord de la plaque à différents instants. Afin de mieux suivre la dynamique et l'évolution de la formation du kerf de découpe, on représente la moitié du domaine de calcul.

On remarque que pour les premières millisecondes l'échauffement se fait sur toute l'épaisseur (bord de la plaque avec relativement de faible températures ($T=520 \text{ K}$ à $t=2 \cdot 10^{-3}$ s). Ensuite, du au déplacement du matériau et a la conduction de la chaleur on observe un échauffement important a la surface du matériau ($T=1370 \text{ K}$ à $t=4.5 \cdot 10^{-3}$).

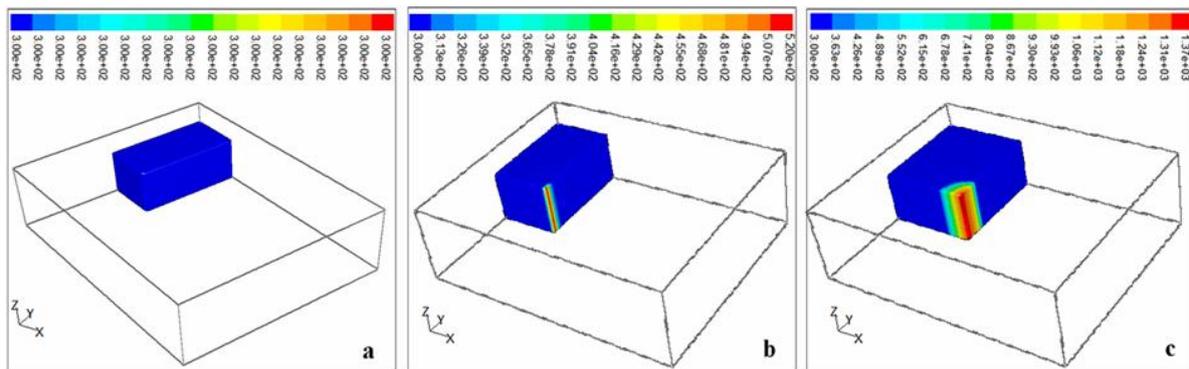


Figure 2. Champ thermique. Vitesse de découpe U=50mm/s

a. $t=0$, **b.** $t=2 \cdot 10^{-3}$, **c.** $t=4.5 \cdot 10^{-3}$

4.2. Début de fusion et développement de la forme du kerf

Sur la figure 4 on représente le début de fusion et les étapes de formation de la saignée a différents instants.

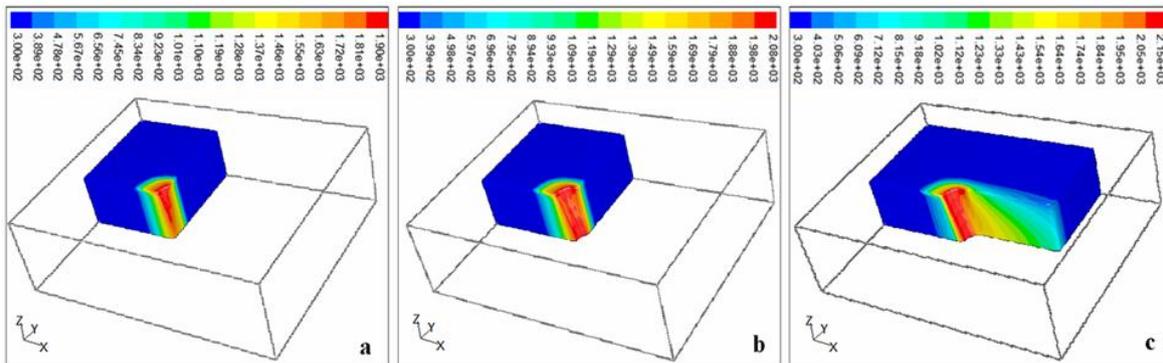


Figure 3. Champ thermique. Vitesse de découpe $U=50\text{mm/s}$

a. $t=1.8 \cdot 10^{-2}$, b. $t=2.1 \cdot 10^{-2}$, c. $t=5.6 \cdot 10^{-2}$ s

4.3 Effet de la vitesse de découpe sur la géométrie du kerf et la vitesse dans le film liquide

Sur la figure 4 on représente le champ de température dans le film liquide pour deux vitesses de découpe différentes $U=12$ et 50mm/s pour la même distance parcourue par la plaque. On peut remarquer d'abord l'effet de la vitesse de découpe sur l'angle d'inclinaison du front de la saignée. L'augmentation de la vitesse de découpe conduit à une l'augmentation de l'angle d'inclinaison du front du kerf. Par contre l'utilisation de faible vitesse de découpe conduit à une homogénéisation du champ de vitesse dans le film liquide.

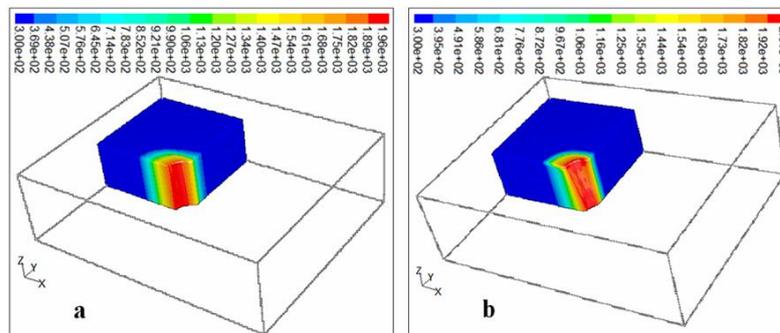


Figure 4. Champ thermique, a. $U=12\text{mm/s}$, b. $U=50\text{mm/s}$

L'augmentation de la vitesse de coupe a deux effets:(1) La matière en fusion ne peut pas circuler hors de la zone kerf assez rapidement pour permettre au front de découpe de garder la forme verticale. (2) L'inclinaison du front de découpe augmente, par conséquent, la proportion du faisceau qui interagit avec le front de découpe augmente (figure 5).

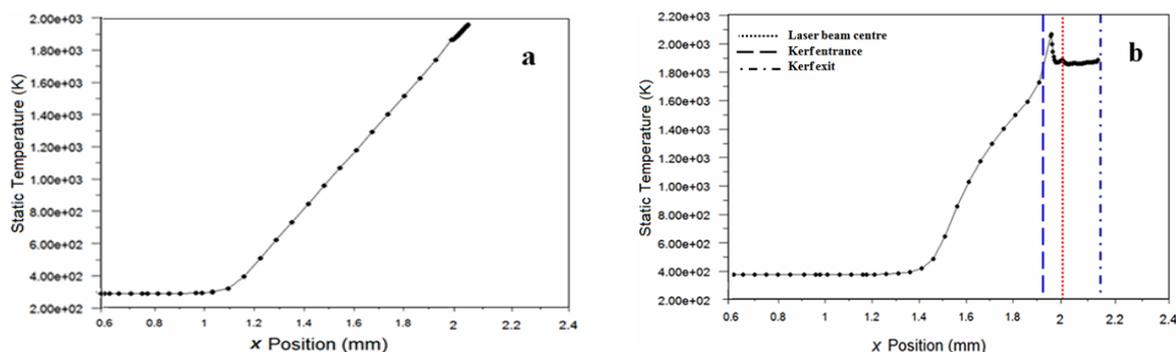


Figure 5. Température dans la saignée (projection sur la direction de découpe).

U=12mm/s, **b.** U=50mm/s

A vitesse élevée la géométrie du front de découpe devient courbe avec des températures de surface élevées.

5. CONCLUSION

Dans ce travail un modèle de découpe est proposé pour la simulation du champ de température et la formation de la saignée dans la cas de la découpe d'une plaque métallique a partir de sont bord. Le est basé sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices sans pour autant perde de généralité. Un trait important de ce modèle est prise en compte de l'absorption du Fresnel sur la surface du film du métal liquide et de la force de pression du jet comme des termes sources dans les équations gouvernantes. Il sera intéressant par la suite d'incorporée le jet de gaz lui-même dans cette simulation pour un traitement plus rigoureux des différentes force exercées par le jet sur le film liquide formé.

References

- [1] *LIA Handbook of Laser Materials Processing*. Copyright 2001, Laser Institute of America
- [2] F Quintero¹, F Varas, J Pou, F Lusquiños¹, M Boutinguiza, Soto¹ and M P´erez-Amor. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38 (2005) 655–666
- [3] A. F. H. Kaplan, *J. Appl. Phys.* 79, 2198 (1996)
- [4] O. B. Kovalev, A. M. Orishich, *Doklady Physics*, Vol. 49, No. 3, 2004, pp. 175–178.

- [5] O. B. Kovalev and A. V. Zaitsev.. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, Vol. 46, No. 1, pp. 9–13, 2005
- [6] B. Ahmadi, M. J. Torkamany,¹ B. Jaleh,² and J. Sabaghzadeh. CHINESE JOURNAL OF PHYSICS VOL. 47, NO. 4
- [7] A.V. Zaitsev, O.B. Kovalev, A.M. Orishich, V.M. Fomin, , Quantum Electronics 35(2) 200-204 (2005)
- [8] Petring, D..PhD Thesis, RWTH Aachen, Germany, Shaker Verlag, 1995.
- [9] Beyer, E. *Schweißen mit Laser*, 1995 (Springer, Berlin, Heidelberg).
- [10] Mahrle, A. and Beyer, E. Theoretical aspects of fibre laser cutting. *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 2009, 42, 9.

**MODELISATION DE L'INTERACTION LUMIERE LASERS – TISSUS
BIOLOGIQUE**

^aN. Klouch, ^(a,b)H. Riane, ^aF.Hamdache, ^aD. Addi

^(a) *Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Applications
LPPMCA, USTO.MB, Oran, Algérie*

^(b) *Département LMD-SM, Faculté des Sciences et Technologie, université de Mascara,
Route de Mamounia (29000).
klouch.nawel@gmail.com*

Résumé :

Nous nous intéressons à la modélisation de l'interaction du Rayonnement Laser avec le tissu biologique (constitué essentiellement de stratum cornéum, épiderme, dermes..), faisant appel à la méthode de Monte Carlo qui est une approche utilisée pour résoudre les problèmes de modélisation dans différents domaines physiques. Ici nous appliquons cette méthode pour simuler l'absorption ; la réflexion et la transmission des photons dans le tissu biologique. Le principal avantage de la méthode de Monte Carlo, est la possibilité de gérer des géométries arbitraire et fournir une solution directe sans approximations, à l'équation de transport radiatif.

Mots-clés: Laser, diode laser, transport radiatif, tissu biologique, mélanine.

1. Introduction

Dans l'état actuel de la médecine les propriétés uniques des diodes lasers créent un énorme potentiel pour la thérapie spécifique de la peau, ils sont utilisés principalement pour leurs caractéristiques énergétiques avec la possibilité d'accorder les longueurs d'ondes ce qui permet d'agir sélectivement sur un ou plusieurs chromophores présents dans les tissus biologiques. Cette interaction dépendra évidemment de la surface du spot, de la puissance de la lumière, de la fluence (joules/cm²) de la lumière, et du temps de tir.

Les champs d'applications des lasers, en dermatologie s'élargit de jours en jours .Le champ le plus large d'utilisation réside actuellement dans le traitement des rougeurs de tout type, par exemple ; la couperose chez l'adulte et les angiomes chez les enfants, l'épilation à visée esthétique ou médicale (hyperpilosité pathologique) la prise en charge des rides et les détatouages .Par ailleurs, ils peuvent

êtres utilisés pour le diagnostique et le traitement des maladies. On appelle cela le traitement et diagnostique photodynamique (PDT et PDD) [1-3]. La liste d'application n'est pas exhaustive car de nombreuses publications scientifiques [1] font état de résultats de travaux de recherche et d'évaluation dans de nouvelles indications dermatologiques.

Le faisceau laser est un véritable faisceau parallèle dont la divergence est extrêmement faible. Cette propriété permet de délivrer des puissances considérables sur des surfaces très faibles, c'est ainsi qu'il faut prendre en compte la longueur d'onde et la taille du spot afin de limiter la surface illuminée par le laser, c'est dans ce contexte que s'inscrit notre étude, dans la première partie, nous décrivons brièvement la théorie utilisée dans notre travail ensuite nous étudions l'influence du paramètre de taille de spot laser sur la fluence interne du tissu biologique et sur la profondeur. Finalement nous terminons par une conclusion.

2. Modèle théorique

La propagation de la lumière dans le tissu biologique est régie par les phénomènes d'absorption et de diffusion. L'approche la plus fondamentale pour une telle modélisation consiste à prendre en compte la nature statistique du milieu soumis à un champ électromagnétique. Le tissu est alors considéré comme un milieu aléatoire dont l'indice de réfraction fluctue selon la position dans le milieu, cependant il n'est pas possible de modéliser au niveau microscopique la distribution de la lumière à cause du manque d'informations sur ce paramètre. Par contre, en utilisant les propriétés optiques moyennes des tissus il est possible de faire une étude macroscopique, basée sur la méthode de Monte Carlo [5,6]. Ce calcul repose sur l'utilisation d'un grand nombre de valeurs. Le tissu biologique contient des centres d'absorption et de diffusion distribués aléatoirement et décrit par trois paramètres: paramètre d'absorption μ_a , paramètre de diffusion μ_s , et le facteur d'anisotropie g .

La réponse au faisceau laser est décrite par l'équation suivante :

$$C(r, z) = S(r) \int_0^{\infty} G(r'', z) \exp\left(-2\left(\frac{r''}{R}\right)\right) I_0\left(\frac{4rr''}{R^2}\right) 2\pi r'' dr'' \quad (1)$$

Avec $S(r) = S_0 \exp\left(-2(r/R)^2\right)$ (2)

Où $C(r, z)$ est la réponse au faisceau de photon fini, $S(r)$ est l'intensité de faisceau fini, $G(r'', z)$ est la réponse au faisceau de photon infini en énergie, R est le rayon du faisceau gaussien ($1/e^2$), I_0 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro. P puissance du faisceau [4].

3. Résultats & Discussions

On considère l'interaction d'un faisceau laser Gaussien, caractérisé par un rayon de 0.1 cm, qui émet dans le visible à 633nm avec une énergie de $0.031 \cdot 10^{-16}$ joules, avec le tissu biologique en considérant les 4 couches de l'épiderme de propriétés optiques données sur le tableau 1

Tableau. 1: Propriétés optiques des 4 couches du tissu biologique à 633 nm [7]

Couches	Epaisseur (cm)	Coefficient d'absorption μ_a (cm^{-1})	Coefficient de diffusion μ_s (cm^{-1})	Facteur d'anisotropie g	Indice de réfraction n
Epiderme	0.01	107	4.3	0.79	1.5
derme Superficiel	0.002	187	2.7	0.82	1.4
Derme papillaire	0.02	192	3.3	0.82	1.4
Derme réticulaire	0.09	187	2.7	0.82	1.4

Tableau 2. Taux de réflexion, de transmission et d'absorption du system d'interaction.

	Reflexion	Transmission	Réflexion spéculaire	Absorption
Eric Alerstam [5]	0.237	0.096	0.04	0.625
Nos résultats	0.231	0.095	0.04	0.623

Afin de valider nos calculs nous comparons nos résultats avec ceux d'Eric Alerstam [5]. Nous remarquons à partir du Tableau 2 et selon les deux graphes comparatifs Figure 1, que nos résultats sont extrêmement proches de ceux d'Alerstam.

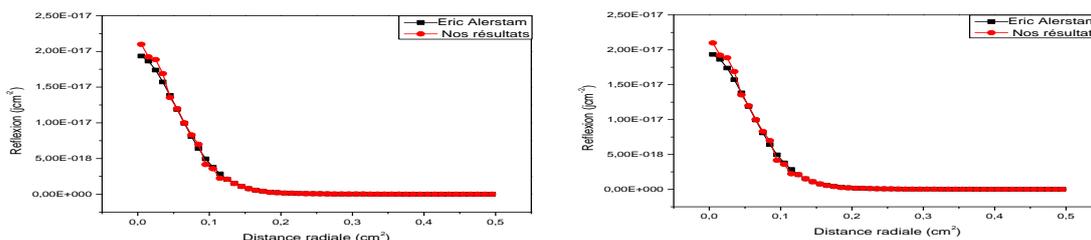


Figure 1: Variation de la réflexion et la transmission du faisceau gaussien de rayon 0.1cm en fonction de la distance radiale 'r' comparés avec ceux d'Eric Alerstam [5]

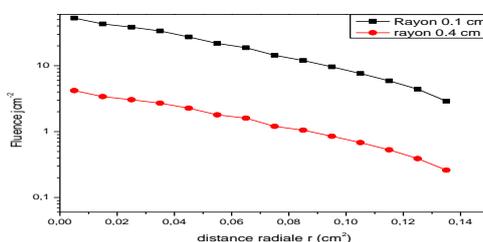


Figure 2: Variation de la fluence interne de photon en fonction de la distance radiale 'r', d'un faisceau gaussien de rayon 0.1, 0.4 cm

D'après la figure 2 on remarque clairement une décroissance de la fluence interne du paquet de photon en fonction de la distance radiale, qui est due principalement à la décroissance du poids de photon qui suit la loi de Beer Lambert, par ailleurs on constate aussi que la taille du spot du laser joue un rôle primordiale dans la réponse du système puisque avec un spot étroit on atteint des fluences plus importantes qu'avec un spot plus large, ceci déterminera par la suite l'effet radio-induit sur le tissu biologique. Les courbes isofluences représentées sur la figure 3 expliquent également l'importance de connaître la taille du spot, vu que la réduction du spot diminue considérablement la profondeur de pénétration du faisceau laser.

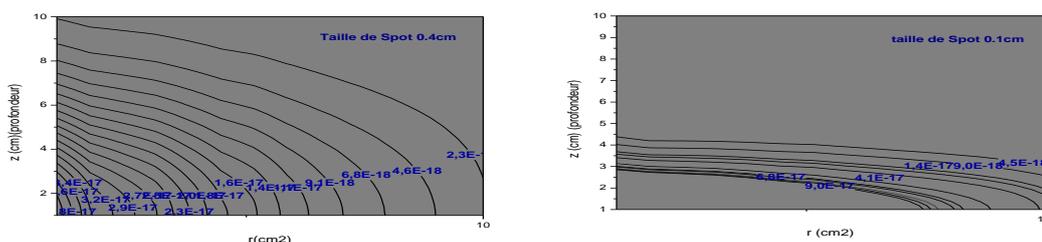


Figure 3: Iso fluence pour un faisceau Laser gaussien de taille de Spot 0.4 cm, 0.1 cm

4. Conclusion

Notre travail est une contribution à l'étude de l'interaction matière biologique laser à travers la mise au point d'un modèle de calcul. Ce modèle est basé essentiellement sur les lois fondamentales de l'optique liées à un grand nombre d'études expérimentales

L'originalité et la motivation de cette approche réside dans le besoin croissant de caractériser ce phénomène, par la quantification des grandeurs physiques (absorption, réflexion, transmission) de cette interaction en vue d'avoir accès aux conditions optimales de fonctionnement du laser caractérisé par sa longueur d'onde et sa taille de spot, qui déterminent l'effet tissulaire induit, car la réduction de la taille de spot réduit le pouvoir de pénétration du rayonnement et augmente la fluence interne, et la longueur d'onde permet au laser d'agir sélectivement sur le milieu biologique ; ceci dépend de l'indication thérapeutique vu que chaque chromophore est sensible à un certain domaine de couleurs.

Références

- [1] J.M Brunetaud, S. Mordon, T. Desmettre et C. Beacco. « les application thérapeutiques des lasers ». Les lasers et leurs application scientifiques et médicales. P524-534.
- [2] William Chun Yip. David Han. Jonathan Rose. "Monte Carlo Simulation for photodynamic therapy treatment planning". Therapeutic Laser Application and laser tissue interaction. 2009.
- [3] William Chun Yip La. "Hardware Acceleration of a monte carlo simulation for photodynamic therapy treatment planning". 2009.
- [4] Lihong Wang. Steven L. Jacques, Liqiong Zheng. "Convolution for responses to a finite diameter photon beam incident on multi layer tissues". Computer Method and programs in biomedicine 54 (1997)P 141-150.
- [5] Eric Alerstam .Stephan Anderson. "Monte Carlo Simulation of Light Transport in Tissue". Tissue Optic 2008.
- [6] Lihong Wang, Steven Jacques. "Monte Carlo modeling of light transport in multi layer tissues in standard C". 1992-1998.

[7] Alexey N.Bashkatov, Elina A. Genina, Valery V. Tuchin. “Optical properties of skin,subcutaneous and muscle tissues”: A REVIEW.Journal of Innovation Optical Health Sciences.Vol 4,No.1(2011) P9-38.

MODELISATION DU COMPORTEMENT THERMIQUE AU COURS DU SOUDAGE DES METAUX PAR FAISCEAU LASER

Soumaya Lemkeddem et Fethi Khelfaoui

*Laboratoire LENREZA, Département de Physique, Faculté des Sciences, Technologie et des Sciences
de la Matière, Université de Ouargla, Ouargla 30000*

slemkeddem@gmail.com

Résumé:

Le soudage par faisceau laser apporte une très forte densité d'énergie, cela permet de réaliser des soudures étroites, profondes et à des vitesses élevées. En raison de ses avantages par rapport aux autres procédés d'assemblage, le soudage laser est l'un des processus de fabrication les plus importants. Dans le but de modéliser le comportement thermique, il faut étudier les différents phénomènes qui peuvent être impliqués dans l'opération. La distribution de la température dans la pièce à souder peut être déterminée à partir l'équation de la chaleur qui traduit le bilan d'énergie. C'est une équation différentielle parabolique et pour sa résolution nous avons appliqué la méthode des différences finies sur une équation instationnaire en 2D en utilisant le schéma implicite.

Mots-clés: Laser, Soudage, Propriétés métal, Différences finies, Profil des températures.

1. Introduction

Les Lasers sont excellents par leur finesse spectrale, et leurs variations temporelles allant du continu à l'impulsion de quelques femtosecondes [1]. On les rencontre dans tous les domaines. Depuis la fin des années 80, l'usage du soudage laser est passé du développement en laboratoire de recherche aux activités industrielles. Le soudage par faisceau laser offre de faibles déformations, d'excellentes propriétés mécaniques associées à la qualité d'aspect et aux faibles dimensions des cordons de soudure.

2. Soudage laser

Le soudage au laser permet d'obtenir des joints étroits et ne produit quasiment aucune déformation structurale. Le traitement des surfaces au laser couvre un grand nombre d'applications, dont le recuit, la trempe, le revêtement ou le nettoyage de surfaces. On l'utilise souvent dans le cas de très gros volumes de production dans l'industrie. Quelle que soit l'application, les lasers constituent un outil précis et adaptable, ils sont en continuelle évolution.

2. 1. Types de laser pour laser

Les deux types de lasers utilisés le plus couramment en soudage sont les lasers à solides (surtout les lasers Nd-YAG) et les lasers à gaz (surtout les lasers CO₂) [2]. On présente ici ces deux types de lasers, leurs fonctionnements, le milieu excité, les longueurs d'onde et la puissance de sortie. On parler aussi du soudage laser hybride et du soudage avec un double faisceau laser comme dérivé du soudage laser.

2. 1. 1. Lasers CO₂

Dans les lasers à gaz le milieu actif est un gaz pur ou en mélange. Le milieu est habituellement excité par une décharge électrique. Les puissances de sortie des lasers à gaz peuvent atteindre 25 kW [3]. Le laser à gaz moléculaire le plus connu est le laser à dioxyde de carbone (CO₂). Il est particulièrement utilisé dans l'usinage des matériaux (coupure, soudure,...) et la chirurgie. Chaque dispositif laser fonctionne avec un mélange qui lui est propre est qui est fixé par le fabricant. Les gaz constituant le milieu émetteur sont le CO₂ pour l'émission laser, l'azote (N₂) pour exciter le CO₂ et l'hélium (He) pour désexciter et refroidir [4]. Le laser CO₂ émet à de nombreuses longueurs d'onde dans l'infrarouge mais est surtout utilisé à 9,4 et à 10,4 µm.

2. 1. 2. Lasers Nd-YAG

Le milieu actif dans les lasers solides est un verre ou un cristal. Les lasers à solide fonctionnent généralement grâce à un pompage optique (une lampe à décharge ou un autre laser) et couvrent une grande partie du spectre. Le laser Nd-YAG (grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme) est un cristal utilisé comme amplificateur. Il désigne le composé solide Y₃Al₅O₁₂ dopé de néodyme Nd³⁺. Ces lasers émettent avec des longueurs d'onde de l'ordre du micromètre 1,06 µm [2]. Le laser Nd-YAG peut être réalisé en mode continu ou pulsé. La puissance varie généralement de 100 à 1kW [2]. Des lasers de fortes puissances sont en pleine évolution [3-10kW], et jusqu'au 45kW [5].

2. 1. 3. Soudage laser hybride

Le soudage laser hybride combine le soudage laser avec la technique du soudage à l'arc (TIG, MIG-MAG ou plasma). Il cumule les avantages de ces deux procédés. Ceci permet une grande souplesse de positionnement des pièces. Le soudage à l'arc apporte du métal en fusion pour remplir le joint, et le laser augmente la vitesse de travail par rapport à ce qui est réalisable avec l'arc seul. La qualité du soudage est aussi améliorée[6].

3. Modélisation du comportement thermique

Depuis plusieurs années, de nombreux travaux de recherche ont été réalisés pour l'étude des différents phénomènes qui gouvernent les procédés de soudage. La modélisation numérique est un outil de prédiction du comportement des matériaux pour l'optimisation des procédés laser [5, 7, 8, 9, 10, 11, 12,13].

3.1. Description du modèle physique

Plusieurs phénomènes physiques interviennent de manière couplée dans le soudage. Ils peuvent être d'origine thermique (conduction, convection), métallurgique (solidification transformation de phase, fusion du matériau), mécanique des fluides (quantité de mouvement) et mécanique (déformations et contraintes). Les différentes étapes de la formation du bain de fusion sont illustrées par la figure suivante :

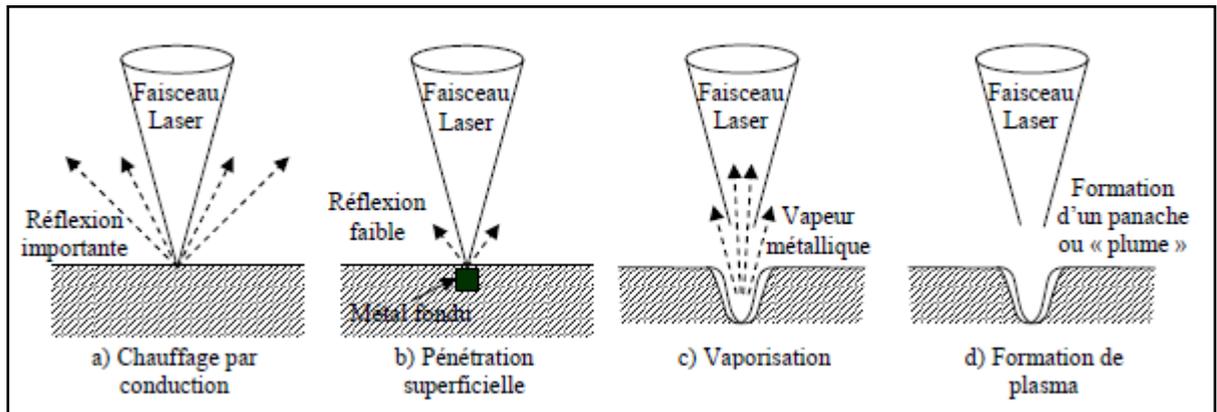


Figure 1: Principales étapes de la formation du bain de fusion [5]

L'aspect fondamental de l'interaction laser/matériau est principalement la formation du capillaire figure 6.

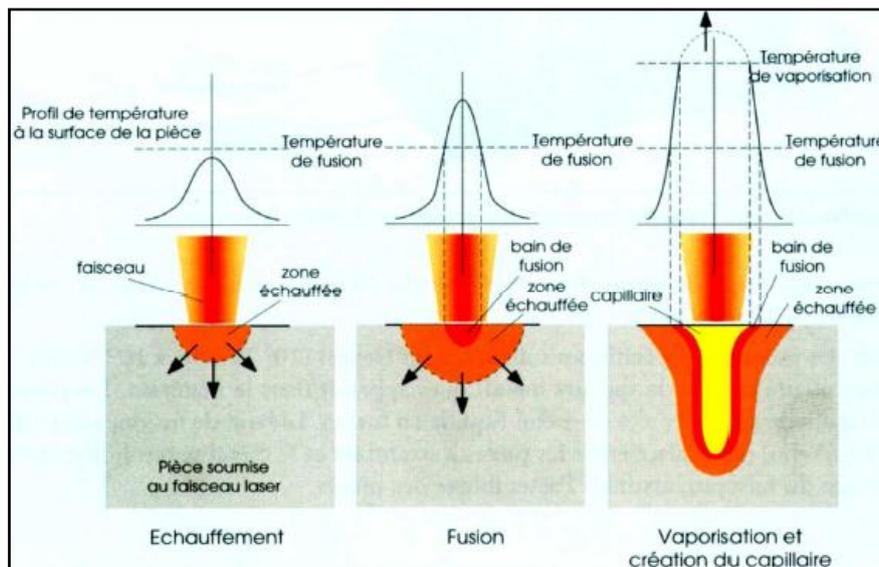


Figure 2: Formation du capillaire [5]

Le phénomène de capillaire apparaît sur la plupart des matériaux métalliques et entraîne les effets suivants :

- une soudure sans métal d’apport,
- un pouvoir de pénétration important,
- une vitesse d’exécution élevée,
- une zone peu affectée par la chaleur transversalement,
- une zone indépendante de l’entourage immédiat (outillages),
- et des déformations limitées.

La création du capillaire s’accompagne d’un plasma à la surface du bain de fusion. Ce plasma est formé de vapeurs ionisées à très haute température, qui s’échappent du capillaire. Le plasma émet des rayonnements qui peuvent être étudiés afin de caractériser les propriétés du milieu [14]. Les différents phénomènes à l’origine thermique qui peut être introduit au bilan énergétique sont illustrés sur la figure suivante :

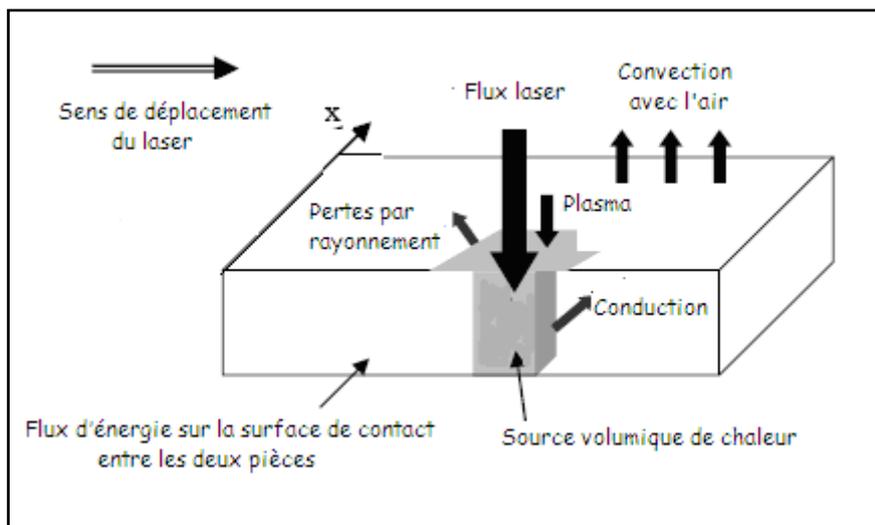


Figure 3 : Modélisation du bilan énergétique au cours du soudage laser [13]

3.2. Mise en équation

Après quelques suppositions, l’équation qui traduit le bilan énergétique sera:

$$\frac{\partial(\rho CT)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) = Q ; (x,y) \text{ sur } \Omega \tag{1}$$

Avec :

$$T(x, y, 0) = T_0 ; \text{ Sur } \Omega \quad (2)$$

$$T(0, y, t) = T_0 ; \text{ Sur } \Gamma \quad (3)$$

$$T(L, y, t) = T_0 ; \text{ Sur } \Gamma' \quad (4)$$

C'est une équation différentielle instationnaire à 2D. L'application de la méthode des différences finies avec un schéma implicite a conduit à la forme suivante :

$$-\beta T_{i,j-1}^{k+1} + \gamma T_{i,j}^{k+1} - \beta T_{i,j+1}^{k+1} = \alpha T_{i,j}^k + W(i, j, k) \quad (5)$$

Cette dernière peut s'écrire sous la forme matricielle :

$$AT^{k+1} = \alpha T^k + W \quad (6)$$

Actuellement nous essayons de résoudre le problème numériquement.

Références

- [1] A. B. Vannes ; *Laser de puissance et traitement des matériaux* ; presse polytechniques et universitaires romandes ; 1991.
- [2] Christopher Dawes ; *Laser welding* ; Woodhead Publishing; 1992
- [3] H. B. Cary and S. C. Helzer; *Modern Welding Technology*; edition 6; Pearson Education/ Prentice Hall; New Jersey; 2005.
- [4] <http://www.linde-gas.fr>
- [5] Y. Robert; Thèse de doctorat ; Ecole des Mines de Paris; 2007.
- [6] K. Weman ; *Welding processes handbook* ; New York; CRC Press LLC; 2003.
- [7] K. Abderrazak, H.Mhiri, M. Autric, A. Garino et P. Bournot ; 12^{ème} journées internationales de la thermique ; Maroc ; 2005.
- [8] E. Le Guen, M. Carin, R. Fabbro, F. Coste et P. Le Masson ; <http://docs.google.com/>
- [9] M. Medale et S. Rabier; XV^{ème} Congrès Français de Mécanique; Nancy ; 2001.
- [10] M. Aissani, H. Maza, B. Belkessa et Y. Benkedda; 17^{ème} Congrès Français de Mécanique; Troyes; 2005.

- [11] M. Carin et É. Favre ; www.comsol.com/papers/1034/download/Carin_presentation.pdf
- [12] M. Hamide; Thèse de doctorat ; Ecole nationale supérieure des Mines de Paris; 2008.
- [13] A. Belhadj; Thèse de doctorat; Cotutelle internationale entre École Nationale d'Ingénieurs de Tunis et l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Paris; 2009.
- [14] S. Lemkeddem et f. Khelfaoui ; "Spectre de raies d'émission d'une torche à plasma en utilisant la technique de l'inversion d'Abel" ; Annales de la Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur Ouargla Algérie, Vol. 1 N° 3, pp 58-65 ; 2009.

**ARBITRARY AMPLITUDE DUST ACOUSTIC SOLITARY WAVES IN ELECTRON-
DEPLETED DUSTY PLASMA**

Saliha MAYOUT et Mouloud TRIBECHÉ

*Laboratoire de Physique Théorique, Faculté de physique, Université de Bab ezzouar, U.S.T.H.B, B.P
El- Alia, Alger 16111.*

Email: salihathairi@yahoo.fr

ABSTRACT:

The aim of the present paper is therefore to investigate the effect of ion suprathermality on arbitrary amplitude DAWs in an electron depleted dusty plasma. We first consider the case of one suprathermal ion component and discuss later the case of dusty plasma with two disparate ion temperatures. We assume that the electron number density is sufficiently depleted during the charging of the dust grains, on account of the attachment of the background plasma electrons on the surface of the dust grains. In the case of one suprathermal ion component, the lower limit of the admissible Mach numbers is found smaller than its Maxwellian counterpart allowing therefore the possibility of existence of subsonic DA solitons. Our results may be relevant to a number of space dusty plasma systems, particularly, the Saturn's F-ring where electron depletion and suprathermality are thought to come into play.

KEYWORDS: Dusty plasma, Dust-acoustic wave, Soliton, Electron depletion, Compressive and rarefactive structures, Suprathermality, Two high energy-tail ion distributions.

1. Theoretical model

Suprathermal populations are well parameterized by the so-called κ (kappa)-velocity distribution functions. The latter may arise due to the effect of external forces acting on the natural space environment plasmas or to the wave-particle interaction which ultimately leads to κ - like distributions. As a consequence, a high-energy tail appears in the velocity distribution function of the particles. Distributions with suprathermal tails have been observed in various space plasmas such as the solar wind [1], the terrestrial magnetosphere [2], the terrestrial plasma-sheet [3], the magneto-sheath [4], the magnetosphere of Saturn [5], . . . etc. Note that because of a lack of formal derivation, a nonextensive approach [6] to kappa-distributions has been suggested.

1. 1. One suprathermal ion component

We consider a collisionless, unmagnetized two component dusty plasma. The system consists of extremely massive, micron-sized, negatively charged inertial dust grains, and suprathermal ions of density n_d , and n_i , respectively. To model the fast suprathermal ion distribution, we refer to the following one-dimensional equilibrium state ion velocity distribution function which solves the collisionless Vlasov equation with a population of fast particles. Thus, we choose

$$f_i(r, v_i) = \frac{n_{i0}}{\pi^{1/2} \theta_{thi}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\kappa^{1/2} \Gamma\left(\kappa + \frac{1}{2}\right)} \left(1 + \frac{v_i^2}{\kappa \theta_{thi}^2} + \frac{2e\Phi}{\kappa m_i \theta_{thi}^2}\right)^{-1-\kappa} \quad (1)$$

Here, the spectral index $\kappa > 1/2$ shapes predominantly the suprathermal tail of the distribution, the

quantity stands for the standard gamma function, $\theta_{thi} = \left(\frac{\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) T_i}{\kappa/2 m_i} \right)^{1/2}$

With distribution (1), we get

$$n_i(\Phi) = n_{i0} \left(1 + \frac{2e\Phi}{\kappa m_i \theta_{thi}^2}\right)^{-1/2-\kappa}$$

(2) The dynamics of low phase velocity dust-acoustic oscillations is governed by

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} (N_d V_d) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} = N_d - N_i \quad (5)$$

Where

$$N_i = \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa - \frac{1}{2}}\right)^{-\frac{1}{2}-\kappa} \quad (6)$$

$$N_d = \frac{M}{\sqrt{M^2 + 2\Psi}}$$

Substituting for N_d from (6) into Poisson's equation (5), and multiplying both sides of the resulting equation by $d\Psi/d\xi$, integrating once, and imposing the appropriate boundary conditions for localized solutions, namely, $\Psi \rightarrow 0$ and $d\Psi/d\xi \rightarrow 0$, at $\xi \rightarrow \infty$, we obtain the quadrature

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Psi}{d\xi} \right)^2 + V(\Psi) = 0 \quad (7)$$

Where the Sagdeev potential for our purposes reads as

$$V(\Psi) = M^2 + 1 - M \sqrt{M^2 + 2\Psi} - \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa - 1/2} \right)^{-\kappa + 1/2} \quad (8)$$

The electrostatic potential Ψ is given in Figure 1, which exhibits a spatially localized (soliton-like) structure, as is evident from the associated Sagdeev potential in Figure 2. For the sake of comparison, we have plotted Ψ for various values of the suprathermal index κ . The results reveal that the spatial patterns of DA solitary wave are affected by the suprathermal effects. It can be seen that as the spectral index κ decreases, i.e., the suprathermal character of the plasma becomes important, the potential pulse amplitude increases, while its width is narrowed: a decrease in κ makes the solitary structure more spiky.

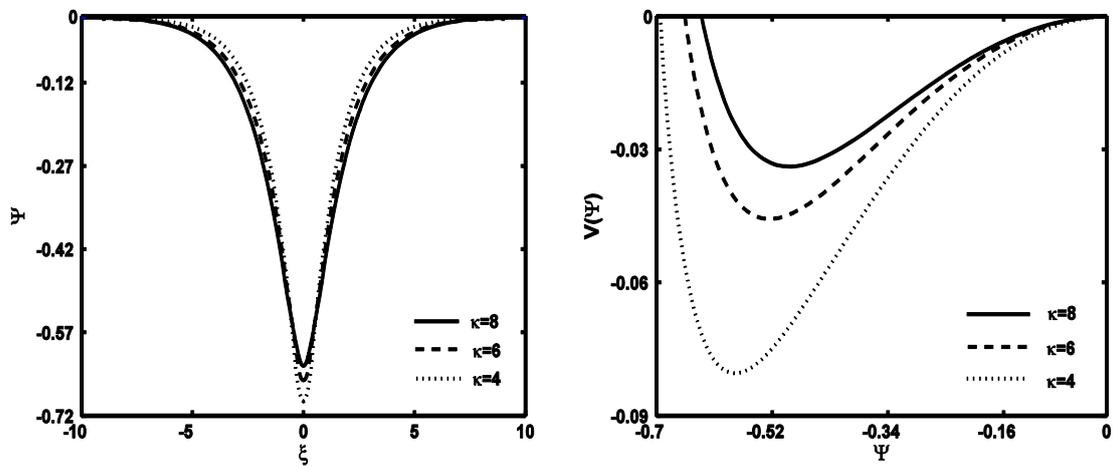


Figure 1: Potentiel électrostatique solitaire Ψ de **Figure 2:** Potentiel de Sagdeev $V(\Psi)$ associé à la l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes structure solitaire la figure 1. valeurs de l'indice spectral κ .

1. 2. Two-temperatures suprathermal ions

Let us now extend our analysis to the case of a dusty plasma having two suprathermal ion components with different spectral index, κ_h and κ_l , and widely disparate temperatures, T_{ih} and T_{il} . The dynamics of low phase velocity dust-acoustic oscillations is governed by

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} (N_d V_d) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} = N_d - \frac{1}{f+1} N_{ih} - \frac{f}{f+1} N_{il} \quad (11)$$

N_{ih} and N_{il} are the high (h) and the low (l) temperature ion densities and are given by

$$N_{ih} = \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa_h - \frac{1}{2}} \right)^{\frac{1}{2} \kappa_h}, \quad N_{il} = \left(1 + \frac{\sigma \Psi}{\kappa_l - \frac{1}{2}} \right)^{\frac{1}{2} \kappa_l}$$

Where $\sigma = T_{il}/T_{ih}$, $f = n_{i0}/n_{ih0} = Z_d n_{d0}/n_{ih0} - 1$, and $\kappa_{h,l}$ stands for the high (low) temperature ion spectral index. Proceeding as above, Poisson's equation (11) can be cast in the form of an energy integral of a classical oscillator

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Psi}{d\xi} \right)^2 + V(\Psi) = 0 \quad (12)$$

$$V(\Psi) = -M \sqrt{M^2 + 2\Psi} - \frac{1}{f+1} \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa_h - 1/2} \right)^{-\kappa_h + 1/2} - \frac{f}{(f+1)\sigma} \left(1 + \frac{\sigma \Psi}{\kappa_l - 1/2} \right)^{-\kappa_l + 1/2} + M^2 + \frac{1}{f+1} + \frac{f}{(f+1)\sigma} \quad (13)$$

To study small but finite amplitude DA solitary waves, we follow the well-known reductive perturbation technique. We first introduce the stretched variables $\zeta = \varepsilon^{1/2} (X - V_0 T)$, $\tau = \varepsilon^{3/2} T$

Expanding now the variables N_d , V_d , N_{ih} , N_{il} , and Ψ about their unperturbed states in power series of ε , and developing equations

$$N_d = 1 + \varepsilon N_d^{(1)} + \varepsilon^2 N_d^{(2)} + \dots \quad (14)$$

$$V_d = \varepsilon V_d^{(1)} + \varepsilon^2 V_d^{(2)} + \dots \quad (15)$$

$$\Psi = \varepsilon \Psi^{(1)} + \varepsilon^2 \Psi^{(2)} + \dots \quad (16)$$

Developing equations (9)–(11) in various powers of ε , we readily obtain

$$\frac{\partial \Psi^{(1)}}{\partial \tau} + a_2 \Psi^{(1)} \frac{\partial \Psi^{(1)}}{\partial \zeta} + b_2 \frac{\partial^3 \Psi^{(1)}}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (17)$$

Which is the well-known K-dV equation with

$$a_2 = \frac{V_0^3}{2} \left\{ -\frac{3}{V_0^4} + \frac{(\kappa_h + 1/2)(\kappa_h + 3/2)}{(f+1)(\kappa_h - 1/2)^2} + \frac{f\sigma^2(\kappa_l + 1/2)(\kappa_l + 3/2)}{(f+1)(\kappa_l - 1/2)^2} \right\} \quad (18)$$

$$b_2 = \frac{V_0^3}{2} \quad (19)$$

$$V_0 = \sqrt{\frac{(f+1)(\kappa_h - 1/2)(\kappa_l - 1/2)}{(\kappa_l - 1/2)(\kappa_h + 1/2) + f\sigma(\kappa_h - 1/2)(\kappa_l + 1/2)}} \quad (20)$$

The stationary localized solution of (17) is

$$\Psi^{(1)} = \Psi_m \operatorname{Sech}^2 \left(\frac{\zeta - u_0 \tau}{\delta} \right) \quad (21)$$

The presence of additional low temperature suprathermal ions does not only significantly modify the basic properties of DA structures, but also causes the existence of positive solitary potentials as clearly shown in Figure 4. Figure 3 depicts the variation of a_2 with κ_h for different values of κ_l . As in the case of arbitrary amplitude, the “suprathermalization” process of the low temperature ion component favors the development of compressive localized structures.

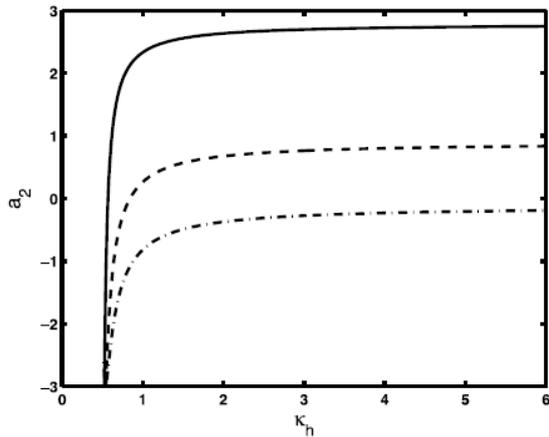


Figure 3: Variation of a_2 with κ_h for different values of κ_l .

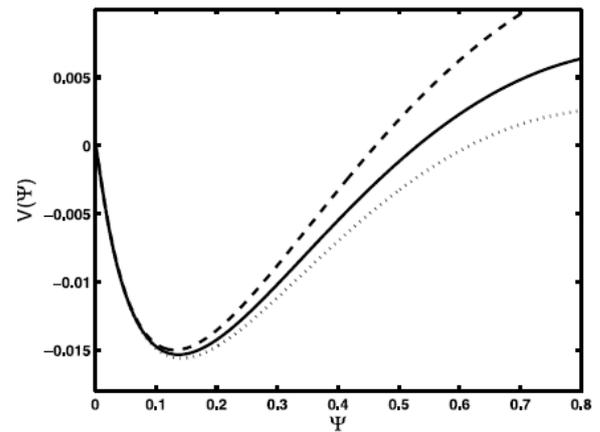


Figure 4: Pseudo-potential associated to the compressive dust acoustic solitary wave for different values of κ_l .

Références

- [1] Maksimovic, M., Pierrard, V., Riley, P.: Geophys. Res. Lett. **24**, 1151 (1997)
- [2] Gloeckler, G., Hamilton, D.C.: Phys. Scr. T **18**, 73 (1987)
- [3] Kletzing, C.A.: J. Geophys. Res. **108**, 1360 (2003)
- [4] Formisano, V., Moreno, G., Palmiotto, F., P.C.: J. Geophys. Res. **78**, 3714 (1973)
- [5] Dialynas, K., Krimigis, S.M., Mitchem, D.G., Hamilton, D.C., Krupp, N., Brandt, P.C.: J. Geophys. Res. **114**, A01212 (2009)
- [6] Tsallis, C.: J. Stat. Phys. **52**, 479 (1988).

RECONSTITUTION 3D DE FORMES PAR PROJECTION DE FRANGES

Hocine MEDJADBA, Sif Eddine HICHEUR, Abdelhakim LAIEB, Lotfy Mokhtar SIMOHAMED

Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques, Ecole Militaire Polytechnique, Bordj El-Bahri, Alger

medjadba.hocine@unistra.fr

Résumé:

Le travail présenté dans cet article concerne la numérisation de formes 3D d'objets en utilisant une technique optique sans contact. Cette technique est basée sur l'extraction de la phase optique à partir d'une figure de franges sinusoidales rectilignes déformée par projection sur un objet. Pour la production de franges, nous avons utilisé deux systèmes distincts à savoir l'interféromètre de Michelson réglé en coin d'air et un vidéo projecteur numérique. L'algorithme d'extraction de la phase utilisé est celui basé sur la méthode dite de décalage de phase. Le résultat que l'on obtient après traitement des images acquises de la lumière projetée sur l'objet se présente sous forme d'un nuage de points.

Mots-clés: Mesure tridimensionnelle, interférence, projection de frange, lumière structurée

1. Introduction

La reconstruction de formes tridimensionnelles (ou numérisation 3D) s'avère aujourd'hui une nécessité pour de multiples applications dans les domaines tels que la mécanique, l'architecture, l'archéologie, etc. Elle est également utilisée pour des applications de rétro-conception (Reverse Engineering), contrôle de qualité, copiage et production de répliques à différentes échelles avec différents matériaux.

La mesure et l'acquisition de formes 3D sont restées longtemps dépendantes du contact à établir entre l'instrument de mesure et l'objet étudié. Les coordonnées 3D sont souvent mesurées par ce qu'on appelle : les « machines de mesure tridimensionnelle » (MMT). Une MMT exige un balayage point par point, en plus de la nécessité du contact entre l'objet en question et la machine ce qui rend, parfois, impossible les mesures sur des surfaces délicates.

Les méthodes de mesure tridimensionnelle par procédés optiques, regroupent toutes les méthodes de mesure 3D qui utilise l'optique comme moyen de mesure élémentaire. On y trouve essentiellement : la triangulation laser, la projection de lumière structurée (projection de franges), la mesure par détection de temps de vol, la photogrammétrie et toutes les méthodes qui en sont dérivées [1-2].

Le travail présenté dans cet article concerne la mise en œuvre d'un montage expérimental permettant la reconstitution de formes 3D par une technique optique sans contact basée sur le principe de la projection de franges d'interférences rectilignes.

2. Principe de la mesure de forme 3D par projection de franges

Une lumière est dite structurée lorsqu'elle est spatialement modulée en intensité. Cette technique inclut la projection de lumière codée et de franges sinusoïdales. Un réseau de franges rectilignes peut être produit par plusieurs méthodes, y compris les interféromètres laser, les projecteurs numériques ou par l'utilisation des grilles. L'information de profondeur de l'objet est codée dans un modèle déformé de franges enregistrées par un système d'acquisition d'image qui est généralement une caméra CCD (figure 1). Les franges apparaissent usuellement comme des bandes alternativement brillantes ou sombres qui représentent des lignes de contour du mesurande.

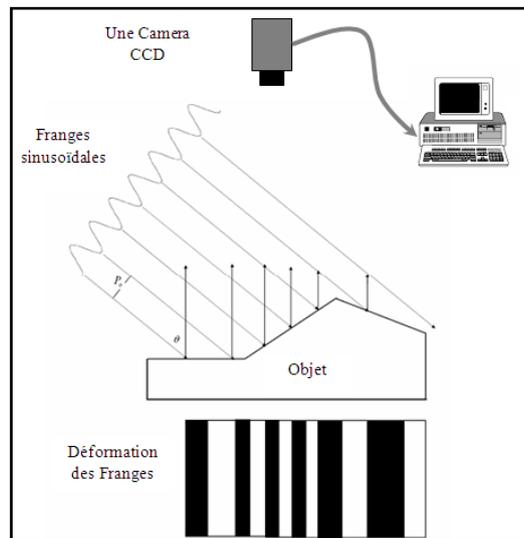


Figure 1: Schéma de principe de la mesure par projection de frange

La formulation mathématique de la figure de franges (interférogramme) peut être définie à l'aide de coordonnées spatiales (x, y) comme suit :

$$I(x, y) = I_0(x, y) \left(1 + g(x, y) \cos(2pf_0x + f(x, y)) \right) \quad (1)$$

où $I_0(x, y)$ est l'intensité moyenne, $g(x, y)$ le contraste, f_0 est la fréquence spatiale des franges selon l'axe x et $f(x, y)$ est la phase optique codant le mesurande.

La figure de franges ou l'interférogramme $I(x, y)$ donne une information dans laquelle les franges constituent des lignes d'égalité de phase optique. La déformation de l'objet qu'on note z est reliée à la phase optique par :

$$f(x, y) = \frac{2p \sin q}{P_0} z(x, y) \quad (2)$$

avec q angle entre la direction de la source et la direction d'observation (CCD) et P_0 l'interfrange.

On constate que la détermination de la forme 3D de l'objet notée $z(x, y)$ nécessite l'évaluation de la phase optique $f(x, y)$ à partir de l'interférogramme enregistré. Différentes méthodes permettent de calculer la phase à partir de l'acquisition d'images des franges projetées on y retrouve la démodulation par transformé de Fourier, la démodulation directe de franges et la démodulation basée sur la technique de décalage de phase (PSI) [3].

La PSI utilisée dans ce travail consiste à enregistrer une série d'interférogrammes obtenus avec différentes phases connues pour le faisceau de référence. Parmi les algorithmes basés sur la PSI, parmi les plus utilisées on cite l'algorithme de carré qui nécessite l'enregistrement de 04 images [3-4]. Il suppose que la phase est décalée d'une quantité constante a entre les mesures d'intensité successives comme le décrivent les équations :

$$\begin{cases} I_1(x, y) = I_0(x, y)(1 + g(x, y)\cos(f(x, y) - 3a/2)) \\ I_2(x, y) = I_0(x, y)(1 + g(x, y)\cos(f(x, y) - a/2)) \\ I_3(x, y) = I_0(x, y)(1 + g(x, y)\cos(f(x, y) + a/2)) \\ I_4(x, y) = I_0(x, y)(1 + g(x, y)\cos(f(x, y) + 3a/2)) \end{cases} \quad (3)$$

Les quatre images forment un système de 04 équations à 04 inconnues. La résolution de ce système d'équations nous donne l'expression de la phase :

$$f(x, y) = \arctg \frac{\sqrt{\frac{I_2 - I_3}{I_1 - I_4}} - \frac{I_2 - I_3}{I_1 - I_4}}{I_2 + I_3 - (I_1 + I_4)} \quad (4)$$

À l'étape de calcul de la phase s'ajoute d'autres étapes intermédiaires qui sont la correction de phase pour avoir une phase modulo 2π et une étape de déroulement de phase pour l'élimination des sauts de phase de façon à en assurer la continuité.

3. Montage expérimental et résultats

Le dispositif expérimental réalisé est représenté sur la figure 2. Il comprend un système de production de franges, une caméra CCD avec un système d'acquisition d'images et un logiciel de calcul. Nous avons utilisé deux dispositifs distincts de production de franges sinusoïdales à savoir l'interféromètre de Michelson éclairé par un laser He-Ne et un vidéo projecteur.

Dans le cas du Michelson, les 04 figures de franges sont réalisées en effectuant l'enregistrement de 04 interférogrammes à des intervalles de temps régulier lorsque le miroir mobile est en mouvement de translation à une vitesse constante assuré par un moteur électrique. Cependant, dans le cas du vidéo projecteur le décalage de phase constant entre les différentes figures de franges est réalisé tout simplement par calcul.

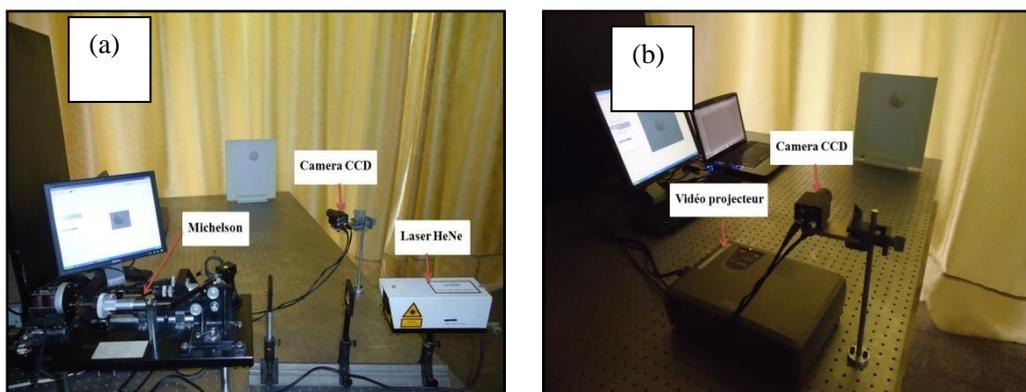


Figure 2: Dispositif expérimental, (a) Production de franges par l'interféromètre de Michelson, (b) production de frange par un vidéo projecteur.

Le résultat qu'on obtient après traitement des images acquises se présente sous forme d'un nuage de points. Après, nous appliquons à ce nuage de points une texture constituée par la photographie ordinaire de l'objet (figure 3).

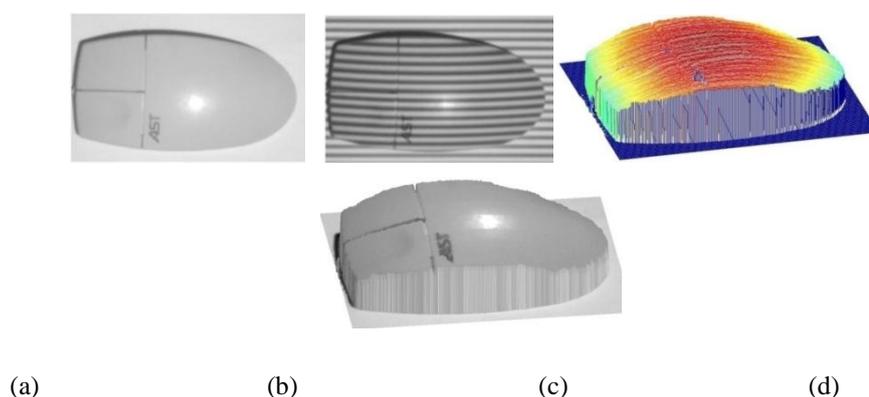


Figure 3: Résultat obtenu pour une souris d'un ordinateur : (a), image réelle image d'intensité, objet en 3D, représentation de l'objet en 3D avec texture.

La technique est applicable pour des objets de différentes tailles et de formes complexes (figure 4 et 5). Dans ces résultats, nous avons appliqué une texture au nuage de points afin d'avoir une meilleure représentation 3D de l'objet.

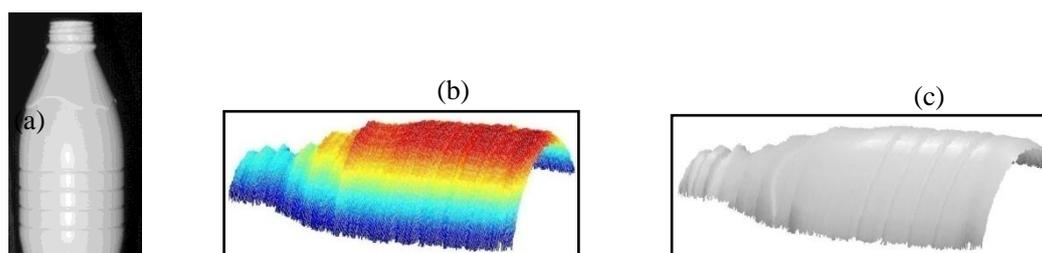


Figure 4: Résultat obtenu pour une bouteille en utilisant un vidéo projecteur, (a) image réelle, (b) nuage de points, (c) objet en 3D avec texture.



Figure 5: Résultat obtenu pour un visage en utilisant un vidéo projecteur : (a), image réelle, (b) images d'intensité, visage reconstitué en 3D avec texture.

4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons développé une application qui permet la mesure de formes 3D en utilisant la technique de projection de franges. La précision de la mesure est liée à l'interfrange (dispositif de production de franges) et à la résolution du capteur CCD. On note que la précision

obtenue par la lumière produite par l'interférométrie laser est meilleure par rapport à celle produite par le projecteur.

Références

- [1] Richard L., 2011, *Optical measurement of surface topography*, second edition, Springer, Berlin.
- [2] Gasvik K. J., 1987, *Optical metrology*, John Wiley & Sons, First Edition, pp. 154-6
- [3] Malacara D., Servin M. et Malacara Z., 2005, *Interferogram Analysis for Optical Testing*, second edition, Taylor and Francis, New York, 367-406.
- [4] Creath K., 1993, *Interferogram analysis: digital fringe pattern measurement techniques*, Robinson W. R. and Reid G. T., Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 94-104.

**ANALYSIS OF INDEXED-GUIDED HIGHLY BIREFRINGENT PHOTONIC CRYSTAL
FIBER EMPLOYING DIFFERENT CLADDING GEOMETRIE**

Abdelkader MEDJOURI¹, Lotfy Mokhtar SIMOHAMED², Azzedine BOUDRIOUA³,

Omar ZIANE⁴, Bilal HASSANI¹ and Abdelgafour DADI¹

¹*Centre Universitaire d'EL OUED,*

²*Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques, EMP, ALGER*

³*The Laser Physics Laboratory LPL, CNRS, Galilée Institute, Paris 13 University*

⁴*Laboratoire d'Electronique Quantique, USTHB, BP32 EL ALIA, BAB EZZOUAR, ALGER*

madjourikader@gmail.com

I. Introduction

In the past decade, photonic crystal fibers (PCFs), known as micro-structured optical fibers or holey fibers have been extensively investigated due to their unusual properties such as endlessly single mode operation over wide range of wavelengths [1], tailorable group velocity dispersion [2] and large effective core area [3]. These powerful properties combined with high degree of design freedom give rise to many practical applications in optical communications, nonlinear optics and in various optical devices and sensors [4, 5].

High birefringence (Hi-Bi) can be easily obtained with PCF because of the design flexibility and the high index contrast [6, 7], giving the possibility to reach an order of magnitude of 10^{-3} or 10^{-2} , which is larger than conventional fibers (10^{-4}) [8]. Several approaches have been explored to achieve high birefringence in photonic crystal fibers. One can use elliptical instead of circular air-holes in the cladding region [9-11], another can employ air-holes with different diameters [12-14]. Filling selectively some air-holes by a liquid with a refractive index lower than silica is also investigated [15, 17].

In this paper, we report the numerical analysis of several Hi-Bi PCF patterns with the aim to give an optimal design for the tradeoff between three criterions: the chromatic dispersion, the birefringence and the confinement loss. The analysis will be carried out using the Finite-Difference-

Time-domain (FDTD) method. The investigated patterns are: The Pseudo-Panda PCF [8], the V type PCF [16] and the selectively liquid filled PCF [15] with the triangular and the tetragonal lattice. Based on three criterions:, the results will be analyzed and discussed.

2. Models

Figure.1 shows the two main structures of our study. The index of silica is 1.46. Both structures are specified by two parameters, the radius of the air-holes and the pitch between two adjacent holes. Initially, the holes radius and the pitch are set to be $0.8\mu\text{m}$ and $2.3\mu\text{m}$, respectively. To ensure that light is well confined in the structure, the cladding is selected to be formed by six layers (rings) of air-holes.

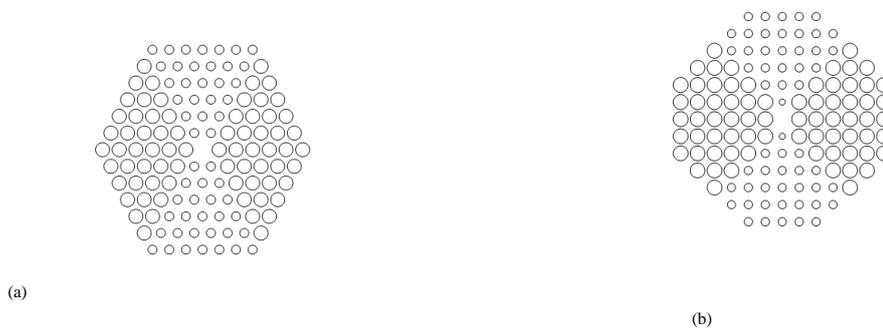


Fig.1. Cross section of PCF with triangular lattice (a) and tetragonal lattice (b) with: d the holes radius and Λ the pitch

2. 1. V type PCF

This kind of PCF was proposed by J. Wojcik et al for hydrostatic pressure sensing [16]. As it is shown in figure. 2, the cladding is designed in such way to have selectively and differently sized holes.



Fig.2. Cross section of V type PCF: the radius of the small and the big holes is $0.8\mu\text{m}$, $1.2\mu\text{m}$, respectively

2. 2. PP-PCF

The geometrical structure of the pseudo-panda PCF is illustrated in the figure. 3 Two enlarged air-holes have been introduced along the x axis between the cladding and the core. The large hole occupies seven small holes in the triangular lattice and six holes in the tetragonal lattice.



Fig.3. Schematic section structure of PP-PCF with triangular (a) and tetragonal (b) lattice

2. 3. Selectively liquid-filled PCF

For this case, the birefringence is introduced by infiltrating an index tunable liquid, polymer or optofluid into the air-holes of the PCF [15]. The variation of the infiltrated material index can be achieved thermally or electrically [18-24]. Figure. 4 give the cross section of such PCF.

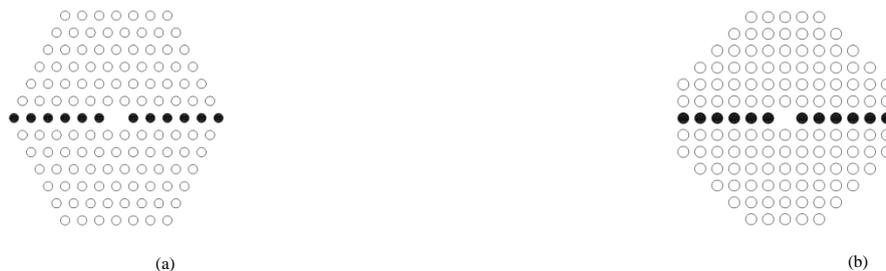


Fig.4. Schematic section structure of selectively liquid-filled PCF with triangular (a) and tetragonal (b) lattice

3. Numerical results and discussion

As it was previously mentioned, the FDTD engine is used to calculate the complex effective index for each case and then we employ the formulas given above to analyze them. Firstly, figure (5) gives the evolution of the birefringence with wavelength for the three types. Clearly, for the V type and the selectively liquid-filled PCF, the evolution of the birefringence is quietly the same for both the tetragonal and the triangular lattices (it reaches 1.25×10^{-3} around $1.55 \mu\text{m}$). For the PP-PCF, we

have the same observation up to 1.2 μm , for higher wavelengths, the PP-PCF with tetragonal lattice become ultra birefringent and reach the order of magnitude of 10^{-2} (a value of 6×10^{-3} of birefringence around 1.55 μm)

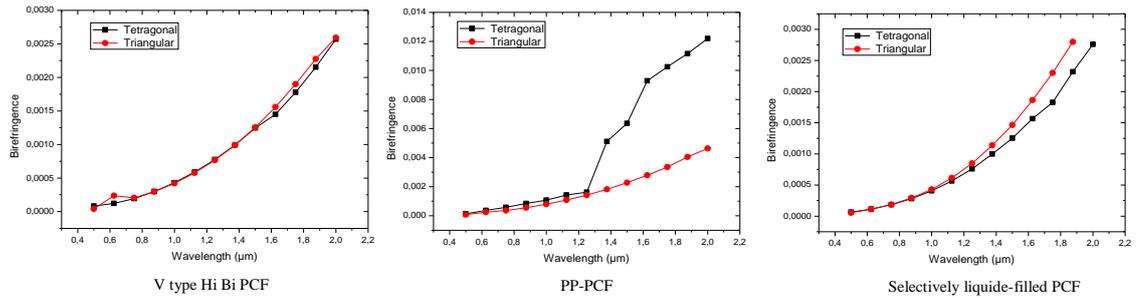


Fig. 5: evolution of the birefringence with wavelength

The analysis of the chromatic dispersion is always settled in favor of the tetragonal lattice giving a huge advantage to this geometry (figure (6)).

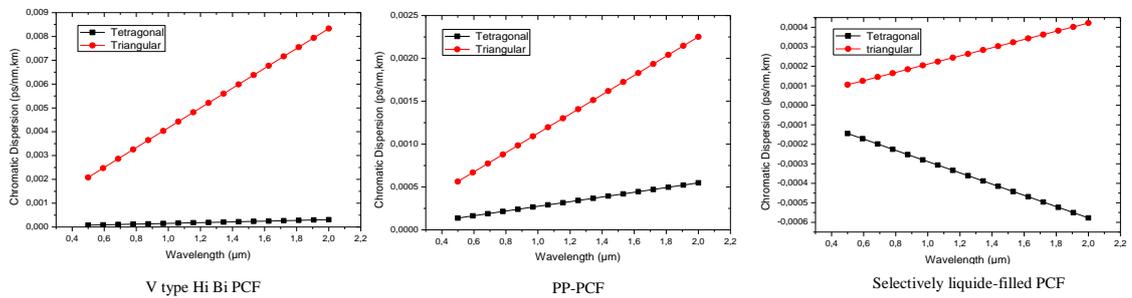


Fig. 6: evolution of the chromatic dispersion with wavelength

Figure (7) shows the variation of loss with wavelength. For both the PP-PCF and the selectively liquid-filled PCF, the loss is lower when the tetragonal lattice is employed. For the V type, the loss is quietly lower when the triangular lattice is used.

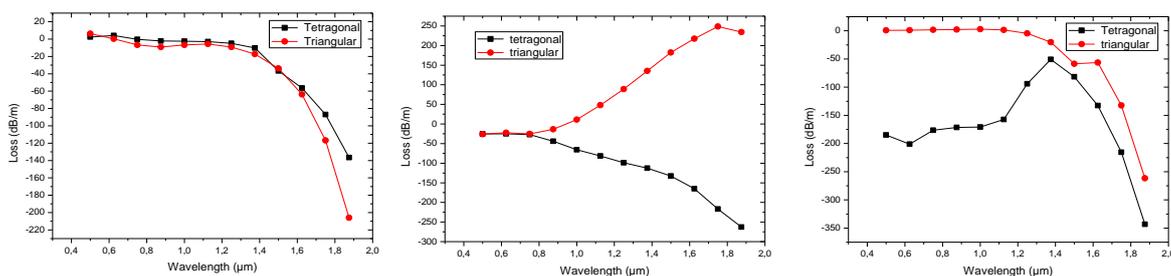


Fig. 7: evolution the confinement loss with wavelength

4. Conclusion

We numerically studied and compared the mode birefringence, the chromatic dispersion and the confinement loss of three types of high birefringent PCFs by using two lattices in the cladding region based on the FDTD method. It has been found that PCFs with tetragonal lattice are more birefringent whatever the cladding geometry, and a maximum can be obtained with PP-PCF. This advantage is due to the fact that chromatic dispersion is lower and confinement loss is lowest. For the three combined criteria, the PP-PCF with tetragonal lattice is recommended, and can be optimized for further works.

Bibliography

- [1] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* 22, 961-963 (1997).
- [2] Roberts et al, *J. Opt. Fiber. Commun. Rep.* 2, 435-461 (2005)
- [3] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. St. J. Russel, and J. -P. de Sandro, *Electron. Lett.* 34, 1347-1348 (1998).
- [4] Shen, G.-F., X.-M. Zhang, H. Chi, and X.-F. Jin, *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 80, 307-320, 2008.
- [5] Nozhat, N. and N. Granpayeh, *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 99, 225-244, 2009.
- [6] Chau et al. *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 22, 39-52, 2010.
- [7] Y.-S. SUN et al. *Japanese Journal of Applied Physics*. Vol. 47, No. 5, 2008, pp. 3755-3759.
- [8] X. Zhang, J. Zhao, *Nucl. Instr. and Meth. A* (2010), doi:10.1016/j.nima.2010.02.037.
- [9] Yue, Y., G. Kai, Z. Wang, T. Sun, L. Jin, Y. Lu, C. Zhang, *Opt. Lett.*, Vol. 32, 469-471, 2007
- [10] J. Liu, Y. Li, Y. Liu, S. Yuan, and X. Dong, *Opt. Lett.*, Vol. 32, 469-471, 2007.
- [11] Steel, M. J. and R. M. Osgood, Jr., *Opt. Lett.*, Vol. 26, 229-231, 2001.
- [12] Chen, D. and L. Shen, " *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 19, 185-187, 2007.
- [13] M. J. Steel and R. M. Osgood: *J. Lightwave Technol.* 19 (2001) 495.
- [14] K. Saitoh and M. Koshiba: *IEEE Photonics Technol. Lett.* 14 (2002)1291.

- [15] A. Hochman and Y. Leviatan: Opt. Express 13 (2005) 6193.
- [16] J.-H. Liou et al. Optics Communications 283 (2010) 971–974.
- [17] J. Wojcik, et al, PHOTONICS LETTERS OF POLAND, VOL. 2 (1), 10-12 (2010).
- [18] S. ERTMAN et al. OptoElectron. Rev., 17, no. 2, 2009.
- [19] C. Kerbage, P. Steinvurzel, P. Reyes, P.S. Westbrook, R.S. Windeler, A. Hale, B.J. Eggleton, Opt. Lett. 27 (2002) 158.
- [20] C. Kerbage, P. Steinvurzel, A. Hale, R.S. Windeler, B.J. Eggleton, Electron. Lett. 38 (2002) 310.
- [21] B.J. Eggleton, C. Kerbage, P.S. Westbrook, R.S. Windeler, A. Hale, Opt. Express 9 (2001) 698.
- [22] D.C. Zografopoulos, E.E. Kriezis, T.D. Tsiboukis, Opt. Express 14 (2006) 914.
- [23] T.R. Wolinski, A. Czapla, S. Ertman, M. Tefelska, A.W. Domanicki, E. Nowinowski-Kruszelnicki, R. Daubrowski, Opt. Quant. Electron. 39 (2007) 1021.
- [24] C. Monat, P. Domachuk, C. Grillet, M. Collins, B.J. Eggleton, M. Cronin-Golomb, S. Mutzenich, T. Mahmud, G. Rosengarten, A. Mitchell, Microfluid. Nanofluid. 4 (2008) 81.
- [25] B.T. Kuhlmeiy, B.J. Eggleton, D.K.C. Wu, J. Lightwave Technol. 27 (2009) 1617.
- [26] J. Wang et al. Optics & Laser Technology 39 (2007) 317–321.

MODELISATION DES VIBRATIONS DANS LA COMMUNICATION OPTIQUE PAR LES SATELLITES LASERS

M. OUACIFI, N. HEDJAZI, R. BOUCHOUAREB et D. BENATIA

Dpt. Electronique, Fac. Technologie, Université El'Hadj Lakhder BATNA-Algérie

E-mail:h.ouacifi@yahoo.fr

Résumé :

Un des aspects les plus importants dans les communications optiques est d'obtenir un taux de bit d'erreur (BER) minimal en dissipant le minimum de puissance. Ce but peut être atteint en utilisant un faisceau laser très étroit ayant un angle de divergence très faible. L'inconvénient d'un tel faisceau est que d'une part il nécessite un télescope émetteur grand est donc coûteux, et d'autre part ce faisceau peut rater partiellement ou totalement le satellite récepteur à cause des vibrations subies continuellement par le système de pointage, ce qui dégrade la qualité de la communication. Un modèle mathématique des systèmes de communication et de poursuite qui optimise le BER en fonction du gain de l'émetteur sont étudié dans cet article.

Mots-clés: laser, satellite laser, réseaux satellites, communication optique.

1. Introduction

Le lien inter satellite (ISL) [1] utilise le laser comme support dans les communications entre satellites, d'où le nom des satellites lasers. Le laser est une source de lumière cohérente, très monochromatique et unidirectionnelle, qui produit un faisceau lumineux très étroit et très concentré en énergie [2].

Le principal inconvénient du lien inter satellite optique est la complexité du système de pointage. Cette complexité vient de la nécessité de pointer d'un satellite à un autre au delà d'une dizaine de milliers de kilomètres de distances, avec un faisceau laser très étroit ayant un angle de divergence très petit de l'ordre de quelques micro radians. Le faisceau laser, peut parfois rater partiellement ou totalement le satellite récepteur à cause des vibrations continues du système de pointage qui sont dues aux différentes sources internes et externes affectant le satellite en diminuant le signal reçu causant une dégradation de la qualité de communication.

Un des aspects les plus importants dans les communications optiques est d'obtenir un taux de bit d'erreur (BER) minimal en dissipant le minimum de puissance. Ce but peut être atteint en utilisant un faisceau laser très étroit ayant un angle de divergence très faible.

Un modèle mathématique des systèmes de communication et de poursuite qui optimise le BER en fonction du gain de l'émetteur sont étudié dans cet article.

2. Les sources de vibrations

A cause des vibrations, le faisceau laser du satellite émetteur vibre, et donc les performances du système de communication se dégradent. On distingue deux types :

Les sources externes

Ces sources sont nombreuses et distinctes [3], on peut citer à titre d'exemple :

- Asymétrie de l'attraction terrestre.
- Attraction de lune et du soleil.
- Pression des radiations solaires.

Les sources internes

Quelques sources internes causent des vibrations dans les communications lasers. Parmi ces sources on peut citer :

- Les vibrations et les impacts dus aux bruits internes.
- Les vibrations des antennes du système de pointage.
- Le bruit du système de poursuite.

Modèle des équations

Nous supposons que le récepteur comprend un photo détecteur en mode de détection directe, avec un schéma de modulation OOK. Dans ce cas le BER est [5] :

$$BER \approx \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{R(P_1(\theta) - P_0(\theta))}{\sqrt{2} (\sigma_1(\theta) - \sigma_0(\theta))} \right) \right) f(\theta) d\theta \quad (1)$$

La fonction d'erreur est donnée par :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-y^2) dy \quad (2)$$

En remplaçant (2) dans (1), on aura :

$$BER \approx \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \left(1 - \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-y^2) dy \right) \right) f(\theta) d\theta \quad (3)$$

Tel que :

$$x = \frac{R(P_1(\theta) - P_0(\theta))}{\sqrt{2} (\sigma_1(\theta) - \sigma_0(\theta))} \quad (4)$$

$$BER \approx \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \left(1 - \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-y^2) dy \right) \right) \cdot \frac{\theta}{\sigma_0} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_0^2}\right) d\theta \quad (5)$$

Pour simplifier l'équation (5), nous supposons que :

$$P_0(\theta)=0, \quad P_1(\theta)=PR, \quad \sigma_1(\theta)/\sigma_0(\theta)=H$$

L'équation (4) devient :

$$x = \frac{R.P_R}{\sqrt{2}.\sigma_0(\theta).(1+H)} = \frac{R.P_T.\eta_T.\eta_R.\left(\frac{\lambda}{4.\pi.Z}\right)^2.G_T.G_R.\exp(-G_T.\theta^2)}{\sqrt{2}.\sigma_0(\theta).(1+H)} \quad (6)$$

$$x = \frac{R.P_T.\eta_T.\eta_R.\left(\frac{\lambda}{4.\pi.Z}\right)^2.G_{T_0}.G_R.F_G.\exp(-G_{T_0}.F_G.\theta^2)}{\sqrt{2}.\sigma_0(\theta).(1+H)} = Q.F_G.\exp(-G_{T_0}.F_G.\theta^2) \quad (7)$$

Avec Q le facteur de qualité donné par :

$$Q = \frac{R.P_T.\eta_T.\eta_R.\left(\frac{\lambda}{4.\pi.Z}\right)^2.G_{T_0}.G_R}{\sqrt{2}.\sigma_0(\theta).(1+H)} \quad (8)$$

$$BER \approx 0.5 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left[\frac{(Q.F_G \exp(-G_{T_0}.F_G.\theta^2))}{\int_0^\infty \exp(-y^2) dy} \right] \frac{\theta}{\sigma_\theta^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right) d\theta \quad (9)$$

En faisant le changement de variable suivant [6] :

$$u.\sqrt{2}.\sigma_\theta = \theta \quad (10)$$

On aura

$$BER \approx 0.5 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left[\frac{(Q.F_G \exp(-2G_{T_0}\sigma_\theta^2 u^2 F_G))}{\int_0^\infty \exp(-y^2) dy} \right] u.\exp(-u^2) du \quad (11)$$

Définissons deux nouvelles variables [6] :

$$k = Q.F_G \quad (12)$$

$$s = \frac{2.\sigma_\theta^2.G_{T_0}}{Q} \quad (13)$$

L'équation (11) devient :

$$BER \approx 0.5 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left[\frac{(k.\exp(-s.k.u^2))}{\int_0^\infty \exp(-y^2) dy} \right] u.\exp(-u^2) du \quad (14)$$

En dérivant l'équation (14) par rapport à k, on obtient :

$$\frac{\partial BER}{\partial k} = 0 \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left[\frac{\partial}{\partial k} \frac{(k.\exp(-s.k.u^2))}{\int_0^\infty \exp(-y^2) dy} \right] u.\exp(-u^2) du \quad (15)$$

En utilisant les règles de Leibnitz pour la dérivation des intégrales, devient [5] :

$$\frac{\partial BER}{\partial k} = 0 \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty [u(1 - k.s.u^2) \exp(k^2 \exp(-2k.s.u^2) - u^2(1 + k.s))] du \quad (16)$$

Cette dérivation définit la valeur de k pour laquelle on aura un BER minimal. En résolvant numériquement l'équation (16) on aura [5] :

$$k_{optimal} = \frac{1.56}{\sqrt[3]{s}} \quad 0.01 \leq s \leq 0.1 \quad (17)$$

Où k_{optimal} est la valeur de k pour laquelle on obtient un BER minimal pour des valeurs données de s .
 Nous trouverons l'expression de l'ouverture optimal du télescope émetteur en fonction des amplitudes des vibrations σ_0^2 tel que :

$$D_T = 1.11 \left(\frac{1}{Q^2 \cdot G_{\text{th}} \cdot \sigma_0^2} \right)^{\frac{1}{6}} \cdot D_{T0} \quad (18)$$

A partir de [5] nous trouverons l'expression de l'ouverture optimale du télescope émetteur en fonction du rapport signal sur bruit :

$$D_T = 1.11 \left(\left(\frac{SF}{Q} \right)^2 \left(\frac{SNR}{G_{\text{th}}} \right) \right)^{\frac{1}{6}} \cdot D_{T0} \quad (19)$$

La figure (1) représente les variations de l'ouverture du télescope émetteur D_T en fonction des variations du rapport signal sur bruit du système. On remarque que D_T n'est pas constante comme c'est le cas pour D_{T0} (l'ouverture du télescope émetteur avant l'adaptation), mais elle varie proportionnellement avec le SNR pour s'adapter aux variations de ce rapport.

La figure (2) représente les variations de l'ouverture du télescope émetteur D_T en fonction des amplitudes des vibrations. On remarque que D_T n'est pas constante, elle varie inversement avec les amplitudes des vibrations.

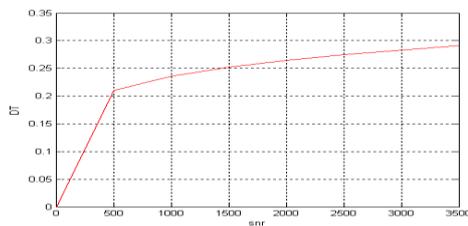


Figure. 1: D_T en fonction du SNR

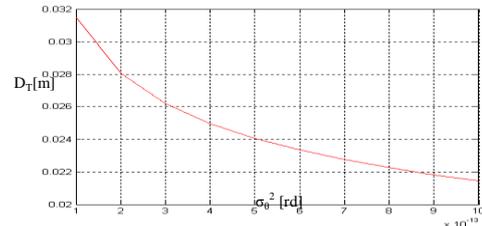


Figure. 2: D_T en fonction σ_0^2

La figure (3) représente les variations du taux de bit d'erreur BER en fonction du rapport signal sur bruit pour deux systèmes différents :

- Un système développé dont le gain est adapté à toutes les valeurs du SNR
- Un système standard dont le gain n'est pas adapté à toutes les valeurs du SNR.

A partir de ces courbes, on remarque que les valeurs du BER pour le système adapté sont plus inférieures à celle obtenues dans le système standard. Le système développé change de $7 \cdot 10^{-3}$ à 10^{-9} pour un changement du SNR de 340 à 3500. Pour le même changement du SNR, le système standard change de $7 \cdot 10^{-3}$ à 10^{-6} . On peut conclure qu'un système développé avec un gain qui est adapté à toutes les valeurs du SNR est plus avantageux et performant qu'un système dont le gain n'est pas adapté aux valeurs du SNR.

La figure (4) représente les variations du BER en fonction de σ_0 pour deux systèmes :

Un système développe dont le gain est adapté à toutes les valeurs de σ_θ .

Un système standard dont le gain n'est pas adapté à toutes les valeurs de σ_θ .

On remarque de la figure, que les valeurs du BER pour le système adapté sont inférieures à celle obtenus dans le système standard. Ainsi, un système développé adapté aux amplitudes des vibrations est plus performant qu'un système standard qui n'est pas adapté aux amplitudes des vibrations.

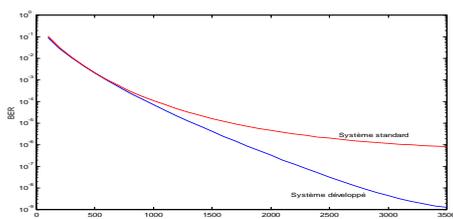


Figure. 3: BER en fonction du SNR

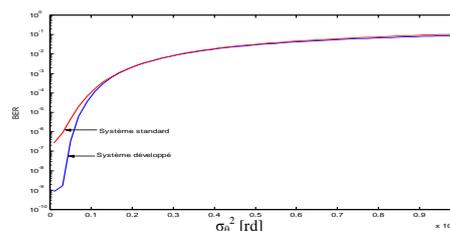


Figure. 4: BER en fonction σ_θ^2

References

- [1] S.Arnon and N.S.Kopeika ; *Laser satellite networks- vibration effects and possible solutions*. Proceedings of IEEE, 85, 10 1997 pp 1646-1661.
- [2] M.Ouacifi (2009) , *Modélisation des vibrations au niveau des satellites lasers*, Thèse de magister, Université de Batna.
- [3] S. J. C. Dyne, D. E. L. Tunbridge, and P. P. Collins, *The vibration environment on a satellite in orbit*, in IEE Colloquium High Accuracy Platform Control in Space, 1993, pp. 12/1–12/6
- [4] S .Arnon, and N. S Kopeika, *The performance limitations of free space optical communication satellite networks due to vibrations* (1997)–analog case.
- [5] S. Arnon, S. Rotman, and N. S. Kopeika, *Optimum transmitter optics aperture for satellite optical communication* .IEEE Transaction on Aerospace and Electronic Systeme vol 34, n°2 april 1998.
- [6] C. C. Chen and C. S. Gardner, *Impact of random pointing and tracking errors on the design of coherent and incoherent optical intersatellite communication links*, IEEE Trans. Commun., vol. 37, pp. 252–260, Mar. 1989.

STUDY OF THE DEPOSITION OF TITANIUM CARBONITRIDE BY REACTIVE RF SPUTTERING

N.Saoula¹, M.Tazerout¹, K.Henda¹, R.Kesri², S.Shrivastava³, R.M.Erasmus³ & J.D.Comins³

¹*CDTA, DMIL, Plasma Discharges Group, PO.Box 17 Baba Hassen, Algiers, Algeria.*

²*USTHB, LECTCM, PO.Box 32 El Alia, BabEzzouar, Algiers, Algeria.*

³*Departement of physics, University of the Witwatersrand, Johannesburg, Wits2050, South Africa*

e-mail : nsaoula@cdta.dz, nsaoula@yahoo.fr

Abstract :

In this study, titanium carbonitride coatings have been deposited by reactive RF Magnetron sputtering (13.56 MHz) from a pure titanium target in Ar-CH₄-N₂ mixture. The main variables investigated are the composition of the CH₄-N₂ gas mixture, the total pressure, the discharge power, substrate bias, and the deposition time. The attention was given to study the influence of total pressure and gas mixture (Ar+CH₄) on the film growth rates, thickness and hardness. The deposited multilayers were characterized by X-ray diffraction (XRD), energy dispersive spectroscopy (EDS), atomic force microscopy (AFM), Raman spectroscopy and nanoindentation.

Mots-clés: Ti(C,N), Sputtering, Raman spectroscopy ,Hardness

3. Introduction

In recent years, significant attention of the researchers is given to multicomponent interstitial compounds of titanium (carbonitrides, carboxides, and oxynitrides). This is explained by the fact that their physicommechanical properties are better than the properties of binary compounds [1]. Titanium carbonitride (TiCN) coatings are very interesting coatings that combine the high hardness and low friction coefficient of the TiC phases and the high toughness of the TiN phases [2-7]. These unique properties make TiCN coatings a good solution for the applications requiring high abrasion and wear resistance.

The deposition of TiCN coatings by sputtering has important specific advantages such as low levels of impurities and easy control of deposition rate. This method also enables the production of thin coatings of various morphology and crystallographic structure.

When a sputtering technique is used for depositing TiCN coatings, the coatings properties are widely changed by the variation of the sputtering conditions, such as reactive gas pressure, total pressure, and

substrate bias voltage. Therefore, it is interesting to study the effects of the deposition parameters on TiCN coatings.

In this work, Ti(C,N) coating have been deposited by RF reactive magnetron sputtering (13.56 MHz). We've been studied the effect of the nitrogen partial pressure and the substrate bias voltage on the properties of titanium carbonitride coatings prepared by RF reactive magnetron sputtering. The deposited coatings were characterized by X-ray diffraction (XRD), energy dispersive spectroscopy (EDS), atomic force microscopy (AFM) and micro-indentation.

3. Experimental details

The TiC_xN_y coatings were deposited by R.F. (13,56MHz) reactive planar magnetron sputtering from a high purity Ti (99,999%) target onto Si (100) and steel. The reactive radiofrequency magnetron sputtering system used in this experiment consists mainly of three sections as shown in Fig.1: deposition chamber, pumping device and RF power supply with a matching network.

The deposition chamber consists of a cylindrical stainless steel reactor of 230mm diameter and 250mm high. The distance between the target Ti and the substrate holder is about 30mm. The pressure control device consists of a penning and a baratron gauges. The gases used are high-purity argon as the working gas and nitrogen as the reactive gas. Before introducing the gases into the chamber, the reactor is pumped down to 10⁻⁶ mbar using secondary diffusion pump. For deposition of TiC_xN_y coatings, the deposition parameters were kept constant except the bias voltage. The application of a sufficient negative bias voltage V_b on the substrates during reactive RF magnetron sputtering of titanium greatly improves the hardness of the coatings and the nature of the coating. We also found that the application of substrate bias removes the oxygen impurities [8].

3. Results

The Raman spectra of TiCN coatings deposited at two different pressures 2 and 8mTorr is represented by Figure 1. Spectra of these two coatings show peaks located at approximately 275, 365, 550 and 625 cm⁻¹. The change of the pressure should change the composition, and these are visible in different intensities of the optic modes located at 550 and 625 cm⁻¹. But for the higher deposition pressure (8mtorr) shows only the two peaks at 550 and 625 cm⁻¹.

For TiN four peaks at approximately 225 (TA), 315 (LA), 450 (2A) and 550 cm⁻¹ (TO), and for TiC four peaks located at 280, 385, 585 and 675 cm⁻¹ are identified in the Raman spectrum. We notice that all the modes of the TiCN are shifted. 2mTorr and after decrease to value of

Concerning the hardness, it's increase to maximal value of 40GPa for partial pressure of 2mtorr, and when the pressure increase the hardness decrease to the value of 10GPa. This value are in good agreement with other works of literature [9-11].

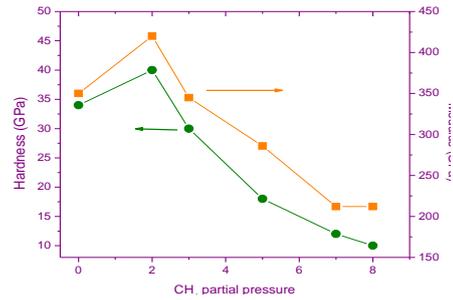
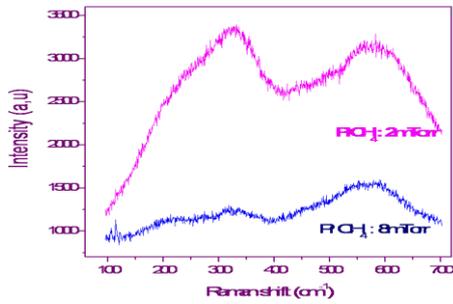


Figure. 1: Raman spectra for Ti(C,N) for $P_{CH_4} = 2$ & **Figure. 2:** Effect of partial pressure of CH_4 8mTorr on the hardness and Young modulus of Ti(C,N)

AFM images as shown in Fig. 3 illustrate the effect that each condition has on surface morphology. The surface structure was found to be very smooth and dense when the coating was deposited at lower working pressure (Fig. 3b.) and higher bias voltage (Fig. 3d.) compared to higher working pressure (Fig. 3a.) and lower bias (Fig. 3c.). For the lowest CH_4 partial pressures, the TiCN are polycrystalline, with a structure similar to that of TiC, becoming amorphous with the increase of the CH_4 partial pressure above 5mTorr.

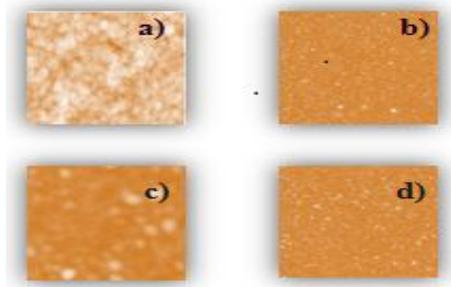


Figure 3: AFM Topography of TiCN (a) 30mTorr; (b) 10mTorr; (c) 0 V;(d) -75V

4. Conclusion

The deposition of titanium carbonitride silicon and steel by the RF magnetron sputtering using a mixture gas methane, nitrogen and argon has been successfully done. Titanium carbonitride coating has a good effect on the hardness of the steel surface. It was clearly seen that the concentration of CH_4 in the gas mixture has a strong influence on the hardness.

References:

- [1] Yas'kiv O.I., Pohrelyuk I. M., Fedirko M.V., Proskurnyak R. V., *Materials Science*, Vol. 44, No. 3,(2008),352
- [2] Knotek O., Löffler F., Kramer G., *Surf. Coat. Technol.* 61 (1993) 320.
- [3] Guu Y.Y., Lin J.F., *Wear* 210 (1997) 245.
- [4] Hsieh J.H., Tan A.L.K., Zeng X.T., *Surf. Coat. Technol.* 201 (2006) 4094.
- [5] Baravian G., Sultan G., Damond E., Detour H., *Surf. Coat. Technol.* 76/77 (1995) 687.
- [6] Gergmann E., Kaufmann H., Schmid R., Vogel J., *Surf. Coat. Technol.* 42 (1990) 237.
- [7] Cheng Y.H., Browne T., Heckerman B., Meletis E.I., *Surf. Coat. Technol.* 205 (2011) 4024
- [8] Saoula N., Djerourou S., Yahiaoui K., Henda K., Kesri R., Erasmus R.M., Comins J. D., *Surf. Interface Anal.* 42 (2010) 1176.
- [9] Zhang, S.Y., *Mater. Sci. Eng., A*, vol. 163, (1993), p. 41.
- [10] Mari, D., Bologini, S., Viatte, T., and Benoit, W., *Int. J. Refract. Met. Hard Mater.* vol. 19, (2001), pp. 257.
- [11] Ma, K.J., Chao, C.L., Liu, D.S., Chen, Y.T., and Shieh, M.B., *J. Mater.Process. Technol.*, vol. 127, (2002), pp. 182.

L'INFLUENCE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE SUR LE FONCTIONNEMENT
DYNAMIQUE DES LASERS A FIBRE OPTIQUE DOPEE YTTERBIUM

L.SEKKOUR D.BOURAS-MALLEK A.KELLOU

Laboratoire d'Electronique Quantique, Faculté de physique, USTHB Bp 32 El Alia Bâb Ezzouar,
Alger.

lidiaphy@yahoo.fr

Résumé

La Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) est l'un des effets non linéaires de troisième ordre, qui se manifeste par la génération d'onde optique contra-propagative (Stokes). Ce phénomène déstabilise le fonctionnement continu du laser et dégrade sa puissance de sortie. D'où l'intérêt d'étudier son influence sur le fonctionnement dynamique des lasers à fibre optique double gaine dopée aux terres rares, Ytterbium dans notre cas.

Mots-clés: la diffusion Brillouin, les effets non linéaires, l'instabilité des lasers à fibres dopée

Le modèle théorique

Notre travail est théorique. Il consiste à l'élaboration d'un système d'équations décrivant l'interaction des intensités pompe et Stokes qui sont alimentées par l'inversion de population des ions d'Ytterbium. La description de l'évolution spatio-temporelle de l'intensité d'un laser à fibre double gaine Ytterbium est faite par le modèle d'intensités adimensionné suivant :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial \tau} &= p - a(1 + n) - 2n((1 - x)i_p + xi_s) \\ \frac{\partial i_p}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial i_p}{\partial \tau} &= -ki_p - Gi_s i_p + (1 - x)Bni_p \\ -\frac{\partial i_s}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial i_s}{\partial \tau} &= -ki_s + Gi_s i_p + xBni_s\end{aligned}\quad (1)$$

On a posé : $k = \alpha L$, $G = gLI_0$, $B = \sigma N_0 L$, $a = \frac{T_r}{\tau_1}$, $I_0 = \frac{\hbar\omega}{\sigma T_r}$

τ , ε sont le temps et la position adimensionné respectivement. i_p , i_s sont respectivement l'intensité laser et Stokes adimensionné par l'intensité de saturation $I_0 = \frac{h\omega}{\sigma T_r}$ ou $\sigma = 3,25 (pm^2)$ est la section efficace d'absorption et d'émission de l'ion Ytterbium, $h = 2\hbar$ la constante de Planck, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ est la pulsation à la longueur d'onde $\lambda = 975(nm)$. n l'inversion de population des ions d'Ytterbium adimensionné par la densité des ions dopants dans la fibre $N_0 = 10^{24} m^{-3}$. La longueur de la fibre optique est $L = 10 m$. Les pertes intrinsèques de la fibre sont données par $k = \alpha.L = 45.10^{-3}$ pour un coefficient des pertes intrinsèques $\alpha = 45.10^{-4} m^{-1}$. $T_r = 48 ns$ est le temps de transit de la lumière dans la cavité. Le gain du laser est $B = \sigma N_0 L$, Le gain Brillouin adimensionné est $G = g l I_0 = 637$, la constante du gain $g = 5.10^{-11} m/w$. $a = \frac{T_r}{\tau_1}$ ou $\tau_1 = 0.8 ms$ est la durée de vie de l'inversion de population. La constante phénoménologique $x = 0.1$ traduit la proportion de l'inversion de population qui amplifie l'intensité Stokes.

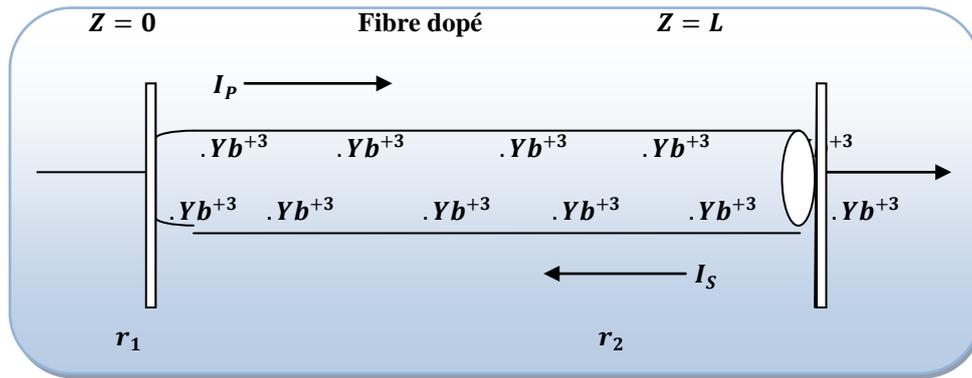
Nous ferons varier le taux de pompage : $r = p/p_{seuil}$ ou p est le pompage et p_{seuil} le pompage seuil donné par :

$$p_{seuil} = a(1 + \frac{1}{B(1-x)}(k + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_f})) \quad (2)$$

Les coefficients de réflectivité des miroirs r_1 et r_2 , $r_f = r_1 * r_2$ ou $r_1 = 1$, $r_2 = 0,16$ pour la cavité à forte pertes et $r_2 = 0,9$ pour la cavité à faible perte.

La solution analytique de ce système est impossible à cause des termes couplés mais on peut le résoudre numériquement. La résolution numérique de ce modèle d'intensités a été faite en utilisant deux méthodes numériques : la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 [1] et la méthode des différences finis (MDF). On a calculé les intensités laser (à la sortie de la fibre) et l'intensité Stokes (à l'entrée).

Pour résoudre ce système il faut rajouter les conditions aux limites imposées par notre dispositif (voir schéma):



Les conditions aux limites sont :

$$i_p(\tau, \varepsilon = 0) = r_f^* i_p(\tau - 1, \varepsilon = 1)$$

$$i_s(\tau, \varepsilon = 1) = r_f^* i_s(\tau - 1, \varepsilon = 0)$$

Les résultats

Notre étude est faite dans une cavité linéaire type Fabry-Pérot. Le fonctionnement dynamique des lasers est influencé par les pertes dans la cavité optique. Dans une bonne cavité (faibles pertes) le fonctionnement est continu comme on peut le voir sur la figure (I). Par contre dans une mauvaise cavité (fortes pertes) on trouve un régime impulsif (l'instabilité Brillouin) on peut le voir sur les figures (II) et (III).

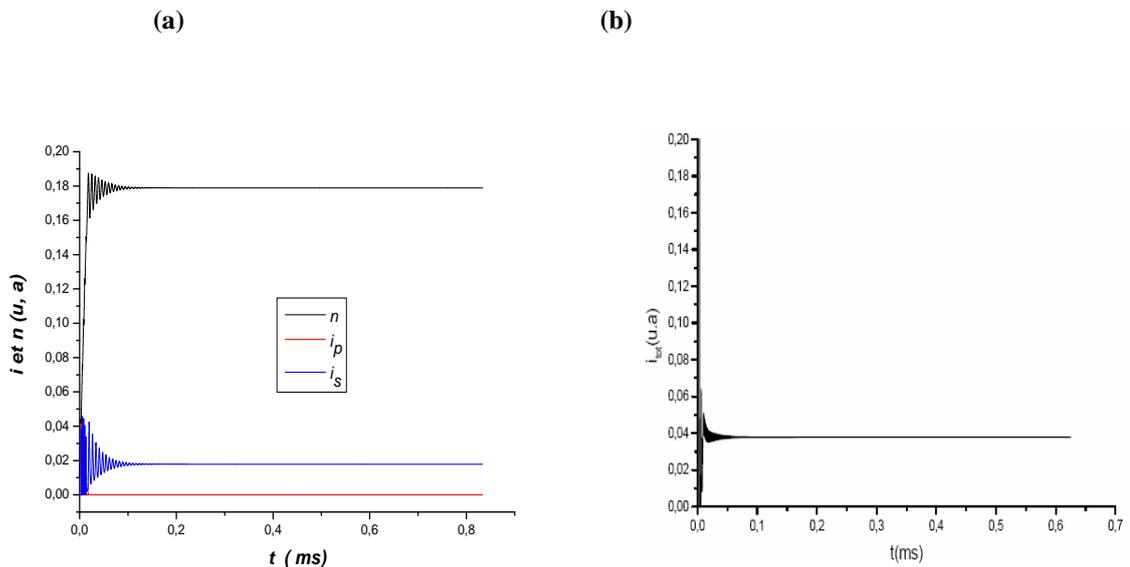
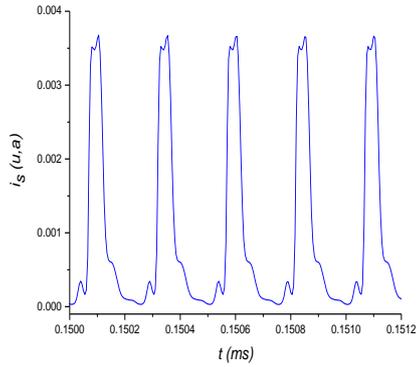
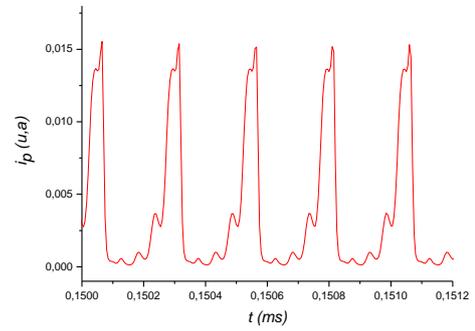


Figure (I) : Evolution temporelle de l'intensité dans la bonne cavité pour un taux de pompage $r=11,68$. (a) notre travail et (b) dans la référence [1].



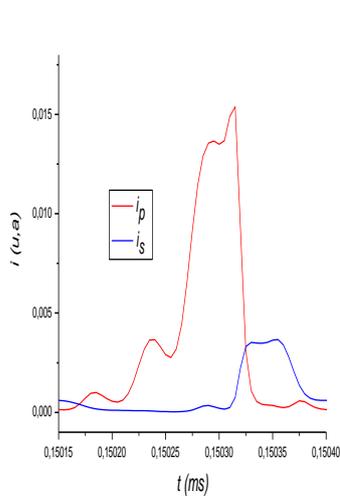
(c)



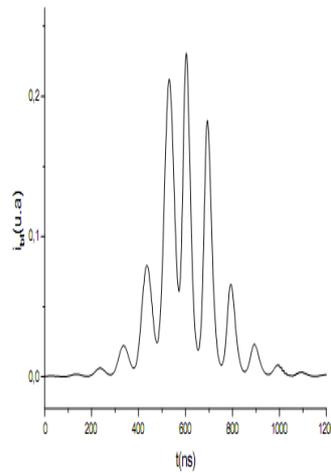
(d)

Figure (II) : Evolution temporelle des l'intensité dans la mauvaise pour un taux de pompage $r=11,68$.

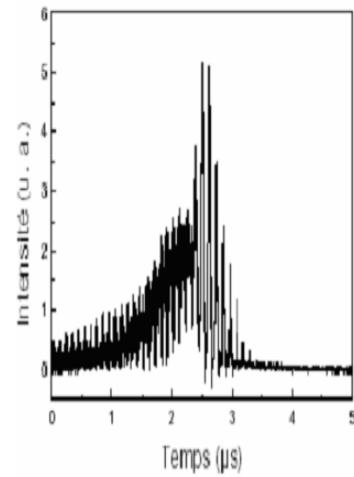
(c) l'intensité laser a la sortie de la fibre et (d) l'intensité stokes a l'entrée.



(a)



(b)



(c)

Figure (III) : L'évolution temporelle de l'intensité pour un taux de pompage $r=11,68$.

(a) le détail d'une impulsion laser à la sortie de la fibre et Stokes à l'entrée, (b) [1] le détail d'une impulsion laser tracée numériquement, (c) le détail d'une impulsion laser enregistrée expérimentalement [2].

Discussion

Les résultats obtenus sont comparés avec ceux des références [1] et [2] ou on constate un accord qualitatif de nos courbes théoriques avec les résultats théoriques obtenus dans la référence [1] et le résultat expérimental illustré sur la figure II (c). Ce qui démontre d'une manière claire l'influence de la diffusion Brillouin sur le fonctionnement des lasers à fibre de puissance dopée Ytterbium.

Référence

- [1] D. Mallek, « *Etude de l'effet Brillouin en cavité laser* » thèse de doctorat, USTHB 2011.
- [2] M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, C. Özkul and F. Sanchez, Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser, *Opt. Lett.* **27** (2002) 1294–1396.

SYNTHÈSE DES NANOPARTICULES DE SILICIUM DANS UN MILIEU AQUEUX

Sabah Selmane^{1,2,*}, Tahar Kerdja², S. Messaoud-Aberkane², KENZA Yahiaoui², Bendiba Guedouar², S.

Abdelli-Messaci²

¹USTHB, Faculté de physique, Bab ezzouar

²Centre de Développement des Technologies Avancées, Baba Hassen, Alger

*physique19@hotmail.fr

Résumé :

Des poudres micrométriques de Si sont dispersées dans un mélange d'eau désionisée et d'éthylène glycol et irradiées au moyen d'un laser de type Nd-YAG utilisé à la longueur d'onde fondamentale (1064nm) et à la deuxième harmonique (532nm), délivrant des impulsions de 500mJ de 10 ns de durée à une cadence de 20Hz. Des échantillons sont prélevés à différents temps d'irradiation et sont analysés au moyen d'un microscope électronique à balayage (MEB) et par spectrophotométrie UV-Vis. Les images MEB montrent une diminution significative de la taille des particules avec le temps d'irradiation. Les spectres d'absorption montrent également une évolution de l'absorbance et du gap, avec le temps d'irradiation.

MOTS-CLÉS: ablation laser, méthode top-down, nanoparticule, milieu liquide, oxyde de silicium, MEB.

Introduction :

L'ablation laser pulsé dans les milieux liquides (PLAL) est une technique très utilisée pour la préparation de différents types de nanoparticules [1], à base de métaux nobles [2,3], d'alliages [4,5], d'oxydes [6-7] et de semi-conducteurs [8]. Aujourd'hui, le silicium Si est le matériau le plus utilisé dans l'industrie microélectronique. Ceci est particulièrement dû à sa haute disponibilité, son faible coût ainsi que ses propriétés spécifiques électroniques. Pour des applications optoélectroniques, le silicium a été largement utilisé dans les photodétecteurs ou des cellules photovoltaïques. Pour l'utilisation comme matériau actif dans les appareils émetteurs de lumière [9]. De nombreuses méthodes de synthèse aussi bien physiques que chimiques, ont été développées, pour permettre l'obtention de tels matériaux. Les méthodes physiques dites «**top-down**», sont basées sur la décomposition d'un matériau massif afin d'en réduire la taille. On cite les différents types de cette méthode [11]. Les méthodes chimiques dites «**bottom-up**» ; quant à elles, sont plus aisées à mettre en œuvre et consistent à faire croître les particules, en utilisant des molécules comme entités de départ. Les principales voies utilisées sont la

réduction de sels métalliques, ou la décomposition de précurseurs inorganiques [11]. La synthèse par ablation laser dans les liquides (la **Synthèse photophysique**) est une approche descendante visant à subdiviser un matériau massif [13] ou des micro/nanostructures (fragmentation/croissance) [10]. En effet, les procédures de synthèses chimiques conventionnelles mènent généralement à la contamination (la surface par les anions résiduels des sels métalliques et des agents réducteurs), mais avec l'ablation laser dans les liquides, les nanoparticules sont formées directement à partir d'une cible solide pure ou des poudres pures dans un environnement liquide pur (pas de contamination), Elle permet aussi de contrôler la taille des nanoparticules en faisant varier la concentration et le type d'agent stabilisant en solution. L'impact des différents paramètres physiques (longueur d'onde, énergie, focalisation, temps d'impulsion, etc.) et des différents paramètres chimiques (milieu, agents stabilisants, etc.) sont plus importants pour la fragmentation des microparticules [11].

Partie expérimental :

Nous avons appliqué la technique d'ablation en milieu liquide (eau désionisée/éthylène glycol) en partant non pas d'une cible massive mais de poudres de Silicium de taille micrométrique, obtenues par broyage. Quelques milligrammes de Si (143 mg) ont été placés dans un becher et couverts avec 300 ml d'eau désionisée pour le premier essai, et (500 mg/20 ml) pour la deuxième essai. Le faisceau laser de type Nd-YAG utilisé à la longueur d'onde fondamentale (1064nm) et à la deuxième harmonique (532nm), délivrant des impulsions de 500mJ à une cadence de 20Hz est focalisé par une lentille convergente de longueur focale 30 cm. Pendant le processus, un barreau magnétique est introduit dans la solution pour assurer un mouvement continu du nuage des particules (Si) et pour avoir un maximum d'interactions faisceau-matière. L'influence de différentes paramètres sur la taille des particules, la morphologie et le rendement de fragmentation et la dispersion des particules obtenues (caractérisation par MEB) a été testé: la longueur d'onde (1064, 532 nm), la densité d'énergie en variant soit la distance focale par rapport au fond du récipient(l'énergie de sortie constante) soit l'énergie de sortie (taille du spot constante) et le temps de traitement (le nombre de tirs), le rapport masse de poudre/quantité de liquide.[12,10].

Les techniques de caractérisation :

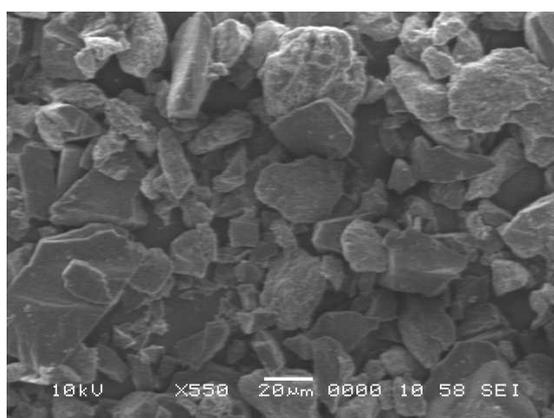
Les analyses des poudres obtenues dans la solution après l'ablation laser ont été réalisées par microscope électronique à balayage (MEB) et par spectrophotométrie UV-VIS (mesure du spectre d'absorption). Pour le MEB, L'observation des nanopoudres a été effectuée après avoir déposé une goutte diluée de la solution sur un substrat de silicium à intervalle de temps régulier (toutes les 30mn). Les échantillons sont ensuite séchés dans une étuve avant l'observation au MEB [11].

Resultat et discusion :

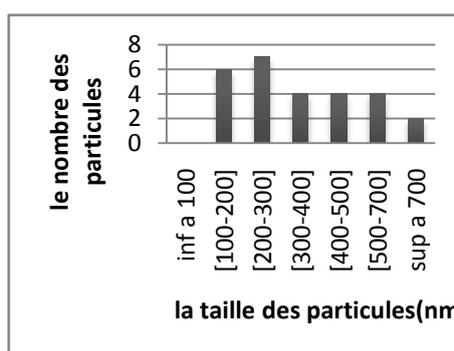
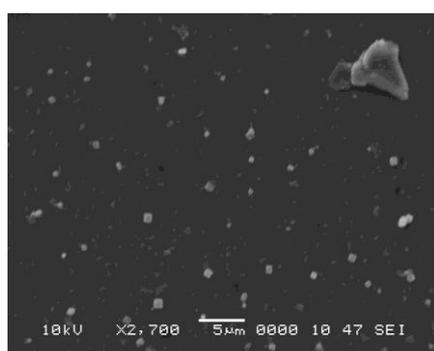
Nous avons regardé par MEB l'influence de la durée d'irradiation sur la morphologie et la taille des particules obtenues après des traitements laser de 4 h et 21 h. des images représentatives sont montrées dans la figure suivante ainsi que l'histogramme de distribution en taille de particules correspondantes.

La **figure.1** montre que la durée d'irradiation de 4h conduit déjà à des particules de Si de forme carrée de taille nanométrique. Neanmoins la distribution en taille est plus large et le diamètre moyen est 300 nm compare à 9 nm pour une durée de 21 heure et les particules sont de la forme sphérique. Nous remarquons qu'une augmentation de la durée d'irradiation implique une diminution de la taille des particules et changement de la forme.

(a)



(b)



(c)

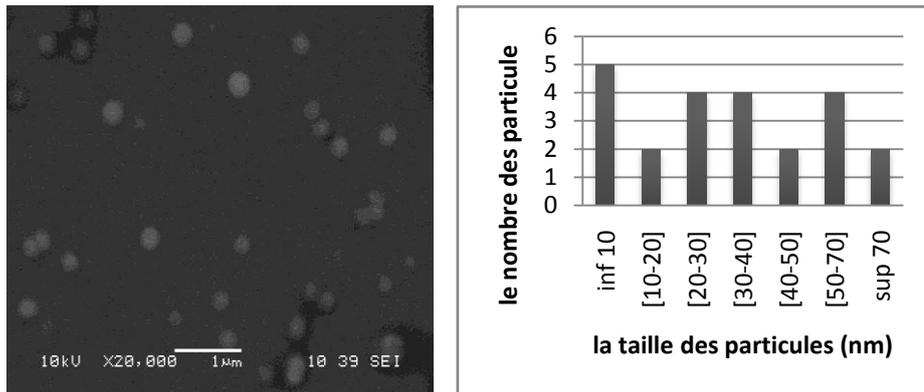
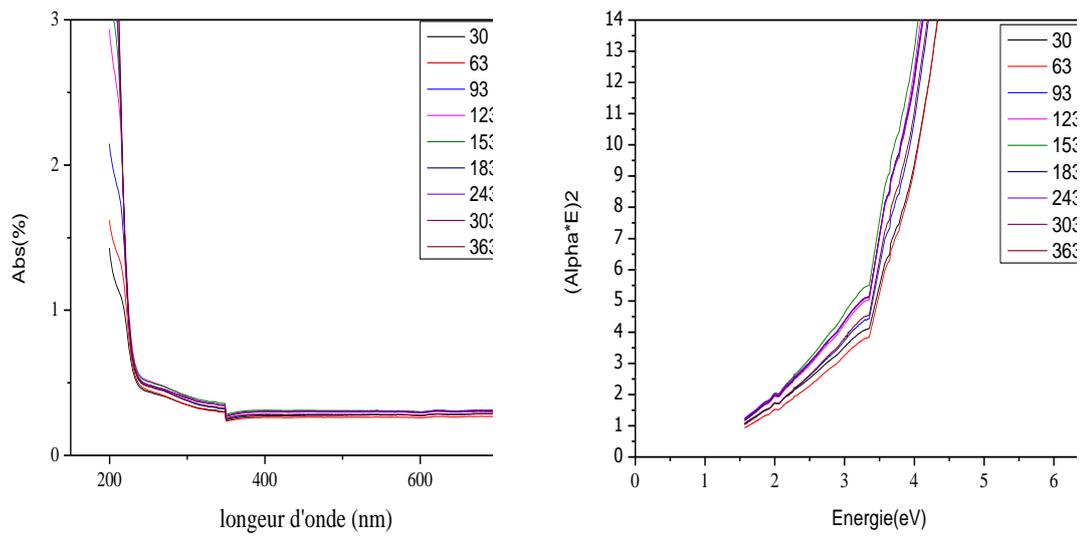


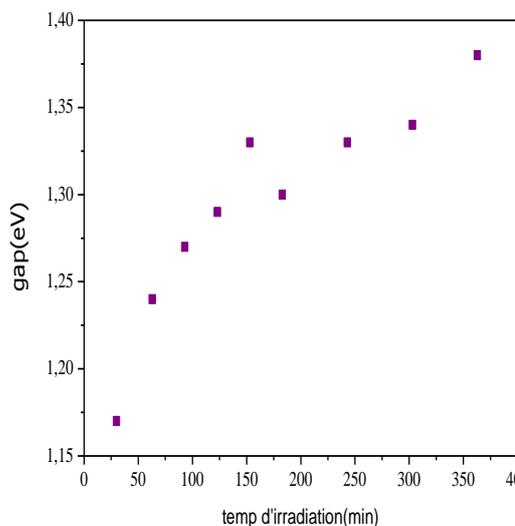
Figure 1 : Image MEB et histogramme en taille des particules correspondants pour des poudres de Si à différentes durées d'irradiations de la solution par le faisceau laser.

a) sans irradiation b) 4 heure, c) 21 heure (532nm, 500mJ, 20Hz).

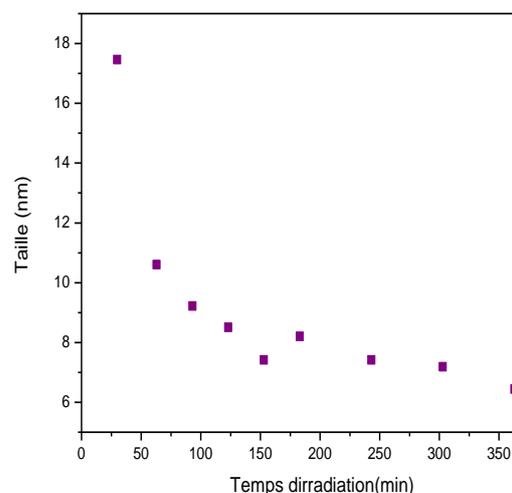


(a)

(b)



(c)



(d)

Figure.2 : les différents obtenue à partir du spectre de transmittance (des poudres de Si tamisée dans l'éthylène glycol),a)spectre d'absorbance) le coefficient d'absorption en fonction de l'énergie,c)la variation du gap,d) la variation de la taille des particules

La figure. 2 montre les résultats obtenus par spectrophotométrie UV-VIS à partir du spectre d'absorption en fonction de l'énergie (eV) le gap optique est déterminé. Il est naturel d'admettre que le gap optique est de type indirect, les différentes mesures montrent une augmentation de la valeur du Gap avec le temps d'irradiation.

Tableau .1 : Gap optique en fonction du temps d'irradiation.

Temps(min)	30	63	93	123	153	183	243	303	363
Gap (eV)	1.17	1.24	1.27	1.29	1.33	1.30	1.33	1.34	1.38

Conclusion :

Dans cette étude, nous avons montré que l'irradiation laser de poudres de taille micrométriques noyées dans un bain liquide permet de réduire de façon significative la taille des poudres jusqu'à des tailles nanométriques. Les mesures optiques montrent que le Gap optique augmente avec le temps

d'irradiation et une estimation de la taille à partir des valeurs de gap a été effectuée. D'autres caractérisations sont programmées pour confirmer ces résultats.

Référence

- [1] T.Sasaki , Y.Shimizu, N.Koshizaki, J. Phot. Chem 182 (2006) 335–341.
- [2] T. Tsuji, N. Watanabe, M. Tsuji, Appl. Surf. Sci. 211 (2003) 189.
- [3] F. Mafune, J.Y. Kohno, Y. Takeda, T. Kondow, J. Phys. Chem. B 107(2003) 4218.
- [4] S.H. Tsai, Y.H. Liu, P.L. Wu, C.S. Yeh, J. Mater. Chem. 13 (2003) 978.
- [5] J. Zhang, J. Worley, S. Denomme, C. Kingston, Z.J. Jakubek, Y. Deslandes, M. Post, B. Simard, N. Braidy, G.A. Botton, J. Phys. Chem. B 107 (2003) 6920.
- [6] C.H. Liang, T. Sasaki, Y. Shimizu, N. Koshizaki, Chem. Phys. Lett. 389 (2004) 58.
- [7] A. Iwabuchi, C.K. Choo, K. Tanaka, J. Phys. Chem. B 108 (2004) 10863.
- [8] K.V. Anikin, N.N. Melnik, A.V. Simakin, G.A. Shafeev, V.V. Voronov, A.G. Vitukhnovsky, Chem. Phys. Lett. 366 (2002) 357.
- [9] C.Meier, A.Gondorf, S.Lüttjohann, and A. Lorke, J. APP. PHY. **101**, 103112 (2007).
- [10] C. Chubilleau , B. Lenoir, S. Migot, A. Dauscher. J.Coll. Inter. Sci.357 (2011) 13–17.
- [11] besner sébastien, PhD dissertation, école polytechnique de Montréal.(2010).
- [12] Voravit kosathip, these de doctorat, Institut National Plytechnique de lorraine.(2008).
- [13] P.V. Kazakevich, V.V. Voronov, A.V. Simakin, G.A. Shafeev. *Quantum Electronics* 34(10) 951-956 (2004).

SIMULATION NUMERIQUE DE L'ÉCOULEMENT D'UN JET DE GAZ D'ASSISTANCE DANS LE PROCESSUS DE DECOUPE LASER

Toufik TAMSAOUT and El-Hachemi AMARA

Equipe : Traitement des Matériaux par Laser

Division: Milieux Ionisés et Lasers

Centre de Développement des Technologies Avancées

B.P17, Baba Hassen, 16303 Alger, Algérie

Email : tamsaout@cdta.dz

Résumé

Dans le processus de la découpe laser, un gaz est utilisé pour l'évacuation du métal fondu de la saignée et protéger les surfaces du kerf des réactions exothermiques à haute température, tels que les réactions d'oxydation. Les simulations numériques ont été effectuées en utilisant un code de calcul CFD Fluent. Dans la première partie de ce travail, le comportement du gaz d'assistance est calculé dans le domaine laminaire et sans transfert de chaleur, ce qui révèle des structures de vortex dans l'écoulement à l'entrée et la sortie de la saignée, ce qui peut affecter directement la qualité de surface. Les vortex à la sortie de la saignée collecte et accumule le métal liquide en fusion s'écoulant le long des parois du canal ce qui favorise la formation des stries et des scories à la surface inférieure. Dans un autre côté, le transfert de chaleur entre le métal en fusion et l'écoulement de gaz est importante. La température kerf est maintenue à 1500K pour ressembler au processus de découpe laser. L'étude a été réalisé pour différents angle d'inclinaison de la saignée et ceci pour avoir une approche indirect pour différentes vitesse de découpe.

Mots clés : gaz d'assistance, découpe laser, vortex, saignée, kerf.

1. Introduction

Le laser est utilisé comme une source de chaleur. L'avantage par rapport à d'autres types de procédés de découpe (jet eau, oxycoupage, plasma, électroérosion), c'est la possibilité de focaliser l'onde laser sur une très petite surface (une fraction de mm²) et par conséquent de réduire grandement les effets thermomécaniques néfastes à une découpe de bonne qualité.

Nous insisterons cependant sur l'absence d'usure de l'outil de découpe. En effet, l'onde laser est focalisée au niveau de la zone d'interaction (surface de l'échantillon). Elle est absorbée en surface

par les électrons libres du métal. La conséquence est une augmentation de leur énergie cinétique (vitesse). Dans leurs déplacements erratiques de plus en plus rapides, ils vont pouvoir interagir avec les atomes et d'autres électrons du métal, générant un processus d'échauffement progressif de la surface et de la proche surface de l'échantillon. Nous observons un phénomène de propagation de la chaleur par le biais de chocs répétés entre les électrons libres du métal, mais également avec les atomes de la maille cristalline. L'apport extérieur d'énergie se poursuit et le réseau cristallin, qui fournit la propriété de solidité du métal, commence à en ressentir les effets. Les atomes de la maille cristalline peuvent absorber les photons de l'onde laser et transformer leur énergie en énergie de vibration (phonon). Les atomes vibrent de plus en plus alors que l'énergie laser est absorbée. Arrive un moment où les forces électrostatiques qui maintiennent le métal en phase solide ne sont plus assez puissantes pour maintenir ces atomes dans une position spatiale moyenne fixe et l'on observe le changement de phase solide/liquide. A partir de là, deux phénomènes entrent en jeu qui vont déformer la surface liquide nouvellement créée :

1. l'action de la pression de recul
2. l'action du gaz de découpe

La pression de recul est une force qui est générée lorsque les particules de surface «s'évaporent». En effet, à toutes les températures, une fraction, même infime d'un corps s'évapore. Cette fraction augmente d'autant plus que la température est élevée, lorsque nous atteignons, par définition, la température de vaporisation du corps considéré et le principe de l'action et de la réaction, nous informe que la réaction à ce départ est une force orientée dans la direction opposée et de grandeur telle que la quantité de mouvement du système [particule évaporée – reste de l'échantillon] est conservée. La pression de recul macroscopique vient de la somme des contributions de chaque particule.

Le gaz de découpe, quant à lui, exerce une action qui peut être divisée en deux composantes :

1. Une action normale qui provient du transfert de quantité de mouvement des molécules de gaz aux atomes du métal fondu. En effet, le jet de gaz étant coaxial au faisceau laser, il vient interagir directement dans la zone d'interaction avec les atomes du métal.
2. Une action tangentielle qui se traduit par un processus de cisaillement du film liquide. Au niveau de l'interface liquide-gaz, les molécules du jet de gaz transfèrent de l'énergie aux molécules du liquide par frottement : c'est cet effet qui sera à l'origine de l'évacuation de la matière durant le processus de découpe.

Lorsque les actions de la pression de recul et du gaz sont combinées, nous observons une déformation progressive de l'interface liquide-gaz. Un puits est en train de se former. Quand la

température de la surface inférieure de l'échantillon atteint la température de fusion, le liquide peut être éjecté sous l'action tangentielle de l'écoulement gazeux. Le puits débouche. Nous venons de décrire le principe du perçage laser. En ajoutant un mouvement relatif de l'échantillon par rapport au laser, nous générons une saignée de découpe.

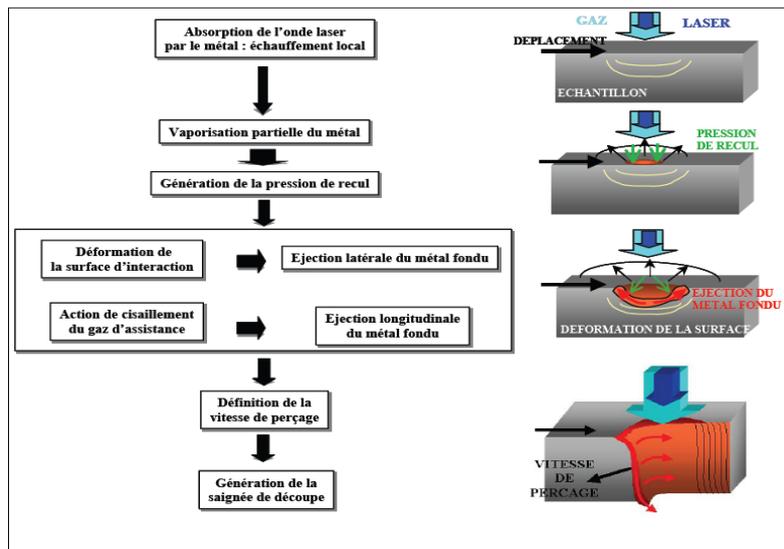


Figure 1 : Schématisation des principes physiques de base de la découpe laser.

Dans ce travail, nous présenterons l'évolution dynamique de l'écoulement du jet de gaz qui est mis en vitesse par le gradient de pression existant entre la pression d'entrée de la buse et l'atmosphère extérieure. En sortie de buse, suivant les conditions opératoires, un écoulement subsonique/sonique/supersonique sera généré. La présence de la saignée de découpe à proximité de la buse, va également modifier la structure dynamique de l'écoulement. Nous verrons finalement que la géométrie du front de découpe joue un rôle important dans le comportement global de l'écoulement.

2. Résultats et discussion :

2.1. Modèle Laminaire

Dans cette partie, on résume les résultats importants pour le modèle laminaire,

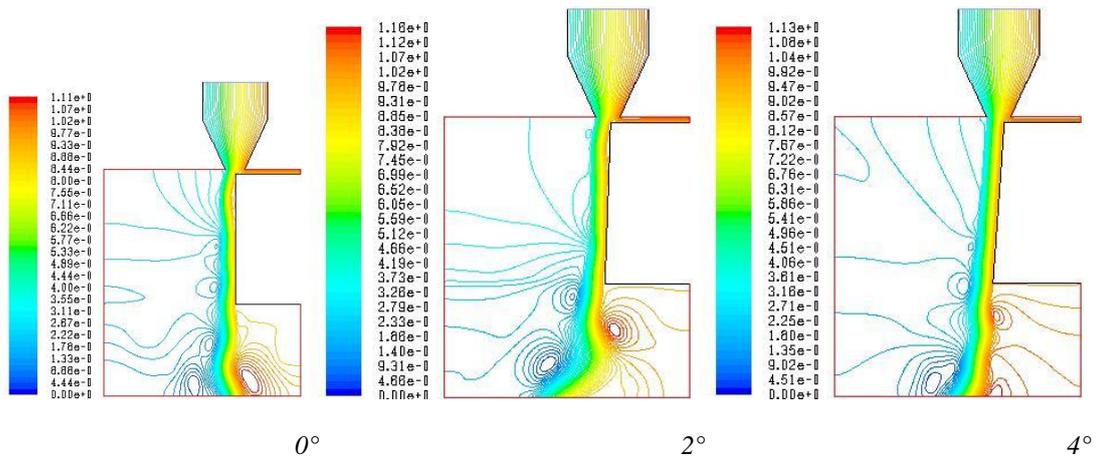


Figure 2: Contour de la fonction de courant pour différent angles d'inclinaison de la saignée

La figure ci-dessous montre l'évolution de la fonction de courant de l'écoulement du jet de gaz d'assistance et on peut voir la formation d'un vortex au voisinage de la sortie de la saignée pour l'angle 0° et juste à la sortie de la saignée pour l'angle 4°. Cependant, la formation des vortex et une source d'accumulation du métal fondu et après refroidissement, on peut observer la formation des stries et des scories.

2.2. Modèle turbulent:

La figure 3 montre les contours de la fonction de courant qui nous permettra de visualiser l'existence de vortex ou de tourbillon au sein de l'écoulement à l'intérieure de la saignée de découpe. Comme on pu le constaté dans l'étude de l'écoulement de jet de gaz en régime laminaire (condition à basse pression), l'existence de tourbillon au sein de la saignée ce qui pourrai se traduire par l'existence d'une couche limite laminaire. Dans cette étude, en incluant la turbulence, on peut noter la disparition des vortex pour tout les angles de la saignée ce qui peut ce traduire par une couche limite turbulente favorable pour une évacuation rapide et homogène de métal en fusion.

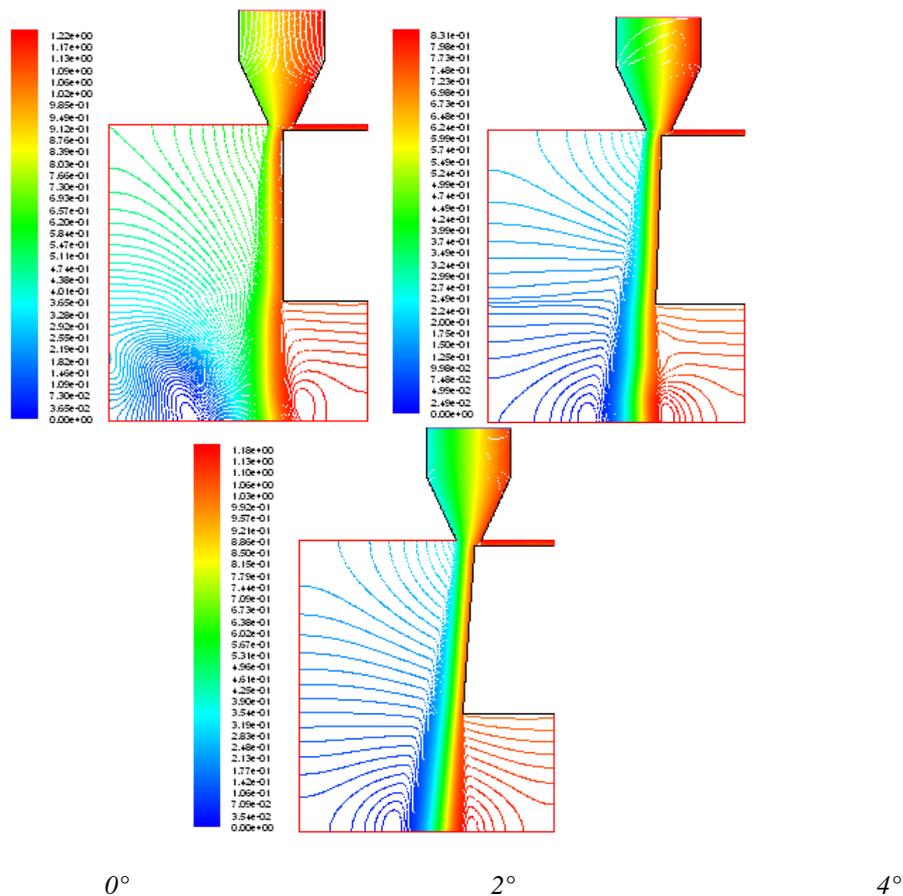


Figure 3: Contour de la fonction de courant pour différent angles d'inclinaison de la saignée

Figures 4 montre les profils de température le long de l'axe du faisceau laser pour trois angles de d'inclinaison de la saignée. Il faut noter que la température de la saigné est maintenu à 1500K alors que la température jet est à 300K. la température du jet de gaz augmente progressivement dans la saignée ; Cela est particulièrement vrai dans la région proche de la saigné (métal en fusion) ; jusqu'à atteindre la sortie de la saignée, la on constate un maximum de température, ce qui pourrai se traduire (dans l'expérience) a une accumulation du métal fondu éjecté. On peut observer que un angle de 2° le maximum de température est environ de 1400K et pour 4° est environ de 1000K alors que pour 0° n'est qu'environ de 550K ce qui pourrai être explique que pour l'angle de 0° étant le maximum de température est proche de la température ambiante, ce qui signifie qu'il y a minimum de transfert de chaleur entre la saigné et le jet de gaz comparé par rapport a une inclinaison de 2° et 4°.

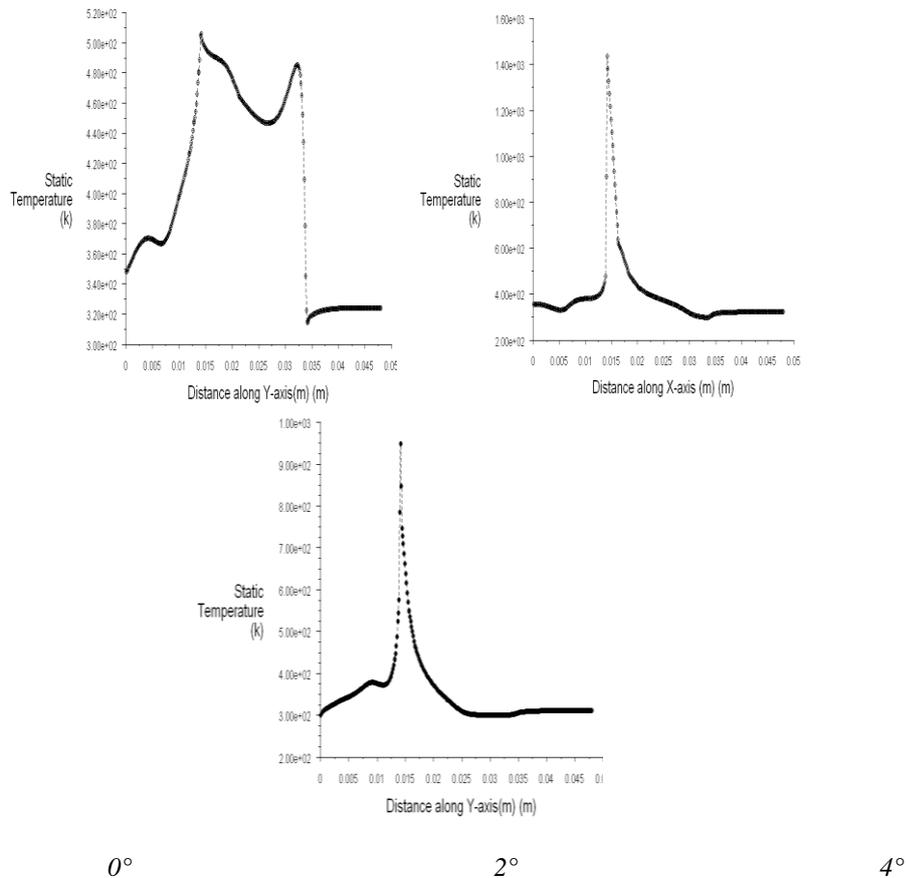


Figure 4: Profil de temperature static pour différents angle d'inclinaison de la saignée

3. Conclusion :

L'étude de l'écoulement d'un jet de gaz émergeant d'une buse conique convergente dans une saignée est considérée en relation avec les processus de découpe laser. Le champ d'écoulement dans la saignée, et le transfert de chaleur de la paroi de sont calculées en utilisant le code de calcul Fluent. La température de la saignée est maintenu à 1500K (maintenue à la température de fusion du matériau du substrat) pour ressembler à la situation de découpe laser. Il est constaté que l'expansion du jet a la sortie de la buse accélère l'écoulement et la présence de du kerf réduit l'accélération de l'écoulement à l'entrée. L'écoulement accélère d'abord à l'entrée du kerf, puis le ralentit vers la sortie saignée. C'est à cause de l'accumulation de pression dans l'entaille. Par ailleurs, l'effet de blocage, en raison de l'angle de la paroi du kerf, contribue à au ralentissement de l'écoulement dans la saignée. Le frottement augmente fortement à l'entrée du kerf et diminue vers la sortie pour l'angle de la paroi de 0° et 2°. Cependant, le coefficient de friction a tendance à se stabiliser à une valeur constante le long du de la saignée pour l'angle de 4°. C'est à cause de la vitesse de déformation du fluide, qui est modifiée par l'accumulation de pression dans le kerf vers la sortie de la saignée.

Références :

- [1] Kovalev O.B., Yudin P.V., and Zaitsev A.V., (2009) “Modeling of flow separation of assist gas as applied to laser cutting of thick sheet metal”, *Applied Mathematical Modelling*, 33(9), pp3730–45.
- [2] Yilbas B.S., Shuja S.Z., and Budair M.O., (2000) “Nano-second pulse heating and gas assisting jet considerations”, *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 40 pp1023–38.
- [3] Shuja S.Z., Yilbas B.S., and Budair. M.O., (2007) “Jet impingement on cylindrical cavity: conical nozzle considerations”, *Journal of Fluids and Structures*, 23, pp1106–18.
- [4] Shuja S.Z., Yilbas B.S., and Khan S. (2009) “Jet impingement onto a conical cavity: effects of annular nozzle outer angle and jet velocity on heat transfer and skin friction”, *International Journal of Thermal Sciences*, 48, pp985–97.
- [5] Cédric MAS. Thèse de Doctorat. (2003) Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser. Université Paris 6.
- [6] O.B.Kovalev, P.V.Yudin and A.V.Zaitsev (2008) Formation of a vortex flow at the laser cutting of sheet metal with low pressure of assisting gas. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41.

DEPOLLUTION DES EFFLUENTS GAZEUX PAR PLASMA. APPLICATION AU TRAITEMENT DES MOLECULES CO₂ ET NO_x DANS LE MELANGE CO₂/N₂/O₂

H .Yanallah, A. Belasri

^a Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Application Université des Sciences et de la Technologie d'Oran EL M'NAOUR B.P. 1505, 31000 Oran, Algérie

hoc-ine31@live.fr

Résumé:

La croissance démographique et le développement industriel emmènent à une consommation énergétique de plus en plus importante. Cette consommation engendre une augmentation croissante des rejets de polluants gazeux dans l'atmosphère tels que des NO_x des hydrocarbures (imbrûlés) et surtout des particules de suies qui sont nocifs pour l'environnement et l'homme.

Notre travail porte sur la modélisation d'un plasma à haute pression pour la dépollution de l'environnement et la réduction des CO_x-NO_x par décharge électrique. En se basant sur la composition du gaz d'échappement, on a pris pour notre calcul un pourcentage de (12% d'oxygène O₂ et 74% d'azote N₂ et 14% de dioxyde de carbone CO₂), développer un modèle zéro dimensionnel basé sur la cinétique. En prenant comme considération les 35 réactions qui engendrent 14 espèces. On a obtenu comme résultats une réduction acceptable des espèces toxiques (NO, CO₂, O₃, NO₃) à pression atmosphérique.

Mots-clés: Plasma hors équilibre, CO₂/N₂/O₂, Décharge électrique, Cinétique, Modélisation, Cinétique chimique.

1. Introduction:

L'air est composé d'un très grand nombre d'espèces chimiques dont certaines, bien que très minoritaires par la quantité, jouent par leur réactivité, un rôle déterminant dans les mécanismes des transformations chimiques ^{[1],[2]} On pouvait définir la pollution comme étant une perturbation de cette chimie par les activités humaines, ses conséquences, souvent nocives, ont de puis fort longtemps été une source d'intérêt et d'études scientifiques. ^{[1],[3],[4]}

La pollution atmosphérique résulte principalement des gaz et particules rejetées dans l'air par les véhicules à moteur, les installations de chauffage, les centrales thermiques et les installations industrielles : dioxydes de carbone, de soufre et d'azote, poussières, particules radioactives, produits chimiques (dont certains engrais et pesticides), etc. ^{[5],[6],[7]}

Le traitement de ces polluants au moyen des procédés dits « classiques » (filtration, adsorption...) est très peu efficace à cause de leur faible concentration dans le mélange gazeux. Dans ces conditions,

l'utilisation d'autres procédés des réacteurs plasmas froids hors équilibre générés par des décharges électriques est considérée comme l'une des techniques les plus prometteuses pour la destruction des oxydes d'azote. Dans ces réacteurs, le rôle des décharges électriques hors équilibres est de produire des électrons libres suffisamment énergétiques pour exciter, ioniser et dissocier les molécules majoritaires du gaz d'échappement (N₂, O₂, CO₂) tout en limitant les transferts d'énergie thermique (prédominants dans les décharges à l'équilibre).^[8] Certains radicaux (espèces chimiques) formés durant cette phase de décharge amorcent une série de réactions chimiques qui transforment les polluants en espèces facilement traitables par des procédés classiques.

2. Modèle cinétique :

Le modèle va se reposer sur la résolution de l'équation de continuité pour les différentes espèces. Cette équation correspond au premier moment de l'équation de Boltzmann. L'ensemble complet de processus établit est regroupé dans 35 réactions impliquant 14 espèces atomiques et moléculaires, sont résumé dans le tableau 1 et 2 en termes détaillé de réactions chimiques entre les différentes espèces. Chacune d'elle est accompagnée d'un coefficient cinétique appelé taux de réaction qui peut dépendre de la température du gaz ou des électrons.

Tableau1 : Les espèces considérées dans le modèle

Tableau	Les espèces considérées dans le modèle
Electrons	é
Neutres	O, O ₃ , NO, NO ₂ , NO ₃ , CO ₂ , CO, N, N ₂ *, O*
Chargées	O ₂ ⁺ , N ₂ ⁺ , CO ₂ ⁺⁺ , O ⁻

Tableau 2 : processus de réactions considérés dans nos calculs

	REACTION	TAUX
1	$e + N_2 \longrightarrow N_2^+ + e + e$	$6.664 \cdot 10^{-11}$
2	$e + N_2 \longrightarrow N_2(A) + e$	$8.52 \cdot 10^{-9}$
3	$e + N_2 \longrightarrow N + N + e$	$7.05 \cdot 10^{-10}$
4	$e + O_2 \longrightarrow O^- + O$	$5.276 \cdot 10^{-11}$
5	$e + O_2 \longrightarrow O_2^+ + e + e$	$1.961 \cdot 10^{-10}$

6	$e+O_2 \longrightarrow O+O+e$	$1.434 \cdot 10^{-9}$
7	$e+O_2 \longrightarrow O(D)+O+e$	$4.8 \cdot 10^{-9}$
8	$O+NO_2+N \longrightarrow NO_3+N$	$9.0 \cdot 10^{-32}(T/300)^{-2.0}$
9	$e+CO_2 \longrightarrow O+CO+e$	$1.195 \cdot 10^{-9}$
10	$e+CO_2 \longrightarrow CO_2^++e+e$	$1.693 \cdot 10^{-10}$
11	$e+CO_2 \longrightarrow O^++CO$	$6.565 \cdot 10^{-12}$
12	$e+CO_2^+ \longrightarrow CO+O$	$2 \cdot 10^{-7}T e^{-0.5}$
13	$O+O_2+O \longrightarrow O_3+O$	$6.9 \cdot 10^{-34} (T/300)^{-1.25}$
14	$NO+O_2+NO \longrightarrow NO_2+NO_2$	$1.4 \cdot 10^{-38}$
15	$NO+O+O_2 \longrightarrow NO_2+O_2$	$2.44 \cdot 10^{-27}T^{-1.8}$
16	$NO+O_3 \longrightarrow NO_2+O_2$	$2.0 \cdot 10^{-12} \exp(-1400/T)$
17	$NO+N \longrightarrow N_2+O$	$3.1 \cdot 10^{-11}$
18	$N+NO_2 \longrightarrow NO+NO$	$6 \cdot 10^{-13}$
19	$N_2(A) +NO_2 \longrightarrow NO+O+N_2$	$1 \cdot 10^{-12}$
20	$N+O+O \longrightarrow NO+O$	$5.46 \cdot 10^{-33} \exp(155/T)$
21	$N+O_2 \longrightarrow NO+O$	$4.4 \cdot 10^{-12} \exp(-3220/T)$
22	$N+O_3 \longrightarrow NO+O_2$	$5 \cdot 10^{-16}$
23	$O+O_3 \longrightarrow O_2+O_2$	$8.0 \cdot 10^{-12} \exp(-2060/T)$
24	$NO_2+O_3 \longrightarrow NO_3+O_2$	$1.2 \cdot 10^{-13} \exp(-2450/T)$
25	$O+NO_2 \longrightarrow NO+O_2$	$6.5 \cdot 10^{-12} \exp(120/T)$
26	$O+NO_3 \longrightarrow O_2+NO_2$	$1 \cdot 10^{-11}$
27	$O(D)+O_3 \longrightarrow O_2+O+O$	$1.2 \cdot 10^{-10}$
28	$O(D)+NO \longrightarrow O_2+N$	$8.5 \cdot 10^{-11}$
29	$O(D)+NO_2 \longrightarrow O_2+NO$	$2.5 \cdot 10^{-10}$
30	$CO_2+O \longrightarrow CO+O_2$	$2.8 \cdot 10^{-11} \exp(-26500/T)$
31	$CO+O_2 \longrightarrow CO_2+O$	$4.2 \cdot 10^{-12} \exp(-24000/T)$
32	$CO+NO_2 \longrightarrow CO_2+NO$	$1.48 \cdot 10^{-10} \exp(-17009/T)$

33	$\text{CO} + \text{O}_3 \longrightarrow \text{O}_2 + \text{CO}_2$	$4 \cdot 10^{-25}$
34	$\text{CO}_2 + \text{N} \longrightarrow \text{CO} + \text{NO}$	$3.2 \cdot 10^{-13} \exp(-1710/T)$
35	$\text{NO}_2 + \text{O}_3 \longrightarrow \text{O}_2 + \text{O}_2 + \text{NO}$	$1.0 \cdot 10^{-18}$

3. Condition de calcul :

En utilisant le model zéro-dimensionnel pour notre étude, les paramètres d'entrées sont basées sur les taux de réactions des différentes espèces obtenus par la résolution de l'équation de Boltzmann, la vitesse et l'énergie électronique.

Les résultats ci-dessous sont obtenus dans les conditions suivantes :

- Densité initiale de pré-ionisation = 10^{10} Cm^{-3}
- Température électronique : $T_e = 1.5 \text{ eV}$
- Température de gaz : $T_g = 300\text{K}^\circ$
- Un gaz pur d'oxygène avec une concentration de 100% et dans mélange gazeux de 12% d'O₂ et 80% de N₂, 14% de CO₂.
- Pression totale : $P = 380 \text{ torr (0.5atm)}$

4. Evolution temporelle des espèces créés lors d'une décharge électrique

Les électrons vont dissocier des molécules d'azote et d'oxygène pour générer d'autres radicaux dans le mélange gazeux et vont par la suite contribuer soit à la formation soit à l'élimination du NO, CO₂ et NO₂.

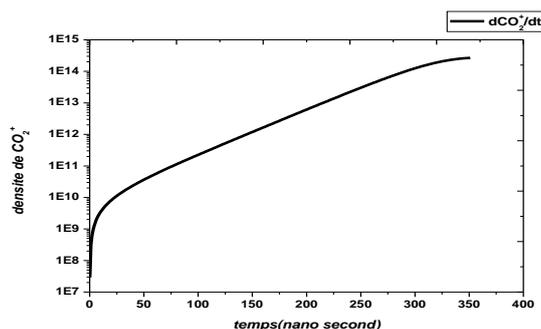


Figure 1 : Evolution temporelle de la densité de l'espèce chargée CO₂⁺

La figure 3 représente l'évolution temporelle de la densité d'espèce chargée CO₂⁺ sur un intervalle du temps de 400ns, on observe une apparition de CO₂⁺ avec une valeur de $2,8941 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$

et atteint sa valeur maximale jusqu'à $2,6799 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, cette dernière est faite grâce à la création de CO_2^+ dans la réaction chimique (10) (voir tableau ci-dessus).

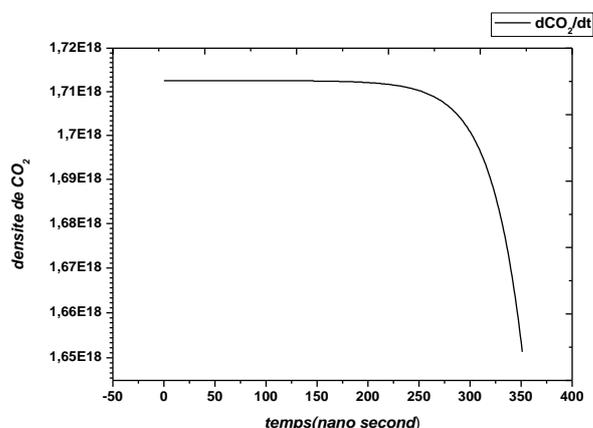


Figure 4 : Evolution temporelle de la densité de l'espèce CO_2

La figure 4 représente l'évolution temporelle de la densité d'espèce CO_2 sur un intervalle du temps de 400ns, on observe une stabilité dans la concentration de CO_2 de valeur de $1,7125 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ jusqu'à un temps de 180(ns) où elle se décroît rapidement et atteint sa valeur minimale de $1,6513 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, cela est fait à cause d'ensemble de réactions chimiques (9, 10, 11,34) (de tableau ci-dessus) qui sont responsables de la perte de cette molécule.

4. Conclusion :

Ce travail a pour objet de réduire les molécules polluantes NO_x - CO_x présentées dans la plupart des influents gazeux industriels et automobiles. La modélisation de la dynamique du gaz d'échappement initialement traversé par une décharge couronne à la pression atmosphérique et à la température ambiante a été effectuée en géométrie fil-cylindre. Un modèle a été développé pour résoudre les équations de transport de la densité de toutes les espèces participantes à la cinétique chimiques du gaz.

On a obtenu comme résultat une réduction acceptable pour certains espèces toxiques (NO , CO_2 , O_3 , NO_3) à pression atmosphérique.

Références

- [1] Jean_François Doussin, thèse de doctorat en sciences, université paris 7-Denis Diderot UFR de chimie
- [2] Axel Vincent, thèse de Doctorat, Université Paris VI, (2002)
- [3] Medjahdi Sarah Inès, Thèse de Doctorat en Sciences, Université Abou-Beker Belkaid-Tlemcen

DIFFRACTION D'ORDRE SUPERIEURE DES HOLOGRAMMES EPAIS DE PHASE

L.ZIZI^a, H .BEN MAAMER, A.KELLOU

Laboratoire Electronique Quantique, Faculté de Physique, USTHB

Bp, 32 El Alia Bab Ezzouar, Tel /Fax: 021247344

E-mail: -a kanz_zizi@yahoo.fr

Résumé:

Ce travail met en évidence l'effet de l'enregistrement à incidence oblique d'un réseau holographique épais de phase sur l'efficacité maximale de diffraction des modes principaux. Nous étudions aussi son influence sur l'apparition et les amplitudes des modes de diffraction d'ordre supérieur. Nous utilisons un hologramme enregistré de façon symétrique en transmission. Dans cette approche une analyse des solutions numériques met en exergue la fraction de l'énergie incidente qui est distribuée dans les différents ordres de diffraction.

Mots-clés: hologramme de phase, diffraction d'ordre supérieure, ondes couplées

1. Introduction :

Dans cette communication nous proposons une étude numérique des propriétés de reconstruction des réseaux holographiques épais de phase. L'étude de la diffraction d'un faisceau lumineux par ce réseau diélectrique sinusoïdale est une bonne approche pour déterminer les mécanismes qui influencent les propriétés optiques. Nous pouvons changer les caractéristiques et le régime de diffraction en agissant sur l'effet conjugué du profil de modulation et de l'amplitude maximale de modulation du réseau fondamentale. Le régime est à deux ondes de type Bragg, ou multi modes de type Raman-Nath. Cette distinction a été élaboré au départ par Benlarbi et al [1]. Nous avons complété l'étude pour des hologrammes enregistrés en transmission et en réflexion [2], [3]. Pour des paramètres de réseau identiques [2] [3], il est intéressant d'étudier comment se distingue ces deux types de régime à incidence oblique. Dans cette approche une analyse des solutions numériques montre la corrélation qui existe entre les angles d'incidence des ondes à l'enregistrement et la fraction de l'énergie qui est distribuée dans les différents ordres de diffraction. Ces ordres de diffraction supérieure présentent des comportements différents en fonction de l'incidence θ .

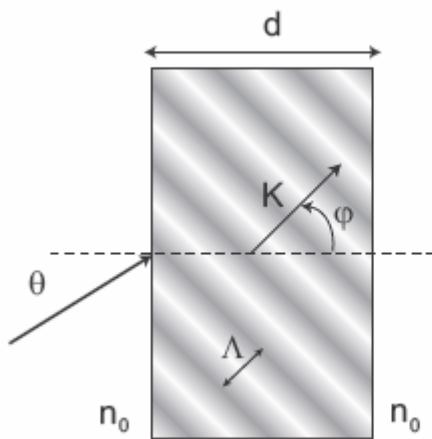
2. Principe et aspect théorique

L'hologramme est formé avec l'enregistrement de deux ondes objet et référence qui sont planes, monochromatiques, de direction de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence. Le milieu

d'enregistrement est un diélectrique parfaitement transparent. La fonction du milieu photosensible est de coder à l'enregistrement la variation spatiale de l'intensité de la lumière produite par une figure d'interférence sous forme d'une variation ou modulation de l'indice de réfraction. Lorsque la perturbation du matériau se résume à une modulation spatiale de son indice de réfraction, l'hologramme obtenu est dit de phase. Nous tenons compte des suppositions faites par Kogelnick [4] dans sa théorie à deux ondes et nous utilisons un cheminement identique aux articles [2], [3] pour établir les équations.

2.1 Equations d'ondes couplées

Nous enregistrons une modulation de profil sinusoïdale.



- Λ : période du réseau
- n_0 : indice moyen du matériau
- θ : angle d'incidence donné dans le milieu d'indice n_0
- d : épaisseur du milieu photosensible
- K : vecteur réseau il est perpendiculaire aux franges, de module égale à $2\pi/\Lambda$

Le système d'équations d'ondes couplées à résoudre est le suivant :

$$\frac{dA_i}{dw} - j \frac{F}{2} i(i+1)A_i + j(A_{i+1} + A_{i-1}) = 0 ; i = 0; \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Ou $A_i(x)$ est l'amplitude complexe de l'onde diffractée à l'ordre i

ϕ : L'angle du vecteur réseau.

F dit paramètre de réseau (ou de régime), w l'épaisseur normalisée :

$$F = \frac{16\varepsilon_{r0}}{\varepsilon_{c1}} (\cos(\theta - \phi))^2 ; w = \frac{\beta\varepsilon_{c1}}{4\varepsilon_{r0}(\cos\theta)} \cdot x$$

ε_{c1} : Amplitude maximale de modulation, ε_{r0} : permittivité relative

Pour un enregistrement symétrique en transmission $\phi = \pi/2$

En normalisant l'amplitude maximale de l'onde de reconstitution à 1 nous pouvons exprimer

Les conditions aux limites en transmission :

$$A_0(0) = 1$$

$$A_i(0) = 0 \quad \text{Pour } i = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

3. Résultats numériques :

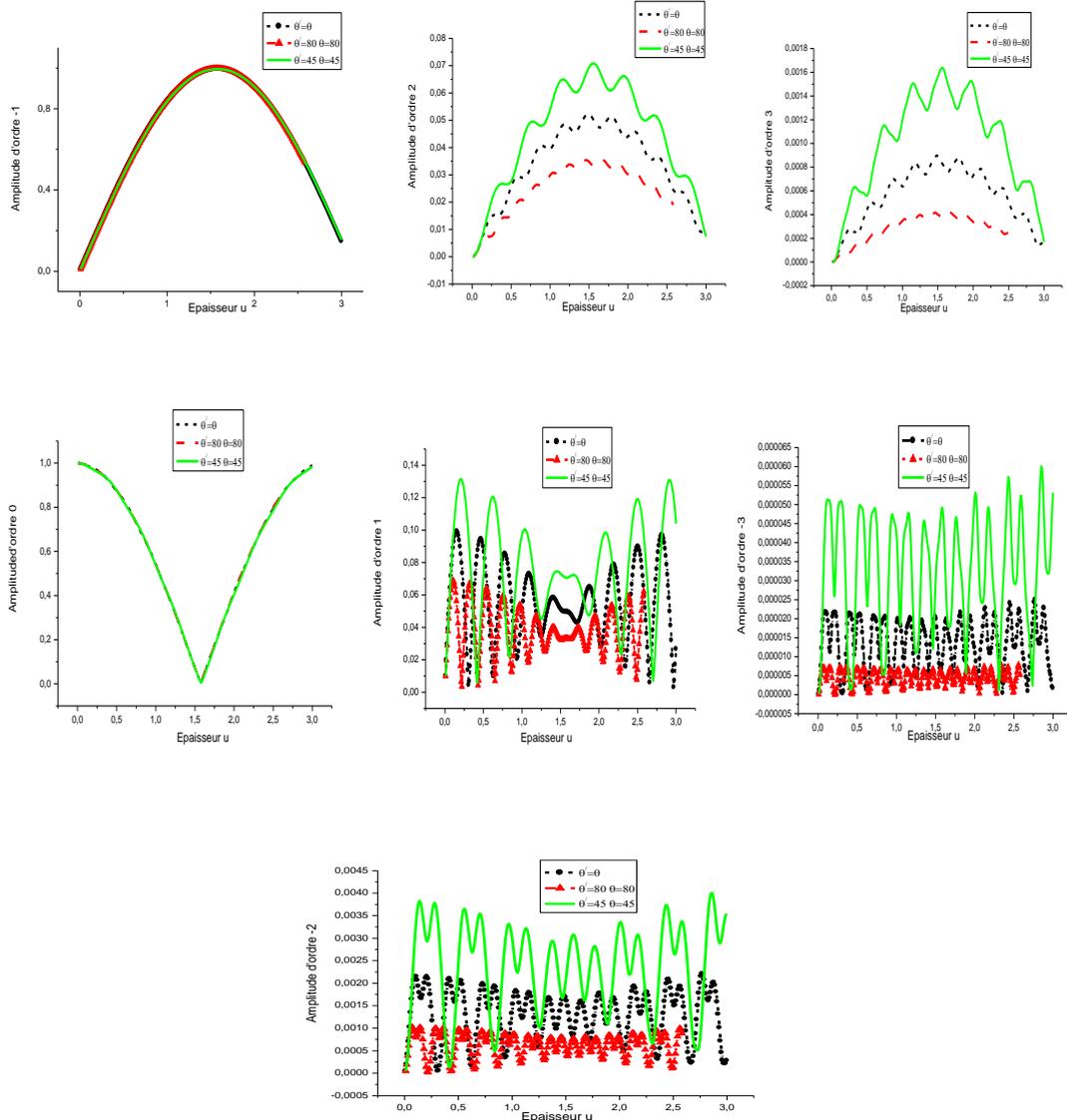
Les résultats montrent qu'on ne peut retenir qu'un nombre limité de modes de diffraction, car le couplage n'existe qu'entre modes voisins. Cet effet est plus significatif quand les coefficients de couplage sont faibles, c'est-à-dire quand le paramètre F est grand (faible modulation)

Les figures de (1et 2) illustrent les résultats numériques pour les valeurs de F suivantes : 20, 1, 0.1. Les courbes correspondantes représentent les variations de module des amplitudes complexes de chaque mode en fonction de l'épaisseur normalisée w ($A_i = f(w)$)

Pour des valeurs élevées de F (F=20), la modulation est faible. L'intensité de l'ordre 1, et celle des ordres supérieures, n'excèdent pas 1% de l'ordre -1. On peut considérer que seul les ordres 0 et -1 existent, le réseau diffracte en régime de Bragg. Cependant la diminution de l'incidence des ondes à l'enregistrement augmente l'amplitude des ordres supérieurs de diffraction avec un effet plus prononcé pour les ordres positifs

Les résultats montrent que lorsque l'on diminue F, la forme sinusoïdale des deux modes principaux disparaît graduellement et le nombre de modes significatifs augmente avec une efficacité de diffraction

préférentielle pour les modes d'ordre $-i$. D'un régime à deux ondes nous nous acheminons progressivement vers un régime multimode de type Raman-Nath. Nous constatons aussi que les ordres positifs de diffraction semblent être avantagés avec la diminution de l'incidence des ondes. Pour de petites valeurs de F ($F < 1$) la modulation est grande et le couplage rapide. Le réseau se comporte de façon non linéaire. De hautes efficacités de conversion de l'énergie de l'onde incidente vers les M.D.O.S peuvent être obtenues pour de petites épaisseurs de réseau. Les courbes correspondant au mode $+i$ sont analogues à celles correspondant au mode $-i$. Les angles d'incidence des ondes à l'enregistrement n'ont aucune influence sur l'efficacité et les caractéristiques de diffraction.



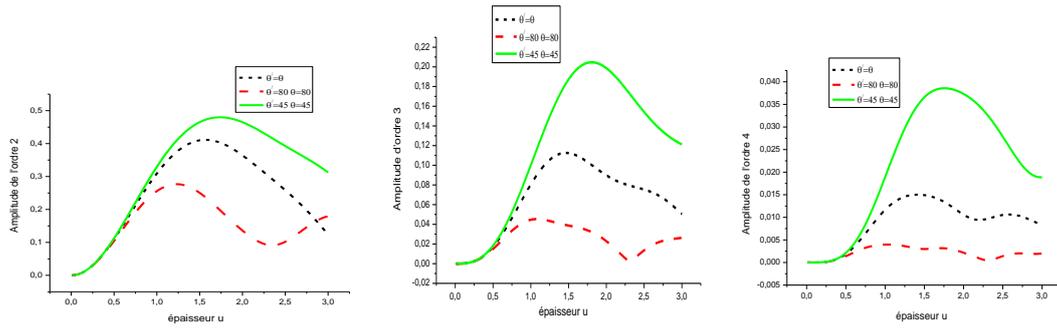
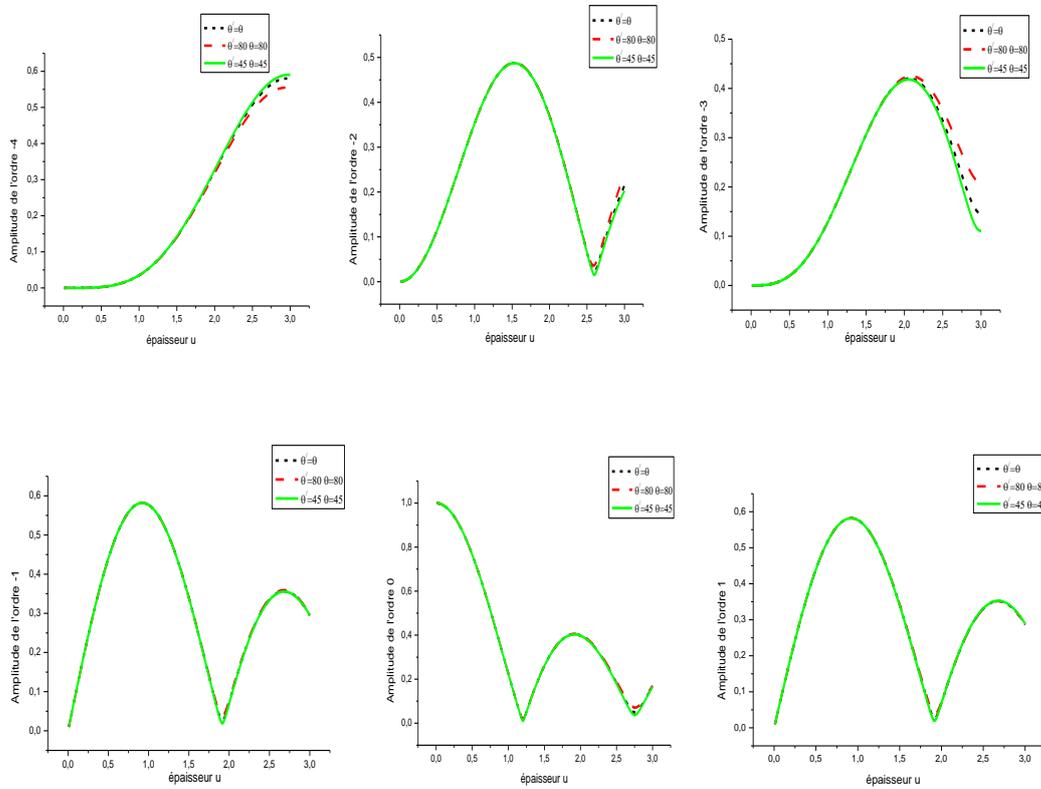


Figure1 : variation de module des amplitudes des ordres diffractés, en fonction de l'épaisseur normalisée u pour $F = 20$, et 1



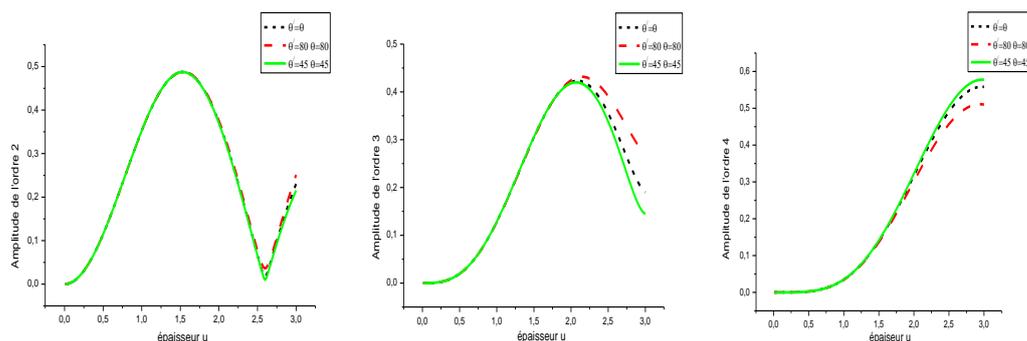


Figure 2 : variation de modules des amplitudes des ordres -4 à +4, en fonction de l'épaisseur normalisée u pour **F = 0,1**

4. Conclusion :

Nos résultats montrent que le paramètre F est un paramètre déterminant pour la prédiction du type de régime de diffraction. Pour de grandes valeurs de F correspondant à une modulation faible (cas linéaire) l'incidence des ondes à l'enregistrement augmente surtout l'amplitude des modes de diffraction ordres supérieures positifs. Lorsque la modulation est grande ($F < 1$) le couplage est rapide, l'interaction est plus forte. Le réseau réagit de façon non linéaire et la diffraction est multi mode. Les angles d'incidence des ondes n'ont aucune influence sur l'efficacité et les caractéristiques de diffraction.

References

- [1] B.Benlarbi et al 'higher order modes in thick phase gratings' Optics Acta 27 885 (1980)
- [2] H Ben Maamer, L.Zizi, A.Kellou / SENALAP 2009 16 et 17 Décembre 2009 à Ouargla
- [3] H Ben Maamer, L.Zizi, A.Kellou 9eme C.N.P.A 24 au 26 Octobre 2010 Ouargla
- [4] H. Kogelnick Bell system T J 48, 2909-2947(1969).

INDEX DES AUTEURS

A

A. AISSANI	58 [PA2]
A. HAMADOU	53[PA1]
A. IKHLEF	335[PC13]
A. MEDJOURI	381[PC20]
A.BENAHMED	89[PA7]
A.BENCHEIKH	94[PA8]
A.CHAKHRIT	308 [PC9]

B

B. BENTOUHAMI	20[OA1]
B. BOUBIR	29[OA3]
B. TIOUA	198 [PB7]

C

C. BENSSALEM	177[PB3]
C. BOUCHENEB	183[PB4]
C. REGOUI	247[OC8]

D

D .LALMI	46[OA6]
D. BARA	277[PC4]
D. BENNACEUR-DOUMAZ	34[OA4]
D. M.BOURAS	128[PA14]

E

E H. AMARA	223[OC4]
------------	-----------

F

F. ALMABOUADA	148[OB1]
F. BENDJEDAA	172[PB2]
F. BRIHMAT-HAMADI	39[OA5]
F. DJAIDRI	213[OC2]

H

H .YANALLAH	414[PC25]
H. CHETTAT	319[PC11]
H. MEDJADBA	375 [PC19]
H.DJELLOUT	115[PA12]

K

K. BOUMRAR	121[PA13]
K. KHELOUFI	349[PC15]
K.FERRIA	343[PC14]

L

L.SEKKOUR	396[PC23]
L.ZIZI	419 [PC26]
L .AMRANE	209 [OC1]

M

M. ALLICHE	65 [PA3]
M. BENYAMINA	289 [PC6]
M. BOUAKIL	301[PC8]
M. DEBBAL	105[PA10]
M. DIAF	155[OB2]
M. K. RABIA	242[OC7]
M. M. ALIM	265[PC2]
M. OUACIFI	387[PC21]
M.BENZEKKA	295[PC7]
M.F.MAHBOUB	236[OC7]

N

N. BOUDIA	134[PA15]
N. KLOUCH	357[PC16]
N.SAOULA	392[PC22]

R

R .AMOUR	271[PC3]
R BOUADJEMINE	25[OA2]
R. SI FODIL	187[PB5]
R.BOUTAKA	100[PA9]
R.TADJINE	192[PB6]

S

S. AGGOUNE	259[PC1]
S. AYADI	75[PA5]
S. DILMI	111[PA11]
S. DJETTAOU	218[OC3]
S. HADDADI	160 [OB3]
S. LAFANE	231[OC6]
S. MAYOUT	369[PC18]
S. TERNICHE	139 [PA16]
S. ZAIBA	253 [OC9]
S.ARRAS	70 [PA4]
S.BENHAMIDA	284[PC5]
S.CHERIF	313[PC10]
S.LEMKEDDEM	363[PC17]
S. SELMANE	401 [PC24]

T

T.TAMSAOUT	407[PC25]
-------------------	-------------------

Y

Y. BENCHEIKH	166[PB1]
---------------------	------------------

Y. HAMAIZI	228[OC5]
-------------------	------------------
