

# Dynamique de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques

Éric Picholle

# ▶ To cite this version:

Éric Picholle. Dynamique de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques. Formation de Structures et Solitons [nlin.PS]. Université de Nice Sophia-Antipolis, 1991. Français. NNT : . tel-01424930

# HAL Id: tel-01424930 https://hal.science/tel-01424930

Submitted on 6 Jan 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA-ANTIPOLIS département IMSP dans la spécialité : Optique non linéaire

pour obtenir le grade de

# **DOCTEUR en PHYSIQUE**

par

Éric PICHOLLE

# DYNAMIQUE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE DANS LES FIBRES OPTIQUES

soutenue le 17 mai 1991 devant la commission d'examen :

Daniel B. OSTROWSKY	président
Jean BOTINEAU	co-directeur de thèse
Robert FREY	
Claude FRŒHLY	rapporteur
Carlos MONTES	co-directeur de thèse
Denis PESME	
André SAÏSSY	rapporteur

# CHAPITRE I

# **INTRODUCTION**

#### a/ Historique et motivations expérimentales

L'optique non-linéaire comporte certainement une part de magie, et la fascination des fils de lumière serpentant le soir au fond des salles noires n'est pas étrangère à la genèse de ce travail de thèse, essentiellement expérimental.

Il s'agit ici d'étudier les relations complices entre la lumière et le son, ou diffusion Brillouin. Cet effet doit son nom à Léon Brillouin, qui avait étudié théoriquement lors de sa thèse<sup>1</sup> la diffusion de la lumière par un corps isotrope en vibration, montrant pour la première fois<sup>2</sup> qu'un mécanisme de diffusion pouvait s'accompagner d'un changement de fréquence.<sup>3,4</sup> Ces travaux ont logiquement abouti à la naissance d'une nouvelle branche de la spectroscopie par diffusion de la lumière visible ou X sur les ondes acoustiques (éventuellement d'origine thermique) présentes dans un milieu matériel. L'apparition et la généralisation des lasers, à partir de 1960, a considérablement favorisé le développement de ces techniques, qui sont encore largement employées de nos jours.

#### Les lasers et l'optique non linéaire

Mais le pivot de la révolution de l'optique par les lasers est le concept d'émission stimulée, ou plus précisément d'**amplification cohérente** des ondes. Celui-ci n'est *a priori* pas limité aux seules ondes électromagnétiques : aussi, dès que des lasers d'une puissance suffisante furent disponibles (lasers déclenchés), on imagina de les utiliser pour l'amplification cohérente

 <sup>&</sup>lt;sup>1</sup> "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent et homogène - Influence de l'agitation thermique", L. BRILLOUIN, thèse (Paris 1920), Annales de Physique, 17, p 88 (1921);

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> "Birth and growth of the Brillouin scattering", L. BRILLOUIN, Proc. Internat. Conf. on Light scattering spectra of solids, G.B. Wright ed, Springer Verlag, Berlin (1969); Brillouin décrit dans ce texte le scepticisme que souleva d'abord ce concept (la diffusion Raman ne devait être découverte qu'en 1928, et tout changement de fréquence relevait alors nécessairement d'un "problème de fluorescence"). Cette idée facilitait néanmoins l'interprétation physique d'une difficulté théorique soulevée en 1907 par :

 <sup>&</sup>lt;sup>3</sup> L. MANDELSHTAM (Annalen der Physik, 23, p 626, 1907), qui notait qu'on ne pouvait expliquer simplement l'amortissement des vibrations des résonnateurs de Planck intervenant lors de la diffusion Rayleigh. Le même a par la suite retrouvé les résultats de Brillouin :

 <sup>&</sup>lt;sup>4</sup> L. MANDELSHTAM (Zh. Russ. Khim. Obsechestva, 58, p 381, 1926).
 Les publications soviétiques associent souvent les deux noms, et parlent de diffusion Mandelstam-Brillouin (d'où la notation SMBS, pour stimulated Mandelshtam-Brillouin scattering);

des vibrations hypersonores d'un réseau matériel ;<sup>5,6,7</sup> on peut relever que l'un des signataires du premier article sur cette <u>diffusion Brillouin stimulée</u> (DBS) est le même C.H. TOWNES qui reçut en 1964 le prix Nobel pour ses travaux pionniers sur l'émission cohérente et les masers.

Parallèlement, en l'espace de quelques mois, une véritable explosion d'observations expérimentales d'effets stimulés nouveaux (Raman,<sup>8,9</sup> Rayleigh,<sup>10</sup> et plus généralement effets non-linéaires du troisième ordre<sup>11,12,13</sup>) fonda ce qu'il est désormais convenu d'appeler l'optique non linéaire.

L'interprétation classique, ou semi-classique, de la diffusion Brillouin spontanée étant dès longtemps résolue,<sup>14,15</sup> la description théorique de la DBS via l'électrostriction fut fournie très rapidement et dans sa forme pratiquement définitive.<sup>16,17,18</sup> En particulier, Kroll énonça dès 1965 le critère selon lequel *la dynamique de l'onde acoustique ne peut plus être négligée pour des impulsions de pompe d'une durée comparable ou inférieure au temps caractéristique d'amortissement de l'onde acoustique<sup>19</sup> dans le milieu, c'est-à-dire, selon la terminologie que nous adopterons par la suite, imposant dans ce cas l'emploi d'un modèle cohérent tenant* 

L. BRILLOUIN, Hermann et C<sup>ie</sup> (Paris, 1933);

 <sup>&</sup>lt;sup>5</sup> "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves",
 R.Y. CHIAO, C.H. TOWNES and B.P. STOICHEFF, Phys. Rev. Lett., 12, 21, p 592, 25 may 1964;

 <sup>&</sup>lt;sup>6</sup> "Proposition de production d'ondes hypersonores par effet Brillouin sous l'action simultanée de deux faisceaux lumineux cohérents sur un milieu diélectrique solide ou liquide", A. KASTLER, Comptes Rendus Ac. Sc. Paris, 259, 5, p 4233 (1964);

 <sup>&</sup>lt;sup>7</sup> "Induced Mandel'shtam-Brillouin scattering in solid amorphous bodies and in liquids",
 D.I. MASH, JETP Lett., 2, p 157, 1965

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> "Ruby laser operation in the near IR",

E.J. WOODBURY and W.K. NG, Proc. I.R.E., 50, 2367, 1962;

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> "Stimulated Raman scattering from organic liquids", G. ECKHARDT, R.W. HELLWARTH,

F.J. Mc CLUNG, S.E. SCHWARZ and D. WEINER, Phys. Rev. Lett., 9, 455 (1962);

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> "Complex intensity-dependent index of refraction, frequency broadening of stimulated Raman lines, and stimulated Rayleigh scattering",

N. BLOEMBERGEN and P. LALLEMAND, Phys. Rev. Lett., 16, 81 (1966);

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> "Self-trapping of optical Beams",

E. GARMIRE and C.H. TOWNES, Phys. Rev. Lett., 13, 479 (1964);

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> "Optical third harmonic generation", P.D. MAKER, R.W. TERHUNE and C.M. SAVAGE, *in* "Quantum electronics III", P. Grivet and N. Bloembergen eds, p 1559, Columbia University. Press (1964);

 <sup>&</sup>quot;Action d'une onde lumineuse intense sur l'indice de réfraction des liquides",
 G. MAYER et F. GIRES, Comptes Rendus Ac. Sc. Paris, 258, 4 (1964);

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> "Théorie moléculaire de la diffusion de la lumière par les fluides",

<sup>Y. ROCARD, Comptes Rendus Acad. Sc. Paris, 17 août 1925, p 283;
"La diffraction de la lumière par des ultra-sons",</sup> 

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high intensity light waves to elastic waves", N.M. KROLL, J. Appl. Phys., **36**, p 34 (1965);

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> "Growth of optical plane waves in stimulated Brillouin scattering",

R.G. BREWER, Phys. Rev., **140**, p A800 (1965);
 "Theory of stimulated Brillouin scattering"

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> "Theory of stimulated Brillouin scattering",

Y. SHEN and N. BLOEMBERGEN, Phys. Rev., 137, p A 1787 (1965);

Par analogie avec le traitement semi-classique du problème, nous considèrerons parfois ce temps caractéristique d'amortissement comme la "durée de vie d'un phonon acoustique".
 Cet abus de langage ne remet pas en cause le caractère strictement classique de notre approche.

compte de la phase des trois ondes pompe, rétrodiffusée, et acoustique. La DBS ne se manifestant en pratique qu'en présence à la fois d'un très grand nombre de photons et d'un très grand nombre de phonons,<sup>20</sup> la pertinence de son traitement purement classique ne s'est jamais trouvée en défaut ; de plus, la question du traitement quantique rigoureux de l'interaction résonnante à trois ondes paraît disproportionnément complexe, et semble encore ouverte aujourd'hui.

# DBS en régime d'interaction forte

La motivation principale de la plupart des études qui se multiplièrent alors sur la DBS était la perspective de disposer par ce moyen de l'équivalent acoustique du laser, *i.e.* de sources cohérentes et très puissantes à des fréquences hypersonores très élevées. Malheureusement, l'apparition de la DBS dans les solides s'accompagnait le plus souvent de **dommages** irréversibles dans les matériaux.<sup>21</sup> S'il fut plus tard établi que l'onde acoustique associée à la DBS n'a généralement pas de part directe à ces détériorations,<sup>22</sup> la DBS est le plus souvent considérée comme un **effet nuisible**, limitant la densité de puissance susceptible d'être couplée dans un matériau, détériorant les signaux transmis, et comme un inconvénient majeur dans la course vers les lasers de très grande puissance ; sa principale application positive est la conjugaison de phase dans les liquides ou les gaz.<sup>23</sup>

Son étude fut néanmoins vigoureusement relancée lorsque, au début des années 70, la DBS et la diffusion Raman stimulée devinrent des effets particulièrement efficaces et dangereux pour les **plasmas** que l'on commençait à savoir créer par laser dans le cadre de la recherche sur la fusion inertielle.<sup>24</sup> La dynamique de la DBS pouvait alors être étudiée à l'aide de simulations numériques systématiques<sup>25</sup> dans le cadre d'un modèle cohérent à trois ondes couplées désormais bien établi. En revanche, toutes les expériences de DBS intense menées dans des matériaux massifs ou *a fortiori* dans des plasmas chauds nécessitent des puissances laser considérables et des transferts d'énergie très importants, et s'accompagnent donc inévitablement d'effets thermiques et d'instabilités hydrodynamiques extrêmement complexes,

 <sup>&</sup>quot;Quantum theory for parametric interactions of light and hypersounds",
 A. YARIV, IEEE J. Q.E., apr. 1965, p 28;

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> "Laser-induced damage to transparent dielectric materials", C.R. GIULIANO, Appl. Phys. Lett., **5**, p 135 (1965);

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> "Stimulated Brillouin scattering in glasses",

J.P. BUDIN, A. DONZEL, J. ERNST and J. RAFFY, El. Lett., 3, 1 (1967);

<sup>&</sup>lt;sup>23</sup> "Connection between the wave fronts of the reflected and excited light in stimulated Mandelshtam-Brillouin scattering", B. Ya. ZEL'DOVITCH, V.I. POPOVICHEV, V.V. ROGUL'SKII and F.S. FAIZULLOV,

J.E.T.P. Lett., 15, 109 (1972);

 <sup>&</sup>lt;sup>24</sup> "Les effets Raman et Brillouin stimulés dans un plasma fini et inhomogène",
 D. PESME, thèse, Paris VII, 30 mai 1973;

 <sup>&</sup>lt;sup>25</sup> "Traitement analytique et numérique des équations de couplage de la diffusion Brillouin stimulée",
 M. CASANOVA, thèse, Marseille, IMF, 23 avril 1979;

qui rendent la dynamique de l'interaction Brillouin **pratiquement inextricable**, et pourraient même en masquer certains des aspects les plus subtils, comme la formation d'impulsions solitoniques<sup>26</sup> dont le réalisme physique était alors discuté.

# Fibres optiques et régime d'interaction faible

La seconde mutation technologique majeure de l'optique moderne fut l'apparition, au début des années 70, de fibres optiques très transparentes ( $\approx 20$  dB/km en 1970<sup>27,28</sup>, contre typiquement 1000 dB/km auparavant, et 0,15 dB/km aujourd'hui). Une équipe des *Bell Laboratories*, alors seule à disposer de fibres unimodales performantes, réussit très rapidement la mise en évidence de processus Raman<sup>29,30</sup> et Brillouin<sup>31</sup> stimulés dans ces milieux, puis par la suite de tout l'éventail des effets non linéaires connus en volume, ouvrant ainsi le champ de l'**optique non linéaire guidée** : outre leur intérêt technologique propre dans le domaine des télécommunications, les fibres optiques unimodales se révélaient des outils de choix pour l'étude des processus optiques non linéaires qui, compte tenu des grandes longueurs d'interaction possibles dans une structure guidée, pouvaient dès lors être étudiés à des niveaux de puissance relativement bas,<sup>32</sup> dans des conditions expérimentales considérablement simplifiées et bien modélisables.

Il est important de noter ici que le principe même de la propagation guidée de la lumière dans une fibre optique diélectrique selon un "mode" caractéristique de la fibre, c'est-à-dire la conservation de la structure transverse des champs et leur description unidimensionnelle, reposent sur un mécanisme de guidage faible extrêmement délicat, causé par des différences relatives d'indice de l'ordre de quelques 10<sup>-3</sup> entre le cœur et la gaine ; une telle structure modale simple n'est pas compatible avec des interactions assez violentes pour causer des variations non linéaires d'indice localement importantes. L'optique guidée suppose donc implicitement des régimes d'interaction faible, c'est-à-dire peu sensible sur un assez grand nombre de longueurs d'onde, ce qui n'interdit bien entendu pas que, cumulées sur des dizaines de mètres, les conséquences de ces interactions soient très importantes.

<sup>26</sup> "Formation and amplification of quasi-soliton pulses in head-on stimulated scattering"
 S.F. MOROZOV, L.V. PISHANOVA, M.M. SUSHCHIH and G.I. FREIDMAN, Sov. J.Q.E., 8, 5 (1978);

- <sup>28</sup> "New silica-based low loss optical fibers",
- D.N. PAYNE and W.A. GAMBLING, El. Lett., 10, 289 (1974);
- <sup>29</sup> "Raman oscillations in silica optical fibers",

<sup>31</sup> "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers",

<sup>&</sup>lt;sup>27</sup> "On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides",
D.B. KECK, R.D. MAURER and P.C. SCHULTZ, App. Phys. Lett., 22, 7, p 307 (1973);

R.G. STOLEN, E.P. IPPEN and A.R. TYNES, Appl. Phys. Lett., 20, 62 (1972);

<sup>&</sup>lt;sup>30</sup> "Raman gain in glass optical waveguides",

R.H. STOLEN and E.P. IPPEN, Appl. Phys. Lett., 22, p 276 (1973);

E.P. IPPEN and R.H. STOLEN, Appl. Phys. Lett., 21, 11 (1972);

<sup>&</sup>lt;sup>32</sup> "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering, R.G. SMITH, Appl. Opt., **11**, 2489 (1972);

# Modèle d'intensités vs modèle cohérent

En régime d'interaction faible, on peut être tenté d'admettre que l'évolution temporelle de l'onde acoustique est nécessairement lente et donc sa dynamique négligeable au regard de la rapidité de son amortissement (typiquement 7 ns dans la silice) : on parle alors de **modèle d'intensités**, l'onde acoustique se comportant comme une variable esclave des ondes optiques.<sup>33</sup> Ce modèle, plus général que la description bien connue de la DBS restreinte au régime stationnaire,<sup>34</sup> est particulièrement simple d'emploi et autorise généralement des résolutions analytiques.

La dynamique de la DBS dans une fibre optique s'avère malgré tout relativement complexe, la simple réflexion de la lumière aux extrémités de la fibre suffisant par exemple à susciter des oscillations de relaxation de forte amplitude.<sup>35</sup> Si la fibre est placée à l'intérieur d'un résonnateur, elle peut se comporter comme le milieu actif d'un laser Brillouin à modes artificiellement<sup>36</sup> ou spontanément<sup>37</sup> bloqués, délivrant à partir d'une pompe (quasi-)continue des **impulsions Brillouin** d'une durée de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Les auteurs de ces observations les interprètent qualitativement dans le cadre du modèle d'intensités.

Toutefois, on se trouve ici dans une situation où la durée des impulsions Stokes devient comparable à la durée de vie des phonons dans la fibre. La plupart des oscillateurs Brillouin paraissent donc justiciables d'un *critère de Kroll* légèrement modifié pour tenir compte du fait que la structure temporelle de l'onde rétrodiffusée peut être considérablement plus fine que celle de la pompe : *la dynamique de l'onde acoustique ne peut plus être négligée quand les ondes optiques font apparaître des structures temporelles d'une durée comparable ou inférieure au temps caractéristique d'amortissement de l'onde acoustique. C'est du moins le point de vue défendu par une équipe de théoriciens niçois, qui exhibe des scénarios numériques d'évolution dont le comportement asymptotique est fondamentalement différent selon que l'on se contente de les étudier dans le modèle d'intensités, dont ils mettent de ce fait en cause la pertinence.* 

<sup>&</sup>lt;sup>33</sup> "Saturation and spectral caracteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process, C.L. TANG, J. Appl. Phys., **37**, 2945 (1966);

 <sup>&</sup>lt;sup>34</sup> "Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber",
 D. COTTER, J. Opt. Comm., 4, 1 (1983);

<sup>&</sup>lt;sup>35</sup> "Steady relaxation oscillations of stimulated Brillouin scttering in single-mode optical fibers", I. BAR-JOSEPH, A.A. FRIESEM, E. LICHTMAN and R.G. WAARTS, J. Opt. Soc. Am. B, **2**, 10 (1985);

<sup>&</sup>lt;sup>36</sup> "Bandwidth limited operation of a mode-locked Brillouin parametric oscillator",

B.S. KAWASAKI, D.C. JOHNSON, Y. FUJII and K.O. HILL, Appl. Phys. Lett., 32, 7 (1978);

<sup>&</sup>lt;sup>37</sup> "Spontaneous mode locking of single and multi mode pumped SBS fiber lasers", I. BAR-JOSEPH, A. DIENES, A.A. FRIESEM, E. LICHTMAN, R.G. WAARTS and H.H. YAFFE, Opt. Comm., **59**, 4 (1986);

 <sup>&</sup>lt;sup>38</sup> "Asymptotic evolution of stimulated Brillouin scattering : Implications for optical fibers",
 J. COSTE and C. MONTES, Phys. Rev. A, 34, 5 (1986);

<sup>&</sup>lt;sup>39</sup> "Inertial response to nonstationnary stimulated Brillouin backscattering : Damage of optical and plasma fibers", C. MONTES and R. PELLAT, Phys. Rev. A, **36**, 6 (1987);

L'objet et l'ambition de cette thèse étaient donc d'une part d'alimenter cette controverse en concevant et en réalisant une série d'expériences qui favorisent l'apparition de tels régimes mettant en défaut les approximations du modèle d'intensités, pour déterminer s'ils sont réalistes dans les approximations de l'optique guidée unimodale ; d'autre part d'explorer, le cas échéant, les régimes dynamiques nouveaux de la DBS dans le cadre plus riche du modèle cohérent, dans une situation où ils ne seront pas masqués par la violence des échanges d'énergie de la physique des plasmas.

#### b/ Organisation du mémoire

Le chapitre II du présent mémoire est consacré d'abord à une série de rappels et de généralités sur la diffusion Brillouin; puis, après avoir détaillé les différentes hypothèses et simplifications que nous utiliserons ici, nous y retrouverons les équations classiques qui gouvernent la DBS, que nous mettrons sous une forme plus commode, sans dimension.

Le chapitre III passe en revue les modèles en présence, en insistant sur leurs différences ; il comprend également la présentation d'un modèle cohérent plus détaillé, prenant en compte le couplage de la DBS et de l'effet Kerr optique.

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est présenté au chapitre IV, ainsi qu'un panorama rapide de son fonctionnement.

La suite du mémoire confronte les prédictions du modèle d'intensités et des modèles cohérents avec et sans effet Kerr optique au comportement effectif de cet oscillateur :

Le chapitre V est consacré au régime DBS certainement le plus connu, le "miroir" Brillouin asymptotique, et à sa dynamique d'accès ; il comprend en outre une solution analytique nouvelle de miroir "stationnaire" hors accord de phase, spécifique au modèle cohérent.

Dans le chapitre VI est présenté un phénomène complètement nouveau, et inattendu au commencement de cette recherche : le soliton Brillouin supraluminique, lui aussi seulement concevable dans le cadre du modèle cohérent.

Enfin, le chapitre VII tente de débrouiller et d'interpréter la variété des comportements de l'oscillateur, où peuvent aussi bien se développer des impulsions violemment évolutives que des régimes d'une étonnante cohérence et stabilité.

# CHAPITRE II

# **GENERALITES ET EQUATIONS**

L'objet principal de ce chapitre est d'établir le système de trois équations non linéaires aux dérivées partielles couplées sur lequel reposent tous les modèles que nous allons discuter par la suite, aussi bien modèle d'intensités que modèle cohérent.

Auparavant, nous allons procéder à une série de rappels sur la diffusion de la lumière par une onde acoustique (II-1 a-c), puis, aux fréquences hypersonores très élevées qui nous concernent ici, sur la diffusion Brillouin proprement dite (II-1 d-g).

Ensuite, nous passerons en revue en détail les différentes approximations auxquelles nous nous livrerons. La plupart de ces hypothèses sont classiques, quoique parfois implicites dans la littérature. Elles portent sur le comportement du matériau en présence d'une contrainte extérieure (II-2 a-d), et sur la structure des ondes présentes dans la fibre et leur propagation (II-2 e-g).

Ces simplifications effectuées, nous serons en mesure d'établir le système Brillouin caractéristique, ce que nous ferons pas à pas au II-3, puis de le réécrire sous la forme plus élégante que nous utiliserons ensuite systématiquement, en définissant en II-4 un jeu de variables réduites sans dimensions.

# <u>Plan du chapitre II</u> :

II -1 <u>Diffusion de la lumière dans les solides : généralités et rappels</u>
a/ Diffraction de la lumière en régime de Bragg
b/ Agitation thermique et phonons dans un solide
c/ Régime de Bragg antiStokes et régime de Raman-Nath

diffusion Brillouin Stokes et antiStokes
régime de Raman-Nath

d/ Diffusion Brillouin spontanée dans les fibres optiques
e/ Largeur de raie Brillouin spontanée et durée de vie des phonons
f/ Sens de propagation acoustique et diffusion Brillouin d'ordre supérieur

g/ Electrostriction

#### II-2 <u>Hypothèses et simplifications</u>

a/ Comportement mécanique de la fibre

b/ Adiabaticité

- c/ Vitesse du son
- d/ Résonnances du matériau
- e/ Structure de la fibre et guidage faible
- f/ Quasi-monochromaticité et modèle d'enveloppes
- g/ Dispersion
- h/ Problème à 3 ondes seulement
- i/ Durée minimale des impulsions

II-3 <u>Le couplage électrostrictif : équations de la DBS</u>

- a/ Etablissement de l'équation d'évolution de l'onde matérielle
- b/ Etablissement de l'équation d'évolution des ondes optiques
- c/ Système Brillouin caractéristique

### II-4 Le système couplé et les variables réduites

a/ Variables réduites

b/ Les système Brillouin en variables réduites

c/ Variables réduites et variables physiques

## II -1 Diffusion de la lumière dans les solides : généralités et rappels

#### a/ Diffraction de la lumière en régime de Bragg

La diffusion Brillouin peut être vue comme la diffraction en régime de Bragg d'une onde laser de pompe  $(v_p, \mathbf{k_p})$  sur le réseau d'indice propagatif constitué par une onde acoustique longitudinale  $(v_a, \mathbf{k_a})$ , ce qui donne naissance à une onde diffusée  $(v_B, \mathbf{k_B})$ ; la relation de conservation de l'énergie s'écrit alors:

$$v_p = v_B + v_a$$

et la relation de conservation de l'impulsion :

$$\mathbf{k_p} = \mathbf{k_B} + \mathbf{k_a}$$

La diffusion a lieu dans toutes les directions ; dans la direction particulière d'observation définie par  $\theta$ , on peut construire le diagramme :



Figure II-1 : Diagramme de conservation de l'impulsion

Ces relations peuvent également être interprétées comme les bilans énergétique et impulsionnel d'une interaction élémentaire entre un photon pompe, un photon Stokes, et un phonon acoustique.

Pythagore impose ici :

$$k_{a}^{2} = k_{p}^{2} + k_{B}^{2} - 2 k_{p} k_{B} \cos \theta$$

Compte tenu des relations de dispersion :

$$k_a = 2\pi v_a / c_s$$
;  $k_{p,B} = 2\pi n v_{p,B} / c_s$ 

où c<sub>s</sub> est la vitesse des ondes hypersonores et n l'indice du matériau, et en éliminant v<sub>s</sub>, on trouve une équation du second degré en v<sub>a</sub>, dont la seule solution positive est, au second ordre en nc<sub>s</sub>/c ( $\approx 3 \ 10^{-5}$ ):

$$v_a = 2 v_p \operatorname{nc}_s/\operatorname{c} \sin \theta/2 (1 - \operatorname{nc}_s/\operatorname{c} \sin \theta/2)$$

Dans une fibre optique de silice, la section efficace de diffusion Brillouin spontanée (dans toute s les directions) est très inférieure à celle de la diffusion Rayleigh : la contribution Brillouin spontanée à l'atténuation linéaire de la fibre est dérisoire (< 1 % <sup>1</sup>).

Dans l'axe de la fibre, et vers l'avant ( $\theta \approx 0$ ), on voit que  $v_a \approx 0$ : la diffusion Brillouin vers l'av ant est une contribution électrostrictive à l'automodulation de phase, négligeable devant la contri bution de l'effet Kerr optique aussi longtemps que l'auto-focalisation par électrostriction peut être négligée<sup>2</sup> (*cf* II-3) :

En revanche, toujours dans l'axe de la fibre, mais vers l'arrière, il vient :

 $v_a \approx 2 nc_s/c v_p \ll v_p$ 



Figure II-2 : Diagramme de conservation de l'impulsion dans un milieu unidimensionnel

Pour une fibre à cœur de silice pure,  $n \approx 1,46$ ,  $c_s \approx 5960$  m/s, on trouve ainsi :

$\lambda_{p vide}$	$v_p$ - $v_B$ = $v_a$	$\lambda_{a \ silice}$
514,5 nm	33,8 GHz	176 nm
1090 nm	16,0 GHz	373 nm
1320 nm	13,2 GHz	452 nm

Table II-1	: Ecarts Brillouin	pour des $\lambda_1$	, remarqu	uables

<sup>1</sup> "Evaluation of fiber optical waveguides using Brillouin spectroscopy", T.C. RICH and D.A. PINNOW, Appl. Opt., **13**, 6 (1974);

 $k_a \approx 2 k_p$ 

 <sup>&</sup>quot;Self-focusing of laser light and interaction with stimulated scattering processes", M. MAIER, G. WENDL and W. KAISER, Phys. Rev. Lett., 24, 8 (1970);

Les fréquences hypersonores en cause, de l'ordre de 10<sup>10</sup> Hz, sont extrêmement élevées, les plus hautes fréquences employées par les acousticiens étant plutôt de l'ordre du gigahertz. On notera en particulier la relation :

$$\lambda_{a} \approx \lambda_{p} / 2n = \lambda_{p \text{ silice}} / 2$$

qui montre que la longueur d'onde acoustique est toujours inférieure d'un facteur 2 à la longueur d'onde du laser de pompe dans le matériau. Contrairement à l'intuition courante, on ne peut plus considérer la lumière comme le fluide le plus subtil du problème : ainsi, une fibre optique optiquement unimodale pourra se révéler un guide acoustique multimode (cf III-7).

Ce résultat justifie *a posteriori* la généralisation à une onde guidée du formalisme de la diffracti on d'une onde électromagnétique plane par une onde acoustique. On admet en effet en général qu e ces résultats sont valables pour des ondes lumineuses d'extension finie, pourvu que le plus petit diamètre du faisceau soit de l'ordre de plusieurs longueurs d'ondes acoustiques (D > 5  $\lambda_a$ ); ici, D étant le diamètre de la fibre (D  $\approx$  3  $\mu$ m), on a dans le vert ( $\lambda_p \approx 0.514 \ \mu$ m): D  $\approx 8.5 \ \lambda_p/n \approx 10 \ \lambda_a$ .

#### b/ Agitation thermique et phonons dans un solide

Des ondes optiques de très faible intensité se propageant dans un milieu matériel sont diffractées par les phonons d'origine thermique du matériau : c'est la <u>diffusion Brillouin</u> <u>spontanée</u> ; la population de phonons est alors peu modifiée par l'interaction, et l'efficacité de celle-ci dépend de la répartition spectrale de l'énergie thermique.

On peut alors considérer le solide comme une boîte remplie d'un gaz de phonons ; il faut toutefois garder en mémoire la nature particulière de ce gaz, dont la population, fluctuante, est difficile à définir ( $\Delta N \Delta \phi > 1$ ) et dépend fortement de la température. La répartition en énergie de la population de phonons suit une loi de Bose-Einstein, et :

$$\langle n(k) \rangle = \frac{\langle E \rangle}{h\omega(k)} = \frac{1}{\exp\left\{\frac{h\omega(k)}{kT}\right\}} + \frac{1}{2}$$

A température ambiante (T  $\approx$  300 K), et aux fréquences qui nous intéressent ( $v_a \approx$  10 GHz), kT >> h $\omega$ , et donc :

$$<$$
 n (k)  $> \approx$  kT / ħ $\omega \approx 600$ 

On trouve une population utile moyenne de **quelques centaines de phonons par mode** : même en régime spontané, il reste raisonnable de considérer que le nombre de phonons est grand devant 1. En revanche, dès qu'on peuple un mode acoustique particulier de telle sorte que l'énergie qu'il contient devient macroscopique (à 34 GHz, 1  $\mu$ J correspond à environ 5 10<sup>16</sup> phonons), on crée un état fortement hors d'équilibre, de très faible entropie, dont l'évolution tendra inévitablement à annihiler ces phonons excédentaires par création de phonons de plus basse énergie.

Par ailleurs, même si 10 GHz est une fréquence très élevée pour une onde hypersonore, les longueurs d'ondes acoustiques correspondantes, de l'ordre du dixième de micromètre, restent très grandes devant les distances inter-atomiques : on se trouve donc au voisinage du centre de la première zone de Brillouin. Pour une direction de propagation donnée, le diagramme  $\omega = f(k)$ est constitué de trois branches acoustiques distinctes, correspondant respectivement à des oscillations longitudinales et à des ondes de cisaillement dans les deux directions transverses (ces deux dernières pouvant être dégénérées). Les pentes à l'origine donnent les vitesses de phase des ondes acoustiques. Dans le petit intervalle de [k] considéré, on pourra en pratique négliger la dispersion, et confondre vitesse de phase et vitesse de groupe.

Dans le cas d'une fibre optique, il faut en outre tenir compte de la présence de deux matériaux (ou deux dopages) distincts, constituant le cœur et la gaine optique de la fibre, chacun ayant sa propre courbe de dispersion. Néanmoins, on pourra en général négliger les modes longitudinaux de la gaine devant ceux du cœur, pour des raisons d'intégrale de recouvrement (des mesures spectroscopiques fines montrent néanmoins la présence d'un pic secondaire correspondant aux modes de gaine<sup>3</sup>, typiquement 20 fois moins intenses que le pic principal en régime spontané, négligeable en régime stimulé). Par ailleurs, on pourra alors aussi négliger la rétrodiffusion sur les modes de propagation transverse, leurs vecteurs d'ondes transverses impliquant pour des raisons d'accord de phase une diffusion hors de l'axe de la fibre (*cf supra*, fig. II-1), et donc une faible durée d'interaction.

3

<sup>&</sup>quot;Normal acoustic modes and Brillouin scattering in single-mode optical fibers", P.J. THOMAS, N.L. ROWELL, H.M. van DRIEL, and G.I. STEGEMAN, Phys. Rev. B, **19**, 10, 1979;



*Figure II-3* : <u>Relations de dispersion acoustique dans une fibre optique</u> (au voisinage du centre de la zone de Brillouin)

Si le matériau est composé d'au moins deux types d'atomes de masses distinctes, comme c'est le cas de la silice (SiO<sub>2</sub>), il existe également une branche supérieure, correspondant aux vibrations moléculaires responsables de la diffusion Raman. La relation de dispersion de ces "phonons optiques" est très différente de celle des "phonons acoustiques" dont il est question ici, responsables de la diffusion Brillouin.



Fig. II-4 : Branches "acoustique" et "optique" de la relation de dispersion des phonons

#### **Diffusion Brillouin Stokes et antiStokes**

On s'est implicitement placé, plus haut, dans le cas d'une diffusion Stokes, où l'onde laser est rétrodiffusée avec diminution de fréquence (création d'un phonon). Toutefois, le régime opposé, antiStokes, qui correspond à une rétrodiffusion avec augmentation de fréquence et annihilation d'un phonon, est également possible.



Fig. II-5 : Conservation de l'impulsion lors des diffusions Brillouin Stokes & antiStokes

Les deux mécanismes ont en fait des probabilités voisines, avec un léger avantage entropique pour le Stokes ; en régime spontané, et pour une onde incidente donnée, les deux pics correspondants sont observés, avec des amplitudes comparables, de part et d'autre de la fréquence de pompe. Dès que la variation de la population de phonons n'est plus négligeable, le régime Stokes, qui augmente cette population en présence d'une onde pompe, est nécessairement favorisé par rapport à l'antiStokes qui l'épuise : en régime stimulé, la diffusion Stokes est une instabilité paramétrique qui devient largement dominante, alors que la diffusion Brillouin antiStokes est stable.

Toutefois, si on peut alors négliger l'onde antiStokes ( $v_{AS} = v_p + v_a$ ), il faut en revanche tenir compte de l'amplification de l'onde optique à la fréquence Stokes ( $v_B = v_S = v_p - v_a$ ). Celle-ci peut donner lieu à une re-rétrodiffusion Brillouin vers des fréquences encore plus basses (*cf infra* II-1-f/, la discussion de ce cas), mais également à une <u>re-rétrodiffusion Brillouin antiStokes</u>, dans laquelle l'annihilation d'un photon Brillouin Stokes et d'un phonon est compensée par la re-création d'un photon pompe. La compétition entre la diffusion Brillouin Stokes et cette rerétrodiffusion antiStokes ne dépend localement que des populations respectives pompe, Brillouin et acoustique, mais son résultat net dépend aussi des relations de phase dans le milieu, ce qui sera amplement discuté dans ce mémoire.

## **Régime de Raman-Nath**

Lorsqu'un faisceau lumineux rencontre une onde acoustique sous incidence presque normale, il se divise en plusieurs faisceaux correspondant aux différents ordres de diffraction, de fréquences et d'impulsions respectives  $v_p \pm p v_a$  et  $k_p \pm p k_a$ , p entier. C'est le régime de diffraction dit de Raman-Nath.

Il est commode de considérer le paramètre Q :

$$Q = \frac{2\pi\lambda_p D}{n\lambda_a^2} = \frac{4\pi D}{\lambda_a}$$

où D est l'épaisseur du réseau, grande devant le diamètre de la fibre. Si Q < 1, on est dans le régime de Raman-Nath (plusieurs faisceaux diffractés, chaque photon interagit avec plusieurs phonons).

Si Q >>1, on se trouve dans le régime de Bragg, déjà étudié (un seul faisceau émergent, chaque photon interagit avec un seul phonon à la fois).

On voit que, si l'on tient compte de la relation entre  $\lambda_a$  et  $\lambda_p$ , et que l'on note que le diamètre du cœur d'une fibre optique est de quelques microns, Q est toujours grand devant 1 pour les phonons en cause dans la DBS : <u>le modèle de Bragg est toujours pertinent</u>. Dans notre cas, il vient Q  $\approx$  200. La probabilité de faire interagir une onde optique simultanément avec deux phonons, avec doublement du décalage en fréquence, est donc très faible.

Toutefois, on peut noter que l'efficacité de la DBS pourra être réduite si l'onde acoustique est confinée dans des zones beaucoup plus étroites que le cœur, par exemple à cause d'un guidage acoustique particulier (ainsi, si  $D \approx 2 \lambda_a \ Q \approx 20$ ).

#### d/ Diffusion Brillouin spontanée dans les fibres optiques

En résumé, l'observation du spectre de rétro-diffusion spontanée de la lumière dans les fibres optiques à cœur de silice montre que :

à faible résolution, la raie Brillouin est noyée dans la raie de diffusion Rayleigh, très étroite à mi-hauteur, et principalement concentrée au voisinage de la fréquence laser, mais qui présente une très longue queue due aux fluctuations orientationnelles des molécules de silice (diffusion "Rayleigh d'aile"). Elle se distingue en revanche facilement de la diffusion Raman, également très large mais isolée très loin dans le spectre.



Figure II-6 : <u>Répartition spectrale des ondes diffusées Raman, Rayleigh & Brillouin</u>

- à haute résolution, on reconnait les raies de diffusion sur les différents modes acoustiques présents, très minoritaires devant la raie Brillouin principale de diffusion sur les modes acoustiques longitudinaux du cœur de la fibre<sup>3</sup> :



**Sur les différents modes acoustiques** 

## e/ Largeur de raie Brillouin spontanée et durée de vie des phonons

En régime spontané, et lorsque le milieu matériel est à l'équilibre thermique, le profil de la raie diffusée Brillouin est lorentzien. On peut relier l'intensité diffusée à la température (au nombre de phonons thermiques) et, selon la direction d'observation, aux coefficients photoélastiques du matériau, en la comparant à l'efficacité Brillouin spontanée dans un matériau étalon.

La durée de vie  $\tau_a$  des phonons évolue<sup>4</sup> dans la plupart des cas comme 1 /k<sub>a</sub><sup>2</sup> :  $1 / \tau_a \propto k_a^2 \propto \nu_a^2 \propto \nu_p^2$ 

Par ailleurs, la largeur à mi-hauteur  $\Delta v_B$  de la lorentzienne est reliée<sup>5</sup> à  $\tau_a$  par :

$$\Delta v_{\rm B} = \frac{1}{2\pi\tau_{\rm a}} = \frac{\alpha_{\rm a} v_{\rm a}}{2\pi x \ 20}$$

où  $\alpha_a$  est l'amortissement acoustique (en dB/m).

Dans le cas de la silice pure, en volume et pour  $\lambda_p = 514,5$  nm, on mesure<sup>6,7</sup> :

$$\Delta v_{\rm B} = 150 \,\rm MHz$$

ce qui fait de la diffusion Brillouin un effet à bande étroite.

Dans un premier temps, on admettra que la durée de vie spontanée  $\tau_a$  des phonons, et donc la largeur  $\Delta v_B$  du gain Brillouin, sont indépendantes du nombre de phonons présents dans le milieu (et donc identiques en régimes spontané et stimulé). Cette hypothèse ne tient pas compte du caractère fortement hors d'équilibre de la distribution des phonons en régime de diffusion Brillouin stimulée, où on réalise une manière de "laser à phonons" - ce qui, par analogie avec les lasers, peut faire penser à des phénomènes de *hole burning* et de "refroidissement" des phonons en régime d'émission stimulée, et donc à une éventuelle diminution sévère de  $\Delta v_B$ .

Techniquement,  $\alpha_a$  étant un paramètre libre dans nos modélisations numériques, on s'autorisera éventuellement à le faire varier dans nos simulations, pour rechercher la meilleure adéquation entre modèle et expérience (*cf infra*, ch VII-3).

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> "Stimulated Rayleigh, Brillouin, and Raman spectroscopy, W. KAISER and M. MAIER, *in* Laser Handbook, Arrechi & Schulz-Dubois eds, North Holland, Amsterdam 1972, p 1077;

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> "Brillouin scattering in cubic crystals", G.B. BENEDEK and N. FRITSCH, Phys. Rev, **149**, 647 (1966);

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> "Thermal Brillouin scattering measurements of the attenuation of longitudinal hypersounds in fused

quartz", J. PELOUS and R. VACHER, Solid State Comm, **16**, 279 (1975); <sup>7</sup> "Brillouin scattering measurements on optical glasses"

Brillouin scattering measurements on optical glasses",
 D. HEIMAN, D.S. HAMILTON and R.W. HELLWARTH, Phys. Rev. B, 19, 12 (1979);

#### f/ Sens de propagation acoustique et diffusion Brillouin d'ordre supérieur

Lors de l'interaction Brillouin, deux faisceaux laser  $(v_p, v_p')$  diffusés créent deux ondes acoustiques distinctes aux fréquences  $v_a = 2 n (c_s/c) v_p$  et  $v_a' = 2 n (c_s/c) v_p'$ . Or, la largeur du gain Brillouin est non nulle : si ces populations se recouvrent, chaque faisceau pourra interagir avec des phonons créés par l'autre.



Figure II-8 : Condition de recouvrement de deux ordres Brillouin

La condition de recouvrement s'écrit :

$$\Delta v_{\rm B} > \Delta v_{\rm a} = 2 \, n \, (c_{\rm s}/c) \, \Delta v_{\rm p}$$

soit par exemple, dans la silice et pour une pompe à 514,5 nm ( $\Delta v_B = 150$  MHz):

$$\Delta v_{\rm p} < (c / 2 n c_{\rm s}) \Delta v_{\rm B} \approx 2600 \text{ GHz} \approx 76 \text{ x } 34 \text{ GHz}.$$

En d'autres termes, les 76 premiers ordres Brillouin sont susceptibles de se partager la même population de phonons, à condition toutefois de se propager dans la même direction.

Cette situation conduit à des couplages extrêmement compliqués dès qu'elle se produit, en particulier lorsqu'on renvoie l'onde rétrodiffusée d'une fibre vers cette même fibre, en sens inverse, comme par exemple dans un oscillateur à géométrie linéaire ou en présence d'une cavité parasite.

Toutefois, lors de l'établissement de la DBS, les seules ondes optiques en présence sont la pompe et l'onde rétrodiffusée Stokes du premier ordre, <u>contrapropagatives</u> : elles n'interagissent donc pas avec la même onde hypersonore. En revanche, si l'onde Stokes devient assez puissante elle peut être re-rétrodiffusée (créant du même coup une seconde onde acoustique, en sens inverse de la première), le second ordre Stokes ainsi créé "verra" l'onde acoustique copropagative à la pompe, et une cascade de diffusions Brillouin multiStokes s'amorcera rapidement.

La vitesse de l'onde acoustique étant très inférieure à celle de la lumière, il est souvent commode de la négliger dans les calculs. Dans ce cas, il faut rester attentif à ne pas confondre les deux ondes hypersonores de même fréquence, supposées immobiles, mais en réalité parfaitement distinctes puisque contrapropagatives, et qui n'interagissent pas avec les mêmes faisceaux.

# g/ Electrostriction

Les ondes acoustiques présentes dans un milieu matériel ne se limitent pas aux vibrations de réseau d'origine thermique ; diverses techniques existent, qui permettent de créer des phonons de très haute fréquence, y compris très au delà des fréquences Brillouin<sup>8</sup>. Toutefois, au cœur d'une fibre optique, la seule source possible de variations de pression réside dans l'électrostriction, c'est à dire la compression du matériau induite par la présence des champs électriques.

En présence d'un champ électrique local, la matière tend à migrer des région de champ faible vers les régions de champ fort. Cet effet, qui implique un déplacement de matière de forte densité, est nécessairement lent : la matière neutre, au contraire des électrons (effet Kerr) ne "suit" pas les variations temporelles rapides des champs électriques associés aux ondes optiques. On peut noter que ce mécanisme contraire la diffusion habituelle, des hautes vers les basses pressions ou des régions "chaudes" vers les régions "froides"; à très forte densité de puissance (> 10<sup>13</sup> W/cm<sup>2</sup> dans l'eau<sup>9</sup>), ceci peut conduire à une instabilité acoustique, mais on peut montrer qu'en dessous de ce seuil la perturbation de la densité décroît rapidement lorsqu'on s'éloigne de la zone de champ fort.

Nous allons évaluer ici la force exercée par l'électrostriction sur un volume V d'un matériau diélectrique, globalement peu perturbé , en présence d'un champ quasi-stationnaire mais *a priori* inhomogène. On supposera qu'aux fréquences considérées (dizaines de GHz), la réponse du matériau est instantanée ; on admettra en outre que la surface extérieure S limitant V reste inchangée, que les déplacements de matière du (r,t) sont continus, et que toute l'énergie électrique sert à l'électrostriction (et non à chauffer le matériau, *cf supra*, hypothèse d'adiabaticité).

À chaque instant, l'énergie électrique stockée dans V est :

8

"Terahertz-phonons : new phonon spectroscopies", K.F. RENK and U. HAPPEK,

 9<sup>th</sup> general conf. of the condensed matter div. of the EPS, Nice, France, 6-8 march 1989;
 "Acoustic instability induced in compressible, transparent fluids by electrostrictive effects", S.M. CHITANVIS, Opt. Lett., 15, 14 (1990);

W = 1/2 
$$\iiint_{V} \vec{D}(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) dV = \varepsilon_0/2 \iiint_{V} \varepsilon(\vec{r},t) \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) dV$$

Lorsque la densité change localement d'une quantité dp du fait de l'électrostriction, il vient :

$$d\varepsilon = (\partial \varepsilon / \partial \rho) d\rho \quad ; \quad \partial W / \partial t = (\partial \varepsilon / \partial \rho) \varepsilon_0 / 2 \iiint_V \vec{E}^2 (\vec{r}) \partial \rho(\vec{r}) / \partial t \, dV$$

Les déplacements étant supposés faibles, on a, compte tenu de l'équation de conservation de la matière :

$$\partial \rho / \partial t = - \operatorname{div} \left( \rho \, \vec{v} \right)$$

et donc :

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}) \varepsilon_0 / 2 \iiint_V \vec{E}^2 \operatorname{div}(\rho \vec{v}) dV$$
$$= -(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}) \varepsilon_0 / 2 \iiint_V [\operatorname{div}(\rho \vec{E}^2 \vec{v}) - \rho \vec{v} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} \vec{E}^2] dV$$

Or, la surface extérieure étant inchangée, on sait que :

$$\iiint_{V} \operatorname{div}(\rho \vec{E}^{2} \vec{v}) \operatorname{dV} = \iint_{S} \rho \vec{E}^{2} \vec{v} \cdot \vec{dS} = 0$$

et donc enfin :

$$\partial W/\partial t = (\partial \epsilon/\partial \rho) \epsilon_0/2 \iiint_V \left[ \rho \vec{v} \cdot \vec{grad} \vec{E}^2 \right] dV dV$$

D'autre part, le travail global dW des forces extérieures dans le volume V et pendant l'intervalle de temps dt s'écrit (f étant la densité volumique de force) :

$$dW = \iiint_V \vec{f} \cdot d\vec{u} \quad dV \quad ; \quad \partial W/\partial t = \iiint_V \vec{f} \cdot \vec{v} \quad dV \quad dV$$

En identifiant la puissance mécanique fournie au matériau à la puissance électrique dissipée, et si l'électrostriction est la seule force à l'origine de la compression du matériau, on trouve que la densité massique de force électrostrictive s'écrit donc nécessairement :

$$\vec{F} = \vec{f}/\rho = (\partial \epsilon/\partial \rho) \epsilon_0/2 \text{ grad } \vec{E}^2$$

#### II-2 : Hypothèses et simplifications

Cette étude préliminaire nous permet de formuler et de justifier un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, compatibles à la fois avec la définition du dispositif expérimental et les exigences de la modélisation numérique.

#### a/ Comportement mécanique de la fibre

Nous considérerons la fibre comme un fluide homogène isotrope, visqueux et compressible.

Toutefois, nous admettrons que, en régime d'interaction faible, les déplacements de matière restent limités, et causent de **faibles variations de la densité locale** ρ:

$$\rho(t) = \rho_0 + d\rho(t), \quad d\rho \ll \rho$$

qui sont les seules sources de variation de la pression interne dp et de la constante diélectrique de locales :

$$dp = (\partial p / \partial \rho)_{\rho_0} d\rho$$
;  $d\epsilon = (\partial \epsilon / \partial \rho)_{\rho_0} d\rho$ 

Les coefficients  $(\partial p/\partial \rho)$  et  $(\partial \epsilon/\partial \rho)$  sont considérés comme des **constantes du matériau**; cette hypothèse implique que l'on peut **négliger la dispersion** de vitesse de groupe c<sub>s</sub> des ondes sonores, cette dernière étant déduite de la relation (*cf* II-4 a/) :

$$c_{s^2} = (\partial p / \partial \rho)_{\rho_0}$$

De plus, nous considérerons que les mouvements de matière ont lieu à des vitesses faibles devant  $c_s$ ; celui-ci étant lui-même petit devant la vitesse de la lumière, la vitesse des déplacements de matière sera un infiniment petit du premier ordre.

De même, les **coefficients de viscosité** classiques de Navier  $\eta$  et  $\zeta$  seront considérés comme des constantes.

Nous admettrons enfin que, macroscopiquement, la fibre n'est pas affectée par ces faibles fluctuations internes et en particulier que sa **surface n'est pas modifiée**.

Ces hypothèses sont justifiées par les faibles puissances acoustiques en jeu, dans un rapport de 10<sup>-5</sup> avec les puissances laser injectées ( $P_0 \approx 100 \text{ mW}$ ,  $P_{ac} \approx 1 \mu \text{W}$ ), réparties sur 80 m de

matériau. Une intensité acoustique de 1W/cm<sup>2</sup> provoquant dans un solide<sup>10</sup> une déformation relative de 10<sup>-5</sup>, une intensité de 1  $\mu$ W arbitrairement concentrée dans une section du cœur de la fibre ( $\approx 10 \ \mu$ m<sup>2</sup>) amènerait une déformation relative de 10<sup>-4</sup>.

Macroscopiquement, la fibre ne se déforme pas, et reste immobile dans le laboratoire ; en pratique, on peut découpler les problèmes macro- et microscopiques, et rendre compte très simplement de l'influence d'un dépacement de la fibre sur la DBS (Doppler, etc.<sup>11</sup>).

## b/ Adiabaticité

Dans le cas général, la combinaison de l'aborption du milieu et de la thermalisation des phonons créés par électrostriction provoque des variations de température, connues sous le nom d'"effets stimulés de température" (STP, ou *Stimulated Temperature Process*<sup>12</sup>). Ces effets provoquent une modification des propriétés élastiques<sup>13</sup> et diélectriques du milieu, et on est alors contraint d'exprimer les variations de la constante diélectrique sous la forme :

$$d\epsilon = (\partial \epsilon / \partial \rho)_T d\rho + (\partial \epsilon / \partial T)_\rho dT$$

Le couplage de ces STP et de la diffusion Brillouin stimulée proprement dite, électrostrictive, est la principale cause de la complexité de la dynamique de la DBS en régime d'interaction forte ; en régime d'interaction faible, nous pourrons négliger la dépendance de  $\varepsilon$  en température, ce qui est une simplification décisive pour l'analyse de cette dynamique.

En effet, si dans nos expériences une part non négligeable de la puissance optique est perdue à cause de l'atténuation de la fibre, celle-ci est due presque exclusivement à des diffusions transverses de la lumière (principalement Rayleigh) ; l'absorption de la fibre, dont le cœur est de silice pure, est négligeable. L'atténuation de l'onde acoustique, en revanche, se fait par diffusion vers les phonons thermiques ; une part de la puissance acoustique sert donc à échauffer la fibre, mais cette puissance est proportionnelle à celle des ondes optiques dans le rapport des fréquences (34 GHz/ 600 THz  $\approx 5 \, 10^{-5}$ ), soit de l'ordre de quelques dizaines de microWatts : l'échauffement causé est négligeable devant les échanges par convection et par rayonnement de la fibre qui est en équilibre thermique avec la pièce. La fibre est protégée à

 <sup>&</sup>quot;Les oscillations forcées dans l'effet Brillouin et l'effet Brillouin stimulé",
 Y. LE CORRE et G. CACHIER, J. Phys. Coll., C-1, 22, 2, p C-1-84 (1967);

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> "Stimulated Brillouin fiber-optic laser gyroscope",

F. ZARINETCHI, S.P. SMITH and S. EZEKIEL, Opt. Lett., 16, 4 (1991);

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> "Stimulated Mandelstam-Brillouin process", I.L. FABELINSKI, *in* Non-linear optics,

vol. 1 of Quantum Electronics : a Treatise, H. Rabin & C.L. Tang eds (Academic, New York, 1975)
 "Influence de la température sur l'elasticité d'un solide",

L. BRILLOUIN, Mémorial des sciences mathématiques, Fasc. XCIX, Gauthier-Villars (Paris, 1940);

l'intérieur d'une boîte en plexiglas, et la pièce est climatisée ; on peut donc faire l'hypothèse d'une **compression adiabatique** de la fibre au passage de l'onde acoustique ( $\Delta T = 0$ ).<sup>14</sup> En pratique, la principale source d'échauffement de la fibre sera l'expérimentateur, qui est entre autres une bonne source de rayonnement thermique à 37° C.

#### c/ Vitesse du son

Nous verrons lors de l'établissement de l'équation d'évolution de la densité de matière que, dans le cas général, celle-ci prend une forme très compliquée en fonction de la vitesse du fluide et de ses dérivées (cf II-3 a/); le traitement analytique de son évolution dynamique semble exclu dans le cas général, et son traitement numérique, même dans la configuration relativement simple que nous étudions ici, dépasse largement l'ambition de ce mémoire.

Toutefois, nous avons supposé que la vitesse des déplacements de matière était toujours très inférieure à celle du son, et donc, normalisée à celle de la lumière (cf II-5, variables réduites) :

n v/c ' n c<sub>s</sub>/c 
$$\approx$$
 3 10<sup>-5</sup>

Nous admettrons en outre que ses variations sont lentes, et **nous négligerons** systématiquement les vitesses des ondes acoustiques et des déplacements matériels et leurs dérivées dans les équations de la DBS.

Cette approximation qui permet de donner à l'équation de la dynamique des fluides une forme relativement simple (*cf* II-3 a/), et autorise le traitement qui suit, est <u>à la base de la totalité des modèles</u> présentés dans ce mémoire. Ce n'en est pas moins probablement l'hypothèse la plus contestable que nous ferons ici. En effet, nous négligeons ainsi tous les termes d'évolution transverse de l'onde acoustique, c'est à dire éventuellement des termes de rectification<sup>15,16</sup> ou de "fuites" acoustiques non-linéaires transverses<sup>17</sup> et des sources de turbulence ou d'inhomogénéité de l'onde acoustique.

Un traitement plus rigoureux de cette équation a néanmoins été mené à bien dans le contexte de la physique des plasmas, avec l'étude systématique des critères d'instabilité de la DBS.<sup>18</sup>

"Quelques aspects de la comparaison entre optique et acoustique non linéaires",
 B. PERRIN, J. Phys. Coll.(Paris), 40, 11, p C8-216 (1979);

 <sup>&</sup>quot;Some studies of the spectra of thermal and stimulated scattering of light",
 I.L. FABELINSKI and V.S. STARUNOV, Appl. Opt., 6, 1793 (1967);

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> L. BRILLOUIN, Ann. Sc. Ec. Norm, **III-37**, p 357 (1920);

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> "Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers", E.M. DIANOV, A.V. LUCHNIKOV, A.N. PILIPETSKII and A.N. STARODUMOV, Opt. Lett., **15**, 6 (1990);

<sup>&</sup>quot;Parametric instabilities in bounded plasmas",
D. PESME, G. LAVAL and R. PELLAT, Phys. Rev. Lett., 31, 4, p 203 (1973);, 66, p 161 (1972);

Très généralement, la conclusion de ce travail est qu'aucun des paramètres (amortissement, longueur et inhomogénéité) ne peut être considéré indépendamment des autres. Comme nous sommes dans un cas de champ très faible, et surtout de très grande homogénéité  $(L_{inhomo}/L_{fibre} - 1)$  au regard des densités de puissances utilisées pour les plasmas de fusion, la conclusion est ici que la stabilité de la DBS est principalement déterminée par l'extension finie de la fibre, ce qui est compatible avec notre modèle simplifié.

# d/ Résonnances du matériau

Nous choisirons toujours de travailler dans un domaine de fréquences optiques éloigné de toute résonnance moléculaire du matériau (et en particulier de celle de l'ion OH<sup>-</sup>, vers 1,4  $\mu$ m). Dans un diélectrique, cela a pour conséquence une faible atténuation optique en régime linéaire. On pourra toujours admettre que l'influence de cette atténuation n'est sensible que sur une longueur de propagation grande devant la longueur d'onde.

Dans ces conditions, les interactions non linéaires entre le champ électromagnétique et le matériau ne font intervenir aucun changement d'état moléculaire, et résultent uniquement de l'anharmonicité de la réponse électronique, celle-ci étant locale et instantanée aux fréquences faibles ; on en déduit que les composantes non nulles du tenseur des susceptibilités sont toutes égales et réelles (*cf* III-4).

#### e/ Structure de la fibre et guidage faible

Nous employons une fibre à saut d'indice, le gradient à l'interface cœur/gaine n'est pas infini, et la **différence d'indice reste faible** ( $\Delta n \approx 5 \ 10^{-3}$ ). Par ailleurs, nous la disposerons toujours de telle sorte que les macrocourbures soient très peu prononcées, et les microcourbures négligeables : la fibre est donc assimilable à un guide d'onde cylindrique parfaitement rectiligne. On est alors en régime de **guidage faible**, et **les composantes longitudinales** du champ électromagnétique sont négligeables devant ses composantes transverses. La fibre est par ailleurs **unimodale** et à **maintien de polarisation rectiligne** (*cf* Annexe I).

Nous ne reprendrons pas ici la théorie modale des fibres optiques<sup>19</sup>. Admettons simplement que, en régime linéaire, les caractéristiques opto-géométriques de la fibre diélectrique déterminent la répartition transverse des champs, qui peut être découplée de l'évolution spatio-temporelle de leur amplitude. Une bonne approximation est alors de considérer les ondes

voir par exemple : "Théorie des guides d'ondes électro-magnétiques", C. VASSALO, Eyrolles, 1985;
 II-2 <u>Hypothèses & simplifications</u>

optiques comme des "ondes planes", limitées par la structure du mode, au prix d'une renormalisation du champ par le biais d'intégrales de recouvrement et l'introduction d'une **aire effective**.<sup>20</sup>

On peut alors se contenter de décrire l'évolution dans l'axe de la fibre de la composante longitudinale du champ électrique (ou, en régime de guidage faible, de n'importe quelle autre), dont on déduit toutes les autres quantités utiles : la propagation est ainsi ramenée à un **problème unidimensionnel**.

En régime non linéaire, on supposera en outre que :

\* Les variations relatives transverses de densité, et donc d'indice, restent négligeables et ne remettent pas en cause la structure modale transverse, ni *a fortiori* le guidage. Compte tenu des ordres de grandeur considérés plus haut (*cf* II-3 a/), cette hypothèse reste valable pour des puissances *couplées* inférieures à 10 W (soit pour nous  $P_L < 50$  W). Notons que, la densité tendant à augmenter avec l'intensité du champ, l'effet de l'électrostriction pour des puissances supérieures serait de renforcer le guidage du mode fondamental dans un mécanisme d'autofocalisation<sup>21</sup>, tout en modifiant sensiblement sa structure transverse.

\* Les effets optiques non linéaires sont faibles, au sens que la propagation des ondes n'est sensiblement perturbée que sur des longueurs d'interaction très grandes devant la longueur d'onde et des durées supérieures à la période optique. La même hypothèse est faite sur l'atténuation électromagnétique linéaire (*cf supra*). Si l'on considère que la structure modale varie peu sur les intervalles de fréquence considérés ( $\Delta v \approx 34$  GHz), localement (c'està-dire sur quelques longueurs d'ondes) et pendant des échelles de temps courtes (quelques périodes), on sera localement et à un instant donné dans un régime quasi-linéaire ; la structure modale en régime non linéaire sera donc sensiblement analogue à ce qu'elle serait en régime linéaire, compte tenu des caractéristiques locales et instantanées des différentes ondes. On pourra en particulier définir localement une constante de propagation et un vecteur d'onde.

On peut alors admettre que les interactions non linéaires et l'atténuation ne modifient les caractéristiques linéaires de la propagation que de façon perturbative, et que **la structure modale transverse est inchangée en régime non linéaire faible**. Dans le cadre de ces approximations, on pourra donc traiter également le problème non linéaire de manière unidimensionnelle.

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> "Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers", App. B,

R.H. STOLEN and J.E. BJORKHOLM, IEEE J. Quant. El., QE-18, 7, p 1062 (1982);

 <sup>&</sup>quot;Self-focusing of laser light and interaction with stimulated scattering processes", M. MAIER, G. WENDL and W. KAISER, Phys. Rev. Lett., 24, 8 (1970;

## f/ Quasi-monochromaticité et modèle d'enveloppes

Dans la mesure où nous allons traiter de la génération d'impulsions, il serait contradictoire de supposer les ondes rigoureusement monochomatiques. Toutefois, le laser de pompe étant monomode et la DBS un effet à bande étroite, la largeur spectrale des ondes en présence est très inférieure à leur fréquence ( $\Delta v_B \approx 150 \text{ MHz}$  '  $v_a \approx 34 \text{ GHz}$  '  $v_{él} \approx 5,6 \ 10^{14} \text{ Hz}$ ), et on peut les décrire par le formalisme d'une porteuse de très haute fréquence modulée par une enveloppe de spectre étroit.

Par ailleurs, on a supposé plus haut que la structure spatio-temporelle des ondes variait peu sur quelques périodes ou quelques longueurs d'onde : l'évolution des enveloppes est donc lente dans le temps et dans l'espace, et on pourra systématiquement négliger leurs dérivées secondes spatiales ou temporelles devant leurs dérivées premières et leurs amplitudes multipliées par des termes très grands, comme  $\omega$  et k (c'est-à-dire respectivement la pulsation et le vecteur d'onde d'une onde porteuse à très haute fréquence) : c'est l'approximation classique des **enveloppes lentement variables**.

Pratiquement, on pourra donc exprimer un champ électrique ou matériel sous la forme :

$$E = E(x,t) \exp -i(\omega t \pm kx)$$

où E (x,t) est l'enveloppe complexe du champ. Si la porteuse est convenablement choisie, E ne présente pas de terme oscillant, son module est l'amplitude du champ électromagnétique et son argument la phase. On peut donc écrire les dérivées de E en fonction de celles de E ; il vient :

$$\partial_t E = (-i\omega E + \partial_t E) \exp -i(\omega t \pm kx)$$
  
 $\partial_x E = (\pm ik E + \partial_x E) \exp -i(\omega t \pm kx)$ 

et :

$$\partial^2_t E = (-\omega^2 E - 2i \omega \partial_t E + \partial^2_t E) \exp - i(\omega t \pm kx)$$
  
 $\partial^2_x E = (-k^2 E \pm 2i k \partial_x E + \partial^2_x E) \exp - i(\omega t \pm kx).$ 

Les termes en  $\partial^2_t E$  et  $\partial^2_x E$  étant négligeables, il reste :

$$\begin{array}{rcl} \partial^2_t &\approx & -2i \ \omega \ \partial_t & - \ \omega^2 \\ \partial^2_x &\approx & \pm \ 2i \ k \ \partial_x & - \ k^2 \end{array}$$

Quand les termes en  $\omega^2 E$  et  $k^2 E$  ne se compensent pas par les relations de dispersion, on pourra en général négliger devant eux les dérivées spatiales et temporelles des enveloppes à tous les ordres.

Expérimentalement, ces approximations se traduisent par le fait que des impulsions se déformeront relativement peu d'un tour à l'autre dans une structure en anneau, ce qui est le cas dans nos expériences, même si cet argument n'est pas décisif quant à la violence des évolutions à l'intérieur de la fibre.

### g/ Dispersion

La dispersion de la fibre est telle que, dans le visible :  $\partial n/\partial \lambda \approx -1.4 \ 10^{-4} \ \mu m^{-1}$  (*cf* annexe I) ; on peut en déduire la relation entre les vitesses de groupe des ondes pompe et Stokes (v<sub>p</sub> et v<sub>s</sub>) :

$$\frac{1}{v_{i}} = \frac{dk_{i}}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d(n\omega_{i})}{d\omega} = \frac{n(\omega_{i})}{c} + \frac{\omega_{i}}{c}\frac{\partial n}{\partial\omega}$$

$$\frac{1}{v_{p}} - \frac{1}{v_{s}} = \beta_{p} - \beta_{s} = \frac{1}{c} \{ n(\omega_{p}) - n(\omega_{s}) + (\omega_{p} - \omega_{s})\frac{\partial n}{\partial\omega} \}$$

$$\approx \frac{2}{c} (\omega_{p} - \omega_{s})\frac{\partial n}{\partial\omega} \approx -\frac{2\lambda^{2}}{c^{2}}\Delta v \frac{\partial n}{\partial\lambda}$$

$$\approx 3 10^{-17} (\text{m/s})^{-1} \text{ pour } \lambda \approx 0.5 \, \mu\text{m}, \Delta v/v \approx 6 \, 10^{-9}.$$

On peut donc **négliger la différence relative de vitesse de groupe** entre les ondes pompe et Stokes ( $\Delta v/v \approx 5 \ 10^{-9}$ ). Pour un anneau de longueur L = 100 m, la différence de temps de vol dans l'anneau entre les ondes pompe et Stokes en régime linéaire pourra également être négligée :

$$\Delta t = \frac{L}{v} \frac{\Delta v}{v} \approx 3 \ 10^{-15} \, \mathrm{s}$$

Par ailleurs, pour des impulsions d'une durée égale ou supérieure à 10 ns, la largeur spectrale de l'impulsion reste de l'ordre ou inférieure à la largeur de gain Brillouin ( $\approx$  150 MHz à 0,514  $\mu$ m); pour de telles valeurs, l'élargissement dispersif des impulsions est très inférieur à celui causé par l'automodulation de phase (*cf* VI-3). En revanche, on supposera que cette faible dispersion est suffisante pour garantir l'**impossibilité de conditions d'accord de phase** en dehors d'un domaine spectral très étroit autour de la fréquence de la porteuse et de l'interaction avec l'onde acoustique.

## h/ Problème à 3 ondes seulement

La modélisation théorique de la DBS est indépendante du nombre de composantes spectrales des ondes - hypersonores aussi bien qu'optiques - présentes dans le milieu ; toutefois, la lourdeur du code numérique est déjà considérable en ne tenant compte que de trois ondes complexes avec un couplage non-linéaire (la simulation d'un unique passage dans la cavité représentant près de 2 heures de temps du processeur d'une station Vax 3100). Nous sommes donc généralement restés dans cette limite, bien que nous ayons également quelquefois considéré des situations plus complexes<sup>22</sup> (multiStokes, etc) et des problèmes à six ondes.

Notre modèle principal décrira donc l'évolution de **deux ondes optiques seulement**, "pompe" et "Brillouin", avec les hypothèses suivantes :

- la fibre étant à maintien de polarisation rectiligne et la DBS conservant également la polarisation, <u>les deux ondes sont en permanence polarisées verticalement</u> selon l'axe rapide. En réalité, il existe un léger couplage entre les deux polarisations. Le transfert linéaire d'énergie de la polarisation verticale vers l'horizontale est en pratique pris en compte dans le terme d'amortissement optique ( $\gamma_e$ ).

- la présence d'un étalon et d'un diaphragme dans la cavité du laser de pompe garantit que celui-ci est rigoureusement monomode longitudinal et transverse ; par ailleurs, son émission est polarisée et <u>on injecte une seule onde de pompe dans la cavité</u>.

- Le laser de pompe est isolé de l'anneau par un rotateur de Faraday et les ondes réfléchies sur les faces de la fibre doivent subir une *double* réflexion à 4% pour se retrouver en mesure d'interagir par DBS avec les phonons directs : on peut donc négliger les réflexions parasites, et admettre qu'<u>aucune onde n'est jamais réinjectée dans la cavité dans le "mauvais" sens</u>. Cette approximation est légitime pour décrire l'évolution d'impulsions Stokes intenses, mais à forte puissance la cavité parasite formée par les faces de la fibre suffit à déstabiliser un régime permanent et à entraîner l'apparition de structures pulsées (*cf* II-2 a/ et sa réf.1).

- Enfin, on travaille à niveau de pompe - et donc avec des impulsions Brillouin - suffisamment faible pour éviter l'apparition de re-rétrodiffusion Brillouin, et plus généralement l'apparition de fréquences Brillouin d'ordre supérieur. On admettra donc que <u>seuls la pompe et le premier Stokes ont des amplitudes non négligeables</u>. Cette hypothèse est raisonnable au vu des études spectrales de la DBS, mais sera rediscutée en VI-2, l'apparition d'un second Stokes étant l'un des mécanismes susceptibles de déstabiliser un régime de miroir Brillouin.

22

<sup>&</sup>quot;Optical turbulence in multiple stimulated Brillouin backscattering",

C. MONTES et J. COSTE, Laser and particle beams, 5, 2, p 405 (1987);

De même, on ne tiendra compte que d'une seule onde acoustique :

- Les mêmes hypothèses interdisant l'apparition de DBS multiple et la réinjection d'ondes pompes ou Brillouin se propageant dans le mauvais sens impliquent qu'aucune onde acoustique inverse n'est présente dans la cavité : <u>l'onde hypersonore se propage dans un seul sens</u>.

- les ondes acoustiques transverses sont très peu efficaces pour la DBS, et l'onde longitudinale de gaine ne rencontre qu'une faible intensité optique : en régime d'émission acoustique stimulée, on supposera que <u>l'onde longitudinale de cœur</u> est suffisamment prépondérante pour être seule considérée.

# i/ Durée minimale des impulsions

L'électrostriction exprime l'existence de contraintes microscopiques imposées à un milieu diélectrique par un champ électrique non uniforme.<sup>23</sup> La densité de dipôles induits localement par le champ E est proportionnelle à E et la force subie par chaque dipôle à **grad** E ; la contrainte totale qui s'exerce sur un élément de volume est donc proportionnelle à (E **grad** E), c'est-à-dire au gradient de l'intensité optique.

Lors de l'établissement de la DBS dans une fibre optique, l'onde acoustique sera donc préférentiellement créée à la périphérie du cœur ; en revanche, elle ne rétrodiffusera efficacement la lumière que dans la zone de plus forte intensité lumineuse située au centre de la fibre, qu'elle n'atteindra qu'après un temps d'établissement  $\tau_{\acute{e}} \approx R/c_s$  (où R est le rayon du cœur et  $c_s$  la vitesse des ondes acoustiques). Typiquement, on aura  $R \approx 3 \,\mu m$ , soit  $\tau_{\acute{e}} \approx 0,5$  ns.

La DBS, dont le moteur est l'électrostriction, n'aura donc de chance de s'établir que si l'onde de pompe a une durée supérieure à  $\tau_{\acute{e}}$ , ou si l'intervalle entre deux impulsions de pompe consécutives est petit devant la durée de vie d'un phonon ( $\approx 7$  ns). Pour des impulsions isolées d'une durée très inférieure à la nanoseconde, et en l'absence de phénomènes de mélange à quatre ondes, la diffusion Raman sera le phénomène de conversion non-linéaire de plus fort gain.

23

<sup>&</sup>quot;The origins of the non-linear indices of liquids and glasses", A. OWYOUNG, Ph. D. thesis, Cal. Tech., Pasadena, Californie, dec. 1971;

#### II-3 Le couplage électrostrictif : équations de la DBS

Dans la suite de ce mémoire, l'évolution de la DBS est déduite de l'intégration d'un système de trois équations différentielles aux dérivées partielles couplées, d'une expression particulièrement simple et élégante au prix de quelques conventions, approximations et normalisations. C'est ce système que nous allons établir ici, à partir des équations de Maxwell et de l'hydrodynamique (il est également possible de le trouver, de façon plus formelle, dans le cadre de la mécanique analytique et du formalisme Lagrangien<sup>24</sup>).

Nous supposons que les champs se propagent dans un fluide diélectrique (ni charges, ni courants) non magnétique ( $\mu \approx \mu_0$ ), hypothèses parfaitement réalisées dans les fibres optiques de silice pure ou faiblement dopée (de permittivité  $\varepsilon$ , de perméabilité  $\mu_0$ , et d'indice n tel que  $n^2 = \varepsilon \mu_0 c^2$ ). Nous prendrons en outre en compte des coefficients phénoménologiques d'amortissement électromagnétique et acoustique (resp.  $\gamma_e \& \gamma_a$ ), pour éviter d'une part de distinguer les pertes optiques par absorption et par diffusion (principalement Rayleigh), d'autre part de détailler les mécanismes de pertes acoustiques.

# a/ Établissement de l'équation d'évolution de l'onde matérielle

S'il peut être surprenant de qualifier de fluide un objet aussi "solide" qu'une fibre optique, une telle présentation n'en est pas moins rigoureuse : tout verre est en effet un liquide en état de surfusion, susceptible de "couler", au sens propre du terme, si on lui en laisse le temps (c'est-à-dire des millénaires..) ; si la composition du verre est complexe, sa cristallisation provoquerait d'ailleurs la perte de ses propriétés de transparence. En outre, en régime d'excitation sinusoïdale, comme c'est le cas ici, et pour des déplacements de matière suffisamment petits, la plupart des solides restent en deçà de leur limite d'élasticité, et se comportent comme des fluides.<sup>25</sup> La structure discontinue de la matière n'est pas perceptible ici, une cellule cubique élémentaire d'une longueur d'onde de côté (0,514  $\mu$ m) contenant déjà environ 3 109 groupements Si0<sub>2</sub>.<sup>26</sup>

Nous allons donc considérer ici la fibre de silice comme un fluide visqueux et compressible, dans lequel chaque élément de matière subit une force extérieure de densité massique  $\mathbf{F}(\mathbf{r},t)$ : ici, l'électrostriction. La compressibilité du milieu permet l'apparition en son sein d'un gradient de pression P, correspondant à l'onde acoustique qui est le moteur du processus Brillouin. Nous vérifierons tout au long de ce mémoire que l'amortissement de cette onde n'est en aucun cas négligeable : les approximations de Navier-Stokes (i.e. milieu incompressible, soit div  $\mathbf{v} = 0$ ), et *a fortiori* d'Euler (i.e. viscosité nulle) sont donc ici

<sup>&</sup>lt;sup>24</sup> "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelatic coupling of high intensity light waves to elastic waves", N.M. KROLL, J. Appl. Phys, **36**, p. 34 (1965);

 <sup>&</sup>lt;sup>25</sup> "Scattering of light by entropy fluctuations in dielectric crystals", R.K. WEHNER and R. KLEIN, Physica, 66, p 161 (1972);

<sup>&</sup>lt;sup>26</sup> La masse volumique de la silice est de 2,21 g/cm3; la masse atomique de Si est 28, celle de O de 16.

irrecevables, et nous devons écrire **l'équation fondamentale de la dynamique** des fluides sous une forme plus générale<sup>27</sup> :

$$\rho \vec{a} = \vec{F} - \vec{g}rad P + \eta \nabla^2 \vec{v} + (\zeta + \eta/3) \vec{g}rad div \vec{v}$$

où **a** représente l'accélération, z et h étant respectivement les coefficients de viscosité et de cisaillement de Navier ; cette écriture est très générale puisqu'on suppose seulement que les contraintes de viscosité sont des fonctions linéaires des vitesses de déformation (et non des déplacements, comme ce serait le cas près de la limite d'élasticité).

Si l'on explicite la forme de l'accélération :

$$dv_{i} = \frac{\partial v_{i}}{\partial t}dt + \frac{\partial v_{i}}{\partial x}dx + \frac{\partial v_{i}}{\partial y}dy + \frac{\partial v_{i}}{\partial z}dz$$
$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{2}\vec{g}radv^{2} + (\vec{rot}\vec{v}) \wedge \vec{v}$$

l'équation de la dynamique s'écrit :

$$\rho \partial_t \vec{v} + \rho/2 \ \vec{g}rad v^2 + \vec{rot} \ \vec{v} \wedge \vec{v} = \vec{F} - \vec{g}rad P + \eta \nabla^2 \vec{v} + (\zeta + \eta/3) \ \vec{g}rad \ div \ \vec{v}$$

Par ailleurs, on peut écrire l'**équation de conservation de la matière** (la variation de la quantité de matière dans un élément de volume quelconque pendant un intervalle dt doit être égale à la quantité de matière sortante pendant dt) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div}\left(\rho\vec{\nabla}\right)$$

On a admis (cf II-3) que les variations de densité restaient faibles :

$$\rho(\vec{r},t) = \rho_0 + \rho'(\vec{r},t)$$
  
( $\rho' << \rho_0$ )

et donc au premier ordre :

$$P(\vec{r},t) = P_0 + (\partial P/\partial \rho) \rho'(\vec{r},t) = P_0 + c_s^2 \rho'(\vec{r},t)$$

où c<sub>s</sub> s'identifie à la vitesse des ondes sonores dans le milieu.

<sup>&</sup>lt;sup>27</sup> "Mécanique des fluides", L. LANDAU et E. LIFCHITZ, Ed. Mir, Moscou (1971);

Si on considère en outre que v est un infiniment petit du premier ordre, l'équation de continuité devient :

$$\partial_t \rho' = \partial_t \rho = -\operatorname{div}(\rho v) \approx -\rho_0 \operatorname{div} \vec{v}$$

et l'équation de la dynamique :

$$\rho_0 \partial_t \vec{v} \approx \vec{F} - c_s^2 \vec{g} rad \rho' + \eta \nabla^2 \vec{v} + (\zeta + \eta/3) \vec{g} rad div \vec{v}$$

ou, en dérivant une fois de plus :

$$\rho_0 \partial_t \operatorname{div} \vec{v} \approx \operatorname{div} \vec{F} - c_s^2 \operatorname{div} \vec{g} \operatorname{rad} \rho' + \eta \operatorname{div} \nabla^2 \vec{v} + (\zeta + \eta/3) \operatorname{div} \vec{g} \operatorname{rad} \operatorname{div} \vec{v}$$

et donc, en tenant compte de :

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = -\rho_0^{-1} \partial_t \rho'$$
$$- \partial_t^2 \rho' \approx \operatorname{div} \vec{F} - c_s^2 \Delta \rho' - \eta \rho_0^{-1} \partial_t \Delta \rho' - (\zeta + \eta/3) \rho_0^{-1} \partial_t \Delta \rho'$$

soit encore, en explicitant la forme de la force d'électrostriction (cf II-1 g/) :

$$\Leftrightarrow \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \frac{3\zeta + 4\eta}{3\rho_0} \frac{\partial \Delta \rho'}{\partial t} - c_s^2 \Delta \rho' = -\frac{\varepsilon_0 \rho_0}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \Delta E^2$$

Dans l'hypothèse des faibles variations de densités, les structures transverses sont invariantes (cf II-3 e/) ; par ailleurs, on peut négliger la partie transverse du Laplacien devant les variations spatiales rapides sur l'axe de propagation ( $[\partial_y^2 + \partial_z^2]\rho \ll \partial_x^2 r$ ); il reste alors :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \frac{3\zeta + 4\eta}{3\rho_0} \frac{\partial^3 \rho'}{\partial t \partial x^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} = - \frac{\varepsilon_0 \rho_0}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \frac{\partial^2 E^2}{\partial x^2}$$

Cette équation aux dérivées partielles se simplifie considérablement dans **l'hypothèse des enveloppes lentement variables** ; en effet, si l'on pose :

$$\rho' = \rho \exp -i(\omega_a t - k_a x) + C.C.$$

L'équation d'évolution de l'onde matérielle s'écrit, avec  $\xi = (3\zeta + 4\eta)/3\rho_0$ :

$$(1 + i\frac{\xi\omega_{a}}{2c_{s}^{2}})\frac{\partial\rho}{\partial t} + c_{s}(1 - i\frac{\xi\omega_{a}}{c_{s}^{2}})\frac{\partial\rho}{\partial x} - \frac{i}{2\omega_{a}}(\omega_{a}^{2} - c_{s}^{2}k_{a}^{2})\rho + \frac{\xi\omega_{a}^{2}}{2c_{s}^{2}}\rho$$
$$= -i\frac{\varepsilon_{0}\rho_{0}}{4\omega_{a}}\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\frac{\partial^{2}E^{2}}{\partial x^{2}}$$

En régime d'interaction faible, le temps caractéristique de l'amortissement est supposé grand devant la période de l'onde acoustique :

$$\frac{c_{\rm s}^2}{\xi \omega_{\rm a}^2} \gg \frac{1}{\omega_{\rm a}} \Rightarrow \frac{\xi \omega_{\rm a}}{2c_{\rm s}^2} \ll 1$$

Par ailleurs, le couplage électrostrictif étant également faible, on peut ne tenir compte dans le terme en  $\partial_x^2 E^2$  que de la composante d'ordre zéro résonnante à  $\omega a$ :

$$E = E_p \exp -i(\omega_p t - k_p x) + E_B \exp -i(\omega_B t + k_B x) + C.C. ; \quad \omega_a = \omega_p - \omega_B$$
$$\partial_x^2 E^2 \approx -k_a^2 E_p E_B^*$$

En tenant compte de la relation de dispersion  $\omega_a = k_a c_s$ , il reste donc :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + c_s \frac{\partial \rho}{\partial x} + \gamma_a \rho = i \frac{\varepsilon_0 \rho_0}{4} \frac{\omega_a}{c_s^2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E_p E_B^*$$

où :

$$\gamma_{a} = \frac{3\zeta + 4\eta}{6\rho_{0}} \frac{\omega_{a}^{2}}{c_{s}^{2}}$$

est l'amortissement des ondes sonores et se mesure à partir de la largeur de raie de la diffusion Brillouin en régime spontané (cf II-1 e/).

Nous ferons ici une dernière approximation, en négligeant le terme d'évolution spatiale de l'onde acoustique : en effet, cette évolution est dominée par celle des champs électromagnétiques, beaucoup plus rapide, via le terme d'électrostriction ; cette approximation revient à négliger cs devant la vitesse de la lumière dans la fibre.
On peut donc enfin écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \gamma_{a} \rho = i \frac{\varepsilon_{0} \rho_{0}}{4} \frac{\omega_{a}}{c_{s}^{2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E_{p} E_{B}^{*}$$

Il est important de noter que cette dernière forme de l'équation d'évolution de l'onde sonore, qui servira désormais de base à nos modèles de la DBS, comme il est d'usage dans la littérature en optique, ne peut être établie que sous réserve d'approximations très fortes, explicitement : modèle d'enveloppes lentement variables pour les ondes optiques et pour l'onde matérielle, vitesse des déplacements de matière partout négligeable, et évolution des champs lente devant la période acoustique (typiquement 30 ps).

La validité de ces modèles est donc soumise aux mêmes considérations. On prendre en compte le mouvement de l'onde acoustique en retenant dans son équation d'évolution le terme en cs  $\partial_x r$ ; tout modèle plus ambitieux, en particulier levant l'approximation de l'enveloppe acoustique lentement variable, devra faire appel au traitement complet de l'équation générale de la dynamique des fluides (cf II-2 c/).

## b/ Établissement de l'équation d'évolution des onde optiques

Dans un milieu diélectrique non magnétique, les équations de Maxwell s'écrivent :

rot 
$$\mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}$$
  
 $\overrightarrow{rot} \vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \partial_t \vec{\mathbf{D}} = \mu_0 \partial_t \vec{\mathbf{P}} + \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \partial_t \vec{\mathbf{E}} + 2 (n/c)^2 \gamma_e \vec{\mathbf{E}}$ 

et donc :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\partial_t \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = -\mu_0 \partial^2_t \vec{P} - (n/c)^2 \partial^2_t \vec{E} - 2 (n/c)^2 \gamma_e \partial_t \vec{E}$$

Par ailleurs, on peut écrire :

$$\vec{\mathbf{P}} = \varepsilon_0 \chi \vec{\mathbf{E}} + \varepsilon_0 \chi / / / (3) \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}}$$

où c est la susceptibilité du milieu, fonction de la densité de matière r et de la température T du milieu :  $\chi = \chi (\rho, T)$ .  $\chi^{(3)}_{////}$  est le tenseur de susceptibilité non linéaire.

Tant que la perturbation du milieu reste faible, on peut faire un développement au premier ordre de c, et :

$$\chi(\rho, T, t) \approx \chi(\rho_0, T_0) + (\partial \chi / \partial \rho)_T [\rho(t) - \rho_0] + (\partial \chi / \partial T)_{\rho} [T(t) - T_0]$$

Dans ces conditions,<sup>28</sup>  $\Delta r \ll \rho_0$ ,

$$\chi(\rho, T) \approx \epsilon(\rho, T) - \epsilon(\rho_0, T_0)$$

et<sup>29</sup> :

$$(\partial \chi / \partial \rho)_{\rm T} \approx (\partial \epsilon / \partial \rho)_{\rm T} \approx p_{12} n^4 / r_0$$

On fera ici l'hypothèse d'une compression adiabatique (T = cste, cf II-2 b/) ; en outre, dans la mesure où c'est la dérivée temporelle de la polarisation qui intervient, le calcul qui suit reste valable si l'on fait varier la température de la fibre lentement (c'est-à-dire moins vite que le MHz...). De même, tous les termes constants du développement de c disparaissent à la dérivation et il reste :

$$2 (n/c)^{2} \gamma_{e} \partial_{t} \vec{E} + (n/c)^{2} \partial^{2}_{t} \vec{E} + \vec{rot rot} \vec{E} = -\mu_{0} \partial^{2}_{t} \vec{P}$$
$$= -\mu_{0} \varepsilon_{0} (\partial \varepsilon / \partial \rho)_{T} \partial^{2}_{t} \{\rho \vec{E}\} - \mu_{0} \partial^{2}_{t} \vec{P}_{Kerr^{NL}}$$

En négligeant dans un premier temps l'influence du terme Kerr qui sera traité séparément (cf III-4) :

$$\vec{\mathbf{P}}_{\text{Kerr}}^{\text{NL}} = \varepsilon_0 \ \chi_{////}^{(3)} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}}$$

et moyennant une normalisation convenable des champs pour tenir compte de la structure transverse des ondes, supposée invariante (cf II-3 a/), on obtient donc l'équation d'évolution du champ électromagnétique ( $\mu_0 \varepsilon_0 c^2 = 1$ ) :

$$(n^2 \partial^2 t \pm c^2 \partial^2 x + 2 n^2 \gamma_e \partial_t) \vec{E} = - (\partial \epsilon / \partial \rho)_T \partial^2 t \{ \rho \vec{E} \}$$

Le champ électrique étant composé de deux ondes contrapropagatives de même polarisation verticale, sa projection dans la direction de polarisation s'écrit :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{p} + \mathbf{E}_{B} = \mathbf{E}_{p} \exp -\mathbf{i}(\omega_{p} t - \mathbf{k}_{p} \mathbf{x}) + \mathbf{E}_{B} \exp -\mathbf{i}(\omega_{B} t + \mathbf{k}_{B} \mathbf{x}) + C.C.$$

Dans l'approximation des enveloppes lentement variables (cf supra, et II-3 e/) et en ne tenant compte pour chaque composante que des termes résonnants à la même fréquence, on peut décomposer les équations d'évolution globales dans le système :

<sup>29</sup> "Propagation dans les fibres optiques monomodes",

<sup>&</sup>lt;sup>28</sup> "Stimulated Rayleigh, Brillouin, and Raman spectroscopy", W. KAISER and M. MAIER, in *Laser Handbook*, Arrechi and F.O. Schulz-Dubois eds, North Holland, Amsterdam 1972, p 1077;

J.P. POCHOLLE, Revue Technique Thomson-CSF, 15, 4, déc. 1983, p 934 ;

$$\{ n^2 (-2i\omega_p \partial_t - \omega_p^2) + 2 n^2 \gamma_e (\partial_t - i\omega_p) - c^2 (+2ik_p \partial_x - k_p^2) \} E_p = - (\partial \epsilon / \partial \rho)_T \partial^2_t \{ \rho E_B \} + \text{termes hors résonnance}$$

$$\{n^2 (-2i\omega_B \partial_t - \omega_B^2) + 2 n^2 \gamma_e (\partial_t - i\omega_p) - c^2 (-2ik_B \partial_x - k_B^2) \} E_B = - (\partial_e \partial_p)_T \partial_t^2 \{\rho^* E_p\} + \text{termes hors résonnance}$$

Le terme de couplage électrostrictif étant faible, on peut ne conserver que les termes d'ordre zéro de  $\partial_t^2 \{\rho E\}$ :

en tenant compte des relations de dispersion (n<sup>2</sup>  $\omega_i^2$  - c<sup>2</sup>k<sub>i</sub><sup>2</sup> = 0, etc), il reste alors :

$$-2i \omega_{p} n^{2} \{ (1 + i \gamma_{e} / \omega_{p}) \partial_{t} + c/n \partial_{x} + \gamma_{e} \} E_{p} = \omega_{p}^{2} (\partial \varepsilon / \partial \rho)_{T} \rho E_{B}$$
$$-2i \omega_{B} n^{2} \{ (1 + i \gamma_{e} / \omega_{B}) \partial_{t} - c/n \partial_{x} + \gamma_{e} \} E_{B} = \omega_{B}^{2} (\partial \varepsilon / \partial \rho)_{T} \rho^{*} E_{p}$$

Comme dans le cas de l'onde sonore, le temps caractéristique d'amortissement étant long devant les périodes, on peut négliger l'influence des termes en ig/w.

# c/ Système Brillouin caractéristique

En combinant les équations d'évolution des ondes électromagnétiques et de l'onde matérielle, on trouve le système Brillouin caractéristique, soit, exprimé dans des variables physiques :

$$\{ \partial_t + c/n \partial_x + \gamma_e \} E_p = i \omega_p / 2n^2 (\partial \epsilon / \partial \rho)_T \rho E_B$$
  
$$\{ \partial_t - c/n \partial_x + \gamma_e \} E_B = i \omega_B / 2n^2 (\partial \epsilon \partial \rho)_T \rho^* E_p$$
  
$$\{ \partial_t + \gamma_a \} \rho = i \omega_a / 2c_s^2 \rho_0 \epsilon_0 (\partial \epsilon / \partial \rho)_T E_p E_B^*$$

## II-4 : Le système couplé et les variables réduites

On va ici réécrire le système caractéristique de la DBS sous une forme plus élégante, sans dimension.

#### a/ Variables réduites

En premier lieu, dans un souci de symétrie, nous allons définir un champ d'électrostriction fictif  $E_a$ , en écrivant :

$$\rho = i \sigma E_a$$

où, pour donner à Ea la dimension d'un champ électrique, on a posé<sup>a</sup>-:

$$\sigma^2 = 2 \rho_0 n^3 \varepsilon_0 / (c_s c)$$

On remarquera que  $E_a$  et  $\rho$  sont en quadrature de phase : lorsque  $E_a$  est en phase avec la figure d'interférence des ondes électromagnétiques, l'oscillation matérielle est en quadrature, et les transferts d'énergie sont maximaux.<sup>30</sup>

De même, pour alléger les notations, on définit les constante de couplage DBS :

$$\begin{aligned} \kappa (\omega) &= (\epsilon_0 c n^7 / 2\rho_0 c_s)^{1/2 - 1} p_{12} / \lambda_{vide} \\ (p_{12} n^4 / \rho_0 = (\partial \epsilon / \partial \rho)_T) \end{aligned}$$

et donc :

$$\kappa_{\rm p} = \sigma \, (\omega_{\rm p}/2n^2) \, (\partial \epsilon/\partial \rho)_{\rm T}$$
;  $\kappa_{\rm B} = \sigma \, (\omega_{\rm B}/2n^2) \, (\partial \epsilon/\partial \rho)_{\rm T}$ 

Compte tenu que  $\omega_p \approx \omega_B$ , on admettra par la suite que  $\kappa_B \approx \kappa_p = \kappa$ .

On peut donc réécrire le système caractéristique sous la forme :

$$(\partial_t + c/n \partial_x + \gamma_e) E_p = -\kappa E_a E_B$$
$$(\partial_t - c/n \partial_x + \gamma_e) E_B = \kappa E_a^* E_p$$

pour les champs électriques, en remplaçant à droite  $\rho$  par i  $\sigma$  E<sub>a</sub>,

<sup>a</sup> Le facteur 2 de cette expression était malencontreusement passé au dénominateur dans le manuscrit original. (correction 1997)

<sup>30</sup> "Génération d'hypersons par superposition de deux faisceaux lumineux. Mécanisme de transmission de l'énergie entre les deux faisceaux lumineux et l'onde hypersonore",
 A. KASTLER, C. R. Ac. Sc. Paris, 260, 5, p 77 (1965);

et pour l'onde acoustique, en divisant par i  $\sigma$  :

$$(\partial_t + \gamma_a) E_a = \kappa E_B^* E_p$$

Nous poserons donc :

$$\xi = \kappa \ E_{p0} \ x \ n/c = x/\Lambda \qquad \qquad \eta = \kappa \ E_{p0} \ t = t/\tau$$

$$\mu_e = \gamma_e / (\kappa E_{p0}) \qquad \qquad \mu_a = \gamma_a / \kappa E_{p0}$$

$$F_i = E_i / E_{p0}$$

# b/ Le système Brillouin en variables réduites

Dans ces variables réduites normalisées à l'amplitude de la pompe  $E_{P_0} = E_P (x = 0)$ , le système devient :

$$(\partial_{\eta} + \partial_{\xi} + \mu_{e}) F_{p} = -F_{a} F_{B}$$
$$(\partial_{\eta} - \partial_{\xi} + \mu_{e}) F_{B} = F_{a}^{*}F_{p}$$
$$(\partial_{\eta} + \mu_{a}) F_{a} = F_{B}^{*}F_{p}$$

C'est ce système que nous utiliserons désormais, sous le nom de "système Brillouin". Par facilité d'écriture, nous noterons désormais dans ce mémoire, sauf mention contraire, x et t les variables réduites de temps et d'espace, et E les amplitudes normalisées :

$(\partial_t + \partial_x + \mu_e) E_p =$	- E <sub>a</sub> E <sub>B</sub>	
$(\partial_t - \partial_x + \mu_e) E_B =$	$E_a * E_p$	
$(\partial_t + \mu_a) E_a =$	${\rm E_B}^*{\rm E_p}$	

Le système d'équations Brillouin peut se décomposer en 6 équations couplées, 3 gouvernant les amplitudes réelles  $A_i$ , et 3 gouvernant l'évolution des phases  $\Phi_i$ .

En effet, si on pose :

$$E_i = A_i \exp i \Phi_i$$

on peut décomposer chaque équation en parties réelle et imaginaire, et le système devient, en p osant  $\phi = \phi_p - (\phi_a + \phi_B)$ :

$$\begin{array}{rl} (\partial_t + \partial_x + \mu_e) \ A_p = & -A_B \ A_a \ \cos \Phi \\ (\partial_t - \partial_x + \mu_e) \ A_B = & A_p \ A_a \ \cos \Phi \\ (\partial_t + \mu_a) \ A_a = & A_B \ A_p \ \cos \Phi \end{array}$$
$$\begin{array}{rl} (\partial_t + \partial_x) \ \Phi_p = & -(A_B \ A_a \ /A_p) \ \sin \Phi \\ (\partial_t - \partial_x) \ \Phi_B = & (A_p \ A_a \ /A_B) \ \sin \Phi \\ \partial_t \ \Phi_a = & (A_B \ A_p \ /A_a) \ \sin \Phi \end{array}$$

On remarque que la phase des ondes pompe, Stokes, et acoustique évolue d'autant plus vite que leurs amplitudes sont plus faibles.

#### c/ Variables réduites et variables physiques

Dans les conditions normales d'expérience ( $\lambda_p = 514,5$  nm), on trouve :

$$\mathbf{K} = 65,9 \text{ m s}^{-1} \text{ V}^{-1}$$

La longueur de la fibre, exprimée en variables réduites :

$$L_{r\acute{e}d} = L/\Lambda = \kappa E_{p0} n c L_{phys}$$

sera désormais appelée "profondeur" de la fibre ; elle mesure l'efficacité de la DBS dans une fi bre donnée, compte tenu de la puissance injectée. Les autres paramètres sont normalisés à l'amplitude de pompe à l'entrée de la fibre. Le tableau suivant donne leurs valeurs en fonction de la puissance injectée  $P_L$ :

P <sub>L</sub> laser (mW)	25	50	100	500	2000
P <sub>0</sub> couplée (mW)	4,6	9,2	18,4	92	368
$\Phi_{\rm L}$ (MW cm <sup>-2</sup> )	0,064	0,13	0,26	1,3	5,1
$ \begin{array}{c} E_{p0} \\ (MV/m) \end{array} $	0,57	0,81	1,15	2,57	5,13
$\tau = 1/\mathbf{K}E_{p}$ (ns)	26,4	18,7	13,2	5,9	3,0
$\Lambda = c\tau/n$ (m)	5,42	3,84	2,71	1,212	0,616
L / $\Lambda$	15,5	21,6	30,6	68,5	135
$\mu_a = \gamma_a  \tau$	12,5	8,88	6,27	2,80	1,42
$\mu_e = \gamma_e \tau$	1,3 10-2	9,5 10 <sup>-3</sup>	6,7 10 <sup>-3</sup>	3,0 10-3	1,5 10 <sup>-3</sup>

Table II-2 : Correspondance entre variables physiques et réduites

On a pris pour établir le tableau L = 83 m, et, pour tenir compte de la structure modale optique, une section efficace effective  $S_{eff} = 7,2 \ 10^{-8} \ cm^2$ ;  $P_L$  est la puissance à la sortie du laser de pompe (argon ionisé à 514,5 nm),  $P_0$  la puissance effectivement couplée dans la fibre ;  $\Phi$  et  $E_p$  sont respectivement le flux et le champ électromagnétique à l'entrée de la fibre ;  $\tau$  et  $\Lambda$  sont le temps et la longueur Brillouin caractéristiques ; les  $\mu_i$  sont les coefficients d'amortissement sans dimension.

# CHAPITRE III

# LES MODÈLES DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE

Ce chapitre présente les modèles de la DBS que le présent mémoire s'est fixé pour but de comparer et leurs caractéristiques principales, ainsi que ce qui les distingue. Nous passerons donc successivement en revue le modèle d'intensités (III-1), puis le modèle cohérent sans amortissement optique (III-2), cas assez académique mais qui peut constituer un support précieux pour l'intuition ; nous traiterons ensuite du modèle cohérent proprement dit, en présence de dissipation (III-3), que nous généraliserons en III-4 pour qu'il prenne en compte les variations non linéaires de l'indice de réfraction dues à l'effet Kerr optique.

## <u>Plan du chapitre III</u> :

## III -1 Le modèle d'intensités

a/ Système caractéristique

*b/ Caractéristiques du modèle d'intensités* 

c/ Equivalence avec un modèle de susceptibilités ( $\chi^{(3)}$ )

d/ Localisation dans l'espace

e/ Le miroir Brillouin en modèle d'intensités

f/ Amplification, compression et supraluminicité

g/ Pertinence du modèle d'intensités

#### III-2 Le modèle sans amortissement

*a/ Système caractéristique* 

b/ Pertinence du modèle sans amortissement

c/ DBS antiStokes en l'absence d'amortissement

## III-3 Le modèle cohérent

a/ Système caractéristique b/ Limites du modèle cohérent c/ Dynamique des phases

## III-4 Effet Kerr optique et DBS

a/ Polarisation non linéaire et termes résonnants b/ Système couplé Kerr /DBS c/ Indice non linéaire et valeurs numériques d/ Conséquences du couplage Kerr /DBS

## III-1 Le modèle d'intensités

En régime spontané, le temps caractéristique d'amortissement d'une onde hypersonore de fréquence 34 GHz est de l'ordre de 7 ns dans la silice. Si l'évolution des champs est négligeable pendant ce temps, c'est à dire en particulier pour une pompe continue et des **impulsions Brillouin d'une durée de l'ordre de 100 ns** au moins, on peut négliger l'évolution temporelle de l'onde acoustique devant son amortissement :

$$\partial_{t} E_{a} \ll \mu_{a} E_{a}$$
.

Cette approximation revient à négliger l'inertie des phonons créés par la DBS. Sitôt créés, ces phonons disparaissent donc instantanément, le milieu n'ayant alors aucune "mémoire" acoustique ; de même, le fond de phonons thermiques, instantanément amortis, n'a pas d'influence sur la DBS.

## a/ Système caractéristique

Le système caractéristique du modèle est alors :

$(\partial_t + \partial_x + \mu_e) E_p$	= - $E_a  E_B$
$(\partial_t - \partial_x + \mu_e) E_B$	$= E_a * E_p$
$\mu_{\mathrm{a}}$ $\mathrm{E_{a}}$	$= E_{B} * E_{p}$

De l'équation gouvernant l'onde acoustique, on peut extraire :

$$\mathbf{E}_{\mathbf{a}} = \mathbf{E}_{\mathbf{B}} * \mathbf{E}_{\mathbf{p}} / \boldsymbol{\mu}_{\mathbf{a}}$$

L'amplitude de l'onde acoustique est donc une variable esclave : localement et à chaque instant, le champ acoustique est déterminé par les amplitudes des ondes électromagnétiques.

En réinjectant, il vient :

$$(\partial_{t} + \partial_{x} + \mu_{e}) E_{p} = -E_{B} (E_{B} * E_{p}) / \mu_{a})$$
$$(\partial_{t} - \partial_{x} + \mu_{e}) E_{B} = E_{p} (E_{B} E_{p}) * / \mu_{a})$$

et donc, en multipliant par les amplitudes conjuguées :

$$\{(\partial_{t} + \partial_{x} + \mu_{e}) E_{p}\} E_{p}^{*} = -I_{B} I_{p} / \mu_{a}$$
$$\{(\partial_{t} - \partial_{x} + \mu_{e}) E_{B}\} E_{B}^{*} = -I_{B} I_{p} / \mu_{a}$$
où  $I_{j} = E_{j} E_{j}^{*}$ 

soit enfin :

$$(\partial_{t} + \partial_{x} + \mu_{e}) I_{p} = \{(\partial_{t} + \partial_{x} + \mu_{e}) E_{p} E_{p}^{*} + \{(\partial_{t} + \partial_{x} + \mu_{e}) E_{p}^{*}\} E_{p}^{*}$$
  
= - I\_B I\_p / \mu\_a + (- I\_B I\_p)^{\*} / \mu\_a^{\*}

et de même pour  $I_B$ . On trouve donc le système d'équations d'évolution des intensités :

$$(\partial_{t} + \partial_{x} + 2\mu_{e}) I_{p} = -2 I_{B} I_{p} / \mu_{a}$$
$$(\partial_{t} - \partial_{x} + 2\mu_{e}) I_{B} = 2 I_{B} I_{p} / \mu_{a}$$
$$I_{a} = I_{B} I_{p} / \mu_{a}^{2}$$

ou encore, en posant :

$$J_{\rm v} = 2 I_{\rm v} / \mu_{\rm a}$$

$$(\partial_{t} + \partial_{x} + m_{e}) Jp = -J_{B}J_{p}$$
  
 $(\partial_{t} - \partial_{x} + m_{e}) J_{B} = -J_{B}J_{p}$ 

## b/ Caractéristiques du modèle d'intensités

Les intensités  $I_p$  et  $I_B$  étant par définition toujours positives, on voit que le terme de droite { 2  $I_B I_p / \mu_a$ } est toujours positif. L'intensité de la pompe diminue donc toujours, tandis que l'intensité Stokes augmente, si l'on ne tient pas compte de l'atténuation de la fibre :

## les transferts d'énergie par DBS ont toujours lieu dans le sens Stokes.

Cette situation est une conséquence évidente de l'abandon de toute information sur les phases des trois ondes, au passage des amplitudes aux intensités. En ce sens, on peut parler ici d'un **modèle incohérent** de la DBS.

En l'absence d'amortissement électromagnétique ( $\mu_e = 0$ ), la résolution analytique du système d'intensités est possible<sup>1</sup>. Le régime asymptotique de miroir Brillouin peut en outre être décrit analytiquement en présence d'amortissement<sup>2</sup> (cf IV-1).



Fig. III-1 : Conditions initiales pour une impulsion bornée et une pompe semi-infinie

Dans le cas de la rencontre d'une impulsion Brillouin bornée et d'une pompe semi-infinie initialement disjointes, on montre <sup>3</sup> que cette résolution mène invariablement à une amplification illimitée de l'impulsion ; parallèlement, sa largeur à mi-hauteur diminue.

Il est intéressant de noter que le comportement asymptotique de l'onde Stokes est ici extrêmement sensible à la forme initiale du front avant de l'impulsion ; ainsi, un front brutal en  $x^n$  amènera la croissance asymptotique de  $I_B$  en exp (t/n), alors que l'amplification asymptotique d'une impulsion gaussienne, initialement plus douce, mais de même amplitude et largeur à mi-hauteur, sera seulement en  $\sqrt{t}$ .

On trouve souvent dans la littérature ce même système, exprimé dans les variables physiques, en termes de flux lumineux ( $\Phi_i = (nc \epsilon_0 / 2) |E_i|^2$ ). Il s'écrit alors :

 $\{\partial_{x} + n/c (\partial_{t} + 2\gamma_{e})\} \Phi_{p} = -g \Phi_{B} \Phi_{p}$  $\{\partial_{x} - n/c (\partial_{t} + 2\gamma_{e})\} \Phi_{B} = g \Phi_{B} \Phi_{p}$ 

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> "Solution of the three-wave resonant equations with one wave heavily damped", F. CHU and C. KARNEY, Phys. Fluids, 20, 1728 (1977);

 <sup>&</sup>lt;sup>2</sup> "Saturation and depletion in stimulated light scattering";
 R.H. ENNS and I.P. BATRA, Phys. Lett. (Netherlands), 28 a, 8, p 591 (1969);

 <sup>&</sup>lt;sup>3</sup> "Asymptotic evolution of stimulated Brillouin scattering : implications for optical fibers",
 J. COSTE and C. MONTES, Phys. Rev. A, 34, 5, pp 3940 sq (1986);

$$g = \frac{4 K^2}{\gamma_s \varepsilon_0 c^2} = \frac{2 \pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda^2 c_s \Delta v_B}$$

est le "gain Brillouin". Cette définition courante du gain Brillouin comporte donc implicitement les mêmes hypothèses que le modèle d'intensités, et est sujette aux critiques et restrictions qui seront développées dans le paragraphe III-2 g/.

# c/ Équivalence avec un modèle de susceptibilités ( $\chi^{(3)}$ )

Exprimée en variables physiques, l'équation d'évolution de Ep devient :

$$\left(\frac{n}{c}\partial_t + \partial_x + \frac{n}{c}\gamma_e\right) E_p = -\frac{K^2n}{\gamma_ac} E_B E_B^* E_p$$

soit encore, si on définit la contribution Brillouin à la susceptibilité non-linéaire par :

$$\chi^{3}(\omega_{B}, -\omega_{B}, \omega_{p}) \approx \chi^{3}(\omega_{p}, -\omega_{p}, \omega_{B})$$
  
$$\approx i \frac{K^{2}n^{2}\lambda}{4\pi^{2}\gamma_{a}c}$$

Avec les conventions habituelles du formalisme des susceptibilités non-linéaires, on peut écrire ces équations d'évolution :

$$\left(\frac{n}{c}\partial_{t} + \partial_{x} + \frac{n}{c}\gamma_{e}\right) E_{p} = i\frac{4\pi^{2}}{n\lambda}\chi^{3}(\omega_{B} - \omega_{B}, \omega_{p}) E_{B} E_{B}^{*} E_{p}$$

$$\left(\frac{n}{c}\partial_{t} - \partial_{x} + \frac{n}{c}\gamma_{e}\right) E_{B} = i\frac{4\pi^{2}}{n\lambda}\chi^{3}(\omega_{p} - \omega_{p}, \omega_{B}) E_{p} E_{p}^{*} E_{B}$$

On a donc une équivalence formelle entre le modèle d'intensités de la DBS, où la dynamique de l'onde acoustique est supposée triviale, et le modèle des susceptibilités non-linéaires habituel en électromagnétisme non-linéaire (on peut toutefois noter que, dans le cas général du mélange à quatre ondes, le modèle des  $\chi^3$  ne conduit pas à une dégénérescence en phase).

où :

#### d/ Localisation dans l'espace

Si la principale caractéristique du modèle d'intensités est d'imposer des transferts d'énergie Stokes, une autre propriété remarquable est que : le modèle d'intensités n'autorise en aucun cas une impulsion Brillouin bornée à s'élargir spatialement.

En effet, si à un instant donné on a localement  $I_B = 0$ , c'est-à-dire si l'on se place à l'extérieur de l'impulsion bornée, il vient :

 $(\partial_{t} + \partial_{x} + \mu_{e}) I_{p} = 0$  $(\partial_{t} - \partial_{x} + \mu_{e}) I_{B} = 0$ 

La pompe subit ici uniquement l'atténuation linéaire normale de la fibre au fil de sa propagation. En l'absence de tout terme source,  $I_B$  restera donc indéfiniment nul à l'extérieur de l'impulsion.

Le modèle d'intensités ne peut donc rendre compte de la naissance de l'interaction Brillouin à partir des fluctuations thermiques du milieu, ce qui impose l'introduction de conditions aux limites non nulles, ou de conditions initiales assez irréalistes (remplissant par exemple la fibre d'un "bruit de fond" optique arbitraire à la fréquence Brillouin convenable, plutôt que d'un fond acoustique d'origine thermique). Une autre solution est de compliquer le modèle par l'introduction dans les équations d'évolution des ondes optiques de termes supplémentaires prenant en compte la diffusion Brillouin spontanée.

#### e/ Le miroir Brillouin en modèle d'intensités

Le régime de DBS le plus souvent traité est le "miroir" Brillouin, correspondant aux solutions indépendantes du temps et qui sera étudié en détail au chapitre V. Le modèle d'intensités en décrit bien le régime asymptotique stationnaire (V-1), mais on peut noter que le problème des conditions initiales est particulièrement aigu dans ce cas : pour obtenir ce régime, où l'onde Stokes remplit toute la fibre, on sera amené à choisir pour condition initiale une fibre complètement remplie d'une onde Stokes préexistante, c'est à dire une situation initialement déjà très proche du régime miroir, ou un terme source constant à l'extrémité opposée de la pompe I<sub>B</sub> (L,t)  $\neq 0$ .

On peut noter, en revanche, qu'en l'absence de ce "fond" Stokes initial ( $I_B = 0$ ), la DBS ne s'amorce jamais à l'entrée de la fibre : l'onde de pompe n'est pas perturbée avant son arrivée dans la zone d'interaction avec une onde Stokes.

## f/ Amplification, compression et supraluminicité

En régime paramétrique ( $I_p \approx I_{p0} = Cste$ ), les équations d'intensités se résolvent facilement et donnent :

$$I_{B} = I_{B0} \exp \left( \frac{2 I_{po} - \mu_{e} \mu_{a}}{\mu_{a}} (t-x) \right)$$

pour des puissances de pompe assez fortes, ou de faibles amortissemements électromagnétiques (une telle hypothèse étant liée à celle de pompe uniforme pour les valeurs usuelles de  $\mu_a$ ), on a donc une amplification exponentielle de l'onde Stokes.

En pratique, un tel processus, stimulé, mène rapidement à une forte déplétion de l'onde de pompe, et l'on sort du régime d'amplification paramétrique.

On voit alors que, pour une impulsion intense :

\* le front avant de l'impulsion "voit" en permanence la pompe non encore perturbée et subit une amplification paramétrique exponentielle ; la pompe est fortement diminuée pendant cette étape, et ce d'autant plus que l'intensité Brillouin est plus forte ;

\* le corps de l'impulsion rencontre donc une pompe de plus en plus faible et son amplification est de moins en moins efficace ;

\* la "queue" de l'impulsion rencontre une pompe négligeable et n'est que peu amplifiée.

Au total, si l'extension spatiale de l'impulsion bornée reste inchangée, sa forme se modifie considérablement ; l'énergie se concentre sur le front avant, et sa largeur à mi-hauteur diminue, pendant que son sommet "glisse" vers l'avant. Ce comportement d'**amplification avec compression** de l'impulsion Brillouin sera étudié de façon plus détaillée, dans le cas général, en VII-1.

On peut relever le fait que si l'on définit la "vitesse de l'impulsion" comme celle de son sommet, le "glissement" de celui-ci vers l'avant de l'impulsion conduit à une vitesse supraluminique. Toutefois, cette dérive étant ici accompagnée d'un changement de forme de l'enveloppe (cf VI-1), une telle définition de la vitesse est ambiguë.

## g/ Pertinence du modèle d'intensités

Le modèle d'intensités est le modèle le plus couramment utilisé pour décrire la DBS dans le domaine des fibres optiques. Il fournit une bonne description, quantitative aussi bien que qualitative, des régimes lentement évolutifs comme le miroir Brillouin ou l'amplification paramétrique. Ceci permet par exemple de prévoir assez précisément,<sup>4</sup> pour les faibles débits d'information,<sup>5</sup> les pertes par DBS dans une fibre optique de faible "profondeur", où le faible taux de croissance de l'instabilité ne laisse pas aux inévitables fluctuations d'origine thermique le temps de s'épanouir. On peut également utiliser le modèle d'intensités pour étudier la stabilité d'une cavité particulière.<sup>6</sup>

La description par le modèle d'intensités du comportement d'ondes Brillouin impulsionnelles souffre en revanche de graves lacunes :

\* l'amplification illimitée des impulsions et le rétrécissement indéfini de leur largeur à mi-hauteur sont bien sûr totalement irréalistes en régime asymptotique. Or, le modèle d'intensités ne prenant pas en compte les phases des ondes électromagnétiques, il ne peut pas être couplé à l'effet Kerr optique qui est le mécanisme limitant de cette compression (cf III-4, VII-2). Aussi faible que soit la durée de vie  $\tau_a$  des phonons, une telle évolution mène donc inévitablement après un temps fini à des impulsions plus courtes que  $\tau_a$ , ce qui entre en contradiction avec l'hypothèse ( $\partial_{\tau} E_a \ll \mu_a E_a$ ). Le modèle d'intensités ne peut donc pas décrire l'évolution d'une impulsion pour les longs temps d'interaction.

\* la nécessité de "remplir" au préalable la fibre d'un fond Brillouin avec une répartition spatiale et un front d'attaque ad hoc interdit la descrition de la phase d'établissement du phénomène, ou impose la prise en compte d'un terme source.

Le modèle d'intensités n'est donc pertinent que sur une plage assez réduite, décrivant l'évolution de régimes stationnaires déjà établis ou bien de régimes impulsionnels avec des conditions initiales parfaitement connues et maîtrisées.

Enfin, il ne permet pas la diffusion Brillouin antiStokes. Toute une classe de phénomènes lui échappe donc de cette façon.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> "Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber", D. COTTER, J. Opt. Comm., 4, 1 (1983);

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> "Stimulated Brillouin limitation for transmission capacity in soliton-based optical-fiber communication" C. MONTES, A.M. RUBENCHIK and O. LEGRAND, Non linear World (1990);

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> "Steady relaxation oscillations of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers", I. BAR-JOSEPH, A.A. FRIESEM, E. LICHTMAN and R.G. WAARTS, J. Opt. Soc. Am. B, 2, 10 (1985) ;

## III-2 Le modèle sans amortissement

On suppose ici que les ondes acoustiques ne sont pas amorties ( $\mu_a \approx 0$ ); logiquement, on ne prendra pas non plus en compte l'amortissement optique ( $\mu_e \approx 0$ ). Dans une description semiclassique en termes de photons et de phonons, ce modèle peut être un bon support pour l'intuition, en particulier quand les ondes optiques présentent une structure temporelle rapide (<<  $\tau_a \approx 7$ ns); toutefois, il ne fournit aucun "scénario" complet réaliste d'évolution de la DBS.

## a/ Système caractéristique

Le système caractéristique du modèle est ici :

L'onde acoustique créée par la DBS est donc par hypothèse éternelle - ou, plus exactement, elle ne peut être éteinte ou diminuée que par l'intervention d'un processus Brillouin antiStokes.

Une première remarque fondamentale est donc que, dans ce modèle, la DBS est <u>un effet sans</u> <u>seuil</u>. Aussi faible soit-il, le <u>taux de croissance</u> de l'instabilité (c'est-à-ditre de la population de phonons) est non nul. Or la DBS s'accompagne de la création de photons Stokes et de phonons à l'entrée du milieu; les photons rétrodiffusés sortent immédiatement (à la vitesse de la lumière) de la fibre et, sauf configuration spécifique, n'y reviennent pas. Les phonons, en revanche, restent sur place et leur nombre continue à augmenter sans limitation ; après une période d'établissement transitoire, éventuellement très longue, le taux de rétrodiffusion devient nécessairement non négligeable.

On imagine assez facilement que cette situation risque de devenir explosive : lorsque l'intensité acoustique devient très grande, la rétrodiffusion est fortement stimulée acoustiquement ; elle devient alors extrêmement efficace à l'entrée de la fibre : l'onde électromagnétique de pompe entrant dans le milieu y est instantanément rétrodiffusée, et on a créé un véritable miroir Brillouin réfléchissant à près de 100 % (le miroir parfait est obtenu pour le cas limite  $\mu_e = 0$ ).

La pertinence du modèle sans amortissement dépend de l'intensité acoustique présente dans le milieu ; or, les variations temporelles de l'onde acoustique suivent celles des ondes optiques (donc typiquement plus lentes que 10 ns, *cf* VII-3, saturation de la compression par l'effet Kerr optique).

L'hypothèse :

$$\mu_a E_a \ll \partial_t E_a$$

est donc en général valide au début de l'interaction, lorsque  $I_a \ll I_p I_B$ , mais, compte tenu de la valeur très importante de  $\mu_a$ , tombe d'elle lorsque la pompe est fortement diminuée ou, pour une puissance de pompe donnée, lorsque  $I_a$  devient grande.

On peut donc considérer que lors de la propagation d'une impulsion Brillouin dans un milieu acoustiquement vierge, en présence d'une pompe contrapropagative, on retrouve une faible intensité acoustique ( $\mu_a E_a \ll \partial_t E_a$ ) sur le front avant de l'impulsion : le modèle est valide qualitativement, mais décrit mal le comportement du flanc arrière de l'impulsion, où l'on doit tenir compte des phonons créés au cours de l'interaction. Il est *a fortiori* incapable de décrire le comportement d'un oscillateur dans lequel le temps de vol est très supérieur à la durée de vie des phonons (L >10m). La statistique des phonons est ici dominée par l'état d'équilibre thermique du matériau, modélisable par un terme source.

En outre et surtout, le modèle sans amortissement dégénérant invariablement et assez rapidement vers le régime de miroir Brillouin, il interdit en principe l'étude de la propagation d'une onde Stokes en présence d'une pompe constante car celle-ci subit alors une déplétion de plus en plus intense dès l'entrée de la fibre.

La compréhension de ce modèle peut néanmoins être utile dans l'étude de l'interaction d'une faible onde optique avec une onde acoustique intense entretenue, dans une application de type acousto-optique.<sup>7</sup>

Dans le régime qui nous intéresse, le modèle sans amortissement est donc seulement un support pour l'intuition : si l'on se donne à un instant donné une répartition particulière des trois ondes de la DBS dans la fibre, il permet la description qualitative de leur évolution pendant une courte période, mais ne fournit aucun "scénario" complet d'évolution de la DBS.

7

"Les oscillations forcées dans l'effet Brillouin et l'effet Brillouin stimulé", Y. LE CORRE et G. CACHIER, J. Phys. Coll., C-1, **22**, 2, p C-1-84 (1967).

## c/ DBS antiSokes en l'absence d'amortissement

Le modèle sans amortissement mène rapidement à une situation où l'amplitude de l'onde acoustique devient très supérieure à celle des ondes optiques ; or, on a vu en II-4 b/ que, dans ce cas, sa phase était pratiquement constante : les fluctuations de phase éventuelles de la pompe sont immédiatement répercutées sur l'onde Stokes (ce processus est symétrique de celui décrit en VII-7 (*cf* Fig. VII-24), où l'amplitude des ondes optiques est grande devant celle de l'onde acoustique qui "absorbe" alors les fluctuations de la pompe).

Plus généralement, en présence de trois ondes intenses, le sens des transferts d'énergie Brillouin (Stokes ou antiStokes) est déterminé à chaque instant par la relation entre leurs phases. Le tableau montre dans la cas d'amplitudes réelles le sens de l'évolution des trois ondes sous l'action de la DBS, en fonction de leurs phases respectives :

sgn (E <sub>p</sub> )	+	+	-	-	+	+	-	-
sgn (E <sub>B</sub> )	+	-	+	-	+	-	+	-
sgn (E <sub>a</sub> )	+	-	-	+	-	+	+	-
sgn (-E <sub>B</sub> E <sub>a)</sub>	-	-	+	+	+	+	-	-
Ep	R	Ы	7	7	7	7	Ľ	Ы
Ip	N	N	N	Ľ	7	7	7	7
$sgn (E_p E_a^{*})$	+	-	+	-	-	+	-	+
EB	7	Ы	7	R	Ы	7	R	7
IB	7	7	7	7	R	Ľ	R	R
$sgn (E_p E_B^*)$	+	-	-	+	+	-	-	+
Ea	7	Ы	Ы	7	7	Ľ	Ы	7
Ia	7	7	7	7	N	N	N	N
régime	S	S	S	S	AS	AS	AS	AS

# Table III-1 : Sens d'évolution de la DBS

On voit que, dans tous les cas, les intensités acoustique et Brillouin varient dans le même sens, et en sens opposé de l'intensité pompe ; ce résultat n'est autre qu'une illustration de la conservation de l'énergie.

Un régime similaire, où peuvent coexister les diffusions Brillouin Stokes et antiStokes, peut également intervenir lors de la propagation d'une impulsion très intense, ou en présence d'une onde hypersonore très forte, la DBS, fortement stimulée, est très efficace et peut mener à l'extinction totale de la pompe : celle-ci est alors reconstruite avec une phase opposée aux dépens des ondes Stokes et acoustique, dans une re-rétrodiffusion antiStokes de l'onde Brillouin. Ce scénario de " $\pi$ -pulse", où une impulsion Brillouin est fortement amplifiée par DBS Stokes sur son front avant, puis atténuée sur son flanc arrière par DBS antiStokes, et ainsi de suite, sera étudié plus en détail au chapitre VII-2. En outre, le modèle admet grâce à ce mécanisme une solution asymptotique invariante : le soliton supraluminique sans amortissement (*cf infra*, chap VI-1).

## III-3 Le modèle cohérent

### a/ Système caractéristique

Le modèle d'intensités, qui fait de l'onde hypersonore une variable esclave des ondes optiques, perd ainsi toute information sur la dynamique des phases de la DBS ; à l'opposé, le modèle sans amortissement lui donne une trop grande importance. Si l'on tient compte de la durée de vie finie des phonons, on obtient un modèle beaucoup plus général, "cohérent" en ce sens qu'il décrit l'évolution des phases des trois ondes, et doté de plus d'une "mémoire acoustique" limitée.

A partir des résultats du modèle cohérent, on pourra toujours retrouver ceux du modèle d'intensités en faisant tendre  $\mu_a$  vers l'infini et ceux du modèle sans amortissement en faisant  $\mu_a \rightarrow 0$ .

Si l'on néglige en outre le déplacement des ondes acoustiques (III-1), le système caractéristique du modèle devient :

$(\partial_t + \partial_x + \mu_e) E_p =$	- E <sub>a</sub> E <sub>B</sub>
$(\partial_t - \partial_x + \mu_e) E_B =$	$E_a * E_p$
$(\partial_t + \mu_a) E_a =$	$E_B^*E_p$

#### b/ Limites du modèle cohérent

Nous reviendrons en détail sur les prédictions du modèle cohérent. Toutefois, on peut noter qu'il englobe les caractéristiques des modèles d'intensité. En particulier, il autorise la diffusion Brillouin antiStokes et la naissance de l'instabilité sur une fluctuation thermique.

L'une des évolutions d'une impulsion Brillouin décrites par le modèle cohérent (cf VII-1) est son amplification en t et sa compression en 1/t. Cette prédiction est probablement irréaliste pour les très fortes compressions (la configuration où une impulsion rencontre une pompe d'amplitude rapidement croissante restant à étudier pour des grandes longueurs d'interaction), et en tout cas contraire à l'expérience courante dans un oscillateur, qui met en évidence une saturation de cette compression pour des impulsions de l'ordre de 10 ns et des structures temporelles évolutives d'une durée toujours supérieure à la nanoseconde. En l'absence d'autres effets parasites, c'est largement l'approximation des enveloppes lentement variables qui limite la pertinence du modèle cohérent de la DBS<sup>8</sup>, ce qui ne permet pas d'envisager une telle saturation pour des impulsions plus longues que la picoseconde.

Il convient donc de rechercher l'origine de cette saturation dans l'intervention d'un effet physique parasite, perturbatif, dont l'influence serait très faible pour les structures temporelles longues (miroir, etc..), mais deviendrait limitante aux fortes compressions. On a déjà vu (II-2 d/) que la dispersion de vitesse de groupe, qui tend à élargir les impulsions optiques, était largement négligeable jusqu'aux impulsions picoseconde ( $\Delta v \ll 1$  THz).

Le meilleur candidat semble alors être l'automodulation de phase par effet Kerr optique : on a vu en effet que la dynamique des phases des ondes optiques joue un rôle crucial dans le modèle cohérent de la DBS. Leur altération par effet Kerr, d'autant plus grave que les impulsions Brillouin sont plus étroites et leurs fronts plus raides, peut brouiller les effets de la DBS (*cf infra*, III-5).

## c/ Dynamique des phases

On a vu en II-4 qu'on pouvait décomposer le système caractéristique Brillouin en 6 équations réelles, dont trois gouvernent la dynamique des phases, **la phase de chacune des trois ondes évolue d'autant plus vite que son intensité relative est plus faible**.

On discutera plus loin (III-6 ; IV-2) le cas où l'accord de phase n'est pas réalisé, c'est-à-dire où les  $\phi_i$  "tournent" uniformément dans le temps. On verra également (VI-6) l'influence de sauts arbitraires imposés à  $\phi_p$ . On peut aussi remarquer que le déplacement de l'onde acoustique, que l'on a négligé, se serait traduit ici par une dérive linéaire de  $\phi_a$ .

8

<sup>&</sup>quot;Inertial response to nonstationnary stimulated Brillouin backscattering : Damage of optical and plasma fibers", C. MONTES and R. PELLAT, Phys. Rev. A, **36**, 6 (1987).

## III-4 Effet Kerr optique et DBS

Lorsqu'un milieu matériel est soumis à un champ électrique intense, son indice de réfraction est modifié<sup>9</sup> ; quand ce champ électrique est celui d'une onde électromagnétique, on parle d'effet Kerr optique. Outre l'apparition d'une biréfringence induite dans le milieu, les variations spatiales et temporelles de l'indice provoquent une modulation de la phase des ondes optiques, ce qui, dans le modèle cohérent, peut conduire à une modulation d'amplitude.

#### a/ Polarisation non linéaire et termes résonnants

Si l'on admet que la réponse de la silice est locale et instantanée (c'est-à-dire d'origine essentiellement électronique, donc avec des temps caractéristiques femtosecondes négligeables devant les temps caractéristiques des enveloppes optiques, nanosecondes), l'effet Kerr peut être décrit par l'introduction d'un terme non linéaire d'ordre 3 dans la polarisation (cf II-4) :

$$\vec{\mathbf{P}}_{\text{Kerr}}^{\text{NL}} = \boldsymbol{\epsilon}_0 \quad \boldsymbol{\chi}_{////}^{(3)} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}}$$

où  $\chi^{(3)}_{////}$  est le tenseur de susceptibilité non linéaire (tenseur d'ordre 4, soit 81 termes).

Comme le milieu est isotrope et sa réponse instantanée, on peut poser :

$$\chi_{iijj} = \chi_{ijij} = \chi_{ijji} = \chi_{iiii} / 3 = \chi^{(3)} \quad (i,j = x / /, \perp; i \neq j),$$

tous les autres coefficients du tenseur étant nuls ; // et  $\perp$  dénotent respectivement les directions tranverses parallèle et perpendiculaire à la direction de polarisation des faisceaux.

On trouve alors, en développant :

9

$$\vec{\mathbf{P}}_{\text{Kerr}}^{\text{NL}} = \epsilon_0 \left\{ \chi_{\text{iijj}}^{(3)} + \chi_{\text{ijij}}^{(3)} + \chi_{\text{ijji}}^{(3)} \right\} \left[ \vec{\mathbf{E}} \cdot \vec{\mathbf{E}} \right] \vec{\mathbf{E}} = 3 \epsilon_0 \chi^{(3)} \left| \vec{\mathbf{E}} \right|^2 \vec{\mathbf{E}}$$

Toutefois, nous avons vu (*cf* II-3) qu'en régime de guidage faible,  $E_x \ll E_{//}$ ; d'autre part, on a admis que la fibre maintenait la polarisation rectiligne des faisceaux, initialement selon l'axe // ( $E_{\perp} \ll E_{//}$ ). On ne s'intéressera donc qu'à la composante de P<sup>NL</sup> dans la direction de polarisation du champ, et il vient, puisqu'ici :  $|E|^2 \approx E_{//} E_{//}$ .

$$\mathbf{P}_{// \text{ Kerr}}^{\text{NL}} = 3 \epsilon_0 \chi^{(3)} E_{//} E_{//} E_{//}$$

<sup>&</sup>quot;Interactions between light waves in a nonlinear dielectric", J.A. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING and P.S. PERSHAN, Phys. Rev., **127**, 1918 (1962);

Dans notre cas, le champ électrique est la superposition des champs des ondes pompe et Stokes ; sa composante suivant sa direction de polarisation s'écrit :

$$E_{//} = E_{p//} \exp -i (\omega_p t - k_p x) + E_{B//} \exp -i (\omega_B t + k_B x) + C.C.$$

Dans le produit  $\{E_{//} E_{//} E_{//}\}$ , on relève donc des termes aux fréquences  $\omega_p$ ,  $\omega_B$ ,  $(2\omega_p \pm \omega_B)$ ,  $(2\omega_B \pm \omega_p)$ ,  $3\omega_p$ ,  $3\omega_p$ ,  $3\omega_B$ . Les termes en  $\omega_i$  sont des termes d'automodulation de phase<sup>10</sup>, ceux en  $(2\omega_i - \omega_j)$  peuvent être responsables de l'apparition de fréquences Stokes d'ordre supérieur (S<sub>2</sub>, AS<sub>1</sub>; *cf* IV-1 c/). Nous ne considérerons pas ici les termes hors résonnance. L'élimination des termes rapides  $(3\omega_i, 2\omega_i + \omega_j)$  est justifiée par la présence de <u>dispersion</u> dans la fibre : en effet, si on peut négliger la différence de vitesse de groupe entre les ondes de fréquence  $\omega_p$  et  $\omega_B$  (*cf* II-3 d/), celle-ci devient très importante avec des ondes de fréquence  $3\omega$ , et empêche le couplage Kerr/DBS. Néanmoins, il a été suggéré<sup>11</sup> que certains termes "holographiques" pouvaient également être responsables d'instabilités Raman, avec un gain très faible.

On trouve neuf termes résonnants à la fréquence  $\omega_p$ , soit :

$$\mathbf{P}_{// \text{Kerr}}^{\text{NL}}(\omega_{p}) = 3 \ \varepsilon_{0} \Big\{ \chi^{(3)}(\omega_{p}, \omega_{p}, -\omega_{p}) \ E_{// p} E_{// p}^{*} E_{// p} E_{// p}^{*} + \chi^{(3)}(\omega_{p}, -\omega_{p}, \omega_{p}) \ E_{// p} E_{// p}^{*} E_{// p} \Big\}$$

$$+ \chi^{(3)}(-\omega_{p}, \omega_{p}, \omega_{p}) \ E_{// p}^{*} E_{// p} E_{// p} + \chi^{(3)}(\omega_{p}, \omega_{B}, -\omega_{B}) \ E_{// p} E_{// B} E_{// B}^{*} \Big\}$$

$$+ \chi^{(3)}(\omega_{p}, -\omega_{B}, \omega_{B}) \ E_{// p} E_{// B}^{*} E_{// B} + \chi^{(3)}(\omega_{B}, -\omega_{B}, \omega_{p}) \ E_{// B} E_{// B}^{*} E_{// p}$$

$$+ \chi^{(3)}(\omega_{B}, \omega_{p}, -\omega_{B}) \ E_{// B} E_{// p} E_{// B}^{*} + \chi^{(3)}(-\omega_{B}, \omega_{B}, \omega_{p}) \ E_{// B}^{*} E_{// p} E_{// p}$$

$$+ \chi^{(3)}(-\omega_{B}, \omega_{p}, \omega_{B}) \ E_{// B}^{*} E_{// p} E_{// B} \Big\}$$

Dans notre expérience, l'élargissement spectral des impulsions est très faible et on peut admettre que l'indice non-linéaire est indépendant de la fréquence.<sup>12</sup> L'amplitude de la composante de la polarisation non linéaire à la fréquence  $\omega_p$  se simplifie donc en :

$$\mathbf{P}_{// \text{ Kerr}} (\omega_{p}) = 9 \ \epsilon_{0} \chi^{(3)} \left[ \left| E_{// p} \right|^{2} + 2 \left| E_{// B} \right|^{2} \right] E_{// p}$$

<sup>10</sup> *ou de mélange à quatre ondes, selon une représentation équivalente du même processus :* "Effects of polarisation on spectral broadening in optical fibers",

J. BOTINEAU and R.H. STOLEN, J. Opt. Soc. Am., 72, 12, p 1592 (1982).

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> "Optical intabilities in a non-linear Kerr medium",

Y.S. SILVERBERG and I. BAR-JOSEPH, J. Opt. Soc. Am. B, 1, 662 (1984).

 <sup>&</sup>quot;Effets polarimétriques en régimes linéaire et non-linéaire dans les fibres optiques biréfringentes",
 L. MACON, Thèse, Nice 1986 ; toutes les expériences relatées dans le mémoire cité ont été réalisées avec la même fibre biréfringente que nous utilisons ici.

et, de même :

$$\mathbf{P}_{\text{Kerr}}^{\text{NL}}(\omega_{\text{B}}) = 9 \ \varepsilon_{0} \chi^{(3)} \left[ 2|\mathbf{E}_{\text{H}p}|^{2} + |\mathbf{E}_{\text{H}B}|^{2} \right] \mathbf{E}_{\text{H}B}$$

## b/ Système couplé DBS /Kerr

Dans l'approximation des enveloppes lentement variables, on obtient donc :

$$\partial_t^2 \mathbf{P}_{Kerr}^{NL}(\omega_p) \approx -9 \omega_p^2 \varepsilon_0 \chi^{(3)} [|E_p|^2 + 2 |E_B|^2] E_p$$

où l'on a repris les conventions habituelles, les  $E_i$  étant les amplitudes complexes des champs électriques prises implicitement dans la direction de polarisation, et de même pour  $P_{NL}$ .

Si l'on réinjecte cette expression dans l'équation d'évolution de la composante à  $\omega_p$  du champ électrique dans la direction de polarisation (*cf* II-4) :

$$-2i \omega_p n^2 \{ \partial_t + c/n \partial_x + \gamma_e \} E_p$$

$$= -\mu_0 \partial_t^2(\mathbf{P}^{\mathrm{NL}}) = -\mu_0 \partial_t^2 \mathbf{P}_{\mathrm{Kerr}}^{\mathrm{NL}} - \mu_0 \partial_t^2 \mathbf{P}_{\mathrm{Brillouin}}^{\mathrm{NL}}$$

il vient :

$$\begin{aligned} -2i \ \omega_p \ n^2 \left\{ \begin{array}{l} \partial_t \ + \ c/n \ \partial_x \ + \ \gamma_e \end{array} \right\} \ E_p \\ &= 9 \ (\omega_p^2/c^2) \ \chi^{(3)} \left\{ |E_p|^2 + 2 \ |E_B|^2 \right\} E_p \ + \ \omega_p^2 \ (\partial \epsilon/\partial \rho)_T \ \rho \ E_B \end{aligned}$$

soit encore :

$$\{ \ \partial_t \ + c/n \ \partial_x \ + \gamma_e \ \} \ E_p \ \approx \ - \ \kappa \ E_a \ E_B \ + \ i \ \kappa' \ \{|E_p|^2 + 2 \ |E_B|^2\} \ E_p$$

avec :

$$\kappa' = (9\omega_p/2n^2c^2) \chi^{(3)}$$

En variables réduites, l'équation devient :

$$\{ \partial_t + \partial_x + \mu_e \} E_p = - E_a E_B + i \kappa_r \{ |E_p|^2 + 2 |E_B|^2 \} E_p$$

où :

$$\mathbf{K}_{r} = \frac{\mathbf{K}' \mathbf{E}_{p^{0}}}{\mathbf{K}} = \frac{9}{p_{12} n^{5}} \sqrt{\frac{2 \rho_{0} c_{s}}{\epsilon_{0} c n}} \chi^{(3)} \mathbf{E}_{p^{0}}$$

Le même traitement pour les composantes résonnantes à la fréquence  $\omega_B$  conduit au système caractéristique cohérent Brillouin /Kerr :

 $(\partial_t + \partial_x + \mu_e) E_p = -E_a E_B + i \kappa_r \{ |E_p|^2 + 2|E_B|^2 \} E_p$   $(\partial_t - \partial_x + \mu_e) E_B = E_a^* E_p + i \kappa_r \{ |E_B|^2 + 2|E_p|^2 \} E_B$  $(\partial_t + \mu_a) E_a = E_B^* E_p$ 

Un nouveau changement de variables, avec renormalisation des champs

 $(u = \kappa_r t/\tau, v = \kappa_r x/\Lambda, G_i = \kappa_r E_i / E_{po}, \mu_e' = \mu_e / \kappa_r)$  permettrait de retrouver une équation canonique, en éliminant  $\kappa_r$ .

#### c/ Indice non linéaire et valeurs numériques

Une approche habituelle de l'effet Kerr consiste à écrire la dépendance de l'indice en fonction du carré du champ :

$$n \approx n_0 + n_2 E^2/2 \qquad n_2 E^2 << n_0$$

Si l'on introduit cette expression dans l'équation d'évolution, dans le modèle d'enveloppes et en ne conservant que les termes résonnants à  $\omega_p$ , il vient :

$$\begin{array}{l} -2i \; \omega_p \; \{n^2 \; \partial_t \; + \; nc \; \partial_X \; + \; n^2 \; \gamma_e\} \; E_p \; \approx \\ &\quad -2i \; \omega_p \; n_0^2 \; \{\partial_t \; + \; c/n_0 \; \partial_X \; + \; \gamma_e\} \; E_p \; - \; 3 \; \omega_p^2 \; n_0 \; n_2 \; \{ \left| \; E_p \right|^2 + \; 2 \; \left| \; E_B \right|^2 \} \; E_p \end{array}$$

et donc :

 $\{\partial_t \ + c/n \ \partial_x \ + \gamma_e\} \ E_p \ \approx$ 

$$\{\partial_t + c/n_0 \ \partial_x + \gamma_e\} \ E_p - i \ \kappa' \ \{ \ | \ E_p | \ ^2 + 2 \ | \ E_B | \ ^2 \} \ E_p$$

où l'on peut identifier :

$$\mathbf{K}' = \frac{3 n_2 \omega_p}{2 n_0}$$
  $n_2 \approx \frac{3 \chi^{(3)}}{n_0 c^2}$ 

Cette formulation comporte néanmoins des risques d'erreur, puisque la définition de  $n_2$  dépend du nombre de composantes du champ électrique, donc du nombre de faisceaux en présence et des directions de polarisation considérées. Ainsi, pour une fibre identique à celle que nous utilisons, on trouve dans le cas de l'automodulation de phase<sup>13</sup>:

$$n_2^{\text{automod.}} = \frac{\chi^{(3)}}{nc^2} \approx 1,27 \ 10^{-22} (V/m)^{-2}$$

On peut indirectement déduire de cette mesure le  $n_2$  que nous avons utilisé (automodulation et modulation de phase croisée à deux ondes) par la relation :

$$n_2^{\text{croisée}} = 3 n_2^{\text{automod.}} \approx 3,81 \ 10^{-22} (V/m)^{-2}$$

La constante de couplage Kerr/Brillouin se calcule donc à partir de l'expression :

$$\mathbf{K}_{r} = \frac{\mathbf{K}' \mathbf{E}_{p^{0}}}{\mathbf{K}} ; \mathbf{K}_{r}^{2} = \frac{18 n_{2}^{2} c c_{s} \rho_{0}}{p_{12}^{2} \varepsilon_{0} n_{0}^{9}} \mathbf{E}_{p^{0}}^{2}$$

La table III-2 précise la valeur de  $K_r$  pour différentes puissances de pompe ; on voit qu'il reste toujours de l'ordre de 10<sup>-2</sup>. Ce résultat justifie *a posteriori* le traitement perturbatif de l'effet Kerr optique, pourvu que  $|E_B|^2 < 10^2$ , ce qui est toujours largement le cas dans nos expériences.

P <sub>L</sub> laser (mW)	25	50	100	500	2000
E <sub>p0</sub> (MV/m)	0,57	0,81	1,15	2,57	5,13
κ <sub>r</sub>	4,0 10-3	5,6 10 <sup>-3</sup>	8,0 10-3	1,8 10-2	3,6 10-2
$\mu_{a}$	12,5	8,88	6,27	2,80	1,42
μ <sub>e</sub>	1,3 10-2	9,5 10 <sup>-3</sup>	6,7 10-3	3,0 10-3	1,5 10-3

 Table III-2 : Constante de couplage Kerr/DBS en fonction de la puissance de pompe

 <sup>&</sup>quot;Self-phase modulation in silica optical fibers", R.H.STOLEN and C. LIN, Phys. Rev. A, 17, 1448 (1978);

## d/ Conséquences du couplage Kerr/DBS

On voit que la coexistence de la DBS et de l'effet Kerr optique couple de façon non triviale les parties réelles et imaginaires des amplitudes complexes, c'est-à-dire ici l'évolution des phases et des amplitudes des trois ondes.

La comparaison de deux simulations numériques, effectuées pour les mêmes paramètres physiques (L/ $\Lambda = 40$ ;  $\mu_a = 5$ ;  $\mu_e = 5 \ 10^{-3}$ ), en présence d'effet Kerr (à droite,  $\kappa_r = 5 \ 10^{-3}$ ) et pour la DBS seule (à gauche,  $\kappa_r = 0$ ) montre une saturation de l'amplification et de la compression Brillouin dans le cas DBS-Kerr, ainsi qu'une déformation des impulsions :



*Figure III-2 : Comparaison de la forme de l'impulsion Brillouin avec et sans Kerr* (*Numérique*)

La limitation de la compression des impulsions Brillouin par l'effet Kerr sera discutée plus en détail en VII-2.

# CHAPITRE IV

# **DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

La richesse de la dynamique des effets non linéaires, même bien identifiés et pris isolément, est souvent à la mesure de leur violence ; la complexité en devient parfois inextricable lorsque plusieurs effets sont couplés, ce qui est le lot commun des expériences en physique non linéaire.

L'étude de la diffusion Brillouin stimulée à faible énergie dans des fibres optiques unimodales, c'està-dire en première approximation dans un milieu unidimensionnel, épure déjà considérablement ce problème. Néanmoins, la dynamique à une seule dimension de la DBS demeure trop compliquée dans le cas général pour permettre la discussion de la validité des modèles théoriques en présence. Nous devrons encore aménager l'expérience et prendre un grand nombre de précautions pour en simplifier au maximum la modélisation.

Dans ce chapitre, nous justifierons le choix expérimental d'une structure en anneau, et déduirons de l'étude d'un oscillateur "de base" (IV-1 b/) les modifications à lui apporter pour permettre l'observation dans une configuration définitive (IV-2 a/) des différents régimes dynamiques de la DBS, en limitant dans toute la mesure du possible l'interférence d'effets parasites.

## <u>Plan du chapitre</u> IV :

IV-1 : Précautions et ordres de grandeur

a/ Définition de l'expérience :

- couplage entre les modes de polarisation
- choix d'une pompe continue et monochromatique
- choix de la géométrie de l'oscillateur
- chaîne de détection rapide

b/ Oscillateur en anneau de base

c/ Fonctionnement de l'oscillateur de base

- régime de miroir
- régime impulsionnel
- étude du spectre des ondes pompe et Brillouin

#### IV-2 : Dispositif expérimental et comportement de l'anneau

a/ Oscillateur en anneau définitif

b/ Panorama des résultats expérimentaux :

- montage de pompe continue
- montage de pompe modulée

## IV-1 Précautions et ordres de grandeur

## a/ Définition de l'expérience

## Couplage entre les modes de polarisation

Les fibres qu'il est d'usage d'appeler "unimodales" présentent en fait deux modes de propagation selon la direction de polarisation de l'onde guidée. Dans une fibre cylindrique idéale, ces modes sont dégénérés. Le choix de techniques de fabrication particulières lève cette dégénérescence,<sup>1</sup> et on peut distinguer ces deux modes, qui présentent alors des vitesses de phase différentes pour une onde de fréquence donnée.



Figure IV-1 : Modes de polarisation dégénérés d'une fibre "unimodale" classique

En pratique, la DBS ne peut avoir lieu qu'entre une onde de pompe et une onde Stokes de même polarisation. L'efficacité de la DBS est donc considérablement réduite<sup>2</sup> (d'un facteur 2 sur le gain Stokes en régime paramétrique) si la puissance de pompe se répartit également entre les deux modes de polarisation, ce qui est rapidement le cas si les deux modes sont fortement couplés (par exemple par des accidents de propagation, micro-courbures, variations de température, etc), d'autant plus que la fibre est plus longue.

Nous avons donc choisi de travailler avec une fibre unimodale à **maintien de polarisation rectiligne**, adaptée au visible (cf Annexe I-a). La quasi-totalité de la puissance est couplée sur l'axe rapide de cette fibre biréfringente, qui est aligné sur la direction de polarisation du laser de pompe. Par facilité, nous désignerons désormais cette direction de polarisation comme "verticale".

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> "High-birefringence optical fibers by preform deformation", R.H. STOLEN, W. PMEIBEL et J.R. SIMPSON, J. Lightwave Tech., LT-2 5, p. 639 (1984);

 <sup>&</sup>lt;sup>2</sup> "Diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique biréfringente multimode",
 A. SAISSY, J. BOTINEAU et D.B. OSTROWSKY, Rev. Phys. Appl. (France), 19, p 33 (1984);

## Choix d'une pompe continue et monochromatique dans le visible

La DBS étant un effet à bande relativement étroite (dans le visible, DnB  $\approx$  150 MHz), il est indispensable de travailler avec un laser de pompe monomode transverse et longitudinal. L'emploi d'un laser à argon ionisé, muni d'un étalon solide intracavité (cf Annexe I-b), nous garantit ce fonctionnement monomode. Le laser Ar+ présente un grand nombre de raies visibles, ultraviolettes et infrarouge ; toutefois, l'atténuation de la fibre augmentant très rapidement avec la fréquence, nous n'utiliserons sauf précision contraire que la raie visible de plus grande longueur d'onde ( $\lambda p = 514,5$  nm), dans le vert, qui délivre une puissance monomode comprise entre 0 et 2,5 W. Nous disposons également d'une raie de l'argon ionisé dans le proche infrarouge ( $\lambda$ 'p = 1090 nm), moins puissante (200 mW).

La DBS étant aux puissances considérées un effet à gain relativement faible, la mise en évidence de sa dynamique nécessite des temps d'interaction longs entre la pompe et l'onde rétrodiffusée, ce qui implique l'usage d'une pompe continue ou quasi-continue (c'est-à-dire lentement modulée).

### Choix de la géométrie de l'oscillateur

Le même argument d'interactions longues impose d'étudier le comportement de la DBS dans un oscillateur (le temps de transit dans une fibre en silice de 83 m de longueur est de l'ordre de 400 ns). La même onde Stokes peut alors interagir avec la pompe pendant un grand nombre d'oscillations, si toutefois le gain de l'oscillateur est supérieur aux pertes de recouplage. Deux types de configurations sont alors possibles : cavité linéaire ou en anneau.

\* la cavité linéaire, explorée en particulier par l'équipe israélienne de Bar-Joseph<sup>3</sup>, présente l'inconvénient majeur d'autoriser dans les deux sens de propagation l'interaction d'ondes optiques contra-propagatives, et donc la création des deux ondes acoustiques de sens opposés. Ceci rend inévitable l'apparition de diffusion Stokes d'ordre supérieur (rétrodiffusion de l'onde Stokes vers un second Stokes, et apparition de mélange à quatre ondes) qui complique singulièrement le problème<sup>4</sup> (cf supra, II-1-f/). En outre, la réflectivité des faces de la fibre (typiquement 4% en intensité) introduit une seconde cavité parasite.

 $<sup>^3</sup>$  "Steady and relaxation oscillations of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers",

I. BAR-JOSEPH, A.A. FRIESEM, E. LICHTMAN and R.G. WAARTS, J. Opt. Soc. A. B, 2, 1606 (1985);

 <sup>&</sup>lt;sup>4</sup> "Evidence of chaotic stimulated Brillouin scattering in optical fibers",
 R.G. HARRISON, J.S. UPPAL, A. JOHNSTONE and J.V. MOLONEY, Phys. Rev. Lett., 65, 2 (1990);



Figure IV-2 : Schéma de fonctionnement d'un oscillateur linéaire

\* la configuration en anneau, initialement proposée par l'équipe canadienne de Kawasaki & Hill,<sup>5</sup> permet de s'affranchir du premier de ces inconvénients : les ondes optiques tournent en sens contraire dans l'anneau, mais dans un seul sens chacune. La cavité parasite reste présente mais son importance est considérablement réduite : les 4% de l'onde Stokes réfléchis sur la face d'entrée de la fibre doivent parcourir la totalité de la fibre dans le "mauvais" sens, c'est-à-dire dans le même sens que la pompe, avec laquelle elle ne peut alors pas interagir ; outre son atténuation lors de cette propagation, elle doit être à nouveau réfléchie (à 4%) sur la face de sortie de la fibre, pour se retrouver dans le "bon" sens et pouvoir perturber le fonctionnement de l'anneau. Ce qui est alors réinjecté est de l'ordre du millième de la puissance de l'onde Stokes normale, et on peut le négliger si la puissance de pompe n'est pas trop élevée : les réflexions parasites ne suffisentt pas à amorcer des diffusions Stokes d'ordre supérieur.

En revanche, le spectre de la première raie Stokes fait en général paraître une série de pics correspondant aux modes de l'anneau (cf V-2 b/) ; il est possible d'obtenir un fonctionnement monofréquence en modulant temporellement la longueur de la cavité.<sup>6</sup>

Sauf précision contraire, tous les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire ont été obtenus dans une configuration en anneau multimode, de type Kawasaki & Hill.

## Chaîne de détection rapide

L'expérience accumulée par ces différents auteurs nous permet d'estimer que nous n'aurons pas affaire à des structures temporelles beaucoup plus courtes que la nanoseconde : l'effet Kerr optique, qui lisse et élargit les impulsions, rend de telles compressions très improbables (cf infra, III-5 & VI-2).

 <sup>&</sup>lt;sup>5</sup> "Brillouin optical-fiber ring oscillator design",
 D.C. JOHNSON, K.O. HILL, and B.S. KAWASAKI, Radio Science, 12, 519 (1977);

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> "Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser", D.R. PONIKVAR and S. EZEKIEL, Opt. Lett., 6, 8 (1981) ;

Nous pourrons donc nous contenter pour l'observation des faisceaux pompe et Brillouin de photodétecteurs dont les temps de montée, assez habituels, sont de l'ordre de 500 ps. En revanche, notre objet étant l'étude de la dynamique de la DBS, c'est-à-dire l'évolution au fil du temps de telles structures, nous ne pouvons moyenner cette information, même pour l'observation de régimes presque périodiques. L'acquisition du signal issu du photodétecteur sera donc assurée par un oscilloscope rapide capable de caractériser en un seul balayage une oscillation sur une bande de 500 MHz, ce qui correspond à des temps de réponse de l'ordre de 300 ps : c'est donc en pratique les performances de la cellule qui limitent celles de la chaîne, qui est assez homogène. Le signal est ensuite numérisé, puis stocké sur micro-ordinateur. Cette chaîne de détection est décrite dans l'annexe I-1.

## b/ Oscillateur en anneau de base

Le choix d'une cavité en anneau ne suffit pas à garantir une évolution "pure" de la diffusion Brillouin dans la cavité. Nous avons donc réalisé un premier oscillateur, proche de celui de Kawasaki & Hill, afin d'analyser son comportement et de définir les améliorations nécessaires. Par construction, cet oscillateur sera toujours pompé en continu. On dira que l'onde qui se propage dans le même sens que le faisceau issu du laser de pompe est "directe" et "vers l'avant", et que l'onde contrapropagative est "rétrodiffusée", "inverse", ou "vers l'arrière".

Dans cet oscillateur, le milieu actif est constitué par la fibre optique unimodale à maintien de polarisation de 83 m décrite en annexe I-1 a/. L'atténuation linéaire de cette fibre est d'environ 27 dB/km, soit 33 % en intensité sur 80 m. Le temps de vol linéaire d'une impulsion peu intense le long de la fibre est d'environ 404 ns.

La cavité est refermée sur elle-même à l'aide de deux miroirs. L'un des miroirs est une lame séparatrice semi-réfléchissante dont une face est traitée antireflets, et l'autre face réfléchissante à 50 %; l'autre miroir est réfléchissant à 100 %. Le temps de vol dans le bras aérien de l'anneau (d'une face de la fibre à l'autre) est de 11 ns ; le temps de vol total dans la cavité est donc de 415 ns.

Le faisceau de pompe, issu d'un laser  $Ar^+$  continu monomode à 514,5 nm, est introduit dans l'anneau par l'une des voies de la séparatrice, et couplé ensuite dans la fibre par l'intermédiaire d'un objectif de microscope x18, d'ouverture numérique 0,35; nous appellerons désormais l'extrémité de la fibre qui fait face à la séparatrice "face d'entrée". La "face de sortie" de la fibre est munie d'un objectif de microscope identique au précédent. Les faisceaux contrapropagatifs pompe et Brillouin sont extraits de la cavité grâce à une lame fine en verre (lamelle de microscope, réfléchissante à  $\approx 4$  % par face en intensité).



Figure IV-3 : Schéma de principe de l'oscillateur de base

On peut estimer l'efficacité du couplage de la pompe à l'entrée à 60% en intensité : les objectifs ne permettent pas le recouvrement exact de l'image du faisceau gaussien du laser et du mode de la fibre, et une part de l'énergie est perdue à cause de l'atténuation des optiques et des modes à fuites de la fibre. La transmission par les objectifs d'une onde émergente de la fibre est estimée à 90 %, et l'efficacité du recouplage de cette onde à l'autre extrémité de la fibre est estimée à 80 %, l'intégrale de recouvrement avec le mode de la fibre étant plus favorables pour un faisceau déja issu de la fibre que pour le faisceau laser direct.

Au total, pour 100 mW issus du laser, 30 mW (P x 50 % x 60 %) sont utilement couplés dans la fibre, et pour 100 mW émergeant de la fibre, environ 35 mW (P' x 90% x 50% x 96% x 80%) sont recouplés à l'autre extrémité en régime linéaire ( $r2 \approx 0.35$ ;  $r \approx 0.58$ ).

On notera également que, le laser de pompe n'étant pas isolé de la cavité, son miroir de sortie extrêmement réfléchissant vient former une cavité parasite.

L'emploi d'un coupleur directionnel intégré pour refermer l'anneau supprimerait les sources d'instabilités mécaniques liées aux miroirs et au trajet aérien des faisceaux, tout en abaissant fortement le seuil d'apparition de la DBS.<sup>7</sup> Toutefois un tel dispositif perd considérablement en souplesse d'utilisation, et une configuration aérienne reste préférable en laboratoire.

 <sup>&</sup>lt;sup>7</sup> "All-fiber stimulated Brillouin ring laser with submilliwatt pump threshold", L.F. STOKES, M. CHODOROW and H.J. SHAW, Opt. Lett., 7, 10 (1982);

## c/ Fonctionnement de l'oscillateur de base

Cette configuration se révèle en fait extrêmement instable. On peut néanmoins distinguer trois familles de comportement bien distinctes, selon la puissance PL à la sortie du laser de pompe (dont on déduit la puissance P0 réellement injectée dans la fibre) :

\* aux très faibles puissances (PL < 50 mW; P0 < 9 mW), la DBS ne s'amorce pas. On retrouve donc le faisceau de pompe à la sortie de l'oscillateur, seulement atténué par le milieu;

\* au dessus de ce seuil, à puissance moyenne (50 mW <P <2 W ; 9 mW <P0 <360 mW), on est en présence d'un régime impulsionnel sauvage ;

\* à forte puissance de pompe, au-delà de 2 W (PO > 360 mW), on obtient un régime mal maîtrisé combinant impulsions et oscillations de relaxation autour d'un fond continu qui constitue un "miroir" Brillouin.

#### Régime de miroir

L'existence de ce régime n'est pas une surprise, le "miroir" stationnaire étant le régime de diffusion Brillouin le plus connu et le plus étudié (cf infra, ch IV-1) ; en revanche nous avons été surpris qu'il n'intervienne qu'à aussi haute puissance (dans un premier temps, travaillant avec un laser délivrant une Pmax de 600 mW, le régime de miroir n'était jamais atteint).

Ce régime est assez instable, deux types de régimes impulsionnels venant irrégulièrement se surajouter à la composante Brillouin continue :



Figure IV-4 : Instabilités du régime miroir dans l'anneau de base

\* des oscillations de relaxation, que l'on retrouve également en sortie de fibre, superposées à la pompe transmise. On peut interpréter ces oscillations comme la réaction du laser de pompe à l'injection d'une impulsion Brillouin dans sa zone active, via son miroir de sortie. Cet inconvénient peut être résolu par la simple isolation du laser de pompe.

\* des trains de quelques dizaines, voire quelques centaines d'impulsions Brillouin, oscillant autour du miroir stationnaire : ces impulsions sont les mêmes que celles qu'on observe à intensité moyenne, leur fréquence de répétition correspondant à un multiple de la fréquence de vol dans la cavité; ces instabilités sont inhérentes à la définition de l'anneau de base et seront discutées au chapitre IV.

### **Régime impulsionnel**

À faible intensité, peu au dessus du seuil, on voit apparaître irrégulièrement des trains d'impulsions Brillouin d'amplitude et de durée très variables et séparées par des périodes de repos.

À plus haute intensité s'établit un régime impulsionnel permanent mais extrêmement instable ; la forme et l'amplitude des impulsions varie gravement d'une impulsion à la suivante, et la seule mesure possible est celle de la "période" de ces trains d'impulsions. Dans le cas le plus simple, cette période correspond, à la précision de la mesure près ( $\approx$  10 ns, compte tenu de la violence des évolutions), au temps de vol dans la cavité (415 ns). De tels trains d'impulsions correspondent en fait à la propagation d'une seule impulsion dans la cavité, sans cesse réinjectée et qu'on intercepte à chacun de ses passages sur la séparatrice d'observation. On observe aussi des régimes plus complexes, correspondant à la présence simultanée de deux ou plusieurs impulsions dans la cavité, la période de répétition étant alors un sous-multiple du temps de vol.



Figure IV-5 : Impulsions typiques observées dans l'anneau de base

La largeur de ces impulsions est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, avec parfois des structures plus étroites de l'ordre de la nanoseconde ; leur amplitude, très variable, atteint plusieurs fois celle de la pompe.

## Étude du spectre des ondes pompe et Brillouin

Il est également intéressant d'observer le spectre des ondes "pompe" et "Brillouin" dans la cavité. En effet, le miroir de sortie du laser de pompe, sur lequel arrivent les ondes Brillouin, les renvoie directement vers l'anneau, avec le même sens de propagation que la pompe : on risque ainsi de perdre l'avantage de la configuration en anneau, avec des ondes de toutes natures se propageant dans les deux sens.

Pour cette mesure, nous avons réalisé le montage suivant (la géométrie du dispositif variant selon le sens de propagation de l'onde analysée).



Fig. IV-6 : Montage spectroscopique pour l'observation du spectre rétrodiffusé

Le réseau utilisé est un réseau holographique Jobin & Yvon de 1872 traits par mm, éclairé en incidence rasante sur 16,5 cm (soit sur 300 000 traits) ; L3 est un objectif de Clairaut de grande qualité, d'ouverture f/9 et de 50 cm de focale. L4 est un objectif de microscope x18.

Un tel dispositif garantit une résolution spectrale théorique de 2 GHz, ce qui permet une bonne séparation des différentes composantes Stokes et antiStokes (espacées de 34 GHz), mais ne fournit pas d'information sur la structure individuelle des raies (la largeur du gain Brillouin est de 150 MHz, et la largeur de Fourier minimale d'une impulsion de 10 ns est aussi de l'ordre de 100 MHz).
Cette expérience donne le spectre de l'onde rétrodiffusée ; observées sur un écran, toutes les raies sont de fréquence inférieure à celle de la pompe (raies Stokes), et équidistantes. Sur les figure IV-7 et IV-8, la hauteur de chaque composante correspond à son intensité estimée visuellement sur l'écran d'observation.



Figure IV-7 : Schéma du spectre Brillouin rétrodiffusé dans l'anneau de base

et celui de l'onde directe :



Figure IV-8 : Spectre direct, "vers l'avant" dans l'anneau de base

Ces spectres ont été réalisés pour PL  $\approx 600$  mW, le nombre de raies présentes augmentant avec la puissance de pompe.

Cette structure spectrale explique à elle seule la complexité du comportement de l'anneau de base : pas moins de seize ondes optiques sont en effet en présence, couplées par des mécanismes d'interaction non-linéaire à quatre ondes.

On peut toutefois avancer une interprétation de ces spectres, basée sur le fait que le **miroir** de sortie du laser de pompe renvoie vers la cavité, dans le sens direct, une part non négligeable des ondes rétrodiffusées qui lui parviennent. En particulier, lorsque la DBS s'amorce, une onde acoustique directe est amplifiée en même temps qu'une onde Stokes rétrodiffusée, qui est réinjectée, toujours vers l'arrière, du côté de la face de sortie de la fibre, mais qui est également réinjectée à l'entrée de la fibre, dans le sens direct après réflexion sur le miroir du laser. Cette nouvelle onde rencontre à nouveau l'onde acoustique directe, dans des conditions d'accord de phase favorables à sa re-rétrodiffusion vers l'arrière, vers un second Stokes, qui sera lui aussi réfléchi par le miroir du laser, et ainsi de suite. On a ainsi au moins trois ondes copropagatives, pompe, Stokes, et antiStokes, interagissant tout au long de leur propagation dans une fibre assez longue : les conditions sont alors favorables à l'apparition de <u>mélange à quatre ondes</u> entre ces faisceaux ( $P^+ + S_1^+ \rightarrow S_2^+ + A_1^+$ , etc, le + caractérisant des ondes directes). Les nouvelles composantes ainsi créées sont observées en sortie de fibre, mais les pertes au recouplage les empêchent d'intervenir efficacement dans l'interaction DBS à l'entrée. Une interprétation similaire a déjà été proposée par d'autres auteurs.8,9

Cette intervention du mélange à quatre ondes permet d'expliquer la grande richesse du spectre direct, par comparaison avec le spectre rétrodiffusé : si la première composante antiStokes était créée par DBS, le mécanisme le plus probable serait l'annihilation d'un photon pompe et d'un phonon tous deux directs (ces deux populations étant plus intenses que les populations similaires vers l'arrière), avec création d'un photon antiStokes rétrodiffusé, que l'on n'observe pas. On peut également remarquer que la seconde composante Stokes (S<sub>2</sub>) n'est pas beaucoup plus intense vers l'avant que vers l'arrière ; or, si l'on fait abstraction des réflexions sur le miroir du laser, le mécanisme "normal" de génération de S<sub>2</sub><sup>+</sup> est la rerétrodiffusion de S<sub>1</sub><sup>-</sup> (la composante Brillouin habituelle) par une onde acoustique inverse ; ce mécanisme, en dépit de la confusion très favorable dans les fréquences et les directions de propagation, est donc peu efficace.

 <sup>&</sup>lt;sup>8</sup> "CW-generation of multiple Stokes and antiStokes Brillouin shifted frequencies",
 K.O. HILL, D.C. JOHNSON, and B.S. KAWASAKI, Appl. Phys Lett. 29, 185 (1976);

 <sup>&</sup>lt;sup>9</sup> "Transmission of narrow band high power laser radiation through optical fibers",
 P. LABUDDE, P. ANLIKER, and H.P. WEBER, Opt. Comm., 32, 385 (1980);

#### a/ Oscillateur en anneau définitif

L'étude préliminaire de l'anneau de base nous a permis de mettre au point une procédure de réglage permettant de recoupler un faisceau issu du cœur de  $3 \mu m$  de diamètre d'une fibre optique, à l'autre extrémité de la même fibre, distante d'un mètre environ. Cette procédure est décrite dans l'annexe II.

Elle a également mis en évidence la complexité du fonctionnement de la configuration en anneau de base, qui l'aurait rendue pratiquement impossible à modéliser. En particulier, il est apparu que la principale source d'instabilités dans une telle configuration en anneau est le miroir de sortie du laser de pompe. Celui-ci doit donc impérativement être découplé de la cavité en anneau.

Nous avons dans un premier temps réalisé cette isolation en couplant le laser de pompe, non plus par l'intermédiaire d'une lame semi-réfléchissante, mais par l'intermédiaire d'un modulateur acousto-optique intra-cavité autorisant alternativement le passage de la pompe et de l'onde rétrodiffusée. Cette configuration, qui sera discutée plus avant en VII-7, stabilise parfaitement l'oscillateur, mais au prix pour l'onde Stokes de l'impossibilité de s'étendre tout au long de la cavité, ce qui ampute gravement la richesse de la dynamique de la DBS.

Nous lui préférerons donc un **isolateur de Faraday** (*cf* annexe I), qui laisse passer environ 95 % de la puissance de pompe dans le sens direct mais éteint plus de 98 % de toute onde se propageant en sens inverse. Ce dispositif sera précédé d'une lame demi-onde orientable, dont l'objet est d'orienter convenablement la polarisation du laser par rapport aux polariseurs de l'isolateur, et qui constitue également un moyen commode de régler la puissance de pompe.

L'isolateur sera suivi d'un **déflecteur acousto-optique** (AO) <u>extra-cavité</u>, qui offre la possibilité de moduler ou d'interrompre périodiquement la puissance de pompe sans perturber la propagation des ondes présentes à l'intérieur de l'anneau. La rapidité d'une telle modulation étant d'autant plus grande que la zone d'interaction entre l'onde ultrasonore de modulation et l'onde optique est plus étroite, ce déflecteur sera placé au foyer d'une lentille convergente de grande focale ( $\approx$  50 cm).

Le reste de la configuration - c'est-à-dire l'anneau proprement dit - est identique à la configuration de base.

Dans cette nouvelle configuration, trois ondes seulement se propagent dans l'anneau : la pompe, éventuellement modulée, l'onde Brillouin ("S1-" selon les conventions du IV-1), et

une onde acoustique directe. Toutes les autres composantes sont négligeables, ce qui permet sa description par un **modèle à trois ondes**, correspondant à la plus simple modélisation possible de la DBS. Le taux de recouplage vaut  $\rho \approx 0,34$  en intensité ; la proportion de la puissance de pompe effectivement couplée est maintenant d'environ 18 % :



Figure IV-9 : Schéma de principe de l'oscillateur définitif

#### b/ Panorama des résultats expérimentaux

Le fonctionnement de l'oscillateur en anneau fait apparaître deux régimes stables identifiables qui seront étudiés en détail par la suite : un régime de rétrodiffusion continue (ch. V : miroir Brillouin), et un régime d'impulsions Stokes supraluminiques (ch. VI : soliton Brillouin) ; il présente en outre une grande variété de régimes instables ou évolutifs, gouvernés par des mécanismes que nous tenterons d'analyser par la suite (ch. VII : transitoires pulsés en régime cohérent).

Nous allons, ici, passer en revue ces différents comportements en fonction de la puissance du laser de pompe.

## Montage de pompe continue

Le modulateur acousto-optique qu'on a placé sur le trajet de la pompe pour en permettre la modulation éventuelle est ici hors service, c'est-à-dire ôté du circuit ou excité en permanence.

En augmentant la puissance de pompe à partir du seuil d'apparition de la DBS, on obtient successivement les régimes suivants :

i/ A faible intensité ( $P_L < 600 \text{ mW}$ ,  $P_0 < 100 \text{ mW}$  environ), on observe un régime Stokes impulsionnel dépendant du temps, formé d'impulsions d'une durée d'une vingtaine de nanosecondes, leur taux de récurrence, variable (*cf* VI-6), étant comparable au temps de vol dans la cavité (415 ns). On peut donc considérer qu'**une seule impulsion à la fois** est présente dans la cavité (Figure IV-10). Ce régime est assez **peu stable**, l'amplitude et la forme des impulsions étant légèrement modifiées d'un passage à l'autre (*cf* VII-2 à 6), mais peut cependant durer plusieurs millisecondes, soit plusieurs milliers de tours dans l'anneau.

[Bon accord avec les simulations numériques de transitoires longs, avec comme condition initiale une perturbation sonore localisée]



*Figure IV-10 :* <u>Exemple de fragment de train d'impulsions</u> (expérimental ; pompe continue et peu intense  $P_L \approx 400 \text{ mW}$  : une seule impulsion dans la cavité )

ii/ Pour des puissances de pompe moyennes (600 mW <  $P_L$  < 1,4 W, 100 mW < $P_0$  < 250 mW ), on conserve un régime impulsionnel, mais celui-ci devient très instable, et le taux de répétition des impulsions, irrégulier, devient plus important.<sup>10,11</sup> Deux impulsions

<sup>11</sup> R.H. STOLEN, comm. privée (1989);

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> "CW-generation of multiple Stokes and antiStokes Brillouin shifted frequencies"

K.O. HILL, D.C. JOHNSON, and B.S. KAWASAKI, Appl. Phys Lett. 29, 185 (1976);

**ou plus** peuvent alors être présentes simultanément dans la cavité, leur amplitude relative pouvant changer brutalement d'un tour à l'autre (*cf* VII-6) ; lorsque ces amplitudes sont relativement stables sur quelques tours, on constate en général que ces impulsions sont équidistantes (Figure IV-11). [*Très bon accord avec les simulations numériques*]



Figure IV-11 : <u>Exemple de fragment de train d'impulsions</u> (expérimental ; pompe continue  $P_L \approx 800 \text{ mW}$  : deux impulsions dans la cavité )

iii/ A plus forte intensité de pompe ( $P_L > 1,4 W, P_0 > 250 mW$ ), on observe un brusque passage vers un régime de rétrodiffusion continue, observable en hachant le faisceau Brillouin devant la cellule de détection. Des oscillations d'amplitude variable (avec parfois des *minima* proches de zéro et des maxima beaucoup plus importants que le niveau continu) viennent éventuellement se **superposer à ce fond continu**, avec d'autant plus de violence que la puissance de pompe est plus élevée. [*Bon accord avec les simulations numériques si l'on tient compte de la largeur spectrale finie de la pompe*]

iv/ Les deux régimes précédents cessent dès que l'oscillateur est mis hors service (bras aérien coupé). Pour des intensités pompes encore plus fortes ( $P_L \approx 2 \text{ W}$ ,  $P_0 \approx 360 \text{ mW}$ ), des impulsions instables, avec un taux de répétition de l'ordre de 800 ns (soit un aller retour dans la fibre), se manifestent même dans ce cas : l'oscillateur linéaire constitué par les faces de la fibre devient alors suffisant pour amorcer la DBS. Lorsque l'oscillateur est remis en service, on trouve un régime identique au cas iii/, mais encore plus instable.

dans la fibre), se manifestent même dans ce cas : l'oscillateur linéaire constitué par les faces de la fibre devient alors suffisant pour amorcer la DBS. Lorsque l'oscillateur est remis en service, on trouve un régime identique au cas iii/, mais encore plus instable.

#### Montage de pompe modulée

La modulation de la pompe à une période correspondant grossièrement au temps de vol dans l'anneau en **stabilise efficacement le fonctionnement** (*cf* VII-8). Son effet le plus important est la **disparition totale du régime de miroir continu**, y compris à très forte intensité de pompe ( $P_L \approx 3 \text{ W}, P_0 \approx 540 \text{ mW}$ ).

On retrouve alors les cas i/ et ii/ du régime de pompe constante (une ou plusieurs impulsions). Toutefois, l'apparition d'une seconde impulsion dans la cavité ne se produit alors que pour des puissances de pompe de l'ordre du Watt ou supérieures. D'autre part, à puissance de pompe égale, l'efficacité de la DBS est également très accrue. Pour des intensités de quelques centaines de milliWatts, la stabilité des impulsions d'un tour sur l'autre dépend de la qualité du réglage de l'anneau. Leur forme peut être lentement évolutive, ou d'une **stabilité presque parfaite** (*cf* VI-5, solitons expérimentaux).

## CHAPITRE V

## MIROIR BRILLOUIN ASYMPTOTIQUE ET FLUCTUATIONS SUR LE CONTINU

On a vu au III-3 que, si l'on suppose le milieu sans amortissement acoustique, la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique conduit à une accumulation d'énergie acoustique à l'entrée de la fibre, dans une onde de pression dont l'intensité augmente sinon indéfiniment, du moins jusqu'à rupture de la fibre.

Aux niveaux d'intensité qui nous intéressent ici, une telle limite n'est heureusement jamais atteinte, et la durée de vie des phonons acoustiques ( $\approx 7$  ns) est très inférieure au temps d'établissement d'un miroir efficace. Si l'on tient compte de cet amortissement, en revanche, on peut aboutir à une situation où le taux de création de phonons compense à chaque instant leur amortissement, ce qui conduit à l'image courante d'un "**miroir**" **Brillouin stationnaire**, avec des taux de réflexion et de perte à la transmission dans les applications "télécom" déterminés par les caractéristiques de la fibre et du signal injecté.

Un tel "miroir" est la seule solution indépendante du temps du système d'équations Brillouin. Les modèles cohérent et d'intensités se confondant en régime indépendant du temps, le miroir Brillouin asymptotique a fait l'objet d'un grand nombre d'études théoriques et expérimentales très détaillées<sup>1</sup>; nous rappelerons sommairement ces résultats en V-1.

Le modèle cohérent est néanmoins plus riche que le modèle d'intensités, et admet des solutions "miroir" hors accord de phase, où les amplitudes des trois ondes sont stationnaires, mais la dynamique de leurs phases non triviale. Nous présenterons en V-2 une nouvelle solution, caractéristique du modèle cohérent : le miroir Brillouin hors accord de phase.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Voir par exemple : Polina L. BAYVEL "investigation of stimulated Brillouin Scattering in single mode optical fibres and fibre ring resonators", Ph. D Thesis, Londres, oct. 1989. Ce travail traite de façon très complète et documentée le problème de la DBS dans le modèle d'intensités, et en particulier le cas du miroir Brillouin stationnaire ;

Le paragraphe V-3 décrit un scénario numérique typique d'évolution vers le miroir en régime cohérent, et l'influence des différents mécanismes (accumulation de phonons, effet Kerr optique) susceptibles d'intervenir dans cette évolution.

Ces résultats théoriques et numériques sont comparés à l'expérience en V-4, et le paragraphe V-5 traite de la sensibilité du miroir Brillouin aux conditions initiales.

## <u>Plan du chapitre V</u> :

V-1 <u>Miroir Brillouin stationnaire</u> a/ Cas sans amortissement optique : b/ Cas général c/ Réflectivité du miroir Brillouin

V-2 <u>Miroir Brillouin hors accord de phase</u> a/ Solution analytique particulière b/ "Modes" d'un oscillateur Brillouin en anneau

V-3 <u>Routes vers le miroir en régime cohérent</u> a/ Scénario d'évolution b/ Rôle de l'onde acoustique à l'entrée de la fibre c Influence de l'effet Kerr d/ DBS d'ordre supérieur

V-4 Observation expérimentale du régime miroir

V-5 Sensibilité aux conditions initiales

- a/ Simulations numériques
- b/ Sensibilité expérimentale
- c/ Mémoire de la phase acoustique initiale

#### V-1 : Miroir Brillouin stationnaire

Nous supposerons ici le laser de pompe parfaitement monochromatique.

Lorsqu'un régime stationnaire est atteint, la répartition des champs dans la fibre devient indépendante du temps ( $\partial_t E_p = \partial_t E_B = \partial_t E_a = 0$ ), et le système d'équations Brillouin s'écrit :

$(\partial_{\mathbf{X}} + \mu_{\mathbf{e}})$	$E_p \equiv$	-	$E_BE_a$
$(-\partial_x + \mu_e)$	$E_B =$		$E_p E_a^*$
$\mu_{a}$	Ea =		$E_p E_B^*$

On peut alors, comme en II-4, réinjecter  $E_a$  dans les deux premières équations sous la forme  $E_a = E_p E_B^* / \mu_a$ , pour obtenir le système en intensités :

Asymptotiquement, en régime indépendant du temps, le modèle cohérent se confond donc avec le modèle d'intensités. On notera que dans tous les cas,  $\partial_x I_i < 0$ : les intensités pompe et Stokes sont des fonctions décroissantes de x. L'onde de pompe est donc atténuée, ce qui correspond à une atténuation de la pompe, mais à une amplification de l'onde Stokes contrapropagative.

## a/ Cas sans amortissement optique ( $\mu_e = 0$ )

Le système admet une solution analytique simple ; en effet, on peut alors écrire :

$$\partial_{\mathbf{X}} (\mathbf{I}_{\mathbf{p}} - \mathbf{I}_{\mathbf{B}}) = 0, \quad \text{et donc} : \mathbf{I}_{\mathbf{B}} = \mathbf{I}_{\mathbf{p}} + \Delta_0,$$

où  $\Delta_0$  est une constante réelle.

et par ailleurs, en réinjectant :

$$\partial_{\mathrm{X}} \mathrm{I}_{\mathrm{p}} = -2 \mathrm{I}_{\mathrm{p}} (\mathrm{I}_{\mathrm{p}} + \Delta_{\mathrm{0}}) / \mu_{\mathrm{a}}$$

qui admet pour solution<sup>2</sup> :

2

$$I_{p}(x) = \frac{I_{p0}}{\left(1 + \frac{I_{p0}}{\Delta_{0}}\right) \exp\left(\frac{2\Delta_{0}}{\mu_{a}}x\right) - \frac{I_{p0}}{\Delta_{0}}}, \quad I_{B}(x) = I_{p}(x) + \Delta_{0}$$

les conditions aux limites imposent  $I_{p0}$  et  $\Delta_0$ : en particulier, dans le cas d'une configuration en anneau,  $I_{p0} = I_p$  (x = 0) est l'intensité couplée, liée (selon la phase de réinjection) à la somme de l'intensité laser et de l'intensité recouplée  $\rho$   $I_p$  (L).

On peut remarquer que, dans le cas sans amortissement, il existe toujours une solution en miroir, quelle que soit la puissance de pompe : la DBS n'est pas intrinsèquement un effet à seuil.

La figure V-1 montre pour cette solution analytique la répartition des intensités pompe, Stokes et acoustique à l'intérieur de la fibre ; pour des raisons de temps de convergence numérique, les paramètres choisis correspondent à de très faibles puissances injectées dans notre anneau ( $P_L = 30 \text{ mW}$ ;  $P_0 \approx 6 \text{ mW}$ ;  $L /\Lambda \approx 12$ ;  $\mu_a \approx 6$ ;  $\rho = 0.25$ ).



Figure V-1 <u>Répartition des intensités dans la fibre en régime stationnaire</u>  $(\mu_e = 0; numérique)$ 

<sup>&</sup>quot;Saturation and spectral caracteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process, C.L. TANG, J. Appl. Phys., **37**, 2945 (1966);

En gommant les différences entre les modèles cohérent et d'intensités, l'hypothèse d'un régime indépendant du temps interdit en particulier la possibilité d'un transfert d'énergie antiStokes. En pratique, elle revient à supposer que, à chaque instant, on a localement une compensation exacte entre l'évolution de la population de phonons imposée par la DBS et l'amortissement acoustique. Cette compensation ne peut être obtenue que si les deux effets sont de signes contraires (annihilation de phonons par l'amortissement, création de phonons par DBS, alors nécessairement Stokes). Si la création de phonons est assurée par un terme source acoustique externe ( $\mu_a$  étant alors remplacé par un terme ( $\mu_a - s$ ) < 0), on peut théoriquement obtenir un régime de miroir inverse, avec "réflexion" de la pompe sous forme d'une onde antiStokes ; toutefois, la mise en œuvre d'une source hypersonore aussi exotique semble difficile dans l'état actuel des techniques acoustiques.

## b/ Cas général $(\mu_e \neq 0)$

On dispose également, dans le cas général, d'une solution analytique du système en intensités en régime asymptotique<sup>3</sup>. À la limite des forts amortissements optiques, on peut aboutir à des régimes où une onde Brillouin injectée est atténuée en dépit de son interaction Stokes avec la pompe.

Pratiquement, les amortissements optiques restent petits, et on peut se contenter d'un traitement perturbatif, en considérant des solutions exponentielles dont le coefficient varie lent ement dans le temps.<sup>4</sup> On peut aussi procéder à sa résolution numérique, en laissant évoluer le système à partir de la solution stationnaire du cas  $\mu_e = 0$ , avec une introduction "adiabatique" de l'atténuation optique ; on atteint alors asymptotiquement une nouvelle solution (fig V-2), d'allure très voisine de celle du cas précédent ( $\mu_e = 0,1$ ; tous les autres paramètres identiques à ceux de la fig. V-1).

L'introduction de l'effet Kerr optique ne modifie pas considérablement cette répartition : en régime stationnaire, il se traduit seulement par une très faible correction de l'indice local dans la fibre, équivalent pour une puissance couplée de l'ordre de 100 mW à un imperceptible allongement de la fibre de l'ordre de  $10^{-6}$  L (*cf* III-5).

<sup>3</sup> "Saturation and depletion in stimulated scattering",

R.H. ENNS and I.P. BATRA, Phys. Lett. (Netherlands), 28 a, 8, p 591 (1969);

 <sup>&</sup>lt;sup>4</sup> "Investigation of stimulated Brillouin Scattering in single mode optical fibres and fibre ring resonators",
 P. L. BAYVEL, Ph. D Thesis, Londres, oct. 1989.



Figure V-2 <u>Répartition des intensités dans la fibre en régime stationnaire</u>  $(\mu_e = 0,1; numérique)$ 

#### c/ <u>Réflectivité du miroir Brillouin</u>

En simple passage (pas de réinjection,  $I_B(L,t) = 0$ ), l'efficacité du miroir Brillouin asymptotique est déterminée principalement par la "<u>profondeur</u>" de la fibre en unités réduites, c'est à dire sa longueur L rapportée à l'amplitude de pompe à l'entrée  $E_{p0}$ . En plus de la dépendance en longueur d'onde, on notera aussi l'importance de la largeur de raie de la pompe (le gain Brillouin est proportionnel à  $\Delta v_B / (\Delta v_B \oplus \Delta v_p)$ ,<sup>5</sup> *cf* III-2). Typiquement, pour une fibre de télécom de 10 km et une pompe continue et monochromatique de 10 mW, la conversion DBS est de l'ordre de 10 à 50 %.

Dans un oscillateur en anneau, l'efficacité du miroir Brillouin est largement déterminée par  $I_B$  (L,t), c'est-à-dire par le taux de recouplage dans l'anneau.

5

<sup>&</sup>quot;Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber", D. COTTER, J. Opt. Comm., **4**, 1 (1983);

#### V-2 : Miroir Brillouin hors accord de phase

#### a/ <u>Solution analytique particulière</u> ( $\mu_e = 0$ )

Les simulations numériques du modèle cohérent montrent que dans un scénario typique d'évolution vers le miroir les amplitudes se stabilisent beaucoup plus vite que les phases (*cf infra*, V-3) ; on peut même dans certains cas obtenir aux temps longs des situations où les amplitudes sont stabilisées, mais où les phases continuent d'évoluer de façon pratiquement périodique (*cf* V-5, fig. V-19).

La persistance et la stabilité de ces oscillations de la phase militent en faveur de l'existence d'un régime asymptotique distinct du régime indépendant du temps. Or, le concept de miroir Brillouin repose sur une hypothèse plus faible de stationnarité des enveloppes : il est donc permis de supposer l'existence de régimes miroir présentant une dynamique des phases non triviale, par nature inaccessibles au modèle d'intensités. Nous nous contenterons ici d'exhiber une famille particulière de solution analytique de ce type, nouvelle à notre connaissance, dans le cas sans amortissement optique.

On se rappelle que le système d'équations Brillouin peut se décomposer en 6 équations couplées, 3 gouvernant les amplitudes réelles  $A_i$  et 3 gouvernant l'évolution des phases  $\Phi_i$ ( $E_i = A_i \exp i \Phi_i, cf \text{II-4 c/}$ ):

$$(\partial_t + \partial_x) A_p = -A_B A_a \cos \Phi (\partial_t - \partial_x) A_B = A_p A_a \cos \Phi (\partial_t + \mu_a) A_a = A_B A_p \cos \Phi (\partial_t + \partial_x) \Phi_p = (A_B A_a / A_p) \sin \Phi (\partial_t - \partial_x) \Phi_B = (A_p A_a / A_B) \sin \Phi \partial_t \Phi_a = (A_B A_p / A_a) \sin \Phi$$

où  $\Phi = \Phi_p - (\Phi_B + \Phi_a)$ 

On peut montrer<sup>1</sup> que l'hypothèse forte d'un régime indépendant du temps (amplitudes réelles et phases) amène nécessairement  $\Phi = \Phi_0 = 0$ , et donc sin  $\Phi = 0$ : les phases sont dégénérées. La stationnarité des enveloppes impose seulement, *via* l'équation d'évolution de A<sub>a</sub>, que cos  $\Phi$ , et donc  $\Phi$ , soit invariant dans le temps.

1

<sup>&</sup>quot;Asymptotic evolution of stimulated Brillouin scattering : implications for optical Fibers", J. COSTE et C. MONTES, Phys. Rev. A, **34**, 5, 1986;

Les tendances asymptotiques des simulations numériques suggèrent de rechercher des solutions de la forme :

$$\begin{split} E_p &= A_p(x) \; \exp i \left[ \phi_p(x) \right] \\ E_B &= A_B(x) \; \exp i \left[ \phi_B(x) \right] \; \exp i \left[ \Omega_B(x+t) \right] \\ E_a &= A_a(x) \; \exp i \left[ \phi_a(x) \right] \; \exp i \left[ \Omega_a(x+t) \right] \end{split}$$

où les enveloppes et la phase de la pompe sont stationnaires, et les phases Stokes et acoustiques évoluent périodiquement dans le temps ; les termes oscillants s'interprètent simplement comme un **décalage en fréquence** des ondes rétrodiffusée et acoustique : nous étudions ici l'existence d'un <u>miroir Brillouin hors accord de phase</u>. Par ailleurs, il a été montré<sup>2</sup> que l'introduction dans le système Brillouin d'un désaccord non-linéaire correspondant à un décalage en fréquence ne changeait rien à la stabilité asymptotique du problème.

Il vient alors :

$$\Phi(\mathbf{x},t) = \Phi_{p} - (\Phi_{B} + \Phi_{a}) = \phi_{p} - (\phi_{B} + \phi_{a}) - (\Omega_{B} + \Omega_{a}) \mathbf{x} - (\Omega_{B} + \Omega_{a}) \mathbf{t}$$

La stationnarité des enveloppes ( $\Phi = cste$ ) impose donc :

$$\Omega_{\rm B}=-\Omega_{\rm a}=\Omega_0$$

et équivaut à une relation de conservation de l'énergie (on a toujours  $\omega_p = \omega_B + \omega_a$ ).

Par ailleurs, les équations d'évolution de l'onde acoustique deviennent :

$$A_a = (A_B A_p / \mu_a) \cos \Phi$$
  
$$\partial_t \Phi_a = (A_B A_p / A_a) \sin \Phi$$

dont on peut déduire :

$$\Omega_0 = -\mu_a \operatorname{tg} \Phi$$

 $\Phi = \phi_p - (\phi_B + \phi_a) = Arctg (-\Omega_0/\mu_a)$  est donc indépendant de x et de t, et :

$$\cos \Phi = \sqrt{\frac{\mu_a^2}{\mu_a^2 + \Omega_0^2}}$$

 <sup>&</sup>lt;sup>2</sup> "Traitement analytique et numérique des équations de couplage de la diffusion Brillouin stimulée", M. CASANOVA, Thèse, I.M.F. Marseille, avril 1979;

Par ailleurs, il vient :

$$A_a = \frac{A_B A_p}{\sqrt{\mu_a^2 + \Omega_0^2}}$$

On retrouve ici le résultat du miroir stationnaire ( $\Omega_0 = 0$ ), où  $A_a = A_B A_p / \mu$ .

Les équations d'évolution des ondes pompe et Stokes s'écrivent alors :

$$\partial_{x} A_{p} = -A_{B} A_{a} \cos \Phi = -A_{B}^{2} A_{p} \frac{\mu_{a}}{\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2}}$$
$$-\partial_{x} A_{B} = A_{p} A_{a} \cos \Phi = A_{p}^{2} A_{B} \frac{\mu_{a}}{\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2}}$$
$$\partial_{x} \phi_{p} = \frac{A_{B} A_{a}}{A_{p}} \sin \Phi = A_{B}^{2} \frac{|\Omega_{0}|}{\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2}}$$
$$-\partial_{x} \phi_{B} = \frac{A_{p} A_{a}}{A_{B}} \sin \Phi = A_{p}^{2} \frac{|\Omega_{0}|}{\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2}}$$

soit, en posant  $I_i = A_i^2$ ;  $\Delta = I_B - I_p$ :

$$\partial_{X} I_{p} = 2 A_{p} \partial_{x} A_{p} = -2 I_{p} I_{B} \mu_{a} / (\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2})$$
$$\partial_{X} \Delta = \partial_{X} (I_{B} - I_{p}) = 0$$

 $\Delta$  est donc indépendant de x :  $\Delta\left(x\right)=\Delta_{\!_{0}}$  , et il reste :

$$\partial_{x} I_{p} = -2 I_{p} (I_{p} + \Delta_{0}) \mu_{a} / (\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2})$$

qui s'intègre en :

$$I_{p}(x) = \frac{I_{p0}}{\left(1 + \frac{I_{p0}}{\Delta_{0}}\right)} \exp\left(\frac{2\mu\Delta_{0}x}{\frac{2}{\mu}\Delta_{0}}\right) - \frac{I_{p0}}{\Delta_{0}}$$
$$I_{B}(x) = I_{p}(x) + \Delta_{0}$$

On obtient donc, en intégrant une nouvelle fois:

$$\phi_{p}(x) = \phi_{p0} - \frac{\left|\Omega_{0}\right|}{2\mu_{a}} \operatorname{Log} \left[\left(1 + \frac{I_{p0}}{\Delta_{0}}\right) \exp\left(\frac{2\mu\Delta_{0}x}{\mu_{a} + \Omega_{0}^{2}}\right) - \frac{I_{p0}}{\Delta_{0}}\right]$$

$$\phi_{B}(x) = \phi_{B0} + \frac{\left|\Omega_{0}\right|}{2\mu_{a}} \operatorname{Log} \left[\left(1 + \frac{I_{p0}}{\Delta_{0}}\right) \exp\left(\frac{2\mu\Delta_{0}x}{\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2}}\right) - \frac{I_{p0}}{\Delta_{0}}\right] - \frac{\Delta_{0}\left|\Omega_{0}\right|x}{\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2}}$$

On vérifie que les champs ainsi définis ( $A_i = \pm \sqrt{I_i}$ ) sont solutions du système Brillouin.

À ce stade, on est en présence de 5 constantes arbitraires ( $\Omega_0$ ,  $I_{p_0}$ ,  $\Delta_0$ ,  $\phi_{p_0}$ ,  $\phi_{B_0}$ ); dans un milieu fini, elles correspondent aux caractéristiques accessibles des ondes pompe et Stokes injectées aux deux extrémités du dispositif : phase et intensité de la pompe, phase, intensité et fréquence de l'onde Brillouin (la fréquence de la pompe à l'entrée de la fibre est donnée, et détermine la normalisation) : on peut donc construire un miroir Brillouin avec un décalage en fréquence arbitraire, sous réserve de l'hypothèse des enveloppes lentement variables, et avec un gain Stokes d'autant plus faible que l'écart à la résonnance est plus grand.

Ce résultat éclaire d'un jour particulier la notion de largeur du gain Brillouin : on voit que l'écart à la résonnance de la fréquence rétrodiffusée ( $\omega_B + \Omega$ ) s'interprète comme l'interaction de la pompe avec des phonons non résonnants ( $\omega_a - \Omega$ ) ; un spectre large de rétrodiffusion est donc lié à l'existence d'un spectre acoustique également large, ce qui peut ne pas être toujours le cas en régime stimulé. On justifie ici d'une certaine manière l'image "particulaire" de la DBS, où un photon pompe est scindé en un phonon et un photon rétrodiffusé, avec conservation de l'énergie lors de chaque interaction élémentaire.

Par ailleurs, si on laisse la DBS s'établir à partir des diffusions spontanées dans un milieu très long, le gain sélectionnera normalement la fréquence de résonnance, caractéristique de la fibre, de la température et de la fréquence de pompe<sup>3</sup> ; en revanche, dans un résonnateur, les conditions aux limites (en particulier sur  $\phi_B$ , qui n'est pas indépendant de  $\Omega$ ) peuvent modifier les termes de cette compétition et favoriser une onde hors résonnance ; des modifications très faibles de paramètres expérimentaux pourraient alors se traduire par un *jitter* non négligeable, et donc un élargissement du spectre rétrodiffusé.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors," D. CULVERHOUSE, F. FAHARI, C.N. PANNEL and D.A. JACKSON, Elect. Lett., **25**, 14, 1989; *ces auteurs obtiennent un spectre de rétrodiffusion étroit pour une fibre d'assez grande profondeur, sans réinjection, tandis qu'une expérience comparable dans un oscillateur linéaire montre un très fort* jitter (P. NIAY, P. BERNAGE et M. DOUAY, Univ. de Lille, comm. privée, 1990);

#### b/ "Modes" d'un oscillateur Brillouin en anneau

Dans un oscillateur en anneau, les conditions de réinjection (en amplitude et en phase) des ondes pompe et Brillouin s'écrivent (l'amplitude issue du laser de pompe vaut par définition 1 dans notre normalisation et on choisit arbitrairement sa phase comme référence) :

$$E_{p}(0) = 1 + \rho_{p} E_{p}(L)$$
;  $E_{B}(L) = \rho_{B} E_{B}(0)$ 

Pour tenir compte d'un déphasage éventuel dans le bras aérien, les coefficients de réinjection sont *a priori* complexes, et dépendent linéairement de la fréquence (le déphasage à la réinjection est une mesure du nombre de longueurs d'ondes contenues dans le chemin optique aérien :

$$\rho = |\rho| \exp i \operatorname{Arg} [\rho] ; \operatorname{Arg} [\rho (\omega)] \approx \operatorname{Arg} [\rho_0] + \alpha \omega$$

La contrainte sur l'onde Stokes s'écrit alors :

$$A_{B}(L) \exp i [\phi_{B}(L) + \Omega (L+t)] = \rho_{B} A_{B}(0) \exp i [\phi_{B}(0) + \Omega(0+t)]$$

ou :

$$A_{B}(L) \exp i \left[\phi_{B}(L) - \phi_{B}(0) + \Omega L\right] = \rho_{B} A_{B}(0)$$

ou encore, en raisonnant en modules et arguments :

$$\begin{split} \phi_{B} \left( L \right) \; - \; \phi_{B} \left( 0 \right) \; + \; \Omega \; L \; = \; Arg \left( \rho_{B} \right) \; = \; Arg \left( \rho_{B0} \right) \; + \; \alpha \; \Omega \\ \\ I_{B} \left( L \right) \; = \; |\rho_{B}|^{2} \; I_{B} \left( 0 \right) \end{split}$$

soit explicitement :

$$\frac{\Delta_{0} (I_{p0} + \Delta_{0}) \exp\left(\frac{2 \mu_{a} \Delta_{0} L}{2}\right)}{\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2}} = \left|\rho_{B}\right|^{2} (I_{p0} + \Delta_{0})$$

$$\frac{(I_{p0} + \Delta_{0}) \exp\left(\frac{2 \mu_{a} \Delta_{0} L}{2}\right)}{\mu_{a}^{2} + \Omega_{0}^{2}} - I_{p0}$$

$$\frac{\Omega_0}{2\,\mu_a} \operatorname{Log} \left[ \left( 1 + \frac{I_{p0}}{\Delta_0} \right) \exp \left( \frac{2\,\mu_a \Delta_0 L}{\mu_a + \Omega_0} \right) - \frac{I_{p0}}{\Delta_0} \right] - \frac{\Delta_0 \,\Omega_0 \,L}{\mu_a + \Omega_0} + \Omega_0 \,L = \operatorname{Arg} \rho_{B0} + 2\,k\,\pi + \alpha \,\Omega_0$$

V-2 Miroir hors accord de phase 87

Si l'on remarque que :

$$\operatorname{Log} \left[ \left( 1 + \frac{I_{p0}}{\Delta_0} \right) \operatorname{exp} \left( \frac{2 \,\mu_a \Delta_0 \, x}{2} \right) - \frac{I_{p0}}{\Delta_0} \right] = \operatorname{Log} \left[ \operatorname{exp} \left( \frac{2 \,\mu_a \Delta_0 \, x}{2} \right) / \left| \rho_B \right|^2 \right]$$
$$= \frac{2 \,\mu_a \Delta_0 \, x}{\mu_a^2 + \Omega_0^2} - 2 \operatorname{Log} \left| \rho_B \right|$$

on peut en déduire une détermination de  $\Omega_0$  dans une série discrète de valeurs :

$$\Omega_{k} = \frac{2 \mathbf{k} \pi + \operatorname{Arg} (\rho_{B_{0}})}{(\mathbf{L} - \alpha) - \frac{\operatorname{Log} |\rho_{B}|}{\mu_{a}}}$$
  
k entier

On notera que lorsque  $\rho_B \approx 1$ , on retrouve  $\Omega_k \approx 2k\pi/L$ ; la fréquence caractéristique de la cavité en anneau linéaire étant  $\Omega_{lin} = 2\pi/L$  (en unités réduites : c = 1 ; ce qui correspond à  $\Omega_{lin} \approx 2,4$  MHz dans notre oscillateur particulier), on voit que le "mode fondamental" hors accord de phase est très proche de cette valeur pour les fortes réinjections (Log  $\rho_B \rightarrow 0$ ), où les champs peuvent s'établir de façon relativement homogène.

Les trois autres relations déterminent les paramètres  $I_{p_0}$ ,  $\Delta_0$  et  $\phi_{p_0}$ , de façon relativement complexe ; le cinquième paramètre est la phase de l'onde Stokes,  $\phi_{B_0}$ , qui reste indéterminée, puisque aucune référence de phase n'a été introduite sur l'onde Stokes. Pour une valeur donnée de  $\Omega$ , il existe un nombre fini de solutions "miroir", croissant avec la puissance de pompe.

Les figures V-3 & V-4 montrent pour deux fibres distinctes les solutions analytiques particulières correspondant aux ordres k = 1 et k = 2 (<u>V-3</u> : P<sub>L</sub> = 100 mW ; P<sub>0</sub>  $\approx$  20 mW ; L / $\Lambda$  = 20 ;  $\mu_a$  = 5 ;  $\mu_e$  = 5 10<sup>-3</sup> ;  $\rho$  = 0,5 ; <u>V-4</u> : P<sub>L</sub> = 400 mW ; P<sub>0</sub>  $\approx$  72 mW ; L / $\Lambda$  = 40 ;  $\mu_a$  = 1;  $\mu_e$  = 5 10<sup>-3</sup> ;  $\rho$  = 0,5).



*Figure V-3* <u>Répartition des amplitudes et des phases dans la fibre</u> pour le miroir hors accord de phase d'ordre k = 1 ( $\mu_e \neq 0$ ;  $L/\Lambda = 40$ ; numérique)



*Figure V-4* <u>*Répartition des amplitudes et des phases dans la fibre</u>* pour le miroir hors accord de phase d'ordre k = 2 ( $\mu_e \neq 0$ ;  $L/\Lambda = 40$ ; numérique)</u>

Les figures V-3 &4 ont été obtenues en "implantant" arbitrairement une répartition des champs voisine du résultat souhaité dans la simulation numérique. Toutefois, si on laisse le modèle évoluer "naturellement" à partir de conditions initiales plus réalistes (fond acoustique chaotique, *cf* V-5), on peut également arriver asymptotiquement à des solutions hors accord de phase, avec les phase des ondes Stokes et acoustique oscillant avec une période correspondant aux cas k  $\approx$  0 ou k  $\approx$ 1 (Figure V-5), la sélection entre ces deux modes paraissant liée à l'énergie libre du système : des simulations numériques montrent qu'en fonction de la phase de réinjection, le système tend à évoluer vers le mode maximisant l'énergie totale véhiculée par l'onde acoustique.



SBS CW:  $L/\Lambda = 40$ ;  $\mu = 1$ ;  $\mu_{a} = 5 \times 10^{-3}$ 

Figure V-5 <u>Scénario d'évolution vers le miroir hors accord de phase</u> (k = 1) $(\mu_e \neq 0; L/\Lambda = 40; numérique)$ 

On peut être tenté d'interpréter les solutions discrètes du miroir Brillouin comme les modes propres de l'oscillateur, affectés d'une "correction non-linéaire" pour tenir compte de la spécificité de l'interaction Brillouin à trois ondes. Toutefois, la simple superposition des solutions de diverses fréquences que nous avons exhibées est impossible, car elle impliquerait une évolution périodique de la pompe, incompatible avec sa forme supposée au début du calcul. Les équations d'évolution des ondes Stokes et acoustiques associées aux différents modes seraient identiques aux équations DBS traditionnelles, mais toutes seraient couplées entre elles par l'équation d'évolution pompe, dont le terme d'évolution prendrait en compte l'influence de tous les modes Stokes. En outre, le même mécanisme peut provoquer par DBS antiStokes hors accord de phase l'apparition de nouvelles composantes fréquencielles sur l'onde pompe ; une telle description multimodale à la fois pour la pompe et pour le Stokes, formellement très complexe,<sup>4</sup> autorise une structure temporelle périodique des deux ondes, et éclaire le concept de génération d'impulsions Stokes dans un laser Brillouin en anneau "à modes bloqués".<sup>5,6</sup> Elle permettrait sans doute également de rendre compte des sauts de mode très récemment observés dans un oscillateur Brillouin en anneau monofréquence.<sup>7</sup>

Si une hypothèse d'indépendance de ces modes ne paraît pas déraisonnable (en admettant  $\Delta v_B < 15 \text{ kHz} << \Omega$  en régime stimulé, *cf* VII-7), le mélange à quatre ondes vient nécessairement compliquer le problème, et l'atténuation électromagnétique comme l'effet Kerr optique finissent de le rendre inextricable : la plus grande retenue reste de mise dans l'emploi de "modes" en régime non-linéaire.

La mesure absolue de la fréquence Brillouin (34 GHz), avec une précision suffisante pour identifier les corrections fréquentielles dont il est question ici (< 2,5 MHz), est un exercice difficile, que nous n'avons pas réalisé jusqu'ici. Néanmoins, la mise en évidence d'une dépendance linéaire de cette fréquence envers la phase de réinjection dans un oscillateur en anneau, ou plus complexe envers le taux de réinjection, serait un argument puissant en faveur du modèle cohérent.

 <sup>&</sup>lt;sup>4</sup> "Stimulated Raman radiation and stimulated Mandel'stam-Brillouin radiation in a laser resonator,"
 V.N. LUGOVOY and V.N. STRELTSOV, Optica Acta, 20, 3, p 165 (1973);

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> "Self-pulsing at stimulated scattering processes,"

K. BAUMGARTEL, U. MOTSCHMANN and K. SAUER, Opt. Comm., 51, 1, p 53 (1984);
 "Spontaneous mode locking of single and multi-mode pumped SBS fiber lasers,"

I. BAR-JOSEPH, A. DIENES, A.A. FRIESEM, E. LICHTMAN, R.G. WAARTS and H.H. YAFFE, Opt. Comm., **59**, 4 (1986);

 <sup>&</sup>lt;sup>7</sup> "Stimulated Brillouin fiber-optic laser gyroscope,"
 F. ZARINETCHI, S.P. SMITH and S. EZEKIEL, Opt. Lett., 16, 4 (1991).

#### V-3 : Routes vers le miroir en régime cohérent

#### a/ Scénario d'évolution

Dans un oscillateur, la naissance de la DBS peut être un phénomène assez violent (*cf* VII-1). On assiste en général à l'apparition d'un régime transitoire pulsé, l'amplitude maximale des impulsions dépendant fortement des conditions initiales (naissance sur un bruit thermique uniforme, ou sur une très faible onde Stokes bornée, etc.). Les simulations numériques montrent que <u>si la pompe est continue et parfaitement monochromatique</u>, le régime transitoire durant lequel des impulsions Brillouin assez bien formées sont comprimées et amplifiées est <u>toujours</u> suivi d'une étape où la structure de ces impulsions devient plus complexe, s'élargit jusqu'à remplir toute la fibre, et dégénère vers un régime d'oscillations de relaxation d'amplit ude décroissante et de fréquence croissante autour d'un fond continu.

Les figures V-6 à V-9 illustrent ce scénario, pour des paramètres assez réalistes :  $P_L \approx 280 \text{ mW}$ , soit  $P_0 \approx 50 \text{ mW}$  et L / $\Lambda = 50$ ; faible recouplage ( $\rho = 0,16$ ); faibles amortissements acoustique ( $\mu_a = 4$ ) et électromagnétique ( $\mu_e = 4 \ 10^{-3}$ ); démarrage de l'interaction sur un fond Stokes initial très large ( $E_a = 0$ ;  $E_B \approx 10^{-6}$  sur une largeur de L/2); pas d'effet Kerr optique.



*Figure V-6* : *Evolution temporelle de l'amplitude rétrodiffusée* (numérique)



Figure V-7 : oscillations sur le fond rétrodiffusé continu (numérique ; détail)

Lorsque ce régime d'oscillations de relaxation est atteint, la répartition des amplitudes dans la fibre est très proche de celle du miroir asymptotique :



Fig. V-8: Distribution spatiale des amplitudes en régime d'oscillations de relaxation (numérique)

V-3 Routes vers le miroir 93

Lors de ce processus, en sortie de fibre, la pompe est totalement éteinte dans les premiers instants de l'interaction ; puis, elle réapparaît, pour se saturer à un très faible niveau :



*Figure V-9 : Évolution temporelle de l'amplitude pompe en sortie de fibre* (*numérique*)

#### b/ Rôle de l'onde acoustique à l'entrée de la fibre

On peut expliquer un tel comportement de la pompe en se rappellant que l'efficacité du transfert d'énergie par DBS de la pompe vers les impulsions Stokes dépend de la "profondeur" de la fibre, c'est à dire de sa longueur rapportée à l'amplitude de pompe ; dès que l'onde Stokes remplit toute la fibre, la pompe est en permanence partiellement rétrodiffusée, en régime paramétrique hors de l'impulsion, ce qui équivaut à une diminution de la profondeur du milieu "vue" par l'impulsion Stokes.

Le moteur de l'élargissement des impulsions Stokes est également l'accumulation de phonons à l'entrée de la fibre. Si on néglige son amortissement, l'intensité de l'onde acoustique croît linéairement avec le temps, jusqu'à réfléchir instantanément la pompe à l'entrée de la fibre, et l'empêcher de pénétrer dans le milieu (*cf* la discussion de ce cas en III-3). L'existence d'un amortissement non nul limite cette accumulation incontrôlée, mais la présence à l'entrée de la fibre d'une onde acoustique non négligeable suffit à stimuler acoustiquement la diffusion Brillouin de la pompe. L'amortissement acoustique est ainsi compensé par création de phonons par DBS ; des photons Brillouin sont créés en même temps, ce qui constitue un terme source permanent pour l'onde Stokes, et ajoute une "queue" à la structure Brillouin se propageant dans l'anneau.

La cohérence de la pompe est ici cruciale, à cause de la "mémoire de phase" de l'onde acoustique. Partant à un instant donné d'une situation d'équilibre pour la répartition des phases, un saut de phase de l'onde de pompe peut conduire à une diminution de l'intensité de l'onde acoustique résiduelle par diffusion Brillouin antiStokes (*cf* Table III-1). L'incohérence de la pompe peut suffire à empêcher l'établissement du régime miroir (ce point sera discuté en détail en VII-6).

De la même façon, une interruption périodique de la pompe pendant un temps supérieur à la durée de vie des phonons, de sorte qu'elle cesse d'entretenir la population de phonons, conduit à la disparition des phonons accumulés à l'entrée de la fibre et stabilise le régime impulsionnel (cf VII-7).

#### c/ Influence de l'effet Kerr

En présence d'effet Kerr optique, l'amplification et la compression des impulsions Brillouin se saturent plus rapidement (*cf* VII-3). En outre, l'effet Kerr introduit un couplage entre les amplitudes des trois ondes et leurs phases relatives : la "mémoire" de phase de l'onde acoustique, peut parfois la conduire à se trouver désaccordée par rapport aux ondes optiques, ce qui se traduit alors par une légère modulation de l'enveloppe de l'onde Brillouin (*cf* VII-4). La figure V-10 compare la répartition des amplitudes en présence (à droite) et en l'absence (à gauche) d'effet Kerr, toutes choses égales par ailleurs (dans les mêmes conditions que plus haut, soit  $L/\Lambda = 50$ ;  $\rho = 0.16$ ;  $\mu_a = 4$ ;  $\mu_e = 4 \ 10^{-3}$ ).



Figure V-10 : <u>Répartition comparée des amplitudes avec et sans effet Kerr</u> (num.)

Ces structures fines peuvent se différencier, avec dédoublements successifs des impulsions qui peuvent se propager dans la fibre avec des vitesses différentes, ce qui contribue à l'uniformisation des amplitudes dans la fibre (*cf* VII-4).

Par ailleurs, l'introduction de l'effet Kerr optique ne modifie pas les grandes lignes du scénario décrit plus haut. La figure V- 11 montre une évolution de ce type, plus lente que précédement, du fait de paramètres plus réalistes (L / $\Lambda$  = 20), et de la prise en compte de l'effet Kerr optique.



*Figure V-11 :* <u>Scénario d'évolution lente vers le miroir, en présence d'effet Kerr</u> (numérique)

#### d/ DBS d'ordre supérieur

Lorsque le régime de miroir est établi, l'onde Brillouin constante réinjectée dans la fibre peut elle-même être considérée comme une pompe constante qui va exciter par DBS une onde Stokes contrapropagative - c'est-à-dire, ici, copropagative à la pompe. Les simulations numériques à six ondes (pompe  $\rightarrow$ , Stokes  $\leftarrow$ , 2<sup>nd</sup> Stokes  $\rightarrow$ , 3<sup>ème</sup> Stokes  $\leftarrow$ , acoustiques  $\leftrightarrow$ ) confirment l'apparition aux temps longs d'un second Stokes intense,<sup>1</sup> qui vient déstabiliser le miroir<sup>2</sup> (Figure V-12).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> "Efficient way to prevent reflection from stimulated Brillouin backscattering", C. MONTES, Phys. Rev. Lett., **50**, 15, p 1129 (1983);

 <sup>&</sup>lt;sup>2</sup> "Optical turbulence in multiple stimulated Brillouin backscattering", C. MONTES et J. COSTE, Laser and particle beams, 5, 2, p 405 (1987);



*Figure V-12 :* <u>Scénario d'apparition du second Stokes</u> (numérique, problème à 5 ondes, pas de Kerr)

Il est alors vraisemblable qu'un tel modèle mènerait asymptotiquement à un miroir double stable. Toutefois, la présence dans la cavité de deux ondes acoustiques, conjuguée au mélange optique à quatre ondes, facilite énormément l'apparition d'une cascade multiStokes (cf IV-1 c/), et un modèle à 6 ondes seulement n'est qu'une seconde approximation mettant en évidence l'apparition d'une telle cascade.

Nous n'avons pas réalisé de mesures spectrales dans cette situation, mais il est probable que nous nous situions dans le cas où la re-rétrodiffusion du premier Stokes reste faible, sans toutefois pouvoir exclure qu'elle contribue dans certains cas à le déstabiliser.

Dans le cas où l'onde Stokes a une structure impulsionnelle, les impulsions étant séparées d'un intervalle long devant la durée de vie des phonons ( $\approx 7$  ns), le fond Stokes est en général insuffisant pour entretenir l'onde acoustique contrapropagative à la pompe entre deux passage, et la DBS du second ordre ne s'amorce pas.

#### V-4 : Observation expérimentale du régime miroir

Si, numériquement, le régime de miroir apparaît invariablement après une phase transitoire plus ou moins longue, et ce quelle que soit la puissance de pompe, on ne l'obtient jamais expérimentalement pour des puissances de pompe inférieures à 800 mW (soit  $\approx$  140 mW couplés à l'entrée de la fibre).

En revanche, à très forte puissance ( $P_L > 2,5 \text{ W}$ ;  $P_0 > 450 \text{ mW}$ ), un régime de miroir s'établit en simple passage - i.e. l'anneau étant hors-service, le bras aérien étant par exemple interdit par la pale d'un hacheur à 1 kHz ; lorsque, pour la même puissance, l'anneau est mis en service, l'efficacité du miroir s'accroît brutalement sans oscillations, jusqu'à une réflexion presque totale.



*Figure V-13:* <u>Augmentation de l'efficacité du miroir avec la mise en service de l'oscillateur</u> (*Expérimental*, pompe continue,  $P_L \approx 2,5$  W)

Pour une puissance laser comprise entre 1,5 et 2,5 W ( $270 \text{ mW} < P_0 < 450 \text{ mW}$ ), le comportement est le même (réflexion presque totale) cavité en service, mais le miroir ne s'établit pas en simple passage :



Figure V-14 : <u>Etablissement du miroir avec la mise en service de l'oscillateur</u> (Expérimental, pompe continue,  $P_L \approx 1,5$  W)

Enfin, pour une puissance comprise entre 0,8 et 1,5 W (140 mW <  $P_0$  < 270 mW), le miroir s'établit progressivement, cavité en service, après une phase d'oscillations sur un fond continu :



Figure V-15 : <u>Etablissement progressif du miroir après une phase d'oscillations intenses</u> (Expérimental, pompe continue,  $P_L \approx 1,5$  W)

à ce niveau de puissance, le régime miroir est instable, et des impulsions oscillant autour de sa valeur moyenne apparaissent occasionnellement :



Figure V-16 : Interruption du miroir par des bouffées d'oscillations sur le continu(Expérimental, pompe continue,  $P_L \approx 1,5 W$ )

On peut remarquer, dans tous les cas, de faibles fluctuations assez lentes (qq centaines de  $\mu$ s) de l'efficacité du miroir. Celles-ci sont probablement associées à l'errance (*jitter*) de la fréquence du laser dans un intervalle d'environ 1MHz, qui modifie l'accord de phase entre les ondes optiques et acoustique, et donc la qualité du couplage entre les trois ondes (*cf* III-7).

#### V-5 : Sensibilité aux conditions initiales

Dans le modèle d'intensités, l'onde Brillouin initialement présente dans la cavité ne peut pas s'élargir : si on considère l'évolution d'une impulsion bornée à l'origine, son intensité restera nulle à l'extérieur de son enveloppe initiale. À l'inverse, dans le modèle sans amortissement, l'onde acoustique créée est immortelle et, en présence d'une pompe constante, remplit rapidement la totalité de la fibre.

Le modèle cohérent, intermédiaire entre ces deux approximations extrêmes, prévoit des comportements assez variés selon les conditions initiales, que nous passerons rapidement en revue ici.

#### a/ Simulations numériques

Schématiquement, d'après nos simulations numériques :

\* si la DBS s'amorce sur une impulsion Stokes étroite, celle-ci sera amplifiée et comprimée de façon complexe (*cf* VII-2) ; on assistera à l'apparition d'un régime impulsionnel assez pur, puis à la croissance lente d'un fond continu, menant au miroir Brillouin ;



*Figure V-17 :* <u>Scénario d'évolution à partir d'une impulsion Stokes étroite</u> (numérique, pas de Kerr)

\* un amorçage sur un bruit de fond acoustique borné donne immédiatement naissance à une faible impulsion Brillouin de même largeur, ce qui nous ramène au cas précédent ;

\* si l'interaction démarre sur une impulsion Brillouin large, le front avant de celle-ci subira une forte amplification avec compression, pendant que sa "queue" sera lentement amplifiée et s'élargira jusqu'à remplir toute la fibre, ce qui mène rapidement au miroir ;



SBS-K ph.rnd : L/A = 40 ;  $\mu = 0.5$  ;  $\mu_e = 5 \times 10^{-3}$  ;  $t_{mb} = 7.5$ 

 Figure V-18 : Scénario d'évolution à partir d'une impulsion Stokes large

 en présence d'effet Kerr

 (numérique)

\* enfin, si la condition initiale est un bruit acoustique uniformément réparti, on obtiendra un régime impulsionnel désordonné. On tendra alors concurrement, d'une part vers une simplification du régime impulsionnel, la non-linéarité de la DBS et la structure de l'oscillateur favorisant une impulsion particulière, d'autre part vers une montée lente du fond continu tendant vers le régime de miroir (cf Fig. V-5).

#### b/ Sensibilité expérimentale

L'agitation thermique fournissant quelques centaines de phonons par mode, de façon *a priori* uniforme tout au long de la fibre, le dernier régime est le plus facile à justifier physiquement, en l'absence d'injection d'impulsions Brillouin spécialement formées ; toutefois, au voisinage du seuil, c'est-à-dire pour de faibles puissances de pompe, ce faible fond uniforme peut être insuffisant pour amorcer la DBS : il faut alors statistiquement compter sur une "fluctuation

thermique", c'est à dire sur l'apparition occasionnelle d'une zone pourvue d'un nombre suffisant de phonons. Une telle fluctuation est localisée, ce qui nous ramène au cas d'un "germe" acoustique borné.

Dans le cas de notre oscillateur, il n'est pas possible d'"allumer" instantanément le laser de pompe, pour assister au démarrage de la DBS ; en pratique, on place un "chopper" à l'intérieur de la cavité, qui met alternativement en service et hors service son bras aérien. Toutefois, dans cette configuration, la pompe continue à alimenter la fibre même lorsque la cavité est hors service ; à forte puissance, le miroir Brillouin peut ainsi être obtenu en simple passage, avec une moindre efficacité (*cf* fig. V-13). A la limite de l'amorçage de la DBS dans la fibre en simple passage (en fait, dans la cavité formée par les réflexions sur les faces de la fibre), des impulsions parasites sont susceptibles de naître sur les fluctuations thermiques ; l'existence, la position et l'amplitude de telles impulsions à la mise en service de l'anneau peuvent totalement modifier son comportement. Pour deux mises en service consécutives de l'anneau par le chopper, et donc pour des réglages et des conditions expérimentales par ailleurs strictement identiques, on peut ainsi obtenir des régimes aussi différents que le miroir et un régime purement impulsionnel :





Figure V-19 : <u>Succession de régimes stables et instables</u>

(*expérimental*)

À faible puissance de pompe et pour un faible coefficient de réinjection, la stabilité du miroir Brillouin est donc très dépendante de paramètres relativement difficiles à maîtriser : la cavité en anneau se présente comme un capteur très sensible de toutes les sources de perturbation possibles, comme les variations de température de la pièce, le rayonnement thermique des visiteurs, les défauts de cohérence de la pompe, etc.

#### c/ Mémoire de la phase acoustique initiale

Le bruit thermique n'a aucune raison de présenter une bonne cohérence de phase ; l'onde Brillouin qui en naît, et qui vérifie donc localement l'accord de phase avec la pompe et ce bruit de fond, présentera par conséquent lors de ses premiers instants une structure extrêmement complexe. Celle-ci sera lissée par effet Kerr optique, les fluctuations de phase étant converties en fluctuations d'amplitude, elles mêmes soumises à la dynamique habituelle de la DBS.

Toutefois, en l'absence d'effet Kerr, la dynamique des phases des trois ondes est celle décrite en III-4 c/ et le milieu conserve indéfiniment la mémoire du degré d'incohérence de l'onde acoustique initiale, véhiculée par l'onde Stokes. On peut voir une telle évolution sur la série de figures suivantes, correspondant à une simulation numérique avec amorçage sur une onde acoustique d'intensité uniforme, avec des sauts de phase arbitraires.

Au total, à forte intensité, la DBS devient un phénomène très instable<sup>15</sup> que la sensibilité de sa dynamique aux conditions initiales rend très difficile à maîtriser en l'absence d'un mécanisme stabilisateur, comme la modulation forte de la pompe (cf VI-7)

SBS CW:  $L/\Lambda = 40$ ;  $\mu = 1$ ;  $\mu_{a} = 5 \times 10^{-3}$ 



Figure V-20: <u>Scénario d'évolution à partir d'un bruit acoustique aléatoire (numérique)</u>

 <sup>&</sup>lt;sup>15</sup> "Evidence of chaotic stimulated Brillouin scattering in optical fibers",
 R.G. HARRISON, J.S. UPPAL, A. JOHNSTONE and J.V. MOLONEY, Phys. Rev. Lett., 65, 2 (1990);
 V-5 Sensibilité aux conditions initiales 103



*Figure V- 20:* <u>Scénario d'évolution à partir d'un bruit acoustique aléatoire - détails</u> (numérique)

#### CHAPITRE VI

# DÉFORMATION AUTO-SIMILAIRE ET TRANSPARENCE AUTO-INDUITE

Une des principales différences entre les modèles cohérent et d'intensités résidant dans l'existence on non de diffusion antiStokes, l'observation expérimentale d'un mécanisme de propagation fondamentalement lié à celle-ci est un argument très fort contre le modèle d'intensités

C'est la mise en évidence d'un tel régime, le quasi-soliton Brillouin supraluminique, que nous présentons dans ce chapitre . A notre connaissance, c'est la première fois qu'une telle structure supraluminique est mise en évidence expérimentalement. La solution mathématique du soliton Brillouin en présence de dissipation est connue, mais sa description dans une configuration réaliste est nouvelle.

Le mécanisme de propagation supraluminique, qui ne viole bien sûr en aucune façon la théorie de la relativité, est démonté dans le paragraphe VI-1 ; la théorie du soliton Brillouin est présentée en VI-2 dans le cas sans amortissement et en VI-3 dans le cas dissipatif ; l'adaptation de cette théorie à notre montage particulier est précisée en VI-4.

Les preuves expérimentales de la validité des concepts de soliton Brillouin supraluminique et de transparence auto-induite sont apportées en VI-5.

Il convient de relever que, si le régime solitonique s'est par la suite révélé être un mode de fonctionnement préférentiel de notre oscillateur, l'expérience a été suggérée par les théoriciens de l'équipe, Olivier LEGRAND et Carlos MONTES.
# Plan du chapitre VI :

VI-1 <u>Propagation d'impulsions de forme constante en présence de DBS</u>
a/ Mécanisme de propagation à énergie constante
b/ Déformation auto-similaire et propagation supraluminique

VI-2 Soliton Brillouin sans amortissement

a/ Résultats théoriques antérieurs

b/ Traitement théorique simplifié

c/ Discussion

- limite des solitons faiblement supraluminiques

- limites des solitons plats

- pertinence du soliton sans amortissement

VI-3 <u>Soliton Brillouin en présence d'amortissement</u> a/ Déformation auto-similaire de l'impulsion Stokes b/ Amortissement de la pompe c/ Solution analytique avec pompe localement non amortie

VI-4 Quasi-soliton Brillouin

a/ Amortissement de la pompe et quasi-soliton Brillouin

b/ Coefficient de recouplage Stokes et quasi-solitons dans un anneau :

- modulation intra-cavité, extra-cavité

- coefficient de recouplage

- perturbation de la pompe par les impulsions Stokes successives

c/ Evaluation numérique de la vitesse du quasi-soliton

VI-5 Observation d'impulsions supraluminiques et de transparence auto-induite partielle

a/ Mesures absolues et relatives du temps de vol dans l'anneau

- précision de la mesure absolue

- répétitivité de la mesure, séries de mesures

- estimation du temps de vol linéaire dans l'anneau

b/ Impulsions luminiques

c/ Impulsions supraluminiques

- pompe continue

- pompe modulée

*d*/*Transparence auto-induite partielle* 

- enregistrement direct

- modulation d'amplitude de la pompe

- enregistrement simultané des ondes pompe et Stokes

e/ Comparaison des vitesses supraluminiques théoriques et expérimentales

# VI-1 Propagation d'impulsions de forme constante en présence de DBS

#### a/ Mécanisme de propagation à énergie constante

L'évolution de l'enveloppe de l'onde Stokes se propageant dans l'anneau est largement dépendante de celle de l'onde acoustique qui, elle, reste pratiquement immobile. L'amplification Brillouin sera d'autant plus efficace que, d'un tour à l'autre, la population de phonons rencontrée est de plus en plus forte, en dépit de son amortissement naturel. L'onde acoustique en sera donc encore augmentée et une impulsion Stokes se verra amplifiée et comprimée ; réciproquement, si la population de phonons diminue, les transferts d'énergie de la pompe vers les ondes Stokes et acoustique diminueront également.

On a montré au chapitre précédent que la seule configuration stable, pour laquelle la création de phonons compense exactement localement et <u>à chaque instant</u> l'amortissement acoustique, est le miroir Brillouin. Toutefois, ce raisonnement admet implicitement que les transferts d'énergie par DBS ont toujours lieu dans le sens Stokes. L'adoption du **modèle cohérent** permet d'envisager un autre régime stable, dans lequel, <u>successivement</u>, des phonons seront créés par DBS Stokes, puis annihilés par DBS antiStokes. Alors, si les annihilations compensent exactement les créations (éventuellement diminuées de l'amortissement linéaire), la population de phonons est globalement inchangée par l'interaction. Un tel régime n'est envisageable que lors de la propagation d'une impulsion : celle-ci est alors amplifiée sur son front avant, tandis que l'intensité acoustique augmente, aux dépens de l'onde de pompe ; en revanche, sur l'arrière de l'impulsion, l'impulsion rétrocède son énergie à la pompe, avec annihilation de phonons, par DBS antiStokes



*Fig. VI-1 : Compensation de la création et de l'annihilation de phonons* (Schéma de principe)

L'inversion du transfert énergétique Brillouin est possible lorsque l'amplitude de l'une des ondes s'annule : ici, nécessairement celle la pompe, seule onde dont l'intensité décroît au début de l'interaction ; sa phase peut alors subir une inversion ( $\phi_p \rightarrow \phi_p + \pi$ , soit  $E_p \rightarrow E_p$ ), tandis que les phases acoustique et Brillouin restent inchangées (*cf* Table III-1).

Si la compensation est exacte, le transfert d'énergie global est nul et la pompe est intégralement reconstruite, à une inversion de phase près, après son croisement avec l'impulsion Stokes. On peut alors parler de transparence du milieu à l'égard de la pompe, ou encore, par analogie avec un phénomène analogue lors de la propagation cohérente d'une impulsion dans un milieu à deux niveaux<sup>1</sup> ("self-induced transparencey", ou S.I.T.), de **transparence auto-induite**.

# b/ Déformation auto-similaire et propagation supraluminique

Rien n'interdit *a priori* que le bilan global des transferts d'énergie soit nul lors de la propagation d'une impulsion Stokes évolutive, la compensation Stokes/antiStokes étant non locale. Néanmoins, la situation la plus favorable au maintien d'un tel équilibre semble être la conservation permanente d'une forme qui garantit une compensation point à point des transferts énergétiques ; dans ces conditions, il est raisonnable de rechercher une enveloppe symétrique telle que chaque diffusion Stokes en un point de l'avant de l'impulsion soit compensée par une diffusion antiStokes simultanée au point symétrique sur son arrière. L'onde Stokes et l'onde acoustique (resp. la pompe) sont alors amplifiées (resp. diminuée) sur l'avant de leurs enveloppes, diminuées (amplifiée) sur l'arrière. On assiste donc à une déformation des enveloppes des trois ondes, qui conserve la forme globale de la structure : on parle alors de **déformation auto-similaire**.

Il est important de noter ici que c'est <u>l'ensemble de la structure qui doit être invariante</u> (enveloppes et phases des trois ondes pompe, Stokes, et acoustique), pour que l'équilibre des transferts d'énergie DBS soit réalisé en régime permanent. En particulier, les enveloppes de la pompe et de l'onde acoustique doivent donc se "propager" à la même vitesse et dans le même sens que l'enveloppe de l'onde Stokes, c'est-à-dire dans le sens rétrodiffusé, opposé à celui de la propagation de l'énergie pompe (on suppose implicitement que la DBS Stokes a lieu avant la DBS antiStokes en un point donné ; dans le cas contraire, on aurait une structure Brillouin "noire", se propageant dans le même sens que la pompe, à rebours d'une onde Stokes constante).

"Self-induced transparency", S.L. Mc CALL and E.L. HAHN, Phys. Rev., 183, 457 (1969).

1



Figure VI-2 : <u>Déplacement global de la structure auto-similaire</u>

(Schéma de principe)

Si l'on définit la vitesse de la structure comme celle du sommet de l'impulsion, on voit que celle-ci est non nulle dans le repère lié à l'onde Stokes, c'est-à-dire à l'énergie du faisceau rétrodiffusé qui se propage à la vitesse c/n dans le référentiel de la fibre : l'impulsion se déformant en permanence de telle sorte qu'elle est amplifiée sur l'avant et diminuée sur l'arrière, son sommet dérive continûment vers l'avant à une vitesse v.

Dans le référentiel de l'expérimentateur, le sommet de l'impulsion se déplace donc à la vitesse :

$$v_{(lab) \text{ sommet}} = c/n + v > c/n$$

de telles impulsions sont donc <u>nécessairement supraluminiques</u>. Rien, dans le principe, n'interdit que v soit arbitrairement grand (*cf* VI-2), et donc que  $v_{(lab) \text{ sommet}} > c$ .

Il est clair qu'une amplification, altérant de façon prévisible une onde préexistante, ne véhicule en elle même <u>aucune information</u>, la déformation auto-similaire de l'enveloppe étant un phénomène local. Pour la même raison, il n'y a <u>pas transport d'énergie par DBS</u> : l'énergie transférée vers l'onde Stokes est prélevée sur la pompe sur le lieu même de l'interaction ; les seuls transports d'énergie sont maxwelliens, et se font à la vitesse de la lumière dans la fibre.

On remarquera par ailleurs que le front avant proprement dit de l'impulsion ne peut en aucun cas subir une telle dérive, puisque par définition aucune onde ne le précède qui pourrait être amplifiée ; un tel front ne pourrait donc être supraluminique et limite la dérive de impulsion qui peut ainsi venir "rattrapper" son propre front et s'y briser : la propagation supraluminique ne peut durablement subsister que dans <u>un milieu entièrement rempli, dès l'origine</u>, d'une configuration pompe, Stokes, et acoustique adéquate.

Dans un milieu semi-infini, en particulier, cette structure devra donc avoir une extension infinie, et les impulsions Brillouin et acoustique des "pieds" infinis. On verra que ces pieds sont assez fragiles (VII-1; VII-7) : en leur absence, le front avant de l'impulsion (qui alors existe nécessairement) dégénère vers une structure complexe se propageant à la vitesse de la lumière et sans rapport avec la structure auto-similaire ; lorsque le sommet supraluminique de l'impulsion "rattrappe" ce pied coupé, la structure indéformable est irrémédiablement détruite.

En revanche, le corps de l'impulsion supraluminique est stable, et le mécanisme de déformation auto-similaire n'est pas affecté par la présence d'une information, comme une encoche ou une surépaisseur. Simplement, la compensation S/AS cesse d'être exacte entre le lieu de l'encoche et le point symétrique sur l'impulsion, sans conséquence notable pour l'impulsion elle-même. On constate alors numériquement une dérive de cette information vers la queue de l'impulsion : tout se passe comme si on avait la superposition de deux objets indépendants : la structure supraluminique indéformable, et une information déformable susceptible d'être amplifiée, diminuée, comprimée ou élargie mais se propageant à la vitesse de la lumière. On notera sur la figure VI-4 la robustesse de la structure supraluminique, qui "absorbe" très rapidement la cicatrice qu'on lui avait infligée pour mettre en évidence sa dérive.



*Figure VI-3 : Dérive d'une information sur l'impulsion supraluminique* (Schéma de principe)

Il est sans doute utile de relever ici que la propagation supraluminique d'impulsions Brillouin, la vitesse étant définie comme celle du sommet, n'est pas caractéristique de la déformation auto-similaire. Le mécanisme de dérive du sommet vers l'avant de l'impulsion ne suppose en effet qu'une loi d'amplification de l'impulsion plus efficace sur son front avant que sur son arrière ; or, la déplétion de la pompe en régime Stokes suffit à garantir une telle loi en régime d'interaction Brillouin forte (cf VII-1).

Toutefois, dans le cas du modèle d'intensités, qui ne permet pas la DBS antiStokes, cette propagation supraluminique du sommet accompagne nécessairement une déformation dissymétrique de l'impulsion, et cette définition de la vitesse de l'impulsion est donc passablement arbitraire.



*Figure VI-4 : Dérive d'une information sur l'impulsion supraluminique* (Simulation numérique)

# VI-2 : Soliton Brillouin sans amortissement

Nous avons discuté au III-2 du rôle du modèle DBS cohérent sans amortissement : il s'agit d'une description physiquement très irréaliste, mais qui peut être un bon support pour l'intuition. Nous allons donc ici nous livrer à un exercice relativement académique, qui se justifie principalement par la simplicité du traitement mathématique du problème de la déformation auto-similaire dans le cas sans dissipation, mais aussi parce qu'il permet de se familiariser avec les propriétés parfois déroutantes du soliton Brillouin.

# a/ Résultats théoriques antérieurs

Si on a montré que la propagation d'impulsions indéformables supraluminiques en présence de DBS était conceptuellement possible, la construction explicite de toutes les structures convenables est un problème de physique mathématique très difficile. Des outils puissants ont néanmoins été développées ces dernières années dans le cadre de la théorie des solitons, et en particulier la méthode spectrale inverse (M.S.I., ou *Inverse Scattering*),<sup>2,3</sup> qui permet d'"extraire" d'une structure donnée ses composantes dissipatives, pour mettre en évidence ses parties asymptotiquement stables : les solitons.

Il a été prouvé théoriquement que cette méthode était applicable au problème de l'interaction résonnante à trois ondes.<sup>4,5</sup> Elle devient utilisable sous l'hypothèse d'enveloppes à supports bornés spatialement et ne se chevauchant pas initialement<sup>6</sup> Cette résolution a été menée par Chiu,<sup>7</sup> qui a ainsi exhibé une large classe de solutions solitons du système caractéristique Brillouin. Le soliton Brillouin supraluminique dont nous traitons ici est un cas particulier de cette classe. D'autres approches du problème à trois ondes, moins systématiques, sont également possibles, et ont permis une introduction plus intuitive de certaines solutions particulières ;<sup>8,9,10</sup> on peut ainsi simplifier considérablement le problème en

V.E. ZAKHAROV and S.V. MANAKOV, J.E.T.P. Lett. 18, 243 (1973) ;

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> "Method for solving the Korteveg-de Vries equation",

C.S. GARDNER, J.M. GREENE, M.D. KRUSKAL, R.M. MIURA, Phys. Rev. Lett., 19, 1095 (1967) ; <sup>3</sup> "Physical interpretation of inverse scattering formalism applied to self-induced transparency"

H.A. HAUS, Rev. Mod. Phys., 51, 2 (1979) ;

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> "Resonant interaction of wave packets in nonlinear media"

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> "Exact solution to the problem of the parametric interaction of 3-dim wave packets" V.E. ZAKHAROV, Sov. Phys. Doklady, 21, 6, p 322 (1976) ;

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> "Space-time evolution of non-linear three-wave interaction : I - Interaction in a homogeneous medium", D.J.KAUP, A.REIMAN and A. BERS, Rev. Mod. Phys., 51, 275 (1979) ;

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> "On the self-induced transparency effect of the three-waves resonance process", S.C. CHIU, J. Math Phys., 19, 168 (1978);

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> "Some effects of group-velocity dispersion on parametric interactions", J.A. ARMSTRONG, S.J. SUDHANSHU and N.S. SIREN, J. Q. El., QE-6, 591 (1974);

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> ""Propagation of solitary pulses in interactions of plasma waves",

K. NOZAKI and T. TANIUTI, J. Phys. Soc. Jap., 34, 796 (1973);

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> ""Propagation of solitary pulses in interactions of plasma waves II" Y. OSHAWA and K. NOZAKI , J. Phys. Soc. Jap. , 36, 591 (1974) ;

imposant une situation de rétrodiffusion (pompe et Stokes contra-propagatives), et une structure où les trois enveloppes, indéformables, se déplacent à la même vitesse, constante et supérieure à la vitesse de groupe des ondes électromagnétiques (commune en l'absence de dispersion), l'onde acoustique étant immobile.<sup>11,12</sup>

#### b/ Traitement théorique simplifié

L'évolution de la structure a trois ondes doit alors s'écrire de façon très simple dans le repère lié aux enveloppes, dans lequel la structure est immobile. On notera v la vitesse de ce repère par rapport à la fibre.

On se place donc dans ce repère, par le changement de variables :

$$X = x + vt$$
;  $T = t$ 

(où x et t sont déjà des variables réduites, définies en II-4 : ici, c/n = 1).

En l'absence d'amortissements acoustique et électromagnétique, le système caractéristique de la DBS s'écrit alors :

$$(\partial_{T} + (v + 1) \partial_{X} ) E_{p} = - E_{a} E_{B} (\partial_{T} + (v - 1) \partial_{X} ) E_{B} = E_{a} * E_{p} (\partial_{T} + v \partial_{X} ) E_{a} = E_{B} * E_{p}$$

On recherche des enveloppes stationnaires dans ce repère ( $\partial_T E_i = 0$ ); par ailleurs, compte tenu des arguments de stabilité développés dans Chiu,<sup>7</sup> on ne considère que les solutions pour lesquelles v > 1 (le cas v < -1 n'intervient que dans la phase transitoire de l'interaction non-linéaire, et il est asymptotiquement instable).

Il reste alors :

$$(1+v) \quad \partial_{X} E_{p} = - E_{a} E_{B}$$
$$(v - 1) \quad \partial_{X} E_{B} = - E_{a} E_{p}$$
$$v \quad \partial_{X} E_{a} = - E_{B} E_{p}$$

 <sup>&</sup>lt;sup>11</sup> "Formation and amplification of quasi-soliton pulses in head-on stimulated scattering"
 S.F. MOROZOV, L.V. PISHANOVA, M.M. SUSHCHIH and G.I. FREIDMAN, Sov. J.Q.E.,8, 5 (1978);

 <sup>&</sup>lt;sup>12</sup> "Apparent quasi-solitons in stimulated Brillouin backscattering",
 O. LEGRAND and C. MONTES, J. Phys. Coll. (Paris) , 50, C3-147 (1989);

dont on vérifie aisément que la structure suivante constitue une solution particulière :

$$E_{p} = -P \tanh \frac{PX}{\sqrt{v (v-1)}}$$

$$E_{B} = P \sqrt{\frac{v+1}{v-1}} \operatorname{sech} \frac{PX}{\sqrt{v (v-1)}}$$

$$E_{a} = P \sqrt{\frac{v+1}{v}} \operatorname{sech} \frac{PX}{\sqrt{v (v-1)}}$$
où tanh a =  $\frac{\operatorname{sh} a}{\operatorname{ch} a}$ ; sech a =  $\frac{1}{\operatorname{ch} a} = \frac{2}{e^{a} + e^{-a}}$ 

Cette famille, paramétrée par v, est la restriction aux solutions de période infinie d'une classe plus large de solutions, qui font appel aux fonctions elliptiques de Jacobi. On dispose ici de deux variables libres, v et P.

La Figure VI-5 montre cette solution analytique pour v = 1,01:



*Fig. VI-5 : <u>Répartition spatiale des amplitudes pour le soliton sans amortissement</u> (analytique)* 

On nommera désormais les structures de cette famille <u>solitons Brillouin sans</u> <u>amortissement</u>. Elles sont caractérisées principalement par la forme en sécante hyperbolique de l'enveloppe Stokes, <u>ce qui implique en particulier l'existence de "pieds" infiniment</u> <u>étendus</u>, remplissant toute la fibre. La forme en tangente hyperbolique de la pompe signifie sa parfaite reconstruction après l'interaction, et donc une transparence auto-induite idéale. On se rappellera que c'est l'ensemble de la structure (pompe, Brillouin, acoustique) qui se déplace et qui constitue le (tri-)soliton.

# c/ Discussion

Pour chaque puissance de pompe, on dispose donc d'une infinité de solitons Brillouin supraluminiques, avec  $1 < v < \infty$ . On peut alors définir la largeur D de l'impulsion Stokes et son amplitude maximale  $E_B^{v}$  avec :

$$\Delta = \frac{\sqrt{v (v-1)}}{P} ; \quad E_{B}^{v} = P \sqrt{\frac{v+1}{v-1}}$$
$$E_{B} (X) = E_{B}^{v} \operatorname{sech} \frac{X}{\Delta}$$

Cette largeur est à distinguer de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion, qu'on obtient en variables réduites par :

$$\Delta X_{FWHD} = 2 \text{ (arg ch 2)} \Delta \approx 2,63 \Delta$$



Figure VI-6 : <u>Relations entre les grandeurs caractéristiques du soliton</u> pour une intensité de pompe donnée (normalisée à 1)

On voit que le soliton est d'autant plus étendu, et d'amplitude d'autant plus faible qu'il est plus rapide. On conçoit en effet que la déformation auto-similaire d'une impulsion munie de fronts très raides doit être plus lente que celle d'une structure très douce, l'amplification locale pour une dérive donnée du sommet étant, de beaucoup, plus faible dans le dernier cas.

# Limite des solitons faiblement supraluminiques

Si v = 1+ e, e <<1, on est donc en présence d'une impulsion Brillouin "lente", très piquée, d'amplitude maximale et de largeur :

$$E_{B}^{v} \approx P \sqrt{\frac{2}{\epsilon}}$$
;  $\Delta \approx \frac{\sqrt{\epsilon}}{P}$ ;  $\Delta \star E_{B}^{v} \approx \sqrt{2}$ 

Si t est la durée de l'impulsion en unités physiques (t = L  $\Delta X_{FWHD}$  / c), la relation entre t et la puissance crête des solitons Brillouin est similaire à celle qu'on trouve pour les solitons NLS :

solitons DBS	solitons NLS
$P\tau^2 = Cste \approx 900$ (calculé pour $\Lambda \approx 0,36$ ) puissance pompe de 1 W	$P\tau^2 = Cste = 5 \ 10^{-6}$

(P en W et  $\tau$  en ns)

À puissance égale, les solitons Brillouin sont beaucoup plus larges que les solitons NLS ; une telle comparaison est assez formelle, la validité du modèle DBS cohérent étant limitée aux impulsions de quelques centaines de picosecondes, quand les solitons NLS sont typiquement d'une durée de l'ordre de la picoseconde.

On peut également noter que dans cette limite, Ea max  $\approx \sqrt{2}$ . Cette limite est identique à l'amplitude de saturation de l'onde acoustique dans le régime du  $\pi$ -pulse<sup>13</sup> (cf VI-1).

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> "Asymptotic evolution of stimulated Brillouin scattering : implications for optical fibers", J. COSTE and C. MONTES, Phys. Rev. A, 34, 5, pp 3940 sq (1986);

# Limite des solitons plats

Réciproquement, lorsque v >> 1, il vient :

$$\Delta \approx v / P$$
;  $E_{B} \approx P (1 + 1/v)$ ;  $E_{a} \approx P (1 + 1/2v)$ 

on se trouve alors dans un régime quasi dégénéré, où la pompe est presque nulle dans une zone d'interaction très large.

## Pertinence du soliton sans amortissement

On a trouvé une solution solitonique de la DBS, d'extension infinie, qui ne peut donc exister que dans un milieu infini idéal. Or, on a vu en III-3 c/ que le modèle sans amortissement s'adapte malaisément au cas d'un milieu borné et dégénère facilement vers une situation de miroir parfait interdisant tout couplage du faisceau laser de pompe dans la fibre. La pertinence de ce résulat est donc aussi limitée que celle du modèle, et en particulier est improbable pour les interactions longues, ce qui est assez contradictoire pour une structure "indéformable".

Par ailleurs, si l'on néglige ce problème, et qu'on simule un milieu "infini" par un anneau parfait, sans pertes au recouplage, on voit qu'une telle géométrie périodique limite fortement le domaine de vitesse accessible, simplement du fait d'une condition de non-recouvrement de deux solitons consécutifs. Si on écrit, arbitrairement, cette condition :  $\Delta X_{FWHD} < L/4$ , soit dans des conditions standard : ( $L/\Lambda \approx 50$ ) :

$$\varepsilon = \Delta^2 = (\Delta X/150)^2 < (L/600)^2 \approx 6 \ 10^{-3}$$

On est alors nécessairement, par construction, dans le cas du soliton faiblement supraluminique.

# VI-3 : Soliton Brillouin en présence d'amortissement

Le modèle sans amortissement étant par trop irréaliste pour l'étude des solitons Brillouin, nous allons chercher des comportements similaires dans le cadre de modèles plus fins de la DBS.

Au contraire du modèle d'intensités, le modèle cohérent autorise la DBS antiStokes (*cf* III-4) ; on peut donc concevoir dans ce cadre, comme dans le cas du soliton sans amortissement, un processus de déformation auto-similaire d'une impulsion Brillouin. Toutefois, le mécanisme ne pourra pas, ici non plus, se produire indéfiniment : dans un milieu très long ( $\Lambda >> c/\mu_e$ ), l'impulsion Stokes rencontre une pompe provenant de l'extrémité de la fibre et donc trop atténuée pour interagir efficacement. On pourra donc au mieux obtenir une structure "localement" invariante.

# a/ Déformation auto-similaire de l'impulsion Stokes

Par analogie avec le cas sans amortissement, on cherche une impulsion Stokes de la forme :

$$E_B = B \operatorname{sech} \frac{x + v t}{\Delta}$$

accompagnée par une onde acoustique d'enveloppe :

$$E_a = A \operatorname{sech} \frac{x + vt}{\Delta}$$

L'équation d'évolution de l'onde Stokes devient alors :

$$(\partial_t - \partial_x + \mu_e) E_B = E_p E_a^*$$

$$\Leftrightarrow B \left(\frac{v-1}{\Delta}\right) \frac{-\operatorname{sh} \frac{x+vt}{\Delta}}{\operatorname{ch}^2 \frac{x+vt}{\Delta}} + B \mu_e \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{x+vt}{\Delta}} = \frac{A^*}{\operatorname{ch} \frac{x+vt}{\Delta}} E_p$$

ce qui impose :

$$E_{p} = \mu_{e} \frac{B}{A} - \frac{v - 1}{\Delta} \frac{B}{A} \tanh \frac{x + v t}{\Delta}$$
$$= P_{1} - P \tanh \frac{x + v t}{\Delta}$$

Si l'on réinjecte ces expressions dans l'équation d'évolution de l'onde acoustique :

$$(\partial_t + \mu_a) E_a = E_p E_B^*$$

celle-ci est vérifié sous réserve des relations supplémentaires :

$$B P_1 = \mu_a A \qquad ; \qquad B P = \frac{v}{\Delta} A$$

P et  $P_1$  sont donc chacun déterminés par deux relations indépendantes ; si l'on suppose des enveloppes initialement réelles, on peut écrire :

$$BP_1 = \mu_a A = \mu_e \frac{B^2}{A} \implies A = \sqrt{\frac{\mu_e}{\mu_a}} B$$

et :

$$BP = \frac{v}{\Delta}A = \frac{v-1}{\Delta}\frac{B^2}{A} \implies A = \sqrt{\frac{v-1}{v}}B$$

ce qui impose en outre :

$$\mathbf{v} = \frac{1}{1 - \frac{\mu_e}{\mu_a}} ; \quad \text{et} : \quad \mathbf{P}_1 = \sqrt{\mu_e \ \mu_a}$$

La présence d'amortissements sur les ondes Stokes et acoustique lève l'indétermination de la vitesse de propagation des impulsions Brillouin supraluminiques et impose l'existence d'un fond de pompe constant superposé à l'enveloppe en tangente hyperbolique.

#### b/ Amortissement de la pompe

Si on réinjecte dans l'équation d'évolution de l'enveloppe pompe l'expression :  $E_p = P_1 - P \tanh X/\Delta$ , il vient :

$$(\partial_{t} + \partial_{x} + \mu_{e}) E_{p} = -E_{a}E_{B}$$

$$\Leftrightarrow \quad (\partial_{t} + \partial_{x} + \mu_{e}) (P_{1} - P \tanh \frac{x + vt}{\Delta}) = -AB \operatorname{sech}^{2} \frac{x + vt}{\Delta}$$

$$\Leftrightarrow -P \left(\frac{v + 1}{\Delta}\right) \frac{1}{\operatorname{ch}^{2} \frac{x + vt}{\Delta}} + \mu_{e}(P_{1} - P \tanh \frac{x + vt}{\Delta}) = \frac{-AB}{\operatorname{ch}^{2} \frac{x + vt}{\Delta}}$$

Pour des impulsions Stokes et acoustiques en sécante hyperbolique, une pompe en tangente hyperbolique, avec ou sans fond continu, n'est <u>pas solution</u> de l'équation d'évolution Brillouin en présence d'amortissement sur la pompe.

On n'obtient pas non plus de soliton en sécante hyperbolique en négligeant purement et simplement  $\mu_e$  devant  $\mu_a$ : le mécanisme de déformation auto-similaire suppose une compensation subtile entre créations et annihilations de phonons et de photons Stokes, ce qui est impossible si l'une des deux populations subit une atténuation et l'autre pas ; si cette compensation est automatique dans le cas sans amortissement (tous les v sont autorisés), les amortissements acoustique et Stokes introduisent une contrainte supplementaire, qui détermine v = f ( $\mu_e / \mu_a$ ) : tout se passe comme si cette vitesse particulière "synchronisait" les annihilations de photons et de phonons dues à l'atténuation linéaire de la fibre.

En revanche, une reconstruction partielle de la pompe, diminuée de son amortissement naturel, ne remet pas en cause le mécanisme de déformation auto-similaire du soliton Brillouin. L'atténuation de la pompe n'intervient que de façon indirecte dans cette compensation, *via* le gain Brillouin. Si on peut, localement, négliger l'amortissement de la pompe pendant la durée de l'interaction<sup>14</sup> (sensiblement la durée de l'impulsion, comparable (empiriquement) à la durée de vie des phonons, ce qui amène le **critère**  $\mu_e/\mu_a \ll 1$ ), on peut négliger l'amortissement de

 <sup>&</sup>lt;sup>14</sup> "Formation and amplification of quasi-soliton pulses in head-on stimulated scattering"
 S.F. MOROZOV, L.V. PISHANOVA, M.M. SUSHCHIH and G.I. FREIDMAN, Sov. J.Q.E., 8, 5 (1978);
 VI-3 Soliton amorti 120

l'onde pompe dans l'équation d'évolution de son enveloppe et en tenir compte artificiellement p ar une équation linéaire d'évolution de la puissance de pompe "en amont" de la zone d'interacti on, qui augmente à mesure que le sommet se rapproche de l'extrémité de la fibre et du laser de pompe.

## c/ Solution analytique avec pompe localement non amortie

Avec cette simplification l'équation d'évolution de la pompe se réduit à :

$$(\partial_t + \partial_x) E_p = - E_a E_B$$

$$\Leftrightarrow -P\left(\frac{v+1}{\Delta}\right)\frac{1}{ch^2}\frac{x+vt}{\Delta} = \frac{-AB}{ch^2}\frac{x+vt}{\Delta}$$

$$\Leftrightarrow \qquad P \quad \frac{v+1}{\Delta} \quad = \quad A B = \sqrt{\frac{v-1}{v}} B^2$$

la structure :

$$E_{p} = -\frac{B}{\sqrt{2\frac{\mu_{a}}{\mu_{e}} - 1}} \tanh \frac{x + vt}{\Delta} + P_{1}$$

$$E_{B} = B \operatorname{sech} \frac{x + vt}{\Delta}$$

$$E_{a} = \sqrt{\frac{\mu_{e}}{\mu_{a}}} B \operatorname{sech} \frac{x + vt}{\Delta}$$

est donc solution indéformable des équations d'évolution Brillouin, sous réserve des contraintes supplémentaires :

$$P_{1} = \sqrt{\mu_{e}\mu_{a}} \quad ; \quad v = \frac{1}{1 - \frac{\mu_{e}}{\mu_{a}}}$$
$$\Delta = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2 - \frac{\mu_{e}}{\mu_{a}}}{\frac{\mu_{e}}{\mu_{a}} (1 - \frac{\mu_{e}}{\mu_{a}})}}$$

On voit qu'on n'a plus ici qu'une seule variable libre, B. En pratique, c'est l'amplitude de pompe en amont de la zone d'interaction :  $E_{p0} = P_1 + P$ , qui sera techniquement imposée par les caractéristiques du laser et de la fibre et on pourra exprimer toutes les quantités utiles en fonction de  $E_{p0}$  par la transformation :

$$B = \sqrt{2 \frac{\mu_{a}}{\mu_{e}}} - 1 \quad E_{p0} - \mu_{a} \sqrt{2 - \frac{\mu_{e}}{\mu_{a}}}$$

La figure VI-7 montre la répartition spatiale des amplitudes dans le cas analytique idéal, pour  $\mu_a = 3$ ,  $\mu_e = 6 \ 10^{-2}$ .



*Fig. VI-7:* <u>Structure du soliton supraluminique en présence d'amortissement</u> (numérique)

On notera que le rapport  $\mu_e/\mu_a$  ne dépend que des amortissements physiques,

indépendamment de la renormalisation des équations : la vitesse du soliton est donc une quantité intrinsèque, invariable quelle que soit la puissance de pompe. Pour la fibre utilisée dans les expériences,  $\gamma_e/\gamma_a$  Å 1,1 10<sup>-3</sup> (*cf* IV-1) ; on a alors :

$$v = \frac{1}{1 - \mu_{e}/\mu_{a}} = \frac{1}{1 - \gamma_{e}/\gamma_{a}} \approx 1,001 \frac{c}{n}$$

En revanche, P1 n'est pas une constante, et il vient, en variables physiques :

$$P_1 = \sqrt{\mu_e \mu_a} = \sqrt{\gamma_e \gamma_a \tau^2} = \frac{\sqrt{\gamma_e \gamma_a}}{K E_p(0)}$$

Le fond continu superposé à la tangente hyperbolique est d'autant plus faible que la puissance de pompe est grande.

Il convient de noter que le soliton amorti est défini dans un milieu semi-infini, dans lequel ses pieds peuvent s'étendre sans limitation ; en particulier, il n'est pas compatible avec une structure en anneau, présentant un taux de réinjection inférieur à 1 : à chaque passage, l'amplitude de l'impulsion réinjectée à l'extrémité de la fibre est diminuée de façon non-négligeable et le rapport P/B ne peut pas être compatible avec la solution solitonique unique déterminée par l'amplitude de pompe simultanément aux deux extrémités de la fibre.

# VI-4 : Quasi-soliton Brillouin

#### a/ Amortissement de la pompe et quasi-soliton Brillouin

Nous avons obtenu en V-3 une <u>solution localement solitonique</u> des équations de la DBS en négligeant l'amortissement de la pompe dans la zone d'interaction. Dans le cas d'une fibre optique assez longue, il serait néanmoins abusif de négliger la déplétion linéaire de la pompe cumulée sur l'ensemble de sa propagation (dans nos expériences, les pertes sont de l'ordre de 30% en intensité, ce qui est loin d'être négligeable).

Toutefois, si la pompe parvient non perturbée dans la zone d'interaction, on peut faire ici une hypothèse intermédiaire en découplant l'atténuation linéaire de la pompe et son interaction Brillouin avec les impulsions Stokes et acoustique ; ceci revient à admettre que l'amplitude de la pompe en amont de la zone d'interaction ( $E_{p0}$  selon les notations du V-3) est une <u>fonction</u> lentement décroissante de x. On écrit alors :

$$P_1 + P = E_{p_0}(x) = E_p(0) \exp(-\mu_e x)$$

Dans ce modèle, aucun soliton ne peut exister, puisque les caractéristiques de la solution localement solitonique varient en chaque point avec  $E_{p0}$  (x). Toutefois, si la variation de la puissance de pompe est suffisament lente ( $\mu_e \ll \mu_a$ ), on pourra admettre qu'on passe adiabatiquement d'une solution localement indéformable à la suivante. Cette succession de solitons locaux constitue une structure évolutive, de vitesse constante (v ne dépendant que de  $\mu_e/\mu_a$ ), conservant des enveloppes Stokes et acoustique en sécantes hyperboliques d'amplitude et de largeur lentement variables. On nommera <u>quasi-soliton</u> une telle solution à chaque instant localement solitonique.

Comme la vitesse de la structure, l'amplitude du fond de pompe constant  $P_1$  est invariable, et donc identique tout au long de la fibre. En revanche, l'amplitude B de l'onde Stokes devient :

B (x) = 
$$\sqrt{-1 + 2\frac{\mu_a}{\mu_e}} \exp(-\mu_e x)$$
 E (0) -  $\mu_a \sqrt{2 - \frac{\mu_e}{\mu_a}}$ 

et de même pour toutes les autres caractéristiques du soliton amorti, reliées à B.

L'impulsion Stokes, et donc l'ensemble de la structure, étant contrapropagative à la pompe, B (resp. A, P) augmente avec le temps, à mesure que l'impulsion se rapproche de l'entrée de la fibre et du laser de pompe ; réciproquement,  $\Delta$ , inversement proportionnel à B, va diminuant.

Au total, le quasi-soliton Brillouin présente toutes les caractéristiques du soliton amorti, lentement amplifié en exp ( $\mu_e$  t), et comprimé en exp ( $-\mu_e$  t).

Un tel modèle n'a pas de sens dans un milieu infini ou semi-infini : la pompe, après un trop long parcours, arriverait en effet presque nulle dans la zone d'interaction. Il devient réaliste dans une configuration en anneau,<sup>15</sup> dans laquelle la pompe ne peut pas être tenue pour uniforme, mais reste partout suffisante pour garantir une interaction Brillouin efficace. En outre, si la réinjection est permanente, la cavité ainsi constituée peut être entièrement remplie d'un fond Stokes et acoustique de très faible intensité, mais non nul, compatible avec les "pieds" très longs des sécantes hyperboliques.

On pourrait essayer de contourner cette difficulté en injectant dans la fibre une pompe d'intensité linéairement décroissante, de façon à compenser exactement l'amortissement ; l'impulsion Stokes rencontrerait alors dans la fibre une pompe uniforme, quoique dépendant du temps, et on aurait donc, à chaque instant, la possibilité d'un "vrai" soliton. Un tel artifice n'est pas réaliste dans notre cas (il faudrait, pour une fibre de 80 m, sensiblement diviser par 2 la puissance de pompe chaque microseconde).

Dans tous les cas, il convient de se rappeler que, en toute rigueur, les solitons Brillouin ne peuvent jamais exister dans les milieux physiques ( $\mu_e \neq 0$ ). Ce qu'on observe est au mieux un quasi-soliton (dans le cas où cette structure aurait été artificiellement préparée dans la fibre), et plus généralement une structure complexe en cours d'évolution vers le quasi-soliton.

# b/ Coefficient de recouplage Stokes et quasi-solitons dans un anneau

## Modulation intra-cavité, modulation extra-cavité

On a déjà insisté sur la fragilité des "pieds" du soliton Brillouin. L'effet d'une modulation intra-cavité, par exemple par un modulateur acousto-optique interne à la cavité, dans une configuration voisine de l'"oscillateur de base" du IV-1, serait de couper systématiquement ces pieds à chaque passage de l'impulsion, et interdirait le processus d'amplification auto-similaire : le soliton Brillouin supraluminique ne peut pas se développer dans un oscillateur à modulation interne.<sup>16</sup>

<sup>15</sup> "Apparent quasi-solitons in stimulated Brillouin backscattering,"
 O. LEGRAND and C. MONTES, J. Phys. Coll. (Paris), 50, C3-147 (1989);

 <sup>&</sup>quot;Stabilization of a stimulated Brillouin fiber ring laser by strong pump modulation,"
 J. BOTINEAU, C. LEYCURAS, C. MONTES and E. PICHOLLE, J. Opt. Soc. Am. B, 6, 3, p 300 (1989);

En revanche, la modulation externe de la pompe n'affecte pas l'onde Stokes qui se développe à l'intérieur de l'anneau. Si l'on ne dispose pas de description analytique du soliton en présence d'une pompe ainsi modulée, les simulations numériques et l'expérience montrent qu'une telle **modulation externe n'empêche pas l'apparition du régime solitonique** et même le stabilise (*cf* VII-7).

# Coefficient de recouplage Stokes

Si l'on admet qu'à un instant donné une structure localement solitonique de largeur  $\Delta$  et d'amplitude B se trouve près de l'entrée de la fibre ( $E_{p0} = E_p(0)$ ), la composante Stokes en sécante hyperbolique sort de la fibre à l'instant suivant, et est immédiatement recouplée à l'autre extrémité. C'est alors toujours une sécante hyperbolique, de même largeur  $\Delta$ , mais d'amplitude  $\rho B < B$ .

La structure ainsi recréée n'est plus localement solitonique ; en effet :

\* l'impulsion acoustique qui accompagne l'onde Stokes n'est pas concernée par le recouplage ; l'impulsion Brillouin recouplée ne rencontre qu'un fond acoustique (non nul, car entretenu par les pieds de l'onde Stokes).

\* la largeur et l'amplitude de l'impulsion ne sont plus dans le bon rapport : pour son amplitude, la sécante hyperbolique Stokes est trop étroite d'un facteur  $\rho$ .

\* l'amplitude du soliton n'est *a priori* pas compatible avec celle de la pompe présente à cette extrémité de la fibre ( $E_p$  (L)).

On étudiera en détail en VII-4 la naissance du soliton à partir d'une impulsion Stokes injectée dans un milieu dissipatif. Schématiquement, le paramètre important est l'**amplitude de** <u>l'impulsion injectée</u> : si l'impulsion est très faible, elle sera longuement amplifiée en régime quasi-paramétrique avant d'acquérir des caractéristiques solitoniques ; si elle est très intense, elle "contient" plusieurs solitons, qui vont successivement se séparer de l'impulsion luminique, le résidu tendant à emplir la totalité de la fibre ; enfin, on aboutit à un <u>soliton stable si</u> l'impulsion injectée est d'amplitude comparable à celle du soliton local.

Si l'amplitude de l'impulsion injectée est légèrement inférieure à celle du soliton local, on voit apparaître transitoirement une forme triangulaire assez stable, luminique, et qui ensuite est amplifiée pour donner naissance à la forme solitonique en sécante hyperbolique (*cf* VII-4).

Il convient donc de comparer l'amplitude réinjectée,  $\rho B$ , à l'amplitude  $\sigma B$  du soliton local à l'extrémité de la fibre. En première approximation, cette amplitude est proportionnelle à l'amplitude de la pompe à cet endroit. Si la pompe n'a subi aucune autre perturbation que l'amortissement linéaire, on a donc sensiblement :  $\sigma \approx \exp(-\mu_e L)$ . Pour la fibre que nous employons dans nos expériences, on trouve après 80 m de propagation (*cf* Annexe AI-1) :

$$\sigma \approx 0.81$$

L'anneau étant fermé par une séparatrice 50/50%, et les faisceaux aériens couplés dans la fibre par des objectifs de microscope (*cf* II-2), on obtient un coefficient de recouplage en amplitude :

$$\rho \approx 0.6$$

on est donc dans le cas où  $\rho \leq \sigma$ .

Avec ces paramètres de recouplage, l'adéquation  $\rho \approx \sigma$  serait obtenue pour une fibre unimodale à maintien de polarisation dans le visible d'une longueur L  $\approx 210$  m dont, matériellement, nous ne disposons pas ; pour une fibre de 80 m dont nous disposons, il faudrait employer une lame semi-réfléchissante recouplant 94 % en intensité, ce qui revient à décupler la puissance laser nécessaire (appelant ainsi une puissance de l'ordre de 5 W monomode en sortie de la source, non disponible). Une alternative pourrait être offerte par l'emploi d'un coupleur intégré, réduisant considérablement les pertes dans les objectifs, le coefficient de recouplage pouvant alors être de l'ordre de 80 % seulement (P<sub>laser</sub>  $\approx 2$  W).

Ces ordres de grandeur montrent, accessoirement, que le régime quasi-solitonique sera difficile à obtenir dans des fibres de télécommunication, présentant une très faible atténuation ( $\sigma \approx 1$ ), les pertes au recouplage étant alors beaucoup plus sensibles que dans le visible.

## Perturbation de la pompe par les impulsions Brillouin successives

La géométrie en anneau présente un inconvénient majeur supplémentaire : l'impulsion Stokes ne rencontre une pompe "fraîche" et intense que dans la seconde moitié de la fibre ; en effet, lorsqu'une impulsion sort de la fibre pour être réinjectée à l'autre extrémité, l'onde de pompe présente dans la fibre a déjà interagi avec l'impulsion et a donc été sérieusement perturbée (dans le cas du soliton, la pompe est totalement annihilée avant d'être reconstruite) : juste après la réinjection, l'impulsion Stokes ne rencontre que l'onde pompe qu'elle avait laissée derrière elle au tour précédent. La transparence auto-induite n'étant que partielle si l'on tient compte de l'amortissement, la puissance de la pompe reconstruite peut être assez médiocre. À partir de la seconde moitié de la fibre, l'impulsion rencontre une pompe non perturbée.

Dans ces conditions, on ne peut avoir de quasi-soliton au sens strict que, au mieux, dans la seconde moitié de la fibre. Par abus, on continuera à parler de "quasi-soliton" ou même de "soliton" dans un anneau pour des impulsions en moyenne supraluminiques, qui atteignent à l'extrémité de la fibre une forme en sécante hyperbolique invariante d'un tour à l'autre.

# c/ Évaluation numérique de la vitesse du quasi-soliton

Compte tenu de la complexité du processus d'adaptation de l'impulsion injectée à la structure solitonique locale, l'évaluation de la vitesse moyenne d'un soliton Brillouin dans un oscillateur en anneau réel est extrêmement délicate.

Nous employons une fibre de 83 m , d'un indice effectif n  $\approx$  1,46, ce qui correspond à un temps de vol linéaire de 403,9 ns. Le rapport des amortissements électromagnétique et acoustique  $\mu_e/\mu_a$  est de l'ordre de 10<sup>-3</sup> ; la vitesse théorique associée au quasi-soliton est dans notre fibre de 1,001 c /n ( $\mu_e/\mu_a \approx 10^{-3}$ ), ce qui correspondrait à un temps de vol supraluminique de 403,5 ns.

Toutefois, la simulation numérique permet de distinguer trois phases :

\* dans la première moitié de la fibre, une phase de propagation avec déformation en présence d'une faible pompe. La vitesse de l'impulsion n'a ici guère de sens, mais on peut définir celle de son sommet, qui dérive rapidement vers l'avant de l'impulsion.

On trouve alors  $v_1 \approx 8 \ 10^{-3} \ c \ /n$ .



Fig. VI-8 : <u>Impulsion Brillouin peu après la réinjection</u> (numérique)

128

\* ensuite, à la moitié de la fibre, en présence de pompe fraîche, l'impulsion prend une forme triangulaire luminique assez stable.



Fig. VI-9 : <u>Impulsion supraluminique "triangulaire"</u> (numérique)

\* enfin, dans le dernier quart de la fibre, la structure est proche du quasi-soliton théorique, avec  $v_3\approx 1~10^{-3}$  c /n  $\cdot$ 



Fig. VI-10 : Quasi-soliton près de la sortie de la fibre (numérique)

Pratiquement, c'est le taux de répétition des impulsions repérées par leur sommet que l'on va mesurer à la sortie de l'anneau ; il faut alors tenir compte d'environ 2 m de propagation dans le bras aérien de l'oscillateur, parcourus en 6,7 ns environ.

Dans ce cas, le temps de vol linéaire total est donc de 410,7 ns, le temps de vol théorique du quasi-soliton de 410,3 ns, et le temps de vol de l'impulsion supraluminique réelle de 408,5 ns.

VI-4 Quasi-soliton dans un anneau

On bénéficie ici d'une conjonction de circonstances favorables qui rendent mesurable la différence de temps de vol entre le "quasi-soliton" qui se construit dans la cavité et une impulsion luminique traditionnelle ( $\Delta t \approx 2$  ns, soit 0,5 % du temps de vol), alors que cette différence serait difficilement détectable dans le cas d'un quasi-soliton rigoureux (0,4 ns, à mesurer sur des impulsions d'une largeur typique d'environ 20 ns, et au sommet assez plat).



Fig. VI-11 : <u>Amplification du quasi-soliton au cours de sa propagation</u>

(numérique)



Fig. VI-12 : Evolution de la vitesse du quasi-soliton au cours de sa propagation (numérique)

# VI-5 : <u>Observation d'impulsions supraluminiques</u> <u>et de transparence auto-induite partielle</u>

## a/ Mesures absolues et mesures relatives du temps de vol dans l'anneau

Il n'existe pas de moyen simple de mesurer directement la vitesse d'une impulsion unique et *a fortiori* celle de son sommet - à l'intérieur d'une fibre optique. Pour "suivre" en temps réel la progression d'une impulsion, par exemple en analysant la diffusion Rayleigh transverse, avec une précision de l'ordre de 0,5 ns, il faudrait disposer autour de la fibre un détecteur ultra-rapide tous les mètres, soit 80 détecteurs dans notre cas, acquérir, comparer et enregistrer les données d'autant de voies. De même, il est pratiquement impossible de détecter une onde acoustique qui, en un point donné, s'établit et disparait en quelques dizaines de nanosecondes, tout en étant trop faible pour diffracter efficacement un faisceau transverse en régime spontané.

# Nous ne considèrerons en conséquence que la vitesse moyenne des impulsions optiques sur un tour d'anneau.

Pour cela, il suffit de mesurer l'intervalle temporel  $\Delta t^s$  entre deux passages successifs de l'impulsion, de sommet à sommet en un point de l'anneau, ou deux arrivées de son écho (prélevé sur une lamelle séparatrice) en un point fixe extérieur à la cavité.

# Précision de la mesure absolue de Δt<sup>s</sup>

En pratique, le signal produit par le photodétecteur ultrarapide à l'arrivée de l'impulsion optique est dirigé vers un oscilloscope rapide (déclenché par l'impulsion elle-même à son précédent passage), l'oscillogramme numérisé et traité par un logiciel spécialisé (DCS, de TEKTRONIX), et éventuellement imprimé. Ce logiciel, après calibration, est capable de calculer  $\Delta t^s$ .

Toutefois, en admettant même que la trace sur l'écran de l'oscilloscope est l'expression fidèle de la loi d'évolution de l'intensité lumineuse I (t) (*cf* Annexe I-2), on cumule les incertitudes sur la base de temps de l'oscilloscope (1% après calibration), sur l'interprétation de cette base par le dispositif de digitalisation (au moins 2%), et sur l'acquisition de cette valeur. D'après les valeurs fournies par le constructeur, on a donc au moins :

$$\frac{\Delta (\Delta t^{s})}{\Delta t^{s}} > 3\%$$

ou encore, pour un temps de vol de l'ordre de 400 ns, une erreur systématique sur la mesure absolue et pour une calibration donnée (i.e. variable d'un jour à l'autre) qui peut dépasser 12 ns! On renoncera donc à utiliser cette mesure absolue du temps de vol dans l'anneau.

#### Répétitivité de la mesure, série de mesures

Notre chaîne d'acquisition rapide, en revanche, se révèle assez fiable pour les mesures relatives de  $\Delta t^s$  pour des trains d'impulsions distincts, sous réserve de ne comparer que des trains acquis lors d'une même "série" de mesures. En effet, si l'on teste la répétitivité de la mesure en utilisant des signaux de référence connus, délivrés par un générateur d'impulsions SHLUMBERGER performant et affichés en simple passage sur l'oscilloscope, avec un déclenchement manuel, on constate une erreur de l'ordre de 1% d'un jour à l'autre, ou d'une mesure à l'autre si l'un quelconque des appareils de la chaîne d'acquisition a été éteint ou recalibré, ou encore si la pièce a subi une variation de température importante. En revanche, si <u>aucune de ces perturbations</u> n'est intervenue, on constate à l'impression une superposition presque parfaite (à l'épaisseur du trait près, soit  $\approx 2\ddot{a}$ , ou 0,8 ns sur 400 ns) des tracés acquis, ce qui correspond à la performance limite du système annoncée par le constructeur.

On peut donc légitimement <u>comparer les temps de vol relatifs</u> de plusieurs impulsions dans l'anneau, mesurés avec une règle sur l'impression superposée des tracés acquis, <u>avec une</u> <u>précision de l'ordre de la nanoseconde</u>, sous réserve qu'elles appartiennent à une même "série", une série d'acquisitions pouvant durer de quelques minutes à quelques heures, mais étant par définition close dès que l'expérimentateur quitte la salle de manip, ou bien éteint ou recalibre l'un des appareils de la chaîne d'acquisition, ouvre une fenêtre ou accueille des visiteurs, etc. Réciproquement, <u>on s'interdira de comparer des évènements provenant de deux</u> <u>séries distinctes</u>.

Les trains d'impulsion numérisés étant stockés dans un micro-ordinateur, on peut à tout moment les rappeler et <u>comparer deux à deux les taux de récurrence de toutes les impulsions</u> <u>d'une même série</u>.

## Estimation du temps de vol linéaire dans l'anneau

Il est difficile de mesurer précisément les paramètres opto-géométriques de l'anneau. La fibre étant fragile, et unique, nous n'avons pas risqué une mesure directe de sa longueur en la déroulant de son tambour ; compte tenu d'une mesure antérieure, on l'estime à environ 83 m (soit  $\Delta t^{s}_{linéaire} \approx 410$  ns, compte tenu d'un bras aérien d'environ 2 m).

Par ailleurs, nous avons mesuré à travers la chaîne d'acquisition le temps de vol d'une impulsion étroite ( $\approx 10$  ns, "découpée" dans la pompe à l'aide du modulateur acousto-optique et d'un générateur d'impulsions HF) et peu intense ( $\approx 10$  mW) pour éviter les perturbations non-linéaires de la propagation.

On obtient pour l'intervalle temporel entre le premier et le second passage de l'impulsion dans la fibre un intervalle :

 $\Delta t^{s}_{linéaire} = 419 \text{ ns} \pm 3 \text{ ns}$ 

l'incertitude est ici liée à la difficulté de repérer le sommet de l'impulsion, très affaiblie à son second.passage (il aurait été souhaitable de reproduire ce test pour chaque série, mais on s'est contenté de réaliser une dizaine de mesures effectuées à des semaines de différence).

Par ailleurs la mesure fréquente dans des conditions similaires du temps de vol d'impulsions qu'on a des raisons de croire luminiques amène toujours :

$$\Delta t_{\text{luminique}}^{\text{s}} = 420 \text{ ns} \pm 2 \text{ ns}$$

On utilisera donc désormais arbitrairement comme référence d'étalonnage de la chaîne d'acquisition la valeur :

 $\Delta t^{s}$ linéaire = 420 ns

qui est très vraisemblablement surévaluée, mais présente l'avantage considérable de prendre en compte toutes les erreurs systématiques propres à la chaîne d'acquisition.

## b/ Impulsions luminiques

À faible niveau de pompe ( $P_L < 200 \text{ mW}$ ), peu au delà du seuil d'apparition de la DBS, on voit s'établir dans la cavité des structures rétrodiffusées Stokes peu intenses, désordonnées et lentement évolutives (*cf* VII-1) : celles-ci se propagent à la vitesse de la lumière dans la fibre, soit :

$$\Delta t^{s} \approx \Delta t^{s}_{linéaire} \approx 420 \text{ ns}$$

En augmentant la puissance de pompe (200 mW  $< P_L < 400$  mW), on voit apparaître dans l'oscillateur des trains d'impulsions bien formées, régulières mais elles aussi peu intenses et

faiblement évolutives d'un tour à l'autre ; celles-ci sont en général dissymétriques, avec une faible intensité sur le front avant mais une "queue" plus intense (Fig. VI-13). L'amplitude des impulsions étant insuffisante pour amorcer une DBS efficace sur le front avant, et *a fortiori* pour éteindre la pompe, le mécanisme d'amplification auto-similaire ne peut s'établir, et de telles impulsions sont quasi-luminiques (il est probable que leur sommet subit une légère dérive lors de leur amplification DBS, mais celle-ci est très lente) et présentent également un temps de vol "linéaire"  $\Delta t^s \approx 420$  ns.



On retrouve des impulsions luminiques à plus haut niveau de pompe, lorsqu'une impulsion intense vient de se dédoubler pour donner naissance à une structure solitonique (*cf* VII-3) : cette dernière, supraluminique, se détache progressivement de sa structure mère. Celle-ci rencontre alors une pompe fortement perturbée et inapte à assurer son l'amplification de son front avant ; elle retrouve alors une vitesse luminique "normale", et voit généralement son amplitude diminuer rapidement (*cf infra*, fig VI-17).

# **Pompe continue**

A plus haut niveau de pompe (400 mW <  $P_L$  < 600 mW ; 80 mW <  $P_0$  < 120 mW), un fond Stokes non négligeable remplit l'ensemble de la fibre, et l'évolution vers un régime solitonique supraluminique devient possible. Devant l'impossibilité de mesurer des temps de récurrence absolus, il convient d'acquérir un assez grand nombre de trains d'impulsions, pour avoir une chance d'enregistrer des impulsions non solitoniques, provenant de phases de construction ou de démolition du soliton, c'est à dire du début ou de la fin d'une bouffée (*cf* VII-5).



On observe alors deux types d'impulsions, de périodes de récurrence différentes :

*Figure VI-14 :* <u>Superposition de deux trains d'impulsion d'une même série</u> <u>et de temps de récurrence différents</u> (expérimental ; pompe continue)

On mesure les temps de vol :

 $\Delta t^{s}_{lent} \approx \Delta t^{s}_{linéaire} \approx 420 \text{ ns} \pm 2 \text{ ns}$ 

 $\Delta t^{s}_{rapide} \approx 416 \text{ ns} \pm 2 \text{ ns}$ 

Le rapport des taux de récurrence des deux séries d'impulsions, et donc le rapport des vitesses moyennes des impulsions est ici :

$$v^{moy}_{rapide}$$
 /  $v^{moy}_{lent} = \Delta t^{s}_{rapide}$  /  $\Delta t^{s}_{lent} = 1,01 c$ 

# L'un de ces trains d'impulsions au moins est donc supraluminique à l'intérieur de la fibre.

On observe typiquement une impulsion "lente" pour quatre impulsions "rapides". Toutefois, en régime de pompe continue, l'oscillateur est très instable, et présente une très grande variété de comportements (*cf* VII-5,6,7). Il est donc nécessaire d'imposer des conditions de déclenchement très strictes à l'oscilloscope, et les mesures que l'on peut faire ici dépendent de ce réglage. Il est donc très difficile de caractériser les familles d'impulsions observées, et il serait imprudent d'assimiler sans autre forme de procès les impulsions rapides à des quasi-solitons bien formés, et d'affirmer que les impulsions "lentes" se propagent à la vitesse de la lumière.

On peut néanmoins remarquer que les impulsions rapides sont obtenues pour un réglage optimal de l'anneau, et présentent une grande stabilité de forme. On vérifiera sur la Figure VI-14 la coïncidence des deux trains d'impulsions, presque parfaite sauf au sommet des dernières impulsions, à droite :



*Figure VI-15 :* <u>Stabilité des impulsions "rapides</u>" (expérimental - pompe continue : superposition de deux trains d'une même série)

Pour un autre réglage de l'oscillateur, moins affiné, on observe également des impulsions triangulaires supraluminiques, lentement évolutives :





(expérimental ; pompe continue)

La différence de temps de vol entre impulsions "rapides" stables et triangulaires n'est pas significative.

# Pompe modulée

Il est possible de régulariser considérablement le comportement de l'oscillateur en interrompant la pompe pendant des temps légèrement supérieurs à la durée de vie des phonons ( $\approx 30$  ns), avec une période grossièrement égale à la période de récurrence des impulsions (*cf* VII-8). Schématiquement, on permet ainsi la relaxation des phonons accumulés à l'entrée de la fibre, sans trop endommager les pieds des solitons. L'évolution vers le "miroir" est alors interdite, et on obtient des structures impulsionnelles très stables et majoritairement supraluminiques sur une plage de puissance très large (400 mW < P<sub>L</sub> < 1,5 mW ; 80 mW < P<sub>0</sub> < 300 mW).

De tels régimes peuvent être extrêmement stables et durer plusieurs millisecondes. De plus, la forme et la vitesse des impulsions acquises sont relativement indépendantes du réglage du déclenchement de l'oscilloscope. On observe néanmoins parfois des impulsions évolutives, avec une composante luminique, que l'on peut interpréter comme une phase de naissance du

soliton (cf VII-4); on trouve typiquement une impulsion évolutive pour dix impulsions supraluminiques bien formées.



*Figure VI-16 :* <u>Superposition d'un train d'impulsions évolutives</u> <u>et d'un train d'impulsions supraluminiques</u> (expérimental ; pompe modulée)

La comparaison des taux de répétition des deux types d'impulsions est donc possible, et on trouve :

 $\Delta t^{s}_{luminique} \approx 420 \text{ ns}$  (par convention)  $\Delta t^{s}_{supraluminique} \approx 414 \text{ ns}$ 

Soit une différence de temps de parcours de

$$\delta t \approx 6 \text{ ns}$$

et une vitesse moyenne de l'impulsion supraluminique dans l'anneau :

$$v = 1,015 c / n$$



*Figure VI-18 :* <u>Stabilité des impulsions supraluminiques : superposition</u> <u>de deux trains d'une même série</u> (expérimental ; pompe modulée)

# d/ Transparence auto-induite partielle

La notion de déformation auto-similaire est inséparable de la prédiction de la transparence par tielle du milieu en régime solitonique (*cf supra*, VI-3). Réciproquement, la reconstruction de la pompe en aval d'une impulsion ne peut s'expliquer qu'en faisant intervenir le processus de DBS antiStokes, et constitue l'un des arguments les plus forts en faveur du modèle cohérent.

## **Enregistrement direct**

Pour sa mise en évidence expérimentale, nous travaillerons, pour des raisons de stabilité, en régime de pompe modulée.

La mesure la plus simple est l'enregistrement direct de l'intensité pompe en sortie de l'oscillateur, celui-ci étant optimisé pour la génération de solitons. On obtient alors (Fig. VI-19) un signal non négligeable, d'intensité comparable à l'intensité de pompe transmise en l'absence de DBS (bras aérien hors service), soit 50 % environ, ou encore un rapport 20 avec l'intensité maximale du soliton. Toutefois, la difficulté de la mesure, extrêmement sensible à toute modification du réglage et de la puissance effectivement injectée, empêche une évaluation précise de cette intensité ; en particulier, l'optimisation de l'oscillateur conduit à jouer sur la position des objectifs de microscope, et leur défocalisation peut considérablement élargir la tache interceptée par le détecteur ; en outre, les ondes Stokes et pompe transmise arivent sur le détecteur après des parcours optiques différents.



*Figure VI-19 : Comparaison des intensités pompe et Stokes en régime solitonique ; enregistrements séparés dans le temps, mais d'une même série* (*expérimental ; pompe modulé e*)

# Modulation d'amplitude de la pompe transmise

On remarquera que le signal transmis est doublement modulé : d'une part, il reproduit la modulation de la pompe injectée avec une période correspondant grossièrement au temps de vol dans l'anneau ( $\approx 2,5$  MHz); d'autre part, il exhibe une modulation parasite plus rapide ( $\approx 80$  MHz), qui ne se retrouve pas sur les enregistrements de la pompe transmise en l'absence de DBS (osc. HS). Cette fréquence étant précisément le double de la fréquence de travail du modulateur acousto-optique qui interagit avec la pompe à l'entrée du dispositif, il est

vraisemblable<sup>17</sup> que cette <u>modulation d'amplitude</u> a pour origine une <u>modulation de phase</u> due à un défaut de cet appareil<sup>18</sup>, indécelable par notre mesure incohérente en l'absence de la DBS. Une fois amorçée, celle-ci assure le couplage des phases et des amplitudes par l'alternance rapide de processus Stokes et antiStokes (*cf* III-3 & VII-4). Si cette interprétation est bonne, cette **conversion phase/amplitude** constitue un argument supplémentaire en faveur du modèle cohérent ; on notera dans ce cas l'insensibilité apparente du soliton à la modulation de la pompe (*cf* VII-6).

Si l'enregistrement de la pompe transmise de la figure VI-18 correspond effectivement au régime d'impulsions supraluminiques stables que nous avons identifiées comme étant des quasi-solitons Brillouin, nous pouvons donc considérer que la prédiction du modèle cohérent de transparence auto-induite partielle en régime solitonique est ici vérifiée.

Toutefois, ce résultat est gravement hypothéqué par le fait que deux balayages successifs de l'oscilloscope, et donc deux enregistrements distincts, sont nécessairement séparés de plusieurs millisecondes au moins, c'est-à-dire d'un temps comparable à la durée d'une bouffée de solitons (*cf* VII-5). Il est donc impossible de s'assurer lors d'un enregistrement rapide que l'enregistrement de la pompe transmise a effectivement lieu au cours d'une telle bouffée. Nous devons donc nous contenter ici d'un argument statistique, sachant que lors de l'acquisition des intensités Stokes, 9 enregistrements sur 10 environ correspondent effectivement à des solitons.

# Enregistrement simultané pompe et Stokes

On peut répondre partiellement à cette objection en suivant sur un détecteur unique l'évolutio n lente de la somme des intensités pompe et Stokes, que l'on distingue en hachant séparément l a pompe transmise à une fréquence "rapide" (8 kHz) différente de la fréquence "lente" (1kHz) de l'interruption périodique du bras aérien de l'oscillateur ; la chaîne d'acquisition d'une bande passante de 1 GHz environ étant largement incapable de "suivre" le battement des deux ondes à 34 GHz, cette superposition est incohérente.

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> "Frequency modulates to amplitude modulated signal conversion by a Brillouin-induced phase change in single-mode fibers", R.G. WAARTS, A.A. FRIESEM AND Y. HEFETZ, Opt. Lett., **13**, 2 (1988) ;

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> Ou plus précisément de son alimentation HF 40 MHz, dont on a vérifié que le signal comportait effectivement une composante parasite à 80 MHz.


Figure VI-20 : <u>Schéma de principe du dispositif de mesure simultanée</u> des intensités pompe transmise et Stokes

L'inconvénient de cette mesure, symétrique de la précédente, est qu'il est maintenant impossible de distinguer, sinon par la stabilité à long terme, une bouffée solitonique d'une bouffée impulsionnelle évolutive. Dans ces conditions, il est préférable de travailler en régime de pompe constante avec une puissance de l'ordre de 1,1 W ( $P_0 \approx 200 \text{ mW}$ ), ce qui permet de disposer de mesures en régime de miroir Brillouin tout en garantissant que la DBS ne s'établit pas en simple passage (bras aérien HS, *cf* V-4).



*Figure VI-21 :* <u>Enregistrement simultané des ondes Stokes et pompe transmise</u> en régime "solitonique" (a) <u>et "miroir</u>" (b) (expérimental ; pompe constante  $P_L \approx 1,1$  W)

On observe alors que :

\* En régime impulsionnel "stable" (Fig. VI-21 a/), l'intensité pompe transmise (créneau x brefs) garde le même ordre de grandeur que l'oscillateur soit en service ou non : on a bien un régime de transparence auto-induite.

\* En régime de rétrodiffusion totale (Fig. VI-21 b/), l'intensité pompe transmise est pratiquement nulle (absence de créneaux brefs lors des phases non impulsionnelles) ; en revanche, lorsque des oscillations de grande amplitude viennent se superposer au fond de rétrodiffusion Stokes continue (*cf* VII-6), on voit réapparaître une composante de pompe transmise non nulle, quoique nettement atténuée.

Ces résultats sont conformes aux prédictions du modèle cohérent : l'association au régime solitonique de transparence auto-induite partielle pour la pompe a été démontrée.

## e/ Comparaison des vitesses supraluminiques théoriques et expérimentales

L'accord des prédictions théoriques et numériques de la vitesse des impulsions solitoniques dans l'anneau et de leur mesure expérimentale est mauvais.

On a vu (*cf supra*, c/) que si l'on admet un temps de vol "linéaire" dans la cavité de 420 ns, dont 415 ns à l'intérieur de la fibre, on obtient un temps de vol supraluminique dans l'anneau :

$$\Delta t$$
 supraluminique  $\approx 414$  ns  $\pm 2$  ns expérimental

Cette valeur est à comparer à celle déduite de l'expression analytique du soliton Brillouin en présence d'amortissement :

$$v = \frac{1}{1 - \frac{\mu_e}{\mu_a}} = \frac{1}{1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_a}} \approx 1,001 \frac{c}{n}$$
;  $\Delta t_{\text{solitonique}}^s \approx 419,54 \text{ ns}$ 

L'écart expérimental au temps de vol luminique est plus grand d'un ordre de grandeur que l'écart théorique.

Une part non négligeable de cet écart est due au caractère irréaliste de la solution asymptotique dans un anneau ; on a vu (*cf* VI-4) qu'une simulation numérique tenant compte des pertes à la réinjection, et de la "vitesse" plus importante de l'impulsion lors de sa phase de déformation après le recouplage réduisait considérablement le temps de vol :

 $\Delta t$  quasi-solitonique  $\approx 417,75$  ns numérique

Cette valeur est presque compatible avec l'incertitude estimée de la mesure expérimentale. Il reste néanmoins probable que l'un des paramètres clefs de cette estimation a été mal évalué, soit vraisemblablement :

\* <u>l'amortissement acoustique  $\mu_a$ </u>: il a été évalué d'après la largeur spectrale du gain Brillouin en régime spontané, et *il n'est pas exclu que sa valeur soit considérablement diminuée en régime stimulé* : on assisterait alors à un phénomène de "refroidissement" de la population de phonons, similaire au phénomène de *hole burning* bien connu dans les lasers. Un effet comparable a été prévu<sup>19</sup> et obervé<sup>20</sup> dans le cas d'une distribution spectrale intense et étroite de phonons optiques, qui exhibe alors dans certains cas deux taux d'amortissements distincts. On peut ramener l'écart théorique au temps de vol luminique à la valeur expérimentale en adoptant une valeur de  $\mu_a$  diminuée d'un ordre de grandeur.

\* <u>le coefficient de recouplage</u> : si l'efficacité du recouplage en amplitude de l'onde Stokes est très inférieure à notre évaluation, la phase "très rapide" d'amplification avec déformation peut être prolongée, conduisant à une diminution du temps de vol total dans la cavité.

Cette incertitude pourrait être levée par la mesure directe du temps de vol d'un soliton injecté dans une fibre annexe.

Au total, il apparaît donc que le modèle analytique asymptotique du soliton Brillouin est impuissant à rendre compte quantitativement de la propagation supraluminique d'une impulsion réelle dans un anneau. Il reste néanmoins un support puissant de l'intuition et, sous réserve de l'élucidation de la valeur réelle de  $\mu_a$  en régime stimulé, le modèle cohérent semble à même de rendre compte correctement de ce phénomène.

 <sup>&</sup>quot;Raman scattering induced by highly non equilibrium phonons,"
 S.E. BULGADAEV and I.B. LEVINSON, Sov. Phys. JETP, 40, 1161 (1974);

 <sup>&</sup>quot;New nonequilibrium phonon state,"
 W.E. BRON, T. JUHASZ and S. MEHTA, Phys. Rev. Lett., 62, 14, p 1655 (1989).
 VI-5 Observation d'impulsions supraluminiques 144

# CHAPITRE VII

# **TRANSITOIRES PULSES EN REGIME COHERENT**

Nous avons étudié en détail, aux chapitres V & VI, les deux régimes asymptotiques susceptibles d'une description analytique simple, le miroir Brillouin et le soliton supraluminique ; ces études ont permis de mettre en évidence la richesse du modèle cohérent de la DBS et sa spécificité par rapport au modèle d'intensités.

Toutefois, l'expérience montre que, à niveau de pompe modéré, ces régimes asymptotiques sont rarement atteints : nous considérerons donc ici plus en détail les premières phases de l'évolution de la DBS vers un régime pulsé (VII-1), et un régime évolutif particulier, le  $\pi$ -pulse (VII-2) susceptible de donner naissance au soliton (VII-3); nous tenterons également de proposer des mécanismes susceptibles de "tuer" un régime solitonique, afin de rendre compte des "bouffées" d'impulsions obtenues expérimentalement (VII-5)

Pour cela, nous considérerons l'influence de facteurs comme l'effet Kerr optique (VII-4), les fluctuations de phase de la pompe (VII-7) et sa modulation (VII-8) dans l'évolution ultérieure de la dynamique Brillouin.

# <u>Plan du chapitre VII :</u>

VII-1 : <u>Naissance du régime impulsionnel</u>
a/ Fluctuations thermiques
b/ Régime d'amplification paramétrique

seuil d'apparition de la DBS
taux de croissance de l'instabilité Brillouin

c/ Mécanismes de sélection d'une impulsion

VII-2 : <u>Déformation d'impulsions en régime cohérent : le π-pulse</u>
a/ Impulsion bornée en présence d'une pompe uniforme
b/ π-pulse
c/ Désagrégation du soliton vers le π-pulse
d/ Observation du π-pulse

VII-3 : <u>Naissance du soliton dans une structure en anneau</u>
a/ Génération d'une série de solitons par un π-pulse
b/ Génération de solitons à partir d'une impulsion
c/ Comparaison à l'expérience

VII-4 : <u>Saturation de la compression d'impulsions par couplage Kerr/DBS</u>
a/ Effet Kerr optique dans une fibre unimodale biréfringente
b/ Couplage entre l'effet Kerr optique et la DBS
c/ Mise en évidence expérimentale

saturation de la compression
modulation d'amplitude

VII-5 : Trains d'impulsions

a/ Bouffées brèves : saturation de la compression et extinction b/ Longs trains de solitons c/ Très longs trains - cohérence à long terme de l'onde Stokes d/ Bouffées chaotiques

VII-6: <u>Cohérence temporelle de la pompe et pérennité des transitoires pulsés</u>
a/ Soliton Brillouin en présence de sauts de phase aléatoires de la pompe
b/ Cohérence de la pompe et oscillations sur le continu

VII-7 : <u>Stabilisation de l'anneau par modulation de la pompe</u>
a/ Modulation forte intra-cavité
b/ Modulation extra-cavité

## VII-1 : Naissance du régime impulsionnel

#### a/ Fluctuations thermiques

On a vu (*cf* II-1 b/) qu'à l'équilibre thermique (en l'absence d'onde laser) on pouvait considérer la fibre comme un gaz de phonons, avec quelques centaines de phonons par mode.

Un modèle classique est incapable de rendre compte de manière satisfaisante de l'interaction d'un faisceau laser et d'un aussi petit nombre de phonons. On peut, au mieux, à partir d'une section efficace phénoménologique, déterminer l'efficacité (très faible) de la diffusion Brillouin spontanée, proportionnelle, localement, au nombre de phonons ; du fait des fluctuations thermiques, celui-ci peut varier dans de très grandes proportions dans le temps et dans l'espace, et la longueur de cohérence acoustique est ici de l'ordre de 40  $\mu$ m seulement ( $\approx 7$  ns x 5900 m/s, *cf* II-1 b/)).

Lors du démarrage de l'instabilité, cette répartition statistique des phonons n'est pas modifiée et, si la pompe est uniforme, l'onde Stokes primordiale est une copie assez fidèle de l'onde acoustique, très incohérente. On a vu (*cf* IV-5 c/ & Fig. IV-18) que si cette répartition est homogène, le système évolue très rapidement vers le régime de miroir, et conserve très longtemps, voire indéfiniment, la mémoire de cette incohérence initiale. Toutefois, dans le cas général, cette répartition est également inhomogène, et la non-linéarité de la DBS mène alors à l'apparition d'un régime pulsé et, sur le front arrière des impulsions, le mécanisme Brillouin antiStokes "gomme" les phonons, et permet l'oubli de ces conditions initiales.

Par ailleurs, les conditions d'établissement de la pompe sont souvent une cause supplémentaire d'inhomogénéité à grande échelle : la pompe "entre" dans la fibre avec un front de montée fini, et la remplit progressivement.

Il est en outre possible que, la fibre constituant un guide acoustique multimode, un effet de "speckle acoustique" vienne renforcer l'inhomogénéité de la répartition des phonons dans la fibre.

## b/ Régime d'amplification paramétrique

Pratiquement, dès que la fibre est entièrement remplie d'une faible onde Stokes, le nombre de phonons par mode devient très grand : la fibre n'est plus à l'équilibre thermique, la diffusion Brillouin passe en régime stimulé, et c'est sa dynamique qui détermine désormais l'évolution des populations Stokes et acoustique. L'amplitude de ces ondes reste néanmoins très inférieure à celle de la pompe, et on peut admettre que, dans un premier temps, celle-ci n'est pas modifiée par la DBS : c'est le **régime paramétrique**.

La faible efficacité de la DBS, à ce stade, fait que l'évolution des amplitudes Stokes et acoustique est très lente. En particulier, on a  $\partial_t E_a \ll \mu_a E_a$ , ce qui autorise à décrire l'apparition du régime stimulé en modèle d'intensités.

On a donc (cf III-2) :

$$E_a = E_B^* E_p / \mu_a$$

### Seuil d'apparition de la DBS

L'équation d'évolution de l'amplitude de l'onde Stokes est alors :

$$(\partial_t - \partial_x + \mu_e) E_B = E_p (E_B E_p)^* / \mu_a)$$

ou, dans le repère lié à l'onde Stokes :

$$\partial_{\tau} E_{\rm B} = (|E_{\rm p0}|^2/\mu_{\rm a} - \mu_{\rm e}) E_{\rm B}$$

L'instabilité ne peut se développer que si  $\partial_{\tau} E_B > 0$ .

Avec la condition de normalisation  $|E_{p0}|^2 = 1$ , ceci correspond à la condition de seuil :

soit en variables physiques, et pour notre fibre particulière :

$$\gamma_a \ \gamma_e \ << \ K^2 \ |E_{p0}|^2 \quad ; \quad P_{couplée} \ > \ 7,5 \ mW \quad ; \quad P_L \ > \ 42 \ mW$$

#### Taux de croissance de l'instabilité Brillouin

Dans nos expériences, la puissance couplée sera toujours très supérieure au seuil, et la loi d'évolution de l'amplitude Stokes sera :

$$E_B(t) = E_{B0} \exp \{ (|E_{p0}|^2 / \mu_a - \mu_e) t \} \approx E_{B0} \exp \{ |E_{p0}|^2 t / \mu_a \}$$

où  $|E_{p0}|^2$  t / $\mu_a$  est le taux de croissance de l'instabilité. On peut remarquer que ce taux de croissance ne dépend pas des conditions initiales : l'amorçage de la DBS sur une fibre préparée avec un plus grand nombre de phonons, augmentera seulement  $E_{B0}$ .

L'amplitude des ondes Stokes (et donc aussi celle de l'onde acoustique esclave) sera typiquement décuplée sur une longueur de fibre (L/ $\Lambda = 20$ ;  $\mu_a \approx 8,5$ ;  $P_L \approx 50 \text{ mW}$  [ $P_0 \approx 9 \text{ mW}$ ], cf table II-2), ou multipliée par 7 environ sur un tour d'anneau, en tenant compte des pertes de recouplage.

À ce stade, l'amplification, partout exponentielle, n'est pas sélective, et, tant que l'approximation paramétrique reste valable, le profil d'amplitude de l'onde Stokes reste identique à lui-même, incohérent et inhomogène.

#### c/ Mécanismes de sélection d'une impulsion

Lorsque l'amplitude Stokes cesse localement d'être négligeable devant celle de la pompe, on sort du régime paramétrique. Du fait de son inhomogénéité, l'onde Stokes présente dans le cas général un maximum prononcé. Deux mécanismes complémentaires interviennent alors, qui favorisent cette partie de l'onde Brillouin au détriment des autres :

\* <u>la déplétion de la pompe</u> : la région autour du sommet de l'impulsion Stokes rencontre une pompe intense, faiblement atténuée par son interaction avec le reste de l'onde Stokes, peu intense ; son amplification continue donc à un rythme soutenu ; en revanche, la DBS est plus efficace à cet endroit, et la déplétion de la pompe devient importante : le maximum laisse derrière lui une pompe affaiblie, ce qui diminue d'autant l'efficacité de l'amplification, et conduit à augmenter encore son amplitude relative. Le modèle d'intensités rend compte de ce mécanisme.

\* la mémoire acoustique : lors de l'interaction de la pompe avec le maximum de l'onde Stokes, une onde acoustique intense est créée, avec une phase bien définie. Celle-ci est à son tour capable de stimuler la DBS de la pompe, et sera donc ainsi partiellement entretenue, au lieu de s'éteindre instantanément. Dans le cas d'une impulsion Stokes isolée, ce mécanisme conduit à lui adjoindre une queue très longue ; dans le cas d'une onde Stokes continue mais très incohérente, l'onde acoustique, quasiment immobile, est rejointe après le passage du maximum par une autre partie de l'onde Stokes, de phase différente : localement, les phases pompe, Stokes et acoustique ne sont plus compatibles avec un processus DBS Stokes ; l'onde hypersonore est alors éteinte par DBS antiStokes, et l'onde Brillouin diminuée d'autant avant de pouvoir subir une amplification, reconstruisant l'onde acoustique avec une nouvelle phase. Ce mécanisme, qui ne peut être décrit que dans le cadre du modèle cohérent, conduit à défavoriser les parties de l'onde Stokes présentant une phase différente de celle du maximum. Lorsque les amplitudes Stokes et acoustique deviennent plus importantes, il peut aller jusqu'à l'annihilation de certaines parties de l'onde Brillouin, et sa reconstruction avec une phase adaptée, ce qui correspond à une augmentation de la cohérence de l'onde Brillouin.

On remarquera qu'une impulsion ainsi sélectionnée, née sur les fluctuations thermiques du milieu, est toujours accompagnée d'un fond Stokes et acoustique continu, faible mais non nul.

## VII-2 : Déformation d'impulsions en régime cohérent : le π-pulse

#### a/ Impulsion bornée en présence d'une pompe uniforme

Nous allons maintenant étudier la propagation d'une impulsion initialement bornée en présence d'une pompe uniforme. Du fait que le niveau Stokes est par hypothèse rigoureusement nul en amont de l'impulsion, celle-ci provoque par DBS l'apparition dans la fibre d'une véritable onde de choc acoustique.



Figure VII-1 : <u>Répartition initiale des champs</u> (schéma de principe)

Si l'impulsion est initialement peu intense, elle subit une amplification exponentielle en régime paramétrique (*cf supra*). Lorsqu'elle devient suffisament intense pour causer une forte déplétion DBS de la pompe, on assiste à la création d'une onde acoustique intense qui, stimulant à son tour la diffusion Brillouin de la pompe, est entretenue très au-delà de la durée de vie des phonons, et cause un fort élargissement de l'impulsion, qui laisse ainsi derrière elle une "queue" continue.



*Figure VII-2 : Elargissement de l'impulsion et déplétion de la pompe (numérique)* 

On peut montrer<sup>1</sup> que l'amplitude au sommet de l'impulsion croît linéairement avec le temps : l'efficacité de la DBS augmente donc jusqu'à l'annihilation totale de la pompe. Le même mécanisme que nous avons détaillé en VI-1 dans le cas du soliton amène alors l'apparition de DBS antiStokes, et la reconstruction de la pompe avec une phase opposée, aux dépens des ondes Stokes et acoustique. Cette situation présente néanmoins deux différences majeures avec le cas soliton :

\* L'impulsion Brillouin, initialement bornée, n'est pas précédée d'un "pied". Son front avant rencontrera donc toujours une pompe neuve, et l'efficacité de son amplification continuera à augmenter, au lieu de se stabiliser comme dans le cas soliton.

\* La forme des impulsions Stokes et acoustique, quelconque, n'est pas adaptée à une compensation exacte des créations et des annihilations, et l'une des deux (en général, dans un premier temps, l'onde acoustique) s'annulera avant l'autre, en un temps fini. Le sens du processus Brillouin s'inversera alors de nouveau (AS  $\rightarrow$  S), et l'onde Stokes sera à son tour reconstruite avec une phase opposée, aux dépens de la pompe, jusqu'à extinction de celle-ci, et ainsi de suite.



Figure VII-3 : <u>Annulation de l'onde acoustique et inversion de la DBS</u> (numérique)

<sup>1</sup> "Asymptotic evolution of stimulated Brillouin scattering : implications for optical fibers",

J. COSTE and C. MONTES, Phys. Rev. A, **34**, 5, pp 3940 sq (1986) ; *la plus grande partie du VI-2* consiste en un résumé de cet article, qui détaille en outre les démonstrations que nous passons ici sous silence ;

Le résultat net du processus est donc une série d'oscillations en quadrature des amplitudes des ondes Stokes et pompe, ou, en termes d'intensités, une série de pics Brillouin d'aire constante et égale à  $\pi$  en variables réduites, d'amplitudes décroissantes, deux pics consécutifs étant en opposition de phase ; cette structure tend asymptotiquement à remplir totalement la fibre en aval de l'impulsion. Par analogie<sup>2</sup> avec une solution classique<sup>3,4</sup> de l'équation de Sine-Gordon de même forme, cette structure a reçu le nom de " $\pi$ -pulse"



*Figure VII-4 :* <u>*π*-pulse : répartition spatiale des amplitudes</u> (numérique)

Par ailleurs, un tel  $\pi$ -pulse étant construit, le temps d'amortissement non nul de l'onde acoustique garantit à celle-ci une certaine stabilité en phase : alternativement amplifiée et diminuée, elle oscille autour d'une valeur moyenne (précisément  $\sqrt{2} E_p$ ) en gardant un signe constant, de telle sorte que les signes des produits  $E_p E_a^*$  et -  $E_B E_a$  sont respectivement ceux de  $E_p$  et de - $E_B$ , justifiant ainsi le sens des transferts d'énergie (Stokes si les ondes optiques

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> "Formation and amplification of ultrashort optical pulses as a result of stimulated scattering in opposite directions", V.A. GORBUNOV, Sov. J. Quant. El, **14**, 8, p 1066 (1984);

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> "Exact solution of a  $\pi$ -pulse problem"

J.A. ARMSTRONG and E. COURTENS, IEEE J. Quant. El., QE-4, p 411, june 1968;

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> "Elements of soliton theory", G. LAMB Jr., (Wiley, New York ,1980), pp 153 sq.

sont en phase, antiStokes si elles sont en opposition de phase) : le  $\pi$ -pulse, quoique évolutif, est une structure stable dans le temps. D'un point de vue formel, il s'agit aussi d'une solution autosimilaire de l'équation de Sine-Gordon, mais selon la variable  $\zeta = xt$ , qui n'a pas de sens physique immédiat.

Notons que le bilan énergétique global n'est pas équilibré : l'énergie transmise de la pompe au Stokes dans le premier pic (nécessairement dans ce sens, l'onde acoustique étant alors à construire) ne lui est pas intégralement restituée, et de même pour les autres pics : l'amplitude va en décroissant d'un pic à l'autre, et, le transfert se faisant moins violent, leur largeur augmente. À la limite, la pompe est totalement éteinte après son interaction avec le  $\pi$ -pulse.

La pompe étant très fortement diminuée à la traversée du flanc avant de l'impulsion, le sommet de celle-ci dérive, comme dans le cas du soliton, vers le front avant de l'impulsion bornée. Toutefois, celui-ci se propage naturellement à la vitesse de la lumière dans la fibre, et ne peut par définition jamais être rattrappé : le sommet de l'impulsion est donc faiblement supraluminique, et sa vitesse diminue dans le temps, tendant asymptotiquement vers celle de la lumière à mesure qu'il se rapproche du front avant de l'onde.

En résumé, une impulsion Brillouin intense et bornée mise en présence d'une pompe contrapropagative dans un milieu semi-infini va tendre à emplir la totalité du milieu, en se structurant en " $\pi$ -pulse", c'est-à-dire en une série de pics d'aire constante et égale à  $\pi$ , d'amplitude décroissante et alternativement en opposition de phase.

L'amplitude du premier pic croît linéairement en t (et donc son intensité en  $t^2$ ), pendant que sa largeur diminue en 1/t. Il est supraluminique, la vitesse de son sommet diminuant en (1 + 1/t) c /n.

On remarquera que cette analyse conduit à la prédiction erronée de la rupture mécanique de la fibre aux longs temps d'interaction, lorsque la pression proportionnelle à l'amplitude de l'onde acoustique devient comparable à la pression de rupture de la fibre. Elle est donc insuffisante, et doit être complétée aux fortes compressions ( $\Delta t < 10$  ns) par la prise en compte de l'effet Kerr optique dont l'effet se fait sentir de plus en plus lors de l'amplification et de la compression : le  $\pi$ -pulse ne constitue pas une solution asymptotique de l'évolution de la DBS.

# c/ <u>Désagrégation du soliton vers le π-pulse</u>

Si l'on "coupe" brutalement le pied avant d'un soliton, on brise de ce fait le mécanisme de déformation autosimilaire, qui assurait l'invariance de sa forme ; le sommet supraluminique de l'impulsion va alors dériver vers le front luminique ainsi créé, et la structure solitonique va se désagréger dans un scénario de type  $\pi$ -pulse. On obtient un résultat comparable lorsque le niveau de fond de l'onde Stokes, sans être nul, devient excessivement faible en amont du soliton.



*Figure VII-5:* <u>Scénario de désagrégation du soliton vers le  $\pi$ -pulse</u> (numérique)

Dans l'oscillateur réglé pour la génération de solitons, rempli en permanence d'un fond Stokes et acoustique, on ne rencontre pas en général d'impulsion Stokes bornées : l'évolution vers le  $\pi$ -pulse est relativement improbable.

L'observation expériementale d'une évolution de type  $\pi$ -pulse nécessiterait donc l'injection dans une fibre remplie d'une onde de pompe d'une imlpulsion bornée de fréquence Stokes convenable. Il est envisageable d'employer à cet effet l'anneau Brillouin comme générateur d'impulsions, réinjectées après mise en forme convenable dans une fibre annexe. Il conviendrait en outre de recourir à des techniques de détection cohérente, pour la mise évidence des sauts de phases de  $\pi$  d'un pic à l'autre.

#### VII-3 Naissance du soliton Brillouin dans une structure en anneau

On a vu au paragraphe précédent l'importance de l'existence d'un fond Stokes en amont du soliton, celui-ci dégénérant en son absence en une structure de type  $\pi$ -pulse ; cette importance sera confirmée ici par la mise en évidence du mécanisme réciproque : la présence d'un fond Stokes non négligeable peut suffire à entrainer la génération d'impulsions supraluminiques à partir de structures radiatives cohérentes luminiques,  $\pi$ -pulse ou impulsion simple.<sup>5</sup>

#### a/ <u>Génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse</u>

Une structure en  $\pi$ -pulse tend naturellement à s'étendre vers l'arrière, le front avant du premier pic laissant derrière lui une "queue" oscillante (*cf* VII-2). Dans un anneau, le premier pic peut donc, après recouplage, rejoindre sa propre queue, et le fond sonore associé ; la DBS se fait alors plus efficace sur son front avant, qui subit alors une amplification de type autosimilaire, et tend à s'individualiser en prenant une forme solitonique en sécante hyperbolique. Devenu supraluminique, il se sépare de la structure  $\pi$ -pulse, qu'il laisse derrière lui. La figure VI-6 montre la simulation numérique d'un tel processus dans un milieu semi-infini, dans lequel on a arbitrairement imposé un fond Stokes non nul en amont du  $\pi$ -pulse (pas d'effet Kerr)



<u>en présence d'un fond Stokes non nul et d'une pompe constante</u> (numérique)

"Apparent superluminous quasi-solitons in stimulated Brillouin backscattering", O. LEGRAND and C. MONTES, J. Phys. Coll. (Paris), 50, C3-147 (1989);

5

Le soliton tend à "gommer" derrière lui l'onde acoustique qui l'accompagne, et à reconstruire la pompe, peu perturbée quoique avec une phase opposée. Dès qu'il est bien formé et suffisament séparé du  $\pi$ -pulse, ce dernier n'est plus sensiblement perturbé par sa présence. Toutefois, le "pied" postérieur du soliton constitue également un fond Stokes, qui peut être suffisant pour réamorcer le processus : le  $\pi$ -pulse donne alors naissance à un second soliton, et ainsi de suite.



*Figures VII-7 : Apparition d'une seconde structure solitonique* (numérique ; mêmes paramètres que pour la figure VII-13, à un instant ultérieur)

## b/ Génération de solitons à partir d'une impulsion

Dans le scénario précédent, les pics du  $\pi$ -pulse n'interviennent pas dans la naissance du soliton, à l'exception du premier : ils rencontrent une pompe très perturbée par son interaction avec le premier pic, et adaptée à la structure  $\pi$ -pulse.

On obtient donc une évolution comparable, et on assiste à la naissance d'un soliton, lorsqu'une impulsion isolée intense est mise en présence d'un fond Stokes non nul sur sa partie avant (une telle configuration peut être obtenue dans un anneau par modulation de la pompe seule, *cf* VII-7). Il est important, ici, que l'amplification de l'impulsion soit suffisante pour parvenir à l'extinction de la pompe et au processus antiStokes, moteur du régime solitonique.

La série de figures VII-8 a-h montre la naissance et la séparation d'une structure solitonique sur le front avant à des instants séparés d'une période de l'anneau ; de t = 590 à t = 750, la déplétion de la pompe lors de l'amplification du flanc avant de l'impulsion limite l'amplification du pic principal ; après t = 750, le processus antiStokes démarre sur le flanc arrière du futur soliton, et cause une forte atténuation du pic luminique; à partir de t = 790, le profil de la partie supraluminique s'ajuste parfaitement à une forme en sécante hyperbolique.



*Figures VII-8:* <u>Naissance et séparation d'une structure solitonique à partir d'une impulsion</u> <u>intense isolée</u> et comparaison avec la forme analytique en sécante hyperbolique [à droite] (numérique ; pompe modulée)

Notre chaîne d'acquisition de données expérimentales ne nous permettant pas de suivre l'évolution d'une impulsion sur un grand nombre de tours d'anneaux, la mise en évidence de mécanismes aussi lents et subtils que la naissance d'un soliton à partir d'une impulsion isolée est extrêmement délicate.

Lorsque l'anneau est optimisé pour la génération de solitons, on obtient des trains de solitons de quelques millisecondes (*cf infra*, VII-5), desquels on extrait, parmi un grand nombre de solitons correctement formés, quelques structures complexes, souvent doubles, dans lesquelles une faible impulsion supraluminique croissante précède une structure luminique décroissante. Ceci constitue une confirmation qualitative du mécanisme de création des solitons à partir d'impulsions luminiques.



Fig. VII-9: <u>Naissance d'une structure supraluminique</u> à partir d'une impulsion luminique (expérimental ;  $P_L \approx 600 \text{ mW}$  ; pompe modulée)

## VII-4 Saturation de la compression d'impulsions par couplage Kerr/DBS

Ce qui précède permet d'envisager le processus Brillouin d'évolution de type  $\pi$ -pulse comme une méthode de compression d'impulsions. Ainsi, dans des guides d'ondes, la DBS a été utilisée pour la compression d'impulsions laser de 20 à 2 ns.<sup>6</sup> Toutefois, dans les fibres optiques, l'effet Kerr optique vient se coupler à la DBS, et limite la compression Brillouin des impulsions à environ 10 ns.

#### a/ Effet Kerr optique dans une fibre unimodale biréfringente

Les manifestations les plus connues de l'effet Kerr optique sont l'automodulation de phase et l'automodulation de fréquence d'impulsions lumineuses, qui peuvent également, pour des puissances de l'ordre ou supérieures à 10 W, conduire à une instabilité modulationnelle dans les fibres unimodales.<sup>7</sup> Lorsqu'intervient un second phénomène sensible à la largeur spectrale, comme la dispersion de la fibre<sup>8</sup>, l'effet Kerr optique aboutit à une automodulation d'amplitude.

Si on calcule l'automodulation de fréquence pour une impulsion Stokes de 10 ns de temps de montée et 10 fois plus intense que la pompe ( $P_L = 500 \text{ mW}$ , *cf* table II-2), on trouve en ordre de grandeur, après une longueur L = 80 m :

$$\Delta v(t) = \frac{d |E(t)|^2}{dt} \frac{n_2 L}{\lambda} \approx 130 \text{ MHz}$$

Dans des conditions assez défavorables, l'automodulation de fréquence conduirait donc sur un tour d'anneau, et en l'absence de DBS, à un élargissement spectral de l'onde Stokes comparable à la largeur du gain Brillouin spontané. La modulation non linéaire de la pompe est négligeable. <u>Un élargissement spectral de cet ordre suffit à interdire de négliger la contribution</u> <u>de l'effet Kerr</u> optique, au moins pour des impulsions plus courtes qu'une dizaine de nanosecondes.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> "Pulse compression by stimulated Brillouin scattering", D.T. HON, *Opt. Lett.*, **5**, 12, 1980;

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> "Observation of modulational instability in optical fibers",

K. TAI, A. HAGESAWA and A. TOMITA, Phys. Rev. Lett., 56, 2, 1986;

 <sup>&</sup>lt;sup>8</sup> "Self-amplitude modulation of optical pulses in nonlinear dispersive fibers",
 M.J. POTASEK and G.P. AGRAWAL, *Phys. Rev. A*, **36**, 8, p 3862 (1987);

VII-4 Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS

Un autre effet, lié à la biréfringence induite par effet Kerr, consiste en la rotation de l'axe de polarisation de la lumière dans une fibre isotrope, ou, dans le cas de notre fibre faiblement biréfringente et à "maintien de polarisation", en un couplage non-linéaire entre les deux modes de polarisation<sup>9</sup>. Toutefois, des mesures effectuées sur cette même fibre<sup>10,11</sup> montrent que ces effets ne deviennent importants que pour des puissances couplées de l'ordre du Watt. Ces puissances ne sont jamais atteintes dans les conditions usuelles d'utilisation de l'anneau, et nous n'avons pas constaté de modifications notables de la répartition d'énergie entre les modes.

## b/ Couplage entre l'effet Kerr optique et la DBS

On a vu en III-4 que la prise en compte de l'effet Kerr optique conduit <u>dans le modèle</u> <u>cohérent</u> à un couplage de l'évolution des phases et des amplitudes des ondes optiques. L'automodulation de phase devient alors une **automodulation d'amplitude** de l'impulsion Brillouin, et mène à un élargissement temporel de l'impulsion Stokes, ou à la saturation de sa compression à une valeur de l'ordre de 15 ns.



<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> "Auto-effet Kerr dans une fibre optique biréfringente",

VII-4 Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS

A. SAISSY, J. BOTINEAU et D.B. OSTROWSKY, J. Opt., 15, p 391 (1984);

 <sup>&</sup>quot;Transmission non linéaire dans les fibres optiques monomodes faiblement biréfringentes", L. MACON,
 J. BOTINEAU, K.X. DING, C. LEYCURAS et A. SAISSY, *Annales Télécomm*. (France), 41, 1-2, 1986 ;

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> "Effets polarimétriques en régimes linéaire et non-linéaire dans les fibres optiques unimodales biréfringentes"L. MACON, Thèse, Nice, 23 juin 1986 ;

On peut ainsi comparer, toutes choses égales par ailleurs, l'enveloppe d'une impulsion Stokes fortement modulée en présence (Fig. VII-10), et en l'absence (Fig VII-11) d'effet Kerr (on comparera également leur amplitude et leur largeur ; voir aussi Fig. III-3).



Figure VII-11 : Impulsion en l'absence d'effet Kerr (numérique)

Cette modulation conduit à une saturation de l'amplitude maximale (Fig. VII-12 ; avec ces paramètres,  $E_B^{sat} \approx 2.8$ , soit  $I_B^{sat} \approx 8 I_p$ ) qui rend bien compte de l'expérience, quand le modèle sans Kerr conduit à une croissance linéaire de  $E_{max}$ , *a priori* non physique pour les puissances considérées (*cf* VII-2).

Au total, le couplage entre l'effet Kerr et la DBS modifie de façon sensible l'évolution des trois ondes dans les régimes impulsionnels quand la durée des impulsions devient inférieure à 100 ns ; il apparaît donc que les conditions de validité du modèle cohérent (sans Kerr) sont presque aussi restrictives que celles du modèle d'intensité, et toute représentation fine de la DBS devra prendre en compte le couplage Kerr/DBS, ce que font systématiquement nos simulations, sauf précision contraire.



Figure VII-12 : <u>Scénario d'évolution en l'absence d'effet Kerr</u> (numérique)



Figure VII-13 : <u>Scénario d'évolution avec couplage Kerr/DBS</u> (numérique)

En outre, l'effet Kerr optique interdit la compression d'impulsions Brillouin au delà de 10 ns environ (pour la fibre que nous utilisons), et donc l'évolution vers des comportements "asymptotiques" du type  $\pi$ -pulse : les seuls régimes susceptibles d'être durablement stables sont donc d'une part le miroir Brillouin, avec ou sans oscillations de largeur constante autour du continu, d'autre part les régimes impulsionnels assortis d'un mécanisme stabilisant la largeur des impulsions, comme la DBS antiStokes dans le cas du soliton, ou de fortes pertes à la réinjection dans un oscillateur.

# c/ Mise en évidence expérimentale du couplage Kerr /DBS

#### Saturation de la compression d'impulsions

Nous n'avons pas mené d'exploration systématique du couplage Kerr/DBS. En particulier, nous n'avons pas étudié l'évolution d'impulsions très intenses et très étroites en présence d'une pompe contrapropagative intense, pour lesquelles ce couplage serait maximal.

L'argument expérimental le plus fort en faveur de l'analyse qui précède reste donc la tendance assez systématique des impulsions se propageant dans l'oscillateur à se stabiliser à une largeur de l'ordre de 20 ns. C'est en particulier le cas des impulsions stables de faible amplitude, donc non stabilisées par la DBS antiStokes, que l'on obtient en augmentant artificiellement les pertes au recouplage (défocalisation des objectifs de microscope, etc.). En outre, on observe parfois pour un oscillateur mal optimisé (i.e. à très faible niveau de pompe effectivement couplée, l'anneau étant refermé mais mal adapté au faisceau pompe) des structures Brillouin évolutives désordonnées plus étroites, de quelques nanosecondes (fig VII-14) : cette observation est compatible avec l'idée de la saturation de la compression DBS des impulsions par effet Kerr, celui-ci étant d'autant moins efficace que la puissance crête des impulsions est plus basse.



 Fig. VII-14 : <u>Structures désordonnées très étroites</u> (expérimental, pompe constante)

 VII-4 <u>Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS</u>

 165

## Modulation d'amplitude

De même, en l'absence d'une modulation externe de la phase des ondes Stokes, le tranfert par couplage Kerr/DBS d'une modulation de phase en modulation d'amplitude est difficile à mettre en évidence avec certitude. A haut niveau de pompe, on observe néanmoins, avec une faible probabilité, des structures luminiques évolutives dont l'enveloppe est comparable à celle du soliton, mais contient plusieurs pics étroits et rapprochés (Fig. VII-15) : on peut, avec une certaine prudence, interpréter un tel évènement comme la destruction par automodulation d'amplitude Kerr/DBS d'un soliton qui aurait accidentellement été anormalement amplifié par DBS, au point d'amorcer une automodulation de phase efficace par effet Kerr. Un tel comportement est l'un des scénarios possibles expliquant la fin d'une bouffée d'impulsions solitoniques (*cf infra*, VII-5).



*Figures VII-15 :* <u>Structures Brillouin intenses rapidement modulées</u> (expérimental, pompe constante)

# VII-5 Trains d'impulsions

Nous sommes maintenant en présence de trois scénarios distincts, et contradictoires, de l'évolution asymptotique d'une impulsion dans l'anneau :

\* L'efficacité de la DBS tout au long de la fibre peut engager l'oscillateur dans une route vers le miroir Brillouin ; ce cas a déjà été traité (*cf* IV-3,4) : il ne se rencontre en pratique que pour les fortes puissances de pompe ( $P_L > 1,5 \text{ W} \quad [P_0 > 270 \text{ mW}]$ , pour un miroir stable, ou  $P_L > 800 \text{ mW} \quad [P_0 > 140 \text{ mW}]$ , avec de fortes oscillations sur le continu ).

\* L'impulsion peut subir une compression en 1/t, dans une évolution du type  $\pi$ -pulse ; toutefois, l'impulsion devenant très étroite, l'élargissement spectral dû à l'effet Kerr par automodulation de fréquence (*cf supra*, VII-4) va diminuer l'efficacité de la DBS, éventuellement à tel point que le gain Brillouin dans l'anneau devienne inférieur aux pertes de réinjection : l'amplitude de l'impulsion diminue alors rapidement.

\* Enfin, le modèle cohérent sans effet Kerr optique prévoit l'existence de régimes quasisolitoniques éternels, en l'absence d'un mécanisme susceptible de perturber leur propagation.

Pour des puissances de pompe modérées (< 800 mW), la réalité expérimentale est intermédiaire entre les deux derniers scénarios : l'oscillateur génère des "bouffées" d'impulsions, de durée finie, allant de quelques dizaines à quelques dizaines de milliers d'impulsions.

# a/ Bouffées brèves : saturation de la compression et extinction

Pour une cavité imparfaitement réglée, et avec une très faible probabilité pour une cavité bien réglée, on observe des trains d'impulsions violemment évolutives. De tels sursauts sont en général éphémères : une structure apparaît dans la cavité, est amplifiée et comprimée pendant quelques tours ; puis le processus s'inverse et la structure disparaît. La durée totale du phénomène est rarement supérieure à  $10 \ \mu$ s.

[Les trains des figures VII-16, 17 & 18 relèvent de "séries" différentes (cf VI-5) ; les calibrages sont donc totalement indépendants. En revanche, en dépit des échelles différentes, les oscillogrammes VII-16, 19, 20, 21 & 22 ont été extraits d'une même série, et sont donc comparables].



Fig. VII-16 : <u>Naissance et disparition rapides d'une brève bouffée d'impulsions</u> (expérimental ; pompe modulée [ $\approx$ 406 ns] ; P<sub>L</sub> = 400 mW - 2 µs/div)



*Figures VII-17 : Bouffée brève fortement évolutive* (expérimental ; pompe modulée [ $\approx$ 406 ns] ;  $P_L = 400 \text{ mW} [P_0 \approx 70 \text{ mW}] - 2 \mu \text{s/div}$ )

La figure VII-16 est un exemple typique, quoiqu'ici sur un temps particulièrement court, de l'apparition et de la disparition d'un train d'impulsions : l'intensité de l'impulsion croît et décroît sur quelques tours de l'anneau, de la même façon que dans des trains d'impulsions beaucoup plus longs ; tout se passe ici comme si la bouffée était une tentative avortée d'apparition d'un soliton. La brièveté de sa vie peut par exemple être dûe à une inadaptation de la phase de la modulation de la pompe En revanche, l'interruption brutale d'un train, comme dans le cas de la Figure VII-17, beaucoup plus rare, et que nous n'avons jamais observée pour des bouffées solitoniques très longues, ne peut s'interpréter que par l'intervention d'un phénomène physique non constant ; l'effet Kerr optique, non-linéaire, est ici un bon candidat, même si on ne peut exclure un accident, comme un saut de mode du laser de pompe.

À plus fort niveau (Fig. VII-18), la disparition d'une bouffée peut être causée par l'apparition d'une structure complexe au sein de l'impulsion, la limite de ce processus vers les hautes puissances étant le miroir.



*Figures VII-18 :* <u>Disparition d'une bouffée par apparition de structures complexes</u> (expérimental ; pompe modulée [ $\approx$ 406 ns] ;  $P_L = 560 \text{ mW}$  [ $P_0 \approx 100 \text{ mW}$ ] - 1 µs/div)

#### b/ Longs trains de solitons

Lorsque l'oscillateur est convenablement réglé, on voit apparaître des trains d'impulsions beaucoup plus longs, d'une durée supérieure à  $100 \ \mu$ s. L'intensité des impulsions croît ou décroît en quelques tours de part et d'autre du train (*cf* Fig. VII-16), et reste relativement stable à l'intérieur. [*les* "coups ratés" sur les bords sont des artefacts de la numérisation de l'oscillogramme].



*Figures VII-19 :* <u>Train "long" lentement évolutif</u> (expérimental ; pompe modulée [ $\approx$ 406 ns] ;  $P_L$  = 400 mW [ $P_0 \approx$  70 mW] - 2 µs/div)

Du fait de limitations inhérentes à la chaîne d'acquisition, les impulsions isolées ne sont pas résolues sur les figures VII-16 à 19, et d'une façon générale lorsque sont enregistrées des séries de plus de trois ou quatres impulsions ; il est donc impossible d'en extraire aucune information sur les impulsions individuelles (largeur, ou même variation rapide d'amplitude d'un tour sur l'autre), et *a fortiori* de les qualifier comme solitons. De même, il ne nous a pas été possible de déclencher simultanément l'observation de la sortie Brillouin sur deux échelles de temps très différentes.

En revanche, le réglage "optimal" de l'anneau conduit indifféremment à l'observation de solitons à échelle de temps rapide, et de trains très longs sur une échelle longue. On peut donc admettre avec une bonne probabilité que les impulsions stables et supraluminiques ( $\Delta T \approx 408$  ns) de la figure VII-21, bien formées et bien séparées, sont représentatives des

impulsions non résolues du train VII-19, de la même série : les longs trains d'impulsions sont liés à un comportement solitonique. De même, les impulsions luminiques ( $\Delta T \approx 411$  ns) d'amplitude lentement croissante donnent probablement une bonne image de la naissance du train (*cf* VII-3 ; voir aussi V-6, pour la discussion de la mesure des temps de vol absolus).



*Figures VII-20 :* <u>Impulsions individuelles supraluminiques</u> (expérimental ; pompe modulée [ $\approx 406$  ns] ;  $P_L = 400$  mW [ $P_0 \approx 70$  mW] - 100 ns/div)

# c/ Très longs trains - Cohérence à long terme

La durée typique d'un train d'impulsions solitoniques est de l'ordre de mille impulsions, soit ici 400  $\mu$ s ; on peut trouver, exceptionnellement, des durées supérieures à 20 ms. A ces échelles de temps, les conditions expérimentales ne peuvent pas être considérées comme absolument stables, et les variations très lentes d'amplitude ne sont plus significatives ; la fréquence des oscillations très lentes d'intensité pourrait correspondre à la différence entre la période de modulation de la pompe et celle de l'anneau.



Figures VII-21 : <u>Très longues bouffées (300 µs & > 1ms)</u> (expérimental ; pompe modulée [ $\approx$ 406 ns] ;  $P_L$  = 400 mW [ $P_0 \approx$  70 mW] - 100 µs/div)

Il est intéressant de noter la très grande cohérence du laser en anneau impliquée par la durée de ces trains: en effet, si on admet par simplicité qu'un train de 100  $\mu$ s peut se représenter comme un peigne de Dirac ( $\delta t = 400$  ns) de sécantes hyperboliques (de largeur  $\delta = 20$  ns), modulé à grande échelle par une gaussienne d'une largeur  $\Delta = 100 \mu$ s, il vient :

$$E(t) = \left[ |\underline{|}| | (dt) \otimes \operatorname{sech} (\frac{t}{\delta}) \right] \exp \left(\frac{t^2}{2 \Delta^2}\right)$$

et donc :

E (
$$\omega$$
) =  $\left[ \left| \_ \right| \_ \right| [\frac{1}{dt}] \otimes \exp\left(\frac{\Delta^2 \omega^2}{2}\right) \right]$  sech ( $\delta \omega$ )

Le spectre de la bouffée solitonique est donc un spectre en peigne (dv = 1/dt  $\approx$  2,5 MHz), limité par une sécante hyperbolique de largeur  $1/\delta \approx 500$  MHz, dont chaque dent est une gaussienne **de largeur 1/\Delta \approx 10 kHz**. Par ailleurs, plusieurs publications très récentes,<sup>12,13,14</sup> font toutes état de mesures d'une largeur spectrale de l'onde Stokes étonnament étroite dans des résonnateurs : à Lille, Marc DOUAY, Pascal BERNAGE et Pierre NIAY mesurent dans un oscillateur linéaire une longueur de cohérence Brillouin supérieure à 58  $\mu$ s, soit  $\delta v < 15$  kHz ; le résultat de l'équipe de S. EZEKIEL, au MIT, est encore plus spectaculaire, puisqu'elle annonce une largeur de raie Brillouin intrinsèque de 30 Hz, mesurée dans un oscillateur à fibre en anneau monomode longitudinal ! Dans ces expériences, comme dans la nôtre, **la cohérence de l'onde Stokes est très supérieure à celle de la pompe** (de quelques centaines de kiloHertz dans toutes les expériences), ce qui peut s'interpréter simplement dans le cadre du modèle cohérent (*cf* VII-7).

Un étrécissement similaire de la largeur spectrale de lasers Raman a été interprété en termes de diffusion Raman stimulée hors accord de phase.<sup>15,16</sup> Il est vraisemblable que les résultats expérimentaux obtenus dans le cas de la DBS sont également à rapprocher du concept de DBS hors accord de phase que nous avons proposé au chapitre V, et ne peuvent en aucun cas être interprétés dans le cadre du modèle d'intensités. La cohérence du laser Brillouin semble d'autant plus grande que la phase de réinjection est plus stable : les oscillateurs en anneau de SMITH, ZARINETCHI & EZEKIEL et de BAYVEL & GILES, sont refermés sur un coupleur intégré, et ne comportent donc aucun trajet aérien, au contraire du nôtre et de l'oscillateur linéaire de Lille, moins cohérents<sup>17</sup>; cette remarque serait compatible avec les conclusions du V-2, qui attribuaient un rôle crucial à cette phase dans la détermination de la fréquence de l'onde Stokes.

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> "Linewidth narrowing in the semi-conductor laser pumped single mode all fiber Brillouin ring resonator", P.L. BAYVEL and I.P. GILES, El. Lett., **25**, 260 (1989);

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> "Estimation of the mean coherence time of stimulated Brillouin scattering in an optical fibre using unbalanced heterodyne interferometry", M. DOUAY, P. BERNAGE and P. NIAY, Opt. Comm. **81**, 3-4, p 231 (15 feb. 1990);

 <sup>&</sup>lt;sup>14</sup> "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications",
 S.P. SMITH, F. ZARINETCHI and S.E. EZEKIEL, Opt. Lett., 16, p 393 (1991);

 <sup>&</sup>quot;Noise reduction in a Raman ring laser driven by a chaotic pump",
 M. LEWENSTEIN and K. RZAZEWSKI, Opt. Comm., 63, 3, p 174 (1987);

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> "Noise reduction in a Raman ring laser driven by a chaotic pump : numerical approach", A. TEUBEL and K. RZAZEWSKI, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 4, p 550 (1989) ;

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Voir aussi la note V-2 - 5 p86; on peut également relever une expérience plus ancienne de la même équipe du M.I.T., qui avait obtenu pour la première fois un oscillateur Brillouin à fibre en anneau mono-fréquence, dans une configuration où le trajet aérien des faisceaux était particulièrement bien contrôlé : "Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser", D.R. PONIKVAR and S. EZEKIEL, Opt. Lett., 6, 8 (1981);

# d/ Bouffées chaotiques

Nous avons jusqu'ici considéré que, lors de l'extinction d'un train, l'impulsion correspondante disparaissait purement et simplement. Toutefois, on connaît la sensibilité de la DBS aux répartitions initiales des champs dans la fibre : l'existence de la trace d'une impulsion très diminuée suffit à favoriser son amplification, et à garantir le redémarrage sur cette impulsion d'une nouvelle bouffée (*cf* Fig. VII-17), qui à son tour va se développer, disparaître, rebondir, et ainsi de suite. Lorsque le réglage de l'anneau ne permet pas l'accrochage du régime soliton, et donc de trains de très longue durée, on assiste à une <u>succession chaotique de bouffées de quelques microsecondes</u>, d'amplitude, de durée, et de temps d'apparition variables.



*Figures VII-22:* <u>Bouffée solitonique, bouffée chaotique</u> (expérimental ; pompe modulée [ $\approx$ 406 ns] ;  $P_L = 400 \text{ mW} [P_0 \approx 70 \text{ mW}] - 10 \mu \text{s/div}$ )

Ce schéma se retrouve à toutes les échelles de temps, l'instant d'apparition et la durée de deux bouffées solitoniques successives n'étant pas simplement corrélés.

À plus haut niveau de puissance, cette **imprédictibilité à long terme (ms) de l'évolution dynamique de la DBS** se retrouve dans l'apparition d'oscillations sur un fond continu (*cf* V-4, fig. V-14). De même, à la mise en service de l'anneau, on peut arriver très rapidement au miroir (Fig. V-16), ou au contraire y parvenir après un train d'impulsions très long, voire pas du tout si, comme dans le cas de la figure V-17, l'oscillateur est mis hors service après quelques millisecondes de fonctionnement, par exemple par un modulateur mécanique intra-cavité.

Des résultats très comparables ont très récemment été publiés par une équipe écossaise<sup>18</sup>, qui observe dans une configuration linéaire (fibre de 40 m,  $P_{couplée} \approx 200 \text{ mW}$ ) des trains de quelques centaines d'impulsions séparées d'un aller retour dans la cavité, violemment évolutives et superposées à un fond continu ; d'autres paramètres amènent un régime d'oscillations quasi-périodiques autour du continu. Ces résultats sont annoncés pour être en bon accord avec un modèle cohérent Kerr/Brillouin très similaire au nôtre, et les auteurs insistent sur le rôle prédominant du couplage Kerr/DBS et des coefficients de réflexion aux extrémités de la fibre dans ce comportement *purely deterministic*.

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> "Sustained and bursting oscillations in stimulated Brillouin scattering with external feedback in optical fibre", A. JOHNSTONE, WEIPING LU, J.S. UPPAL and R.G. HARRISSON, Opt. Comm, **81**, 3-4 (1991);

# VII-6 Cohérence temporelle de la pompe et pérennité des transitoires pulsés

Si l'on admet que le temps de cohérence du laser en anneau en régime solitonique peut dépasser la milliseconde (*cf supra*), ce qui correspond à une largeur de raie inférieure au kHz, il apparaît que **l'onde Brillouin peut être considérablement plus cohérente que l'onde de pompe** qui la crée, dont la largeur de raie est de l'ordre du MHz<sup>19</sup>.

Les simulations numériques permettent de préciser ce point de vue en "suivant" l'évolution en phase des trois ondes au cours de l'interaction. Pour cela, on a tenu compte dans la modélisation d'une largeur de raie finie de la pompe en introduisant sur l'onde pompe injectée des sauts de phase aléatoires en amplitude et en intervalle temporel, simulant une largeur de raie de l'ordre du MHz. Pour la simplicité de l'analyse, on utilise ici le modèle cohérent *sans Kerr*, et on admet que la largeur spectrale de la pompe reste toujours très inférieure à la largeur du gain Brillouin spontané ( $\approx 150$  MHz).

## a/ Soliton Brillouin en présence de sauts de phase aléatoires de la pompe

Il apparaît numériquement que, une fois qu'il est construit, le soliton cesse d'être perturbé par les fluctuations de phase de la pompe, sa propre stabilité en phase étant alors presque parfaite. Dans le modèle cohérent, l'instabilité de phase de la pompe n'est donc pas un mécanisme susceptible de "tuer" une bouffée de solitons, et, en l'absence de tout mécanisme complémentaire, la cohérence de l'oscillateur pourrait être arbitrairement grande.

On peut donner une interprétation assez intuitive de ce phénomène : les sauts de phase de la pompe sont "absorbés" par le matelas de phonons, c'est-à-dire exactement compensés par des fluctuations complémentaires de la phase de l'onde acoustique. On se souvient en effet que la phase de chacune des trois ondes évolue d'autant plus vite lors de la DBS que son intensité relative est plus faible (*cf* III-3 c/) ; or, dans le cas du soliton, l'amplitude acoustique est très faible devant les amplitudes optiques sur le front avant de l'impulsion : elle "tournera" donc facilement, de façon à optimiser à chaque instant l'efficacité des transferts d'énergie Stokes de la pompe vers le soliton, quelle que soit la phase des ondes optiques. Le cas échéant, l'onde acoustique sera totalement annihilée, et reconstruite avec la phase adaptée à celle de la pompe rencontrée, sans que celle de l'onde Stokes soit modifiée.

Sa phase ainsi déterminée, l'onde acoustique sera amplifiée au passage du soliton, aux

<sup>19</sup> Données techniques du fabricant du laser, COHERENT ; en pratique, il est probable que son "spectre à court terme" a une largeur de quelques kHz, et erre lentement (ms) à l'intérieur d'une enveloppe spectrale d'une largeur de l'ordre du MHz. dépens de la pompe et jusqu'à extinction totale de celle-ci (cf VI-2). La pompe est alors reconstruite par DBS antiStokes avec une phase compatible avec des ondes Brillouin et acoustique, cette dernière étant la "**mémoire**" **de la phase pompe initiale** : la phase sélectionnée sera donc la même qu'elle avait au début de l'interaction, éventuellement à une inversion près (cf VI-3) ; il conviendrait également de tenir compte d'un retard constant, dû au fait que la phase a été "retenue" par l'onde acoustique immobile pendant le passage du soliton.

La structure en phase de la pompe est donc globalement inchangée après son interaction avec le soliton ; celle de l'onde acoustique en est la copie fidèle, et la phase de l'onde Stokes reste presque parfaitement constante (Fig. VII-23 c/, d/ & e/). On notera que ces fluctuations n'empêchent pas non plus l'apparition du régime solitonique, qui est seulement retardée : les impulsions Stokes supraluminiques de la figure VII-23 ont été obtenues numériquement avec une pompe chahutée dès l'origine, à partir d'une faible fluctuation acoustique localisée.



**Fig. VII-23 :** <u>Insensibilité de la phase du soliton aux fluctuations de phase de la pompe</u> (numérique ;  $\mu_a = 10$ ,  $\mu_e = 10^{-2}$ ;  $\Delta v_p \approx 1$  MHz ; pas de Kerr) a et b : amplitudes réelles Stokes (à l'entrée de la fibre) et pompe (en sortie de fibre); c : phase de l'onde Stok es (à l'entrée), pratiquement insensible aux fluctuations de la pompe ; d : phase de l'onde de pompe fortement perturbée (en sortie) ; e : phase de l'onde acoustique (en sortie), reproduisant les fluctuations de celle de la po mpe. On notera que les amplitudes et les phases Stokes et pompe n'étant pas relevées au même endroit (ondes c ontrapropagatives), leur comparaison à un instant donné n'est pas possible ; en revanche, les phases pompe et acoustique sont définies de la même façon, et parfaitement comparables
On remarquera que, après l'interaction, chaque saut de phase de la pompe s'accompagne d'un faible pic d'intensité (Fig. VII-23 b/) : un tel pic traduit le fait que le fond acoustique initial ayant dû être annihilé avant d'être reconstruit *ex nihilo* avec une phase adaptée, ce "retard" au démarrage de la déplétion solitonique de la pompe empêche la compensation exacte des transferts d'énergie Stokes et antiStokes.

On peut faire une analyse similaire dans le cas du <sup>1</sup>-pulse, et en général dans tous les cas de propagation d'une **onde Stokes intense dans un milieu vierge de phonons : la dynamique de la DBS est alors indépendante des fluctuations de phase de la pompe**, dans le modèle cohérent comme dans le modèle d'intensités.

On notera que ce résultat est différent de celui, bien connu, du cas stationnaire, où l'efficaci té de la DBS est inversement proportionnelle à la largeur spectrale de la pompe<sup>20</sup>.

# b/ Cohérence de la pompe et oscillations sur le continu

On a vu au chapitre V que l'entretien permanent de l'onde acoustique par une pompe constante parfaitement monochromatique conduisait invariablement à un régime stable de rétrodiffusion totale, après une phase d'oscillations sur le continu (cf V-3 a/, Figs. V-5 & V-6) dont la durée dépend de la puisance injectée et de la cohérence initiale du bruit de fond acoustique (cf V-5). Si ce scénario est bien vérifié à haute puissance (cf V-4), la réalité expérimentale est un peu différente pour les puissances moyennes (0,8 W < P<sub>L</sub> < 1,5 W ; 140 mW < P<sub>0</sub> < 270 mW), où des oscillations sur le continu peuvent apparaître spontanément sans raison apparente, voire s'installer durablement (fig. V-14).

Un tel comportement peut s'expliquer par la cohérence finie de l'onde de pompe. En effet, lorsque l'oscillateur est proche du régime miroir, il est entièrement rempli d'une onde acoustique non négligeable (voire plus intense que l'onde Stokes, si la modulation est voisine de 100 %), qu'il est impossible d'annihiler sans conséquences pour l'onde Stokes : tout saut de phase de la pompe sera donc suivi d'une réorganisation brutale des phases *et des intensités relatives* des trois ondes.

La durée et l'amplitude de la phase d'oscillations sur le continu sera donc déterminée par le temps de cohérence de la pompe, et, pour une pompe très incohérente, on pourra aboutir à un régime permanent d'oscillations sur le continu, avec une modulation presque totale de l'onde

 <sup>&</sup>quot;Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber",
 D. COTTER, Journ. Opt. Comm., 4, 1 (1983);

rétrodiffusée. Un tel régime constitue un nouveau comportement "asymptotique" impulsionn el de la DBS, distinct du miroir comme du soliton. Compte tenu de sa nature intrinsèquement désordonnée, son étude analytique est bien entendu exclue, de même que la "preuve" numérique de sa pérennité ; on trouve toutefois facilement des paramètres numériques pour lesquels un tel régime s'installe pour un temps très long, supérieur à 500 tours d'anneau (Figure VII-24).



(numérique ;  $\mu_a = 10$ ,  $\mu_e = 10^{-2}$ ;  $\Delta v_p \approx 1$  MHz ; pas d'effet Kerr optique)

## VI-7 Stabilisation de l'oscillateur par modulation de la pompe

Une fois la DBS amorcée dans l'anneau, une pompe constante y entretient en permanence un fond acoustique, *a priori* inhomogène, qui remplit la totalité de la fibre.

A haut niveau de pompe, la répartition spatiale de l'intensité acoustique est parfaitement déterminée, et on se trouve dans le régime très stable de miroir Brillouin (cf ch V).

Pour une pompe modérée, cette onde acoustique rémanente constitue le principal facteur d'instabilité de l'anneau (si le laser de pompe est convenablement isolé, cf IV-1) En effet, en régime cohérent, l'efficacité de l'amplification DBS d'une impulsion Stokes dépend fortement de l'intensité du fond acoustique qu'elle rencontre sur son front avant (cf VII-1,2), de même par conséquent que l'amplitude de l'onde acoustique qu'elle laissera derrière elle : le fond acoustique fournit à l'oscillateur une "mémoire" qui complique singulièrement son comportement, au point de le rendre parfois chaotique (cf Fig. V-17). On a vu que dans ces conditions, l'oscillateur tendait invariablement à évoluer soit vers un régime de miroir stationnaire (cf V-3), soit, si la pompe est partiellement incohérente, vers un régime d'oscillations sur le continu (cf VII-6), et qu'un régime impulsionnel pur était donc nécessairement instable.

On peut s'affranchir partiellement de ces inconvénients en travaillant à bas niveau de pompe, mais la structure de l'onde rétrodiffusée reste instable, et l'observation de régimes impulsionnels intéressants comme le soliton relève alors de la chance.

Une solution plus radicale à ce problème consiste à interrompre périodiquement la pompe pendant un temps long devant la durée de vie des phonons ( $\approx 7$  ns).

# a/ Modulation forte intra-cavité

Nous avons donc modifié l'oscillateur "de base" (cf IV-1) en remplaçant la lame semiréfléchissante permettant le couplage de la pompe et le recouplage de l'onde Stokes par un modulateur acousto-optique (MAO) : l'onde Stokes est alors recouplée *via* l'ordre 1 du modulateur quand celui-ci est excité, et perdue sinon ; réciproquement, la pompe est couplée sur l'ordre 0, perdue si le MAO est en service. Quand l'excitation est sinusoïdale, à la période de l'anneau, la pompe remplit en permanence la moitié de la fibre seulement, et l'oscillateur fournit des impulsions Stokes très stables<sup>21</sup> (Figure VII-25), à tel point que ce dispositif a pu être proposé comme horloge "tout-optique",<sup>22</sup> et en excellent accord avec les simulations numériques du modèle cohérent DBS/Kerr.



*Fig. VII-25 : Impulsions Brillouin stables en présence d'une forte modulation intra-cavité (expérimental)* 

On remarquera qu'un régime solitonique ne peut en aucun cas s'établir dans une cavité de ce type, les "pieds" des impulsions étant systématiquement coupés au recouplage par la MAO. En outre, il est difficile de faire ici la part de l'influence de la modulation de la pompe, et de celle de l'onde Stokes.

# b/ Modulation extra-cavité

Une configuration plus intéressante est donc l'"oscillateur définitif" (*cf* IV-2, Fig. IV-9) utilisé dans la quasi-totalité des expériences décrites dans le présent mémoire ; dans ce cas, le modulateur extra-cavité permet également l'interruption périodique de la pompe, mais n'empêche jamais le recouplage de l'onde Brillouin, et respecte par conséquent les pieds des solitons éventuels. La modulation opérée sur la pompe lorsque le MAO est en service lui donne ici une structure en créneaux, l'alimentation de l'anneau étant interrompue pour une durée comprise entre 40 et 100 ns, sur une période d'environ 420 ns. La durée de l'interruption n'a pas d'influence sur le fonctionnement de l'anneau, sinon l'augmentation prévisible des seuils d'apparition des différents régimes.

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> "Stabilization of a stimulated Brillouin fiber ring laser by strong pump modulation", J. BOTINEAU, C. LEYCURAS, C. MONTES and E. PICHOLLE, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 3, march 1989, p 300 ;

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> "Several MHz all-optical Clock using a stimulated Brillouin fiber ring laser", J. BOTINEAU, C. LEYCURAS and C. MONTES, Optical Computing, Toulon (France), 1988 ;

Le résultat de la modulation est le même que dans le cas précédent, à savoir une **excellente stabilité** de l'anneau lorsque les paramètres physiques l'autorisent (régime soliton, etc.)

On notera en outre que, dans la gamme de puissance explorée ( $P_L < 3 \text{ W}$ ;  $P_0 < 540 \text{ mW}$ ), le régime de **miroir n'est jamais obtenu en régime de pompe modulée**.



*Fig. VII-26 :* <u>Influence de la période de modulation de la pompe sur le temps de vol</u> (*expérimental*)

Compte tenu du caractère crucial du temps de vol des impulsions dans la mise en évidence du régime solitonique, il est important de préciser que le temps de vol "luminique" dans l'anneau ne dépend pas de la présence du MAO, ni de la période de modulation de la pompe qu'il impose (Figure V-26) : seules l'amplitude et la stabilité des impulsions varient avec l'écart à la résonnance ; l'oscillateur peut fonctionner pour des périodes de modulations comprises entre 400 et 450 ns environ, et le régime solitonique a pu être indifféremment caractérisé pour des fréquences de modulations comprises entre 415 et 425 ns, sans modification de leur temps de vol. Il est néanmoins probable que la stabilité de la modulation de la pompe joue un rôle limitatif dans la durée des bouffées de solitons.

# CHAPITRE VIII

# **CONCLUSIONS**

# Plan du chapitre VIII

VIII-1 : <u>Critères de choix d'un modèle de la DBS</u>

a/ Modèle d'intensités ou modèle cohérent ?
b/ Importance et généralité du processus Brillouin antiStokes

Réajustement de la phase acoustique après un saut de phase de la pompe
Reconstruction de la pompe après extinction

c/ Importance du couplage Kerr /DBS

VIII-2 : <u>Problèmes ouverts</u>

a/ Amortissement acoustique en régime stimulé b/ Cohérence d'un laser Brillouin et "mort" d'un train d'impulsions c/ "Modes" longitudinaux non linéaires d'un oscillateur Brillouin d/ Modes acoustiques transverses et effets acoustiques non linéaires

VIII-3 : Conclusion générale

# VIII-1 : Critères de choix d'un modèle de la DBS

Nous avons adopté une représentation unidimensionnelle de la DBS, dans un modèle à trois ondes seulement. Les hypothèses que nous avons employées, et les limites qu'elles imposent à notre modèle, sont détaillées au paragraphe II-2.

Notre programme initial était de discuter la pertinence d'un modèle d'intensités, négligeant la dynamique de l'onde acoustique, pour décrire la DBS dans les fibres optiques, c'est-à-dire en régime d'interaction Brillouin faible. Cette étude a permis de dégager un critère limitant la validité de ce modèle, et mis en évidence la puissance de la description cohérente de la diffusion Brillouin stimulée ; elle a en outre montré l'importance fondamentale des processus antiStokes dans la DBS, souvent mal identifiés dans la littérature antérieure, et établi l'importance dans les fibres optiques du couplage entre la DBS et l'effet Kerr optique.

# a/ Modèle d'intensité ou modèle cohérent ?

Nous avons présenté dans ce mémoire deux arguments expérimentaux établissant que le modèle d'intensités est couramment mis en défaut dans un oscillateur Brillouin :

\* Nous avons observé pour la première fois<sup>1</sup> un régime particulier de propagation non linéaire, *le quasi-soliton Brillouin supraluminique*. Ce phénomène fait intervenir un mécanisme de DBS antiStokes qu'il est impossible d'interpréter dans le cadre d'un modèle d'intensités ; il a été caractérisé expérimentalement par la mesure de *temps de vols supraluminiques* dans un oscillateur à fibre optique en anneau, et par l'observation de *transparence auto-induite* partielle pour la pompe.

\* Nous avons montré l'importance du **couplage de la DBS avec l'effet Kerr optique**, qui permet d'interpréter la saturation de la compression d'impulsions par DBS à des largeurs de l'ordre de 10 ns. Or, l'effet Kerr optique seul agit exclusivement sur la dynamique des phases des ondes électromagnétiques, qui n'est pas prise en compte par le modèle d'intensités. Ce couplage ne peut donc être décrit que dans le cadre d'un modèle cohérent de la DBS.

Si le modèle d'intensités permet de rendre compte qualitativement et quantitativement des situations de DBS stationnaire ou quasi-stationnaire, et au moins qualitativement de

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> "Observation of dissipative superluminous solitons in a Brillouin fiber ring laser", É. PICHOLLE, C. MONTES, C. LEYCURAS, O. LEGRAND and J. BOTINEAU, Phys. Rev. Lett., **66**, 11 (1991);

l'amplification et de la compression d'impulsions Stokes larges et peu intenses, la présente étude nous permet de dégager un <u>critère limitant sa validité</u> :

Le modèle d'intensités de la DBS est susceptible de donner des résultats qualitativement faux dès que l'amplitude de l'onde Stokes devient supérieure à celle de la pompe, <u>ou</u> dès que l'une des deux ondes pompe et Stokes présente des structures temporelles plus étroites qu'une dizaine de nanosecondes.

La première contrainte est liée à la possibilité de transferts d'énergie antiStokes des ondes Stokes et acoustique vers l'onde de pompe. Elle est d'autant plus contraignante que l'amortissement des ondes acoustiques est plus faible, et la puissance de pompe couplée plus forte. En l'absence d'amortissement, on pourrait théoriquement aboutir à la limite des solitons plats à un régime solitonique avec une puissance Stokes crête égale à la puissance pompe couplée.

Le second terme du critère est largement lié à l'effet Kerr optique, et donc *a priori* indépendant de la longueur d'onde, mais d'autant plus fort que la densité de puissance lumineuse est plus forte. Par ailleurs, le critère de Kroll<sup>2</sup> reste valable, sous une forme élargie : *les prédictions quantitatives du modèle d'intensités ne sont plus fiables dès que l'une des deux ondes pompe ou Stokes présente des structures temporelles d'une largeur comparable à la durée de vie d'un phonon acoustique dans le milieu.* Pratiquement, dans une fibre de silice ( $\tau_a \approx 7$  ns à 34 GHz), on devra donc se méfier du modèle d'intensités dès que l'onde rétrodiffusée présentera une structure temporelle de temps caractéristique inférieur à 50 ns.

De plus, le modèle cohérent paraît être un support à l'intuition physique aussi efficace que le modèle d'intensités, au moins aussi longtemps qu'on peut négliger l'effet Kerr optique ; comme d'autre part la puissance des "stations de travail" informatiques aujourd'hui courantes permet des simulations numériques rapides même si l'on tient compte de la dynamique des ondes acoustiques, le modèle d'intensités ne semble plus présenter d'avantage évident, et **on aura toujours intérêt à choisir une description cohérente de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques**.

# b/ Importance et généralité du processus Brillouin antiStokes

ëExcitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high intensity light waves to elastic waves", N.M. KROLL, J. Appl. Phys., **36**, p 34 (1965);

La diffusion antiStokes, c'est-à-dire avec augmentation de fréquence, d'une onde électromagnétique sur une onde acoustique est un phénomène bien connu des opticiens : il s'agit par exemple de l'ordre -1 du réseau de Bragg lors de la déflexion d'un faisceau laser par un dispositif acousto-optique. Toutefois, on ne sait pas fabriquer un dispositif similaire à 34 GHz et on ne voit pas bien quel mécanisme pourrait produire une onde acoustique de cette fréquence pour causer la diffusion Brillouin antiStokes de la pompe dans une fibre optique. De fait, la raie correspondante est normalement absente du spectre de rétrodiffusion.

La plupart des auteurs tiennent donc pour acquis que les transferts d'énergie par DBS antiStokes sont négligeables. Cette approximation est justifiée dans le cadre du modèle d'intensités, mais elle en est la conséquence la plus discutable, et souvent la première à s'avérer eronée. En effet, elle néglige le rôle des phonons qui ont été créés en très grande quantité par DBS Stokes "normale" et qui font de la **re-rétrodiffusion Brillouin antiStokes un mécanisme très général** dans les fibres optiques. Nous avons montré qu'il intervient principalement dans deux types de mécanismes :

# Réajustement de la phase acoustique après un saut de phase de la pompe

Lorsque, comme dans le cas du "miroir", les intensités optiques sont grandes devant celle de l'onde acoustique, cette dernière joue le rôle de "matelas" amortissant les irrégularités de la pompe. Ainsi, après un saut de phase brutal de celle-ci, la phase de l'onde acoustique se réajuste pour optimiser le transfert d'énergie Stokes; ce mécanisme peut impliquer l'annihilation des phonons à la phase désormais inadaptée. Paradoxalement, il permet de justifier l'apparente insensibilité de la DBS aux perturbations de la phase de la pompe, qui est une hypothèse centrale du modèle d'intensités, par un effet fondamentalement cohérent, la DBS antiStokes. Il peut en outre dans certains cas convertir une modulation de phase partielle de la pompe en modulation d'amplitude.

# Reconstruction de la pompe après son extinction

Lors de la propagation d'une impulsion Brillouin intense, celle-ci est amplifiée sur son front avant, et accompagnée d'une impulsion acoustique créée et entretenue par DBS aux dépens de la pompe. Cette amplification ne peut pas être indéfinie, et il peut arriver que la pompe soit totalement éteinte par son interaction avec l'impulsion ; l'interaction DBS antiStokes des ondes Brillouin et acoustique conduit alors à une reconstruction partielle de la pompe. En l'absence d'un fond Stokes continu dans la fibre, ce mécanisme mène à une évolution de type  $\pi$ -pulse, avec une alternance indéfinie de DBS Stokes et antiStokes ; en présence d'un tel fond, on peut aboutir à la propagation d'une structure ou d'une succession de structures solitoniques parfaitement stables (cf V-2, VI-3). La dynamique de la diffusion Brillouin pour des impulsions Stokes intenses est donc largement gouvernée par l'apparition de DBS antiStokes.

# c/ Importance du couplage Kerr /DBS

Les modèles ne faisant intervenir que le mécanisme de DBS prévoient l'amplification et la compression indéfinies d'une impulsion Stokes bornée. Nous avons montré expérimentalement que cette compression se saturait à une durée de l'ordre de 10 ns ; nous avons interprété cette saturation par la perturbation des ondes pompe et Stokes par automodulation de phase et modulation de phase croisée à la suite de l'intervention, à haute densité de puissance, de l'effet Kerr optique. Cette perturbation vient modifier la dynamique des phases, cruciale pour la DBS dans le modèle cohérent. Nous avons en outre proposé pour la première fois<sup>3</sup> une extension du modèle cohérent prenant en compte l'effet Kerr optique par la simple introduction de termes supplémentaires dans les équations de la DBS. Ce modèle a très récemment été repris par d'autres auteurs<sup>4</sup>, qui confirment nos observations et annoncent en outre l'analyse mathématique du "rôle central" de l'effet Kerr dans la dynamique Brillouin.

Au total, la prise en compte de l'effet Kerr optique, qui alourdit assez considérablement les simulations numériques, s'avère systématiquement **indispensable à la description du comportement asymptotique d'une impulsion Brillouin intense** si celle-ci n'est pas auto-stabilisée par un comportement de type soliton.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> "Stabilization of a stimulated Brillouin fiber ring laser by strong pump modulation", J. BOTINEAU, C. LEYCURAS, C. MONTES and É. PICHOLLE, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 3, 300 (1989);

 <sup>&</sup>lt;sup>4</sup> "Sustained and busting oscillations in stimulated Brillouin scattering with feedback in optical fibre", A. JOHNSTONE, W. LU, J.S. UPPAL and R.G. HARRISON, Opt. Comm., 81, 3-4, 222 (15 feb. 1991); ces auteurs y annoncent la justification mathématique du modèle Kerr /DBS dans un article à paraître dans Phys. Rev. Lett., par W. LU et R.G. HARRISON;

# VIII-2 : Problèmes ouverts

Si nous avons systématiquement justifié les approximations utilisées dans la description des ondes électromagnétiques, nous avons également admis certaines hypothèses sur le comportement des ondes acoustiques sans entrer dans le détail des mécanismes gouvernant son évolution (description phénoménologique de l'amortissement, guidage de la fibre, *etc.*). Or, nous avons montré l'importance de la dynamique de l'onde hypersonore dans les processus DBS, et une description plus fine de cette instabilité ne pourra faire l'économie d'un réexamen sévère de ces hypothèses. Par ailleurs, les mécanismes limitant la cohérence remarquable mais finie d'un laser Brillouin à solitons restent incompris.

# a/ Amortissement acoustique en régime stimulé

La confrontation de l'expérience et des prédictions du modèle cohérent fait apparaître des désaccords quantitatifs pour certains paramètres faisant intervenir l'amortissement acoustique  $\gamma_a$ , comme la vitesse du quasi-soliton Brillouin. Or, la valeur de  $\gamma_a$  a été déterminée en identifiant la durée de vie moyenne d'un phonon acoustique à l'inverse de la largeur spectrale de la diffusion Brillouin en régime spontané. Ces désaccords, conjugués à l'étonnante cohérence de la DBS en régime stimulé (*cf infra*), amènent à suspecter la légitimité d'une telle identification : il est vraisemblable qu'à forte densité spectrale de phonons<sup>5</sup> apparaissent des phénomènes de type *hole burning* spectral acoustique. L'interprétation rigoureuse d'un tel mécanisme reste à réaliser.

### b/ Cohérence d'un laser Brillouin et "mort" d'un train d'impulsions

Nous avons mis en évidence l'existence dans un oscillateur Brillouin en anneau de très longs trains d'impulsions Stokes remarquablement stables (qq ms, soit plusieurs milliers de tours, en régime de pompe modulée *cf* VII--5). Cette stabilité est une manifestation du régime solitonique, qui tend à asservir la forme de l'impulsion. De telles bouffées sont obtenues avec une pompe dont le temps de cohérence est de l'ordre de la microseconde : **la cohérence d'une onde Stokes intense peut donc être très supérieure à celle de la pompe**, ce qui a été confirmé indépendamment par des mesures spectrales menées à Lille<sup>6</sup> et très récemment au

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> "New nonequilibrium phonon state",

W.E. BRON, T. JUHASZ and S. MEHTA, Phys. Rev. Lett., 62, 14, p 1655 (1989);

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> "Estimation of the mean cohérence time of stimulated Brillouin scattering in an optical fibre using unbalanced heterodyne spectroscopy", M. DOUAY, P. BERNAGE and P. NIAY, Opt. Comm., **81**, 3-4, 231 (1991); ces auteurs annoncent un temps de cohérence de l'onde Stokes supérieur à 58 µs, meilleur que celui de la pompe; curieusement, les mesures spectrales à haute résolution en régime de DBS efficace sont très rares, la plupart des auteurs s'étant cantonnés aux observations dans le domaine temporel.

M.I.T.,<sup>7</sup> cette dernière équipe annonçant une largeur spectrale Brillouin intrinsèque inférieure à 30 Hz dans un oscillateur en anneau.

Si le modèle cohérent permet de proposer des mécanismes stabilisant à chaque instant la phase de l'onde Stokes, la description d'une telle évolution à long terme reste fragile ; en outre, une telle interprétation ne rend pas compte de l'influence de la largeur spectrale du gain Brillouin spontané, bien établie en régime stationnaire, mais qui devient une notion très ambiguë par exemple en régime solitonique.

Réciproquement, si l'on admet que la compensation locale et instantanée des irrégularités de la phase de la pompe par l'onde acoustique suffit à assurer la cohérence du soliton Brillouin pendant des temps très longs, un tel mécanisme devrait pouvoir jouer indéfiniment : il faut alors supposer qu'un effet différent, qui n'est pas pris en compte par notre modèle, est responsable de la durée finie des bouffées de solitons. Celle-ci pourrait être liée à un défaut du montage (stabilité de la modulation de la pompe, vibrations mécaniques, etc.), à la montée en puissance d'un effet connu que nous avons négligé (re-rétrodiffusion Brillouin du soliton au second ordre Stokes, instabilité modulationnelle due à la dispersion), ou même l'indice d'un effet acoustique non linéaire nouveau (*cf infra*) que son temps d'établissement très long aurait empêché d'être identifié jusqu'à présent à cause de la médiocre stabilité des oscillateurs Brillouin en dehors du régime solitonique.

# c/ <u>"Modes" longitudinaux non linéaires d'un oscillateur Brillouin</u>

Nous avons présenté dans ce mémoire une solution analytique particulière, non publiée à ce jour, de rétrodiffusion Brillouin en régime de "miroir hors accord de phase", dont la principale caractéristique est de faire dépendre la fréquence Brillouin dans un oscillateur de la phase de réinjection de l'onde Stokes (cf V-2). Le réalisme de cette solution reste à tester expérimentalement ; s'il était établi que de telles "modes non linéaires" peuvent intervenir dans la description du comportement d'un anneau, et le problème de leur superposition résolu, il serait intéressant de déterminer si un processus non linéaire mettant en jeu des équilibres instantanés comme le soliton Brillouin peut être décrit par un formalisme similaire au *modelocking* proposé par plusieurs auteurs<sup>8</sup> pour interpréter la génération de structures pulsées stables dans la cadre du modèle d'intensités.

 <sup>&</sup>lt;sup>7</sup> "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications",
 S.P. SMITH, F. ZARINETCHI and S.E. EZEKIEL, Opt. Lett., 16, p 393 (1991);

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> "Spontaneous mode locking of single and multi mode pumped SBS fiber lasers",
I. BAR-JOSEPH, A. DIENES, A.A. FRIESEM, E. LICHTMAN, R.G. WAARTS and H.H. YAFFE,
Opt. Comm., 59, 4 (1986);

# d/ Modes acoustiques et effets acoustiques non linéaires

Nous nous sommes contentés dans ce mémoire d'une description unidimensionnelle et linéaire du comportement de l'onde acoustique. Il convient néanmoins de garder en mémoire que celle-ci présente des caractéristiques tout à fait inhabituelles. En particulier, la longueur d'onde acoustique dans la silice pour une pompe à  $0,514 \,\mu$ m n'est que de  $0,17 \,\mu$ m : une fibre optiquement unimodale se comportera donc comme un guide d'onde acoustique multimodal. Une description plus réaliste de la DBS, et en particulier des intégrales de recouvrement intervenant dans les constantes de couplage Brillouin, passerait donc par la prise en compte des paramètres acousto-géométriques de la fibre<sup>9</sup>. L'atténuation forte de l'onde acoustique complique encore cette description modale.

Par ailleurs, la très forte densité de puissance acoustique instantanée lors des régimes impulsionnels intenses, comme le soliton Brillouin, peut conduire à mettre en cause l'harmonicité de la réponse du réseau à haute fréquence,<sup>10</sup>,<sup>11</sup> ce qui peut en retour constituer un renforcement non-linéaire de l'amortissement acoustique, l'absorption d'origine thermovisqueuse croissant dans un fluide comme le carré de la fréquence.<sup>12</sup> D'une façon plus générale, le formalisme de l'acoustique non linéaire guidée est proche de celui de l'optique non linéaire<sup>13</sup>, et révèle des comportements bien connus en optique, comme l'automodulation de phase ou le mélange à quatre ondes, donc les seuils d'apparition restent à évaluer dans le cadre de la DBS dans les fibres.

 <sup>&</sup>lt;sup>9</sup> "Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO<sub>2</sub>-doped-core single-mode fibers",
 N. SHIBATA, K. OKAMOTO and Y. AZUMA, J. Opt. Soc. Am. B, 6, 6, 1167 (1989);

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> "Nonlinear evolution of a stimulated Brillouin scattering grating in a fluid", B.S. MASSON, J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 2, 378 (1991);

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> "Nonlinear electroacoustics of dielectric crystals : fundamentals and applications", D.F. NELSON, Journ. Phys. Coll., C8, **40**, 11 1979);

 <sup>&</sup>quot;Interaction non-linéaire faible entre deux ondes acoustiques - Antennes paramétriques de réception",
 B. FROMONT, Thèse, Nice, 29 juin 1976 ;

 <sup>&</sup>quot;Quelques aspects de la comparaison entre optique et acoustique non linéaires",
 B. PERRIN, J. Phys. Coll., C-8, 40, 11, p c8-216 (1979).

# VIII-3 Conclusion générale

Avec l'apparition actuelle sur le marché de diodes laser et de lasers solides à la fois simples d'emploi, puissants et très purs spectralement, conjuguée à la généralisation des techniques de détection cohérente, on peut prévoir que la diffusion Brillouin stimulée constituera l'un des principaux facteurs limitants pour les performances de la prochaine génération de systèmes à fibres optiques. Il est donc capital de disposer d'un modèle simple mais réaliste de la DBS, qui permette une description fiable du comportement de tels systèmes et la compréhension de leurs limites. Il est également important d'explorer des effets plus subtils, dont l'exploitation judicieuse pourrait permettre de contourner les limites "normales" de ces dispostifs

Cette étude a mis en évidence les insuffisances du modèle d'intensités de la DBS, et montré que le modèle cohérent pouvait se révéler un support puissant pour l'intuition physique de comportements non linéaires complexes.

Elle a également mis en lumière la richesse de la dynamique de la DBS en régime cohérent, et permis de faire apparaître les limites d'une description exclusivement électrostrictive du comportement d'un oscillateur Brillouin ; en particulier, le rôle du couplage entre la DBS et l'effet Kerr optique a été exploré.

D'un point de vue plus général, elle a prouvé une nouvelle fois, s'il était besoin, que les fibres optiques unimodales constituaient un outil de choix pour l'étude expérimentale de la phénoménologie fondamentale des interactions non linéaires, qui constitue l'un des secteurs les plus dynamiques de la physique moderne.

# ANNEXE 1

# **CHOIX TECHNOLOGIQUES ET MATÉRIEL UTILISÉ**

# AI-1 Fibre optique unimodale à maintien de polarisation

# a/ <u>Géométrie</u>

Nous avons utilisé pour toutes les expériences dans le visible environ 80 m d'une fibre optique très particulière, fabriquée aux Bell Laboratories, par l'équipe de Roger H. Stolen. Le cœur de la fibre, circulaire, est en silice pure, sa gaine optique, elliptique,<sup>1</sup> est en borosilicate (avec environ 12 % de Bore), et le manteau à nouveau en silice pure. La différence d'indice entre la silice et le borosilicate est  $\Delta n = n_{SiO2} - n_{dopée} \approx 5 \ 10^{-3}$ .

Les dimensions respectives de ces trois zones sont précisées sur la figure :



Figure A I - 1 : Paramètres opto-géométriques de la fibre

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> "High-birefringence optical fibers by preform deformation",

R.H. STOLEN, W. PMEIBEL et J.R. SIMPSON, J. Lightwave Tech., LT-2 5, p. 639 (1984).

### b/ Biréfringence et maintien de polarisation

Cette géométrie particulière de la gaine, étudiée pour obtenir une forte biréfringence rectiligne intrinsèque, lève la dégénérescence des deux modes de polarisation rectiligne, et garantit un faible couplage entre eux, et donc un maintien de la polarisation d'un faisceau polarisé selon l'un des axes propres.

Elle a été obtenue en utilisant le caractère "fondant" du bore, le coefficient de dilatation thermique de la silice dopée bore étant ici environ 30 fois supérieur à celui de la silice pure. Avant tirage, on avait découpé sur toute la longueur de la préforme deux lamelles de matière dans la gaine externe, de part et d'autre d'un diamètre ; au tirage, à chaud, la surface extérieure tend à reprendre sa forme circulaire, sous l'effet des tensions superficielles : la gaine dopée au bore, plus fluide, absorbe les contraintes, et prend sa forme elliptique ; à l'inverse, le cœur, beaucoup moins liquide, conserve à l'intérieur de la gaine sa forme circulaire. Au refroidissement, le cœur et le manteau sont les premiers solidifiés, et figent le champ de contrainte qui devient permanent dans la gaine : les contraintes sont plus importantes sur le grand axe de l'ellipse que sur le petit. L'axe rapide de biréfringence est donc parallèle au petit axe de l'ellipse, et inversement.

La différence d'indice entre les deux axes de l'éllipse a été mesuré à 514,5 nm par R. Stolen, qui trouve :  $\Delta n = 1,74 \ 10^{-5}$ 

### c/ Mode à fuite

Le calcul pour une gaine optique infinie amène une longueur d'onde de coupure de 470 nm ; on obtient effectivement en champ proche des modes parfaitement purs à symétrie circulaire pour des longueurs d'onde de pompe de 488 nm et de 514,5 nm.

Toutefois, le modèle est ici notablement insuffisant, dans la mesure où la gaine optique, peu épaisse et de faible indice, est elle même enveloppée par la gaine extérieure en silice pure, d'indice plus faible : la "queue" évanescente dans la gaine de l'onde guidée dans le cœur est donc capturée par le manteau, où elle se propage librement, et est absorbée ou diffusée par le revètement extérieur de silicone.



Figure A I - 2 : Profil d'indice de la fibre Bell à maintien de polarisation

On ne peut parler ici de second mode de propagation : du fait de l'épaisseur du manteau, cette énergie est perdue dans des modes non guidés, et la fibre peut légitimement être considérée comme unimodale. Toutefois, cet effet est assez comparable aux pertes par effet tunnel dans un puits quantique, et on peut le représenter comme un couplage entre le mode fondamental et un "mode à fuites", responsable d'une part non négligeable des pertes de la fibre.

### d/ Atténuation dans la fibre

Les pertes, évaluées par R. Stolen, sont de 33,0 dB/km à 632,8 nm, 21,7 dB/km à 514,5 nm. Sur 80 m de propagation, on perd donc environ 33 % en intensité d'un signal à 514,5 nm.

### e/ Utilisation de la fibre

Cette fibre constitue un capteur très sensible des variations de température, de pression, de vibrations, et en général de tous les effets parasites qu'on souhaiterait minimiser... Elle est donc soigneusement enroulée autour d'un tambour d'assez grand diamètre, placée à l'intérieur d'une boîte de plexiglass percée de passages pour les faisceaux ; en outre, la pièce est climatisée. Les supports d'entrée et de sortie de la fibre, ainsi que quelques tuteurs destinés à adoucir son chemin vers le tambour, et sur lesquels on peut placer des dispositifs de vidage de gaine (la gaine de silice, décapée, baigne dans un liquide d'indice comparable, qui en extrait l'énergie ; une polarisation parfaitement rectiligne n'étant pas critique pour les expériences DBS, ce dispositif (dont l'installation entraîne parfois la perte de plusieurs dizaines de cm de fibre) ne sera pas utilisé en permanence.

# AI-2 Laser

Nous avons choisi de mener la plupart de nos expériences avec un laser de pompe continu dans le vert. Les critères de choix pour le laser de pompe sont alors :

\* <u>la finesse spectrale</u> : C'est la condition la plus sévère. La DBS étant un effet à bande étroite (150 MHZ à 514,5 nm), le laser de pompe doit impérativement être monofréquence.

\* <u>la réserve de puissance disponible</u> : dans le vert, on a pu refermer la cavité en anneau, et obtenir des impulsions Brillouin pour des puissances de pompe inférieures à 100 mW ; toutefois, le réglage de la cavité est alors extrêmement difficile. Le régime de miroir Brillouin n'est obtenu que pour des puissances laser de l'ordre de 2 W.

\* <u>la stabilité en puissance</u> et la stabilité en direction du faisceau ne posent pas de problème, compte tenu de la très grande qualité des lasers commerciaux disponibles.

Ces éléments, nous ont conduits à travailler avec un laser de pompe à argon ionisé, rendu monomode par un étalon intracavité. Nous avons successivement employé un laser SPECTRA-PHYSICS 165, avec un étalon à lame d'air, limité à  $\approx$  600 mW monomodes, puis un laser COHERENT INNOVA 305, plus moderne et délivrant 2,5 W monomodes avec un étalon solide ; les deux lasers conviennent bien à l'application, avec une finesse spectrale suffisante et une bonne stabilité du couplage dans la fibre.

La largeur de raie de l'onde de pompe est alors, pour les deux lasers, de l'ordre de 1 MHz ; on peut probablement envisager cette largeur comme le résultat intégré de la dérive d'une raie "instantanément" plus fine (10 kHz, considérés sur 1 ms ?).

Le laser COHERENT, muni d'un étalon et de miroir convenables, nous a également permis de travailler sur la raie à 1,09  $\mu$ m de l'argon ionisé, avec une puissance monomode de l'ordre de 200 mW.

Enfin, nous avons pu tester un laser YAG pompé par diode OPTILAS, délivrant près de 100 mW à  $1,32 \mu m$  avec une largeur de raie de 5 kHz. Un tel laser, à  $1,32 \mu m$ ,  $1,06 \mu m$ , ou  $0,53 \mu m$  semble pouvoir bien convenir pour des expériences du type de la nôtre, sous réserve qu'il soit parfaitement isolé de la fibre, et d'une puissance légèrement supérieure.

# AI-3 Chaîne d'acquisition rapide

Un ensemble complet d'acquisition de signaux à 500 MHz, comportant un oscilloscope analogique à tiroirs 500 MHz TEKTRONIX 11302 A1, équipé d'un tiroir amplificateur 1 trace 11A71, une caméra avec convertisseur analogique-digital DCS01, un ordinateur COMPAQ II4 et une imprimante EPSON. Ce matériel nous autorise à enregistrer individuellement, dans d'excellentes conditions, les impulsions Stokes. Nous avons en outre acquis, pour le même appareil, un tiroir sensible 1 MW fort utile aux réglages et permettant également de mettre en évidence, de façon commode, le régime DBS continu.

# AI-4 Mécanique et stabilité du montage

Le montage est réalisé sur une table optique suspendue de bonne qualité. Néanmoins, sa stabilité est liée à l'utilisation systématique de pieds de fixation très massifs (ici des cylindres de dural d'un diamètre de 8 cm, > 1 kg) interdisant toute vibration aux composants optiques.

# ANNEXE II

# **BIBLIOGRAPHIE GENERALE**

<u>Référence</u>	(par ordre alphabétique)	citée en :
J.A. ARMSTRONG "Interactions betwee Phys. Rev., <b>127</b> , 19	, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING and P.S. PERSHAN, een light waves in a nonlinear dielectric", 18 (1962);	III-4 - 9
J.A. ARMSTRONG "Exact solution of a IEEE J. Quant. El.,	and E. COURTENS, a π-pulse problem", <b>QE-4</b> , p 411, june 1968;	VII-2 - 3
J.A. ARMSTRONG "Some effects of gr IEEE J. Quant. El.,	, S.J. SUDHANSHU and N.S. SIREN, roup-velocity dispersion on parametric interactions", <b>QE-6</b> , 591 (1974);	VI-2 - 8
I. BAR-JOSEPH, A "Steady relaxation J. Opt. Soc. Am. B	A. FRIESEM, E. LICHTMAN and R.G. WAARTS, oscillations of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers", <b>2</b> , 10 (1985);	I - 35; III-1 - 6 IV-1 - 3
I. BAR-JOSEPH, A "Spontaneous mode Opt. Comm., <b>59</b> , 4	DIENES, A.A. FRIESEM, E. LICHTMAN, R.G. WAARTS and H.H. YAFFE, e locking of single and multi-mode pumped SBS fiber lasers", (1986);	I - 37; V-2 - 11; VIII-8
K. BAUMGARTEL "Self-pulsing at sti Opt. Comm., <b>51</b> , 1,	, U. MOTSCHMANN and K. SAUER, mulated scattering processes", p 53 (1984);	V-2 - 10
P.L. BAYVEL and "Linewidth narrow resonator", El Let	I.P. GILES, ing in the semi-conductor laser pumped single mode all fiber Brillouin ring t., <b>25</b> , 260 (1989);	VII-5 - 12
P. L. BAYVEL ; "Investigation of st resonators", Ph. D.	imulated Brillouin Scattering in single mode optical fibres and fibre ring Thesis, Londres, oct. 1989.;	V-0 - 1 V-1 - 4
G.B. BENEDEK and "Brillouin scatterin Phys. Rev, <b>149</b> , 64'	d N. FRITSCH, g in cubic crystals" 7 (1966) ;	II-1 - 5
N. BLOEMBERGER "Complex intensity lines, and stimulate	N and P. LALLEMAND, -dependent index of refraction, frequency broadening of stimulated Raman d Rayleigh scattering", Phys. Rev. Lett., <b>16</b> , 81 (1966);	I - 10
J. BOTINEAU and "Effects of polarisa J. Opt. Soc. Am., 7	R.H. STOLEN, ition on spectral broadening in optical fibers", 2, 12, p 1592 (1982);	III-4 - 10
J. BOTINEAU, C. L "Several MHz all-c Optical Computing	EYCURAS and C. MONTES, ptical Clock using a stimulated Brillouin fiber ring laser", , Toulon (France), 1988;	VII-7 - 22

J. BOTINEAU, C. LEYCURAS, C. MONTES and E. PICHOLLE, "Stabilization of a stimulated Brillouin fiber ring laser by strong pump modulation", J. Opt. Soc. Am. B, <b>6</b> , 3, p 300 (1989);	VI-4 - 16; VII-7 - 21; VIII-3
R.G. BREWER, "Growth of optical plane waves in stimulated Brillouin scattering", Phys. Rev., <b>140</b> , p A800 (1965);	I - 17
L. BRILLOUIN, "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent et homogène - Influence de l'agitation thermique", thèse, Paris 1920, Annales de Physique, <b>17</b> , p 88 (1921);	I - 1
L. BRILLOUIN, Ann. Sc. Ec. Norm, <b>III-37</b> , p 357 (1920);	II-2 - 15
L. BRILLOUIN, "La diffraction de la lumière par des ultra-sons", Hermann et C <sup>ie</sup> (Paris, 1933);	I - 15
L. BRILLOUIN, "Influence de la température sur l'elasticité d'un solide", Mémorial des sciences mathématiques, Fasc. XCIX, Gauthier-Villars (Paris, 1940);	II-2 - 13
L. BRILLOUIN, "Birth and growth of the Brillouin scattering", Proc. Internat. Conf. on Light scatterning spectra of solids, G.B. Wright ed, Springer Verlag, Berlin (1969);	I - 2
W.E. BRON, T. JUHASZ and S. MEHTA, "New nonequilibrium phonon state", Phys. Rev. Lett., <b>62</b> , 14, p 1655 (1989);	VI-5 - 20; VIII-5
J.P. BUDIN, A. DONZEL, J. ERNST and J. RAFFY, "Stimulated Brillouin scattering in glasses", El. Lett., <b>3</b> , 1 (1967);	I - 22
S.E. BULGADAEV and I.B. LEVINSON, "Raman scattering induced by highly non equilibrium phonons", Sov. Phys. JETP, <b>40</b> , 1161 (1974);	VI-5 - 19
M. CASANOVA, "Traitement analytique et numérique des équations de couplage de la diffusion Brillouin stimulée", thèse, Marseille, I.M.F., 23 avril 1979;	I - 25; V-2 - 7
R.Y. CHIAO, C.H. TOWNES and B.P. STOICHEFF, "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves", Phys. Rev. Lett., <b>12</b> , 21, p 592, 25 may 1964;	I - 5
S.M. CHITANVIS, "Acoustic instability induced in compressible, transparent fluids by electrostrictive effects", Opt. Lett., <b>15</b> , 14 (1990);	II-1 - 9
S.C.CHIU, "On the self-induced transparency effect of the three-waves resonance process" J. Math Phys., <b>19</b> , 168 (1978);	VI-2 - 7
F. CHU and C. KARNEY, "Solution of the three-wave resonant equations with one wave heavily damped", Phys. Fluids, <b>20</b> , 1728 (1977);	III-1 - 1

J. COSTE and C. MONTES, "Asymptotic evolution of stimulated Brillouin scattering : implications for optical fibers", Phys. Rev. A, <b>34</b> , 5, pp 3940 sq (1986);	I - 38; III-1-3 V-2-6; VI-2-13 VII-2 - 1
D. COTTER, "Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber", J. Opt. Comm., <b>4</b> , 1 (1983);	I - 34; III-1 -4; V-1 -5 VII-6 - 20
D. CULVERHOUSE, F. FAHARI, C.N. PANNEL and D.A. JACKSON, "Potential of stimulated Brillouin scattering as a sensing mechanism for distributed temperature sensors", Elect. Lett., <b>25</b> , 14, 1989;	V-2 - 8
E.M. DIANOV, A.V. LUCHNIKOV, A.N. PILIPETSKII and A.N. STARODUMOV, "Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers", Opt. Lett., <b>15</b> , 6 (1990);	II-2 - 17
M. DOUAY, P. BERNAGE and P. NIAY, "Estimation of the mean coherence time of stimulated Brillouin scattering in an optical fibre using unbalanced heterpdyne interferometry", Opt. Comm. <b>81</b> , 3-4, p 231 (15 feb. 1990);	VII-5 - 13; VIII-6
G. ECKHARDT, R.W. HELLWARTH, F.J. Mc CLUNG, S.E. SCHWARZ and D. WEINER, "Stimulated Raman scattering from organic liquids", Phys. Rev. Lett., <b>9</b> , 455 (1962);	I - 9
R.H. ENNS and I.P. BATRA, "Saturation and depletion in stimulated light scattering" Phys. Lett. (Netherlands), <b>28</b> a, 8, p 591 (1969);	III-1 - 2; V-1 - 3
I.L. FABELINSKI and V.S. STARUNOV, "Some studies of the spectra of thermal and stimulated scattering of light", Appl. Opt., <b>6</b> , 1793 (1967);	II-2 - 14
I.L. FABELINSKI, "Stimulated Mandelstam-Brillouin process", <i>in</i> Non-linear optics, vol. 1 of Quantum Electronics, A. Treatise, H. Rabin & C.L. Tang eds (Academic, New York, 1975);	II-2 - 12
B. FROMONT, "Interaction non-linéaire faible entre deux ondes acoustiques - Antennes paramétriques de réception", Thèse, Nice, 29 juin 1976;	VIII - 12
C.S. GARDNER, J.M. GREENE, M.D. KRUSKAL, R.M. MIURA, "Method for solving the Korteveg-de Vries equation", Phys. Rev. Lett., <b>19</b> , 1095 (1967);	VI-2 - 2
E. GARMIRE and C.H. TOWNES, "Self-trapping of optical Beams", Phys. Rev. Lett., <b>13</b> , 479 (1964);	I - 11
C.R. GIULIANO, "Laser-induced damage to transparent dielectric materials", Appl. Phys. Lett., <b>5</b> , p 135 (1965);	I - 21
V.A. GORBUNOV, "Formation and amplification of ultrashort optical pulses as a result of stimulated scattering in opposite directions", Sov. J. Quant. El, <b>14</b> , 8, p 1066 (1984);	VII-2 - 2

R.G. HARRISON, J.S. UPPAL, A. JOHNSTONE and J.V. MOLONEY, "Evidence of chaotic stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Phys. Rev. Lett., <b>65</b> , 2 (1990);	IV-1 - 4; V-5 - 15
H.A. HAUS, "Physical interpretation of inverse scattering formalism applied to self-induced transparency", Rev. Mod. Phys., <b>51</b> , 2 (1979);	VI-2 - 3
D. HEIMAN, D.S. HAMILTON and R.W. HELLWARTH, "Brillouin scattering measurements on optical glasses", Phys. Rev. B, <b>19</b> , 12 (1979);	II-1 - 7
K.O. HILL, D.C. JOHNSON, and B.S. KAWASAKI, "CW-generation of multiple Stokes and antiStokes Brillouin shifted frequencies", Appl. Phys Lett. <b>29</b> , 185 (1976);	IV-1 - 8; IV-2 - 9
D.T. HON, "Pulse compression by stimulated Brillouin scattering", Opt. Lett., <b>5</b> , 12, 1980;	VII-4 - 6
E.P. IPPEN and R.H. STOLEN, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Appl. Phys. Lett., 21, 11 (1972);	I - 31
D.C. JOHNSON, K.O. HILL, and B.S. KAWASAKI, "Brillouin optical-fiber ring oscillator design", Radio Science, <b>12</b> , 519 (1977).	IV-1 - 5
A. JOHNSTONE, WEIPING LU, J.S. UPPAL and R.G. HARRISSON, "Sustained and bursting oscillations in stimulated Brillouin scattering with external feedback in optical fibre", Opt. Comm, <b>81</b> , 3-4 (1991);	VII-5 - 18; VIII-4
W. KAISER and M. MAIER, "Stimulated Rayleigh, Brillouin, and Raman spectroscopy", <i>in</i> Laser Handbook, Arrechi & Schulz-Dubois eds, North Holland, Amsterdam 1972, p 1077;	II-1 - 4; II-3 - 28
A. KASTLER, "Proposition de production d'ondes hypersonores par effet Brillouin sous l'action simultanée de deux faisceaux lumineux cohérents sur un milieu diélectrique solide ou liquide", Comptes Rendus Ac. Sc. Paris, <b>259</b> , 5, p 4233 (1964);	I - 6
A. KASTLER, "Génération d'hypersons par superposition de deux faisceaux lumineux. Mécanisme de transmission de l'énergie entre les deux faisceaux lumineux et l'onde hypersonore", Comptes Rendus Ac. Sc. Paris, <b>260</b> , 5, p 77 (1965);	II-4 - 30
D.J. KAUP, A.REIMAN and A. BERS, "Space-time evolution of non-linear three-wave interaction : I - Interaction in a homogeneous medium", Rev. Mod. Phys., <b>51</b> , 275 (1979);	VI-2 - 6
B.S. KAWASAKI, D.C. JOHNSON, Y. FUJII and K.O. HILL, "Bandwidth limited operation of a mode-locked Brillouin parametric oscillator", Appl. Phys. Lett., <b>32</b> , 7 (1978);	I - 36
D.B. KECK, R.D. MAURER and P.C. SCHULTZ "On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides", App. Phys. Lett., <b>22</b> , 7, p 307 (1973);	I - 27
N.M. KROLL, "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelsatic coupling of high intensity light waves to elastic waves", J. Appl. Phys., <b>36</b> , p 34 (1965); 202 A- II Bi	I - 16; ` II-3 - 24; VIII-2 bliographie générale

P. LABUDDE, P. ANLIKER, and H.P. WEBER, "Transmission of narrow band high power laser radiation through optical fibers", Opt. Comm., <b>32</b> , 385 (1980);	IV-1 - 9
G. LAMB Jr., "Elements of soliton theory", (Wiley, New York ,1980), pp 153 sq.	VII-2 - 4
L. LANDAU et E. LIFCHITZ, "Mécanique des fluides", Ed. Mir, Moscou (1971);	II-3 - 27
Y. LE CORRE et G. CACHIER, "Les oscillations forcées dans l'effet Brillouin et l'effet Brillouin stimulé", J. Phys. Coll. (Paris), <b>22</b> , 2, p C-1-84 (1967);	II-2 - 10; III-2 - 7
O. LEGRAND and C. MONTES, "Apparent quasi-solitons in stimulated Brillouin backscattering", J. Phys. Coll. (Paris), <b>50</b> , C3-147 (1989);	VI-2 - 12; VI-4 - 15; VII-3 - 4
M. LEWENSTEIN and K. RZAZEWSKI, "Noise reduction in a Raman ring laser driven by a chaotic pump", Opt. Comm., <b>63</b> , 3, p 174 (1987);	VII-5 - 15
V.N. LUGOVOY and V.N. STRELTSOV, "Stimulated Raman radiation and stimulated Mandel'stam-Brillouin radiation in a laser resonator", Optica Acta, <b>20</b> , 3, p 165 (1973);	V-2 - 9
L. MACON, J. BOTINEAU, K.X. DING, C. LEYCURAS et A. SAISSY, "Transmission non linéaire dans les fibres optiques monomodes faiblement biréfringentes", Annales Télécomm. (France), <b>41</b> , 1-2, 1986;	VII-4 - 8
L. MACON, "Effets polarimétriques en régimes linéaire et non-linéaire dans les fibres optiques biréfringentes", Thèse, Nice 1986 ;	III-4 - 12; VII-4 - 9
S.L. Mc CALL and E.L. HAHN, "Self-induced transparency", Phys. Rev., <b>183</b> , 457 (1969);	VI-1 - 1
M. MAIER, G. WENDL and W. KAISER, "Self-focusing of laser light and interaction with stimulated scattering processes", Phys. Rev. Lett., <b>24</b> , 8 (1970) ;	II-1 - 2; II-2 - 21
<ul><li>P.D. MAKER, R.W. TERHUNE and C.M. SAVAGE,</li><li>"Optical third harmonic generation", <i>in</i> "Quantum electronics III",</li><li>P. Grivet and N. Bloembergen eds (Columbia University Press, 1964, p 1559);</li></ul>	I - 12
L. MANDELSHTAM Annalen der Physik, <b>23</b> , p 626 (1907);	I - 3
L. MANDELSHTAM Zh. Russ. Khim. Obsechestva, <b>58</b> , p 381 (1926);	I - 4
D.I. MASH <i>et al.</i> , "Induced Mandel'shtam-Brillouin scattering in solid amorphous bodies and in liquids", JETP Lett., <b>2</b> , p 157, 1965	I - 7

<ul><li>B.S. MASSON,</li><li>"Nonlinear evolution of a stimulated Brillouin scattering grating in a fluid",</li><li>J. Opt. Soc. Am. B, 8, 2, 378 (1991);</li></ul>	VIII - 10
G. MAYER et F. GIRES, "Action d'une onde lumineuse intense sur l'indice de réfraction des liquides", Comptes Rendus Ac. Sc. Paris, <b>258</b> , 4 (1964);	I - 13
C. MONTES, "Efficient way to prevent reflection from stimulated Brillouin backscattering", Phys. Rev. Lett., <b>50</b> , 15, p 1129 (1983);	V-3 - 13
C. MONTES et J. COSTE, "Optical turbulence in multiple stimulated Brillouin backscattering", Laser and particle beams, <b>5</b> , 2, p 405 (1987);	II-2 - 22; V-3 - 14
C. MONTES and R. PELLAT, "Inertial response to nonstationnary stimulated Brillouin backscattering : Damage of optical and plasma fibers", Phys. Rev. A, <b>36</b> , 6 (1987);	I - 39; III-3 - 8
C. MONTES, O. LEGRAND, A.M. RUBENCHIK and I.V. RELKE, "Stimulated Brillouin limitation for transmission capacity in optical-fiber communication", IV° Int. Workshop on nonlinear and turbulent process in physics, Non linear World, vol. 2, p 1250, V.E. Zakharov et al. eds, World Scientific (1990);	III-1 - 5
S.F. MOROZOV, L.V. PISHANOVA, M.M. SUSHCHIH and G.I. FREIDMAN, "Formation and amplification of quasi-soliton pulses in head-on stimulated scattering", Sov. J.Q.E., <b>8</b> , 5 (1978);	I - 26; VI-2 - 11; VI-3 - 14
D.F. NELSON, "Nonlinear electroacoustics of dielectric crystals : fundamentals and applications", Journ. Phys. Coll. (Paris), <b>40</b> , C8-11 1979);	VIII - 11
P. NIAY, P.BERNAGE et M. DOUAY, Université de Lille - Flandres - Artois, 59655 Villeneuve d'Ascq cédex, France, comm. privée, (1990);	V-2 - 8
K. NOZAKI and T. TANIUTI, "Propagation of solitary pulses in interactions of plasma waves" J. Phys. Soc. Jap. , <b>34</b> , 796 (1973);	VI-2 - 9
Y. OSHAWA and K. NOZAKI, "Propagation of solitary pulses in interactions of plasma waves II" J. Phys. Soc. Jap., <b>36</b> , 591 (1974);	VI-2 - 10
A. OWYOUNG, "The origins of the non-linear indices of liquids and glasses", Ph. D. thesis, Cal. Tech., Pasadena, Californie, dec. 1971;	II-2 - 23
D.N. PAYNE and W.A. GAMBLING, "New silica-based low loss optical fibers", El. Lett., <b>10</b> , 289 (1974);	I - 28
J. PELOUS and R. VACHER, "Thermal Brillouin scattering measurements of the attenuation of longitudinal hypersounds in fused quartz", Solid State Comm, <b>16</b> , 279 (1975);	II-1 - 6

<ul><li>B. PERRIN,</li><li>"Quelques aspects de la comparaison entre optique et acoustique non linéaires",</li><li>J. Phys. Coll.(Paris), 40, 11, p C8-216 (1979);</li></ul>	II-2 - 16 VIII - 13
D. PESME, "Les effets Raman et Brillouin stimulés dans un plasma fini et inhomogène", thèse, Paris VII, 30 mai 1973;	I - 23
D. PESME, G. LAVAL and R. PELLAT, "Parametric instabilities in bounded plasmas", Phys. Rev. Lett., <b>31</b> , 4, p 203 (1973);, <b>66</b> , p 161 (1972);	II-2 - 18
E. PICHOLLE, C. MONTES, C. LEYCURAS, O. LEGRAND and J. BOTINEAU, "Observation of dissipative superluminous solitons in a Brillouin fiber ring laser", Phys. Rev. Lett., <b>66</b> , 11 (1991);	VIII-1
J.P. POCHOLLE, "Propagation dans les fibres optiques monomodes", Revue Technique Thomson-CSF, <b>15</b> , 4, déc. 1983, p 934;	II-3 - 29
D.R. PONIKVAR and S. EZEKIEL, "Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser", Opt. Lett., <b>6</b> , 8 (1981);	IV-1 6; VI-5 - 17
M.J. POTASEK and G.P. AGRAWAL, "Self-amplitude modulation of optical pulses in nonlinear dispersive fibers", Phys. Rev. A, <b>36</b> , 8, p 3862 (1987);	VII-4 - 8
K.F. RENK and U. HAPPEK, "Terahertz-phonons : new phonon spectroscopies", 9 <sup>th</sup> general conf. of the condensed matter div. of the EPS, Nice, France, 6-8 march 1989;	II-1 - 8
T.C. RICH and D.A. PINNOW, "Evaluation of fiber optical waveguides using Brillouin spectroscopy", Appl. Opt., <b>13</b> , 6 (1974) ;	II -1 - 1
Y. ROCARD, "Théorie moléculaire de la diffusion de la lumière par les fluides" C. R. Acad. Sc. Paris, 17 août 1925, p 283;	I - 14
A. SAISSY, J. BOTINEAU et D.B. OSTROWSKY, "Diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique biréfringente multimode", Rev. Phys. Appl. (France), <b>19</b> , p 33 (1984);	IV-1 - 2
A. SAISSY, J. BOTINEAU et D.B. OSTROWSKY, "Auto-effet Kerr dans une fibre optique biréfringente multimode", J. Opt., <b>15</b> , p 391 (1984);	VII-4 - 8
Y. SHEN and N. BLOEMBERGEN "Theory of stimulated Brillouin scattering", Phys. Rev., <b>137</b> , p A 1787 (1965);	I - 18
N. SHIBATA, K. OKAMOTO and Y. AZUMA, "Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO <sub>2</sub> -doped-core single-mode fibers", J. Opt. Soc. Am. B, <b>6</b> , 6, 1167 (1989);	VIII - 9

Y.S. SILVERBERG and I. BAR-JOSEPH, "Optical intabilities in a non-linear Kerr medium", J. Opt. Soc. Am. B, 1, 662 (1984);	III-4 - 10
R.G. SMITH, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering", Appl. Opt., <b>11</b> , 2489 (1972);	I - 32
S.P. SMITH, F. ZARINETCHI and S.E. EZEKIEL, "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications", Opt. Lett., <b>16</b> , p 393 (1991);	VII-5 - 14; VIII - 7
L.F. STOKES, M. CHODOROW and H.J. SHAW, "All-fiber stimulated Brillouin ring laser with submilliwatt pump threshold", Opt. Lett., <b>7</b> , 10 (1982);	IV-1 - 7
R.G. STOLEN, E.P. IPPEN and A.R. TYNES, "Raman oscillations in silica optical fibers", Appl. Phys. Lett., <b>20</b> , 62 (1972);	I - 29
R.H. STOLEN and E.P. IPPEN, "Raman gain in glass optical waveguides" Appl. Phys. Lett., <b>22</b> , p 276 (1973);	I - 30
R.H.STOLEN and C. LIN, "Self-phase modulation in silica optical fibers", Phys. Rev. A, <b>17</b> , 1448 (1978);	III-4 - 13
R.H. STOLEN and J.E. BJORKHOLM, "Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers", App. Phys, IEEE J. Quant. El., <b>QE-18</b> , 7, p 1062 (1982);	II-2- 20
R.H. STOLEN, W. PEIBEL and J.R. SIMPSON "High-birefringence optical fibers by preform deformation", J. Lightwave Tech., <b>LT-2</b> , 5, p 639 (1984);	IV-1 - 1; AI - 1
R.H. STOLEN, AT&T Bell Laboratories, Holmdel, New Jersey (U.S.A.) comm. privée (1989);	IV-2 - 10
K. TAI, A. HAGESAWA and A. TOMITA, "Observation of modulational instability in optical fibers", Phys. Rev. Lett., <b>56</b> , 2, 1986;	VII-4 - 7
C.L. TANG, "Saturation and spectral caracteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process, J. Appl. Phys., <b>37</b> , 2945 (1966);	I - 33; V-1 - 2
A. TEUBEL and K. RZAZEWSKI, "Noise reduction in a Raman ring laser driven by a chaotic pump : numerical approach", J. Opt. Soc. Am. B, <b>6</b> , 4, p 550 (1989);	VII-5 - 16
P.J. THOMAS, N.L. ROWELL, H.M. van DRIEL, and G.I. STEGEMAN, "Normal acoustic modes and Brillouin scattering in single-mode optical fibers", Phys. Rev. B, <b>19</b> , 10, 1979;	II-1 - 3

C. VASSALO, "Théorie des guides d'ondes électro-magnétiques", Eyrolles éd., 1985;	II-2 - 19
R.G. WAARTS, A.A. FRIESEM AND Y. HEFETZ, "Frequency modulates to amplitude modulated signal conversion by a Brillouin-induced phase change in single-mode fibers", Opt. Lett., <b>13</b> , 2 (1988);	VI-5 - 17
R.K. WEHNER and R. KLEIN, "Scattering of light by entropy fluctuations in dielectric crystals", Physica, <b>66</b> , p 161 (1972);	II-3 - 25
E.J. WOODBURY and W.K. NG, "Ruby laser operation in the near IR", Proc. I.R.E., <b>50</b> , 2367 (1962);	I - 8
A. YARIV, "Quantum theory for parametric interactions of light and hypersounds", IEEE J. Q.E., apr. 1965, p 28;	I - 20
V.E. ZAKHAROV and S.V. MANAKOV, "Resonant interaction of wave packets in nonlinear media" J.E.T.P. Lett. <b>18</b> , 7, p 243 (1973);	VI-2 - 4
V.E. ZAKHAROV, "Exact solution to the problem of the parametric interaction of 3-dim wave packets" Sov. Phys Doklady. , 6, p 322 (1976);	VI-2 - 5
F. ZARINETCHI, S.P. SMITH and S. EZEKIEL, "Stimulated Brillouin fiber-optic laser gyroscope", Opt. Lett., <b>16</b> , 4 (1991);	II-2 - 12; V-2 - 10
B. Ya. ZEL'DOVITCH, V.I. POPOVICHEV, V.V. ROGUL'SKII and F.S. FAIZULLOV, "Connection between the wave fronts of the reflected and ecited light in stimulated Mandelshtam-Brillouin scattering", J.E.T.P. Lett., <b>15</b> , 109 (1972);	I - 23

(122 entrées)

# ANNEXE III

# SOMMAIRE DETAILLE

Chapitre I : Introduction	1
Chapitre II : Généralités et équations	7
II -1 Diffusion de la lumière dans les solides : généralités et rappels	
a/ Diffraction de la lumière en régime de Bragg	9
b/ Agitation thermique et phonons dans un solide	11
c/Régime de Bragg antiStokes et régime de Raman-Nath - diffusion Brillouin Stokes et antiStokes	14
- regime de Raman-Nath	15
d/ Diffusion Brillouin spontanée dans les fibres optiques	15
e/Largeur de raie Brillouin spontanée et durée de vie des phonons	17
f/ Sens de propagation des phonons et diffusion Brillouin d'ordre supérieur	18
g/ Electrostriction	19
II-2 Hypothèses et simplifications	
a/ Comportement mécanique de la fibre	21
b/ Adiabaticité	22
c/ Vitesse du son	22
d/ Résonnances du matériau	22
e/ Structure de la fibre et guidage faible	24
f/ Quasi-monochromaticité et modèle d'enveloppes	25
g/ Dispersion	23
h/ Problème à 3 ondes seulement	27
i/ Durée minimale des impulsions	27
	29

II-3 Le couplage électrostrictif : équations de la DBS	
a/ Etablissement de l'équation d'évolution de l'onde matérielle	30
b/ Etablissement de l'équation d'évolution des ondes optiques	34
c/ Système Brillouin caractéristique	36
II-4 Le système couplé et les variables réduites	
a/ Variables réduites	37
b/ Les système Brillouin en variables réduites	38
c/ Variables réduites et variables physiques	39
Chapitre III : Les modèles de la DBS	41
III -1 Le modèle d'intensités	
a/ Système caractéristique	42
b/ Caractéristiques du modèle d'intensités	43
c/ Equivalence avec un modèle de susceptibilités ( $\chi^{(3)}$ )	45
d/ Localisation dans l'espace	46
e/ Le miroir Brillouin en modèle d'intensités	46
f/ Amplification, compression et supraluminicité	47
g/ Pertinence du modèle d'intensités	48
III-2 Le modèle sans amortissement	
a/ Système caractéristique	49
b/ Pertinence du modèle sans amortissement	50
c/ DBS antiStokes en l'absence d'amortissement	51
III-3 Le modèle cohérent	
a/ Système caractéristique	53
b/ Limites du modèle cohérent	53
c/ Dynamique des phases	54
III-4 Effet Kerr optique et DBS	
a/ Polarisation non linéaire et termes résonnants	55
b/ Système couplé Kerr /DBS	57
c/ Indice non linéaire et valeurs numériques	54
d/ Conséquences du couplage Kerr /DBS	60

Chapitre IV : Dispositif expérimental	61
IV-1 : Précautions et ordres de grandeur	
a/ Définition de l'expérience :	
- couplage entre les modes de polarisation	62
- choix de la géométrie de l'oscillateur	63
- chaîne de détection rapide	64
b/ Oscillateur en anneau de base	65
c/ Fonctionnement de l'oscillateur de base	66
- régime de miroir	68
- étude du spectre des ondes pompe et Brillouin	68
IV-2 : Dispositif experimental et comportement de l'anneau	72
a/Oscillateur en anneaŭ definitif	12
b/ Panorama des résultats expérimentaux :	74
- montage de pompe modulée	76
Chapitre V: Miroir Brillouin asymptotique et fluctuations sur le continu	77
V-1 Miroir Brillouin stationnaire	
a/ Cas sans amortissement optique :	79
b/ Cas général	81
c/ Réflectivité du miroir Brillouin	82
V-2 Miroir Brillouin hors accord de phase	02
a/ Solution analytique particuliere	07
b/ "Modes" d'un oscillateur Brillouin en anneau	87
V-3 Routes vers le miroir en régime cohérent	
a/ Scénario d'évolution	91
b/ Rôle de l'onde acoustique à l'entrée de la fibre	93
c Influence de l'effet Kerr	94
d/ DBS d'ordre supérieur	95
•	
V-4 Observation expérimentale du régime miroir	97
V-5 Sensibilité aux conditions initiales	
a/ Simulations numériques	99
b/ Sensibilité expérimentale	00
c/ Mémoire de la phase acoustique initiale	102
A-HI Sommaire détaillé	209

Chapitre VI : Déformation auto-similaire et transparence auto-induite	103
VI-1 Propagation d'impulsions de forme constante en présence de DBS	
a/ Mécanisme de propagation à énergie constante	105
b/ Déformation auto-similaire et propagation supraluminique	106
VI-2 Soliton Brillouin sans amortissement	
a/ Resultats theoriques anterieurs	110
b/ Traitement theorique simplifie	111
<ul> <li>Discussion</li> <li>limite des solitons faiblement supraluminiques</li> <li>limites des solitons plats</li> <li>pertinence du soliton sans amortissement</li> </ul>	113 114 115 115
VI-3 Soliton Brillouin en présence d'amortissement	
a/ Déformation auto-similaire de l'impulsion Stokes	116
b/ Amortissement de la pompe	118
c/ Solution analytique avec pompe localement non amortie	119
VI-4 Quasi-soliton Brillouin	
a/ Amortissement de la pompe et quasi-soliton Brillouin	122
<ul> <li>b/ Coefficient de recouplage Stokes et quasi-solitons dans un anneau :         <ul> <li>modulation intra-cavité, extra-cavité</li> <li>coefficient de recouplage</li> <li>perturbation de la pompe par les impulsions Stokes successives</li> </ul> </li> </ul>	123 124 125
c/ Evaluation numérique de la vitesse du quasi-soliton	126
VI-5 Observation d'impulsions supraluminiques et de transparence auto-induite	
partielle	
<ul> <li>a/ Mesures absolues et relatives du temps de vol dans l'anneau</li> <li>précision de la mesure absolue</li> <li>répétitivité de la mesure, séries de mesures</li> <li>estimation du temps de vol linéaire dans l'anneau</li> </ul>	129 130
b/ Impulsions luminiques	130
c/ Impulsions supraluminiques - pompe continue - pompe modulée	131 133
d/ Transparence auto-induite partielle	135
<ul> <li>enregistrement direct</li> <li>modulation d'amplitude de la pompe</li> <li>enregistrement simultané des ondes pompe et Stokes</li> </ul>	137 138 139
e/ Comparaison des vitesses supraluminiques théoriques et expérimentales	139 141

Chapitre VII : Transitoires pulsés en régime cohérent	143
VII-1 : Naissance du régime impulsionnel	
a/ Fluctuations thermiques	145
b/ Régime d'amplification paramétrique	145
- seuil d'apparition de la DBS	146
- taux de croissance de l'instabilité Brillouin	146
c/ Mécanismes de sélection d'une impulsion	147
VII-2 : Déformation d'impulsions en régime cohérent : le $\pi$ -pulse	
a/ Impulsion bornée en présence d'une pompe uniforme	148
b/ π-pulse	150
c/ Désagrégation du soliton vers le π-pulse	151
d/ Observation du π-pulse	153
VII-3 : Naissance du soliton dans une structure en anneau	
a/Génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse	154
b/ Génération de solitons à partir d'une impulsion	155
c/ Comparaison à l'expérience	157
WW 4. Second at the second sec	
VII-4 : Saturation de la compression d'impulsions par couplage Ren/DBS	150
a/ Effet Kerr opuque dans une ribre unimodale birefringente	150
b/ Couplage entre l'effet Kerr optique et la DBS	109
<ul> <li>- saturation de la compression</li> </ul>	162
- modulation d'amplitude	163
VII-5 : Trains d'impulsions	
a/ Bouffées brèves : saturation de la compression et extinction	164
b/ Longs trains de solitons	167
c/ Très longs trains - cohérence à long terme de l'onde Stokes	169
d/ Bouffées chaotiques	170
VII-6: Cohérence temporelle de la pompe et pérennité des transitoires pulsés	
a/ Soliton Brillouin en présence de sauts de phase aléatoires de la pompe	172
b/ Cohérence de la pompe et oscillations sur le continu	174
VII 7 . Stabilization de l'anneau par modulation de la norme	
v II-7 : <u>Stabilisation de l'anneau par incontation de la pompe</u>	176
b/ Modulation intra cavité	177
by intodulation intra-cavite	

2

-A-III Sommaire détaillé 211

Chapitre VIII : Conc	lusion	179
VIII-1 : Critères de c	hoix d'un modèle de la DBS	
a/ Modèle d'intensités ou m	odèle cohérent ?	180
<ul> <li>b/ Importance et généralité</li> <li>Réajustement de la j</li> <li>Reconstruction de la</li> </ul>	du processus Brillouin antiStokes phase acoustique après un saut de phase de la pompe a pompe après exctinction	182 182
c/ Importance du couplage l	Kerr /DBS	183
VIII-2 : Problèmes ou	iverts	
a/ Amortissement acoustiqu	e en régime stimulé	184
b/ Cohérence d'un laser Bri	llouin et "mort" d'une bouffée d'impulsions	184
c/ "Modes" longitudinaux n	on linéaires d'un oscillateur Brillouin	185
d/ Modes acoustiques trans	verses et effets acoustiques non linéaires	185
VIII-3 : Conclusion g	énérale	186
<u>Annexe I</u> :	Choix technologiques et matériel utilisé	187
Annexe II :	Bibliographie générale	199
Annexe III :	Table des matières détaillée	207
Annexe IV :	Table des illustration	213

# ANNEXE IV

# TABLE des ILLUSTRATIONS

# 1/ Figures et enregistrements

# P = Schéma de principe, résultat théorique; N = Simulation numérique; E = Résultat expérimental Fig. Titre Page II-1 P Diagramme de conservation de l'impulsion 9 II-2 P Diagramme de conservation de l'impulsion 10

		dans un milieu unidimensionnel	10
II-3	Р	Relations de dispersion acoustique dans une fibre optique (au voisinage du centre de la zone de Brillouin)	13
II-4	р	Branches "acoustique" et "optique" de la relation de dispersion des phonons	13
П-5	P	Conservation de l'impulsion lors des diffusions Brillouin Stokes & antiStokes	14
П-6	P	Répartition spectrale des ondes diffusées Raman, Rayleigh & Brillouin	16
II-7	Р	Répartition spectrale des ondes diffusées Brillouin sur les différents modes acoustiques	16
II-8	Р	Condition de recouvrement de deux ordres Brillouin	18
III-1	P	Conditions initiales pour une impulsion bornée et une pompe semi-infinie	44
III-2	N	Comparaison de la forme de l'impulsion Brillouin avec et sans Kerr	60
IV-1	Р	Modes de polarisation dégénérés d'une fibre "unimodale" classique	62
IV-2	P	Schéma de fonctionnement d'un oscillateur linéaire	64
IV-3	Р	Schéma de principe de l'oscillateur de base	66
IV-4	Р	Instabilités du régime miroir dans l'anneau de base	67
IV-5	E	Impulsions typiques observées dans l'anneau de base	68
IV-6	Р	Montage spectroscopique pour l'observation du spectre rétrodiffusé	69
IV-7	E	Schéma du spectre Brillouin rétrodiffusé dans l'anneau de base	69
IV-8	E	Spectre direct, "vers l'avant", dans l'anneau de base	70
IV-9	P	Schéma de principe de l'oscillateur définitif	73
IV-10	E	Exemple de fragment de train d'impulsions (pompe continue et peu intense $P_L \approx 400 \text{ mW}$ : une seule impulsion dans la cavité)	74
IV-11	E	Exemple de fragment de train d'impulsions (pompe continue $P_L \approx 800 \text{ mW}$ : deux impulsion dans la cavité)	75

A-TV-Table des illustrations 213
V-1	N	Répartition des intensités dans la fibre en régime stationnaire $(\mu_e = 0)$	80
V-2	Ν	Répartition des intensités dans la fibre en régime stationnaire $(\mu_e = 0, 1)$	82
V-3	N	Répartition des amplitudes et des phases dans la fibre pour le miroir hors accord de phase d'ordre $k = 1$ ( $\mu_e \neq 0$ )	89
V-4	N	Répartition des amplitudes et des phases dans la fibre pour le miroir hors accord de phase d'ordre $k = 2$ ( $\mu_e \neq 0$ )	89
V-5	Ν	Route vers le miroir : répartition temporelle de l'amplitude rétrodiffusée	91
V-6	N	Oscillations sur le continu (détail)	92
V-7	N	Distribution spatiale des amplitudes en régime d'oscillations de relaxation	92
V-8	Ν	Evolution temporelle de l'amplitude pompe en sortie de fibre	93
V-9	N	Répartition comparée des amplitudes avec et sans effet Kerr	94
V-10	N	Scénario d'évolution lente vers le miroir, en présence d'effet Kerr	95
V-11	N	Scénario d'apparition du second Stokes	96
V-12	E	Augmentation de l'efficacité du miroir avec la mise en service de l'oscillateur (pompe continue, P <sub>L</sub> ≈ 2,5 W)	97
V-13	Е	Etablissement du miroir avec la mise en service de l'oscillateur (pompe continue, $P_L \approx 1,5$ W)	97
V-14	E	Etablissement progressif du miroir après une phase d'oscillations intenses (pompe continue, $P_L \approx 1,5$ W)	98
V-15	E	Interruption du miroir par des bouffées d'oscillations sur le continu (pompe continue, $P_L = 1,5$ W)	98
V-16	N	Scénario d'évolution à partir d'une impulsion Stokes étroite	99
V-17	N	Scénario d'évolution à partir d'une impulsion Stokes large	100
V-18	E	Succession de régimes stables et instables	101
V-19	Ν	Scénario d'évolution à partir d'un bruit thermique	102

A-IV Table des illustrations 214

VI-1	P Compensation de la création et de l'annihilation de phonons	105
VI-2	P Déplacement global de la structure auto-similaire	107
VI-3	P Dérive d'une information sur l'impulsion supraluminique	108
VI-4	N Dérive d'une information sur l'impulsion supraluminique	109
VI-5	P Répartition spatiale des amplitudes pour le soliton sans amortissement	112
VI-6	P Relations entre les grandeurs caractéristiques du soliton	113
VI-7	P Comparaison des solitons faiblement supraluminiques et des solitons "plats"	114
VI-8	N Structure du soliton supraluminique en présence d'amortissement	120
VI-9	N Impulsion Brillouin peu après la réinjection	126
VI-10	N Impulsion supraluminique "triangulaire"	127
VI-11	N Quasi-soliton près de la sortie de la fibre	127
VI-12	E Train d'impulsions luminiques (pompe continue peu intense, P <sub>L</sub> ≈ 300 mW)	132
VI-13	E Superposition de deux trains d'impulsions d'une même série et de temps de récurrence différents (pompe continue,P <sub>L</sub> ≈ 600 mW)	133
VI-14	E Stabilité des impulsions "rapides" (pompe continue ; superposition de deux trains d'une même série)	134
VI-15	E Impulsions "traiangulaires supraluminiques (pompe continue)	135
VI-16	E Superposition d'un train d'impulsions évolutives et d'un train d'impulsions syupraluminiques (pompe modulée)	136
VI-17	E Stabilité des impulsions supraluminiques : superposition de deux trains d'une même série (pompe modulée)	137
VI-18	E Comparaison des intensités pompe et Stokes en régime solitonique ; enregistrements d'une même série séparés dans le temps (ppe modulée)	138
VI-19	P Schéma de principe du dispositif de mesure simultanée des intensités pompe transmise et Stokes	140
VI-20 a/ & b/	E Enregistrement simultané des ondes Stokes et pompe transmise en régime "solitonique" (a) et "miroir" (b) (pompe constante, $P_L = 1,1$ W)	140

A-TV-Table des illustrations 215

VII-1	P Répartition initiale des champs	148
VII-2	N Elargissement de l'impulsion et déplétion de la pomp	pe 148
VII-3	N Annulation de l'onde acoustique et inversion de la D	BS 149
VII-4	N $\pi$ -pulse : répartition spatiale des amplitudes	150
VII-5	N Scénario de désagrégation du soliton vers le π-pulse	152
VII-6	E Série de pics de type $\pi$ -pulse dans l'oscillateur en an	neau 152
VII-7	N Séparation d'une structure solitonique à partir d'un a en présence d'un fond Stokes non nul et d'une p	π-pulse, compe constante 154
VII-8	N Apparition d'une seconde structure solitonique	155
VII-9	N Naissance et séparation d'une structure solitonique	
	à partir d'une impulsion intense isolée (p	pompe modulée) 156
VII-10	E Naissance d'une structure supraluminique à partir d'une impulsion luminique (pompe modulée, P	P <sub>L</sub> ≈ 600 mW) 157
VII-11	N Automodulation d'amplitude par couplage Kerr/DBS	5 159
VII-12	N Impulsion en l'absence d'effet Kerr	160
VII-13	N Scénario d'évolution en l'absence d'effet Kerr	160
VII-14	N Scénario d'évolution avec couplage Kerr/DBS	161
VII-15	E Structures désordonnées très étroites (pompe constant	ite) 162
VII-16	E Structures Brillouin intenses rapidement modulées (p	ome constante) 163
VII-17	E Naissance et disparition rapides d'une brève bouffée (pompe modulée,	d'impulsions $P_L = 400 \text{ mW}$ 165
VII-18	E Bouffée brève fortement évolutive	D 400 ND 165
VIT 10	(pompe modulee,	$P_L \approx 400 \text{ mW}$ 165
VII-19	E Disparition d'une bouriee par apparition de structures (pompe modulée,	, $P_L \approx 560 \text{ mW}$ ) 166
VII-20	E Bouffée "longue" lentement évolutive (pompe modulée,	$P_L \approx 400 \text{ mW}$ ) 167
VII-21	E Impulsions individuelles supraluminiques (pompe modulée,	$P_L \approx 400 \text{ mW}$ ) 168
VII-22	E Très longues bouffées (pompe modulée, $P_L \approx 400$ n	nW) 169
VII-23	E Bouffée solitonique, bouffée chaotique (pompe modulée,	$P_L \approx 400 \text{ mW}$ ) 171
VII-24	N Insensibilité de la phase du soliton aux fluctuations de phase de la pomp	pe (pas de Kerr) 173
VII-25	N Oscillations permanentes sur le continue en présence d'une pompe incohéren	te (pas de Kerr) 175
VII-26	E Impulsions Brillouin en présence d'une forte modulat	ion intracavité 177
VII-27	E Influence de la période de modulation de la pompe sur	le temps de vol 178

AI-1	P	Paramètres opto-géométriques de la fibre	187
AI-2	P	Profil d'indice de la fibre Bell à maintien de polarisation	189

# 2/ Tables et tableaux

<u>Table</u>	Titre	Page
II-1	Ecarts Brillouin pour des $\lambda_p$ remarquables	10
II-2	Correspondance entre variables physiques et réduites	40
III-1	Sens d'évolution de la DBS	51
III-2	Constante de couplage Kerr/DBS en fonction de la puissance de pompe	59

A-IV Table des illustrations 217

### ANNEXE V

## **INDEX**

Adiabaticité			II-2 b/ p 22
Amortissement acoustiq	ue		II-3 a/ p 33; VI-5 e/ p 144; VIII-2 a/ p
188			
Amortissement de la por	mpe		VI-3 b/ p 120
Amplification cohérente	e		I a/ p 1
Amplification aramétriq	ue ( <i>régime d'a.p.</i> )		VII-1 b/ p 148
Automodulation d'ampli	itude (couplage Kerr/DBS)		VI-5 p 140; VII-4 p 165
Automodulation de phas	se (effet Kerr optique)		VII-4 a/ p 161
Bouffées d'impulsions :			
<ul> <li>bouffées brèves</li> </ul>		VII-5 a/	p 167
- bouffées chaotiqu	es		VII-5 d/ p 173
Bragg	(diffusion en régime d	e)	II-1 a/ p 9, b/ p 14
Brillouin	(diffusion B. en régime	e spontané)	II-1 d/ p15
	(diffusion B. d'ordre s	upérieur)	II-1 e/ p18; V-3 d/ p 96
Cohérence à long terme	de la DBS		Paragraphe VII-6 pp 176-180
<ul> <li>- d'un oscillateur Bi</li> </ul>	rillouin	VIII-2 b	/ p 188
<ul> <li>très longs trains</li> </ul>		VII-5 c/	р 171
Compression d'impulsio	ons par DBS	III-1 b/ p	o 44; VII-2 b/ p 154; VII-4 c/ p 165
Critère de Kroll			I a/ p 2,5 ; VIII-1 a/ p 185
Déformation auto-simila	aire :		
- en l'absence d'amo	ortissement		VI-2 b/ p 114
<ul> <li>en présence d'amo</li> </ul>	ortissement		VI-3 a/ p 118
- principe			VI-1 b/ p 108
Dispersion			II-2 g/ p 27
Dommages optiques		I a/ p 3	
Electrostriction			II-1 g/ p 19
Enveloppes lentement v	ariables ( <i>approximation des</i> )		II-2 f/ p 26 ; II-3 a/ p 32
Equation :			
- fondamentale de l	a dynamique des fluides		II-3 a/ p 31
- d'évolution de l'on	nde acoustique		II-3 a/ p 34
- d'évolution des on	ides optiques		II-3 b/ p 36
Guidage optique			II-2 e/ p 24
Hole Purning acoustion	2		$II_{10}/p_{17}$
Hunarganara	(fráquence)		H = 1 c/p 17
Hypersonore	(frequence)		II-1 a/ p 11
Indice non-linéaire	(n <sub>2</sub> : définition et vale	ur) III-4 c/ p	o 59
Information (t	ransport luminique de l'i.)	VI-1 b/ j	p 110
Inverse scattering (ou	méthode spectrale inverse)		VI-2 a/ p 110
Isolation de la pompe		IV-2 p 7	2
Kerr (e	ffet K. optique) Para	graphes III-4	pp 55-60;
			V-3 c/ p 95; VII-4 pp 161-166

Laser de pompe       IV-1 a/ p 63         Mélange à quatre ondes Méthode spectrale inverse (ou Inverse scattering) Miorib Brillouin asymptotique - stationnaire - sta			
Melange à quate ondesIV-1 b' p 71Melange à quate ondesIV-1 b' p 71Mirrie Brillouin asymptotique- stationnaire- stationnaire- stationnaire- hors accord de phase- paragraphe V-1 pp 79-82Phodele coherent- système caractéristiqueModèle coherent Kerr - DBS- système caractéristique- système caractéristique- garagraphe III-1 pp 42-48III-1 a' p 42- système caractéristiqueModèle coherent serre - DBS- système caractéristique- système caractéristiqueIII-2 a' p 49Modèle coherent accorde de la pompe transmise- modulation extra-cavité- modulation d'amplitude de la pompe transmise- modulation extra-cavité- modulation extra-cavitéVII-7 b' p 181- modulation extra-cavitéVII-7 b' p 182Navier(coefficients de)Oscillateur en anneau- - été abase <sup>a</sup> - "ét abase <sup>a</sup> (coefficients de)- repta se(coefficients de)Phonons(nambre) (caccustiques & optique)- de base <sup>a</sup> (fifticion en régime de) (coefficients de colitons par un -pulsePlansmas(difficion en régime de) RecouplagePlansmas(difficion en régime de) (coefficients de r. dans Plananeau)Plansasion non-linéair- dans Plananeau) (coefficients de r. dans Plananeau)- vietses thérique du soliton amorti - vietses thérique du soliton amorti- wietse thérique du soliton amorti - vietses ethérique du soliton amorti- vietses thériqipe du soliton amorti - vietses ethéripine du solito	Laser de pompe		IV-1 a/ p 63
Méthod spectrale inverse (ou Inverse scattering) $VI \ge a' p$ Michod spectrale inverse (ou Inverse scattering) $VI \ge a' p$ Michod spectrale inverse(III)- stationnaireParagraphe V-1 pp 79-82- hors accord de phaseParagraphe V-1 pp 79-82Modèle cohérentParagraphe VI 2 pp 83-91- système caractéristiqueIII 4 a' p 58Modèle cohérent Kerr + DBSParagraphe III - pp 42-48- système caractéristiqueIII - 1 a' p 42Modèle cohérent Kerr + DBSParagraphe III - pp 42-48- système caractéristiqueIII - 1 a' p 42Modèle sans amortiscementParagraphe III - pp 42-48- système caractéristiqueIII - 2 a' p 49Modela coustiquesVIII - 2 d' p 190"Modes acoustiquesVIII - 2 d' p 190"Modes acoustiquesVIII - 2 d' p 190"Modela cousto-optique (MAO)IV - 2 a' p 72- modulation d'amplitude de la pompeIII - 2 a' p 18- modulation forte intra-cavitéVII - 7 b' p 180- modulation forte intra-cavitéVII - 7 b' p 180- modulation forte intra-cavitéIII - 2 a' p 21Oscillateur en anneau :IV - 1 a' p 64- "ed base"IV - 1 a' p 64Oscillateur indaire( <i>coefficients de</i> )Phonons( <i>nambre</i> )- désagrégation du soliton vers le π-pulseIII - 1 a' p 3, II - 1 b' p 11- génération du serie de solitons par un π-pulseParagraphe VI-4 pp 12, I-131Pharagraphe (II-1 b'p 148Paragraphe VI-4 pp 12, I-131Pharastion non-linéarie( <i>coeffi</i>	Mélange à quatre onc	les	IV-1 h/ n 71
Mirroir Brillouin asymptotique - stationnaire - stationnaire - stationnaire - stationnaire - système caractéristiqueChapitre V pp 77-104 Paragraphe V-1 pp 79-82 - Paragraphe U-2 pp 83-91 Paragraphe III-3 pp 53.54 III-3 $\mu$ p 53Modèle cohérent Kerr + DBS - système caractéristique - système caractéristiqueParagraphe III-3 pp 53.54 III-3 $\mu$ p 53Modèle cohérent Kerr + DBS - système caractéristique - système caractéristique - système caractéristique - système caractéristique - système caractéristique - système caractéristique - modulation d'amplitude de la pompe transmise - modulation d'amplitude de la pompe transmise - modulation d'amplitude de la pompe transmise - modulation forte intra-cavité - période - ségrégation du soliton erre la période de modulation)IV-2 a/ p 72 VIII-2 d/ p 190 VIII-2 d/ p 190 VIII-2 d/ p 180 VIII-7 b/ p 181 VIII-7 b/ p 182Navier - "de base" - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse - génération no-linéaire - defaristion no-clinéaire - génération no-linéaire - defaristion no-linéaire - defaristion no-linéaire - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse - génération mo-linéaire - defaristion ne-clinéaire - d'agragation du soliton errégime $de$ ) Plarisation rectiligne - aunoti - sans amotrisement - sans amotrisement - witesse numérique du soliton amorti - witesse euxpérimentale du soliton am	Méthode spectrale in	verse (ou <i>Inverse scattering</i> )	VI-2 a/ p 112
- stationnaire- stationnaire- provide (1)- hors accord to phaseParagraphe V-1 pp 79-82- hors accord to phaseParagraphe V-2 pp 83-91Modèle cohérent Kerr + DBSParagraphe III-1 pp 55-60- système caractéristiqueIII-1 a' p 42Modèle cohérent Kerr + DBSParagraphe III-1 pp 42-48- système caractéristiqueIII-1 a' p 42Modèle cohérent Kerr + DBSParagraphe III-1 pp 42-48- système caractéristiqueIII-1 a' p 42Modèle cohérent Kerr + DBSParagraphe III-1 pp 42-48- système caractéristiqueIII-2 a' p 49Modela sonustiquesVIII-2 a' p 190"Modes acoustiquesVIII-2 a' p 190"Modes" d'un oscillateur BrillouinV-2 a' p 72- modulation d'amplitude de londe StokesVII-7 b' p 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 b' p 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 b' p 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 b' p 182Navier(coefficients de)II-2 a' p 21Oscillateur en anneau :- "definitif"- "de base"IV-1 b' p 66- "de finitif"VI-2 a' p 72- principeIV-1 a' p 62Oscillateur en anneau :- lacoustiques & optiques)- de base"II-1 b' p 13- pulse :- de sagregraphe VI-2 pp 151-156- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseParagraphe VI-2 pp 152- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseParagraphe VI-2 pp 152- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseParagraphe	Miroir Brillouin asyn	nptotique	Chapitre V pp 77-104
- hors accord de phaseParagraphe V. 2 pp 83.91Modèle cohérent	- stationnaire	-1 1	Paragraphe V-1 pp 79-82
Modèle cohérentParagraphe III-3 pp 53-54- système caractéristiqueHI-3 a' p 53Modèle cohérent Kerr + DBSParagraphe III-3 pp 53-54- système caractéristiqueHI-4 a' p 58Modèle d'intensitésParagraphe III-1 pp 42-48- système caractéristiqueHI-1 a' p 42Modèle d'intensitésParagraphe III-2 pp 49-52- système caractéristiqueHI-2 a' p 49Modele d'intensitésParagraphe III-2 pp 49-52- système caractéristiqueHI-2 a' p 49Modele d'intensitésVII. 2 d' p 100''Modes' d'un oscillateur BrillouinV-2 c' p 87; VIII-2 c' p 189Modulation de la pompe : - modulation atra-cavitéVII. 5 d' p 138- modulation d'amplitude de londe StokesVII. 4 p 166- modulation forte intra-cavitéVII. 7 h' p 181- modulation forte intra-cavitéVII. 7 h' p 181- modulation forte intra-cavitéVII. 7 h' p 182Navier(coefficients de)II-2 a' p 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b' p 66- "définitif"IV-2 a' p 72- principeIV-1 a' p 64Oscillateur inéaireIV-1 a' p 64Oscillateur inéaireII-1 a' p 3, II-1 b' p 11- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseII-1 a' p 3, II-1 b' p 11- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseII-1 a' p 15- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseII-1 a' p 15- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseII-1 a' p 5- génération d'une série de soliton par un $\pi$ -pulseII-1	- hors accord de	phase	Paragraphe V-2 pp 83-91
- système caractéristiqueIII-3 a/ p 53Modèle cohérent Kerr + DBSParagraphe III-4 pp 55-60- système caractéristiqueIII-4 a/ p 58Modèle dintensitésParagraphe III-1 pp 42-48- système caractéristiqueIII-2 a/ p 49Modès ans amortiseementParagraphe III-2 pp 49-52- système caractéristiqueIII-2 a/ p 49Modes acoustiquesVIII-2 d/ p 190"Modes" d'un oscillateur BrillouinV-2 c/ p 87; VIII-2 c/ p 189Modulation d'amptitude de la pompe transmiseVI.5 d/ p 138- modulation d'amptitude de la pompe transmiseVI.5 d/ p 138- modulation d'amptitude de l'onde StokesVII.7 b/ p 181- modulation d'amptitude de l'onde StokesVII.7 b/ p 182Navier(coefficients de)II-2 a/ p 21Oscillateur en anneau :- "de base"IV-1 b/ p 66- "de base"IV-1 b/ p 66- "de base"IV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireCoscillateur linéaireOscillateur linéaire(acoustiques & optique)Phonons(nombre)- désagrégation d'u soltion vers le $\pi$ -pulse- désagrégation d'us soltion vers le $\pi$ -pulse- désagrégation d'us soltion vers le $\pi$ -dura)Polarisation non-linéairePolarisation non-linéaireQuantiqueQuantiqueQuantiqueQuantique- amorti- amorti- amorti- amorti- amorti- amorti- witesse théorique du soltion amorti- witesse théorique du soltion amor	Modèle cohérent	France	Paragraphe III-3 pp 53-54
Modèle cohérent Kerr + DBS - système caractéristiqueParagraphe III 4 pp 55-60 III 4 p 58Modèle dintensitésParagraphe III 4 pp 55-60 III 4 p 58- système caractéristiqueIII 1 a' $p$ 28Modèle sans amortiseementParagraphe III 1 pp 42-48 III 2 a' $p$ 49Modèle acoustiquesVIII 2 a' $p$ 49Modelateur acousto-optique (MAO)V-2 a' $p$ 72- modulation d'amplitude de la pompe transmiseVII 2 a' $p$ 190- modulation d'amplitude de la pompe transmiseVII 4 $p$ 166- modulation oftra-cavitéVII 7 b' $p$ 181- modulation forte intra-cavitéVII 7 b' $p$ 182Navier(coefficients de)II - 2 a' $p$ 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b' $p$ 66- "de base"IV-1 b' $p$ 66- "de base"IV-1 a' $p$ 64Oscillateur linéaireIV-1 a' $p$ 64Oscillateur linéaireII - 1 b' $p$ 11T-pulse : - désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseII a' $p$ 3, II-1 b' $p$ 11- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseII a' $p$ 3, II-1 b' $p$ 11Planas(acoustiques & optique)II 4' $p$ 3, II-1 b' $p$ 11QuantiqueIa' $p$ 3, II-1 b' $p$ 11QuantiqueIa' $p$ 3, II-1 b' $p$ 11Raman-Nath(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 b' $p$ 14Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VII-2 $p$ 105Suiton Brillouin- amorti - aimortiParagraphe VI-2 $p$ 112-117- vitesse théorique du soliton amorti - vitesse théorique du soliton am	- système caracté	éristique	III-3 a/ n 53
- système caractéristiqueIII-4 a/ p 58Modèle d'intensitésParagraphe III-1 pp 42-48- système caractéristiqueIII-1 a/ p 42Modèle sans amortiseementParagraphe III-2 pp 49-52- système caractéristiqueIII-2 a/ p 49Modes d'un oscillateur BrillouinV-2 c/ p 87; VIII-2 c/ p 189Modulation d'amplitude de la pompe transmiseVI-5 d/ p 138- modulation d'amplitude de la pompe transmiseVI-5 d/ p 138- modulation d'amplitude de la pompe transmiseVI-5 d/ p 138- modulation d'amplitude de la de StokesVII-4 p 166- modulation of amplitude de la période de modulation)VII-7 b/ p 181- modulation of amplitude de la période de modulation)VII-7 b/ p 182Navier(coefficients de)II-2 a/ p 21Oscillateur en anneau : - période(influence de la période de modulation)- "de base"IV-1 b/ p 66- "de base"IV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIa/ p 3, II-1 b/ p 11- pulse : - génération d'une série de solitons par un π-pulseIa/ p 3, II-1 b/ p 11- fustastion non-linéaire (génération d'une série de solitons par un π-pulseII-1 a/ p 55- génération d'une série de couplage Kerr/DBSParagraphe VII-2 p 151-156Suition BrillouinII-1 b/ p 11Paragraphe VI-2 p 15II-1 b/ p 14Quantique (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 b/ p 14Quantique (coefficients de r. dans l'anneau)Paragraphe VI-2 pp 151-156- vitesse théorique du soliton amorti <td>Modèle cohérent Ker</td> <td>r + DBS</td> <td>Paragraphe III-4 pp 55-60</td>	Modèle cohérent Ker	r + DBS	Paragraphe III-4 pp 55-60
Modèle d'intensitésParagraphe III-1 pa $42$ -48- système caractéristiqueParagraphe III-1 pa $42$ -48Modèle sans amortiscementParagraphe III-2 pa $49$ -52- système caractéristiqueParagraphe III-2 pa $49$ -52Modèle sans amortiscementParagraphe III-2 pa $49$ -52- modulation d'amplitude de la pompe ransmiseVII-2 d' p 130- modulation d'amplitude de la pompe transmiseVII-5 d' p 138- modulation d'amplitude de la pompe transmiseVII-7 b' p 181- modulation otra-cavitéVII-7 b' p 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 b' p 182Navier(coefficients de)II-2 a' p 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b' p 66- "definitif"IV-2 a' p 72- période(influence de la période de modulation)VII-7 b' p 182II-2 a' p 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b' p 66- "de base"IV-1 a' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireII-1 b' p 13Phonons(acoustiques & optiques)- désagrégation d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseParagraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseIa' p 3, II-1 b' p 11Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation non-linéaire(fft Kerr optique)Polarisation non-linéaireII-1 a' p 15QuantiqueIa' p 3, II-1 b' p 11QuantiqueIa' p 3, II-1 b' p 14Suiton Brillouin<	- système caracté	éristique	III-4 a/ n 58
Interstet of the système caractéristiqueInterstet of the système caractéristique $système caractéristiqueIII-2 a/ p 49Models aan samorisseementParagraphe III-2 pr 49-52-système caractéristiqueIII-2 a/ p 49Modes acoustiquesVIII-2 d/ p 190"Modes" d'un oscillateur BrillouinV-2 c/ p 87. VIII-2 c/ p 189Modulation d'amplitude de l'ander StokesVII-4 p 166- modulation d'amplitude de l'ander StokesVII-4 p 166- modulation d'amplitude de l'ander StokesVII-7 a/ p 180- période(influence de la période de modulation)- période(influence de la période de modulation)- "de base"IV-1 b/ p 66- "de base"IV-1 b/ p 64Oscillateur en anneau :IV-2 a/ p 72- principeIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireII-1 b/ p 11Phonons(nombre)- désagrégation du soliton vers le π-pulseIa/ p 3, II-1 b/ p 11- désagrégation du soliton vers le m-pulseIa/ p 3, II-1 b/ p 15- désagrégation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation non-linéaire(coefficients de r. dans l'anneau)QuantiqueIa/ p 3, II-1 b/ p 14QuantiqueIa/ p 3, II-1 b/ p 14QuantiqueIa/ p 3, II-1 b/ p 14Asturation de la DBSParagraphe VI-2 pp 112-117- vitesse numérique du soliton amortiParagraphe VI-3 pp 18-123- sanorti- amorti- vitesse thérrique du solito$	Modèle d'intensités	ensuque	Paragraphe III-1 pp 42-48
Modele sans amortiseement - systême caractéristiqueDaragraphe III-2 pp 49-52 III-2 a' p 49systême caractéristiqueIII-2 a' p 49Modes acoustiquesIII-2 a' p 49"Modes" d'un oscillateur BrillouinV-2 c' p 87; VIII-2 c' p 189Modulation de la pompe : - modulation d'amplitude de la pompe transmise - modulation atme, avitéVII-2 a' p 72- modulation d'amplitude de la pompe transmise - modulation forte intra-cavitéVII-7 b' p 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 b' p 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 b' p 182Navier(coefficients de)II-2 a' p 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b' p 66- "definitif"IV-2 a' p 72- principeIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireII-1 b' p 11- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseIa' p 3, II-1 b' p 11- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseIa' p 3, II-1 b' p 157Ploarisation non-linéaire(effet Kerr optique)II-4 a' p 55Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)II-1 c' p 15VII-3 a' p 157III-1 b' p 13Raman-Nath(diffusion en régime de) RecouplageII-1 c' p 15QuantiqueIa' p 3, II-1 b' p 14QuantiqueIa' p 3, II-1 b' p 11Quasi-soliton BrillouinParagraphe VI-3 pp 118-123- amorti-Paragraphe VI-3 pp 112-117- vitesse théorique du soliton amorti - vitesse théorique du soliton amortiParagraphe VI-2 pp 112-117 <t< td=""><td>- système caracte</td><td>éristique</td><td>III-1 a/ p 42</td></t<>	- système caracte	éristique	III-1 a/ p 42
. système caractéristiqueIII-2 a' p 49Modes acoustiquesVIII-2 d' p 190Modes acoustiquesVIII-2 d' p 190Modulation de la pompe : modulation d'amplitude de longe transmiseV-2 a' p 87; VIII-2 c' p 189Modulation d'amplitude de longe transmiseVII-7 b' p 138- modulation d'amplitude de l'onde StokesVII-7 b' p 181- modulation for influence de la période de modulationVII-7 b' p 180- modulation for influence de la période de modulationVII-7 b' p 182Navier(coefficients de)II-2 a' p 21Oscillateur en anneau :- 'de base"- 'de base"IV-1 b' p 66- 'de base"IV-1 b' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireII-1 b' p 11 $- désagrégation du soliton vers le \pi-pulseI a' p 3, II-1 b' p 11- désagrégation du soliton vers le \pi-pulseI a' p 3, II-1 b' p 15- génération d'une série de solitons par un \pi-pulseII-1 a' p 3, II-1 b' p 194QuantiqueI a' p 3, II-1 b' p 11Quasi-soliton BrillouinII-1 a' p 5Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)OscillateuriII-1 b' p 14Saturation de la DBSParagraphe VII-2 pp 112-116VII-4 a' p 198Paragraphe VI-4 pp 124-131Raman-Nath(diffusion en régime de)RecouplageII-1 c' p 15Nesse envortion de la DBSParagraphe VI-3 pp 118-123Paragraphe VI-2 pp 112-117VI$	Modèle sans amortise	eement	Paragraphe III-2 pp 49-52
Modes acoustiquesInt 2 dr p 190"Modes" d'un oscillateur BrillouinV-2 c' p 87; VIII-2 c' p 189Modulation d la pompe :	- système caracté	éristique	$III_2 a/p 49$
"Modes" d'un oscillateur Brillouin $V-2 c' p 87; VIII-2 c' p 189$ Modulation de la pompe :	Modes acoustiques	ensuque	VIII-2 d/ n 190
Modulation de la pompe : - modulation d'amplitude de la pompe transmise - modulation d'amplitude de l'onde Stokes - modulation d'amplitude de l'onde Stokes - modulation d'amplitude de l'onde Stokes - modulation extra-cavité - période (influence de la période de modulation)IV-2 a/ p 72 VII-7 b' p 181 VII-7 b' p 181 VII-7 b' p 181 VII-7 b' p 182Navier - période (influence de la période de modulation)VII-7 b' p 181 VII-7 b' p 182Navier - édéinitif" - période (influence de la période de modulation)VII-7 b' p 182Navier - (coefficients de)II-2 a' p 21Oscillateur en anneau : - "de base" - définitif" - principeIV-1 a' p 66 VII-7 b' p 66 VII-2 a' p 72 VII-3 b' p 64Oscillateur linéaire Oscillateur linéaire - désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse - désagrégation rectiligne (maintien de la p.r.)Ia' p 3, II-1 b' p 11 VII-3 d' p 55 VII-4 d' p 557 VII-4 d' p 557 VI-4 d' p 557 VI-4 d' p 124-131Quantique Quasi-soliton BrillouinII-1 c' p 15 VI-4 b' p 125; VI-5 e' p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Soliton Brillouin : - aunorti - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse théor	"Modes" d'un oscillat	teur Brillouin	V-2 c/ p 87: VIII-2 c/ p 189
Inclusion of amplitude (MAO)IV-2 $a' p$ 72- modulation d'amplitude de l'onde StokesVII-5 $d' p$ 138- modulation d'amplitude de l'onde StokesVII-4 p 166- modulation otra-cavitéVII-7 $b' p$ 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 $b' p$ 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 $b' p$ 182Navier(coefficients de)II-2 $a' p$ 21Oscillateur en anneau :- 'definitf"- 'de base'IV-1 $b' p$ 66- 'de base'IV-1 $b' p$ 64Oscillateur linéaireIV-1 $a' p$ 64Oscillateur linéaireIV-1 $a' p$ 64Oscillateur linéaireIV-1 $a' p$ 64Oscillateur linéaireIV-1 $a' p$ 64Oscillation sur le continuIV-1 $a' p$ 23Phonons(nombre) $acoustiques & optiques$ II-1 $b' p$ 13 $T$ -pulse :Paragraphe VII-2 pp 15-156 $adisacion non-linéaire(effet Kerr optique)Platisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)Quantique(coefficients de r$	Modulation de la por	nne :	, 20, p0, , , , , p10, p10,
Incontinue docus of amplitude de la pompe transmise $V_{15}$ di p 138- modulation d'amplitude de l'onde Stokes $V_{11}$ di p 138- modulation d'amplitude de l'onde Stokes $V_{11}$ di p 138- modulation fore intra-cavité $V_{11}$ di p 180- période(influence de la période de modulation) $V_{11}$ di p 180- période(influence de la période de modulation) $V_{11}$ di p 182Navier(coefficients de)II-2 a/ p 21Oscillateur en anneau:-'''- "de base"IV-1 b/ p 66- "de base"IV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaire(nombre)I d' p 3, II-1 b/ p 11Phonons(nombre)- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulse- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse- génération d'une série de soliton anorti- quasi-soliton BrillouinRaman-Nath(diffusion en régime de)QuantiqueQuantiqueQuasi-soliton Brillouin- amorti- amorti- amorti- sans amortissement- vitesse théorique du soliton amorti- vitesse théorique du soliton amorti<	- modulateur acc	ousto-optique (MAO)	IV-2 a/ n 72
Incolution d'amplitude de l'onde StokesVII-4 p 166- modulation extra-cavitéVII-7 b/ p 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 b/ p 181- modulation forte intra-cavitéVII-7 b/ p 180- période(influence de la période de modulation)VII-7 b/ p 182Navier(coefficients de)II-2 a/ p 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b/ p 66- "de finitif"IV-2 a/ p 72- principeIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 c/ p 67;V-4 p 99; VII-6 b/ p 178Phonons(nombre)I a/ p 3, II-1 b/ p 11- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseII-1 b/ p 13- désagrégation d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 155- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseIII-4 a/ p 55Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)III-4 a/ p 55Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)IV-1 a/ p 62; Annexe AI-1 b/ p 194QuantiqueI a/ p 3, II-1 b/ p 11QuantiqueI a/ p 3, II-1 b/ p 11QuantiqueI a/ p 3, II-1 b/ p 14Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VI-4 pp 161-166Suit d'apparition de la DBSParagraphe VI-3 pp 118-123Soliton Brillouin : - vitesse théorique du soliton amortiParagraphe VI-3 pp 118-123- sans amortissement - vitesse théorique du soliton amortiParagraphe VI-3 pp 112-117VI-4 a/ p 128VI-4 a/ p 128<	- modulation d'a	mplitude de la pompe transmise	VI-5 d/ n 138
Incluition extra-cavitéVII. 7 b/ p 181- modulation forte intra-cavitéVII. 7 b/ p 181- modulation forte intra-cavitéVII. 7 b/ p 181- modulation forte intra-cavitéVII. 7 b/ p 182Navier(coefficients de)II-2 a/ p 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b/ p 66- "de base"IV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 51Phonons(acoustiques & optiques)I a/ p 3, II-1 b/ p 13 $\pi$ -pulse : - désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseParagraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseVII. 2 d/ p 157PlasmasI a/ p 3, II-1 b/ p 11Polarisation roctiligne(maintien de la p.r.)Quantique Quasi-soliton BrillouinII-1 c/ p 15Quantique Quasi-soliton BrillouinII-1 c/ p 15Naman-Nath • vitesse numérique du soliton amorti • vitesse expérimentale du soliton amorti • vitesse numérique du soliton amorti • vitesse numérique du soliton amorti • VI-2 c/ p 116VII-2 b/ p 128VI-2 c/ p 116	- modulation d'a	mplitude de l'onde Stokes	VII-4 n 166
Incondutation forte intra-cavité $VII7 a' p 180$ - période(influence de la période de modulation) $VII7 b' p 182$ Navier(coefficients de)II-2 a' p 21Oscillateur en anneau : - "de base" $VI7 b' p 66$ - "de base"IV-1 a' p 64- rincipeIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireII-1 b' p 13Phonons(nombre) (acoustiques & optiques)Phonons(nombre) (acoustiques & optiques)Phonons(nombre) (acoustiques & optiques)- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 151-156- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 23Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique) (maintien de la p. r.)QuantiqueI a' p 3, II-1 b' p 11 Paragraphe VI-4 pp 124-131Raman-Nath(diffusion en régime de) RecouplageII-1 c' p 15 VI-4 a' p 125; VI-5 e' p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBS Soliton Brillouin : - amortiParagraphe VI-3 pp 118-123 Paragraphe VI-2 pp 112-117 VI-3 a' p 119 VI-4 a' p 128 VI-4 a' p 128 VI-4 a' p 128 VI-2 c/ p 116	- modulation ext	rra-cavité	VII-7 b/ n 181
In the product of the control of t	- modulation for	te intra-cavité	VII - 7 a/p 180
Navier(coefficients de)II-2 a/ p 21Navier(coefficients de)II-2 a/ p 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b/ p 66- "de base"IV-2 a/ p 72- principeIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 c/ p 67; V-4 p 99; VII-6 b/ p 178Phonons(nombre) (acoustiques & optiques)II-1 b/ p 13 $\pi$ -pulse : - désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseIa/ p 3, II-1 b/ p 11 II-1 b/ p 13 $\pi$ -pulse : - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulsePlaragraphe VII-2 pp 151-156· désagrégation non-linéaire (acoustique (effet Kerr optique))VII-3 a/ p 157 I a/ p 3, II-1 b/ p 11 PlasmasPolarisation non-linéaire (coefficients de r. dans l'anneau)III-1 c/ p 15 VI-1 a/ p 62; Annexe AI-1 b/ p 194Quantique Quantique Quantique (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 124-131Raman-Nath ecouplage (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Soliton Brillouin : - sans amortissement - vitesse numérique du soliton amorti - vitesse numérique du soliton amorti - vitesse numérique du soliton amorti - vitesse experimentale du soliton amorti - vitesse experiment	- période	(influence de la période de modulo	(ation) VII-7 b/ p 182
Navier(coefficients de)II-2 a/ p 21Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b/ p 66- "de finitif"IV-2 a/ p 72- principeIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireII-1 b/ p 13 $\pi$ -pulse : - désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseIa/ p 3, II-1 b/ p 11II-1 b/ p 13II-1 b/ p 13 $\pi$ -pulse : - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 155- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 a/ p 57PlasmasIa/ p 3, II-1 b/ p 11Polarisation non-linéaire(effet Ker optique)Polarisation non-linéaire(maintien de la p. r.)Quantique Quantique Quasi-soliton BrillouinIa/ p 3, II-1 b/ p 11 Paragraphe VII-4 pp 124-131Raman-Nath ecouplage(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Souiton Brillouin : - sans amortisement - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse expérim	peniode	(infinence de la periode de mound	
Oscillateur en anneau : - "de base"IV-1 b/ p 66- "définitif"IV-2 a/ p 72- principeIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 c/ p 67;V-4 p 99; VII-6 b/ p 178Phonons(nombre) (acoustiques & optiques)II-1 b/ p 11 $\pi$ -pulse : - désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseParagraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseVII-3 a/ p 157PlasmasI a/ p 3, II-1 b/ p 11Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique) (maintien de la p. r.)II-4 a/ p 55Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)IV-1 a/ p 62; Annexe AI-1 b/ p 194Quantique Quantique Quasi-soliton BrillouinII-1 c/ p 15Raman-Nath(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Souit d'apparition de la DBSParagraphe VII-4 pp 161-166 VII-1 b/ p 148Soliton Brillouin : - sans amortisement - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse e	Navier	(coefficients de)	II-2 a/ p 21
- "de base"IV-1 b/ p 66- "définitif"IV-2 a' p 72- principeIV-1 a' p 64Oscillateur linéaireIV-1 a' p 64Oscillations sur le continuIV-1 c' p 67; V-4 p 99; VII-6 b/ p 178Phonons(acoustiques & optiques)II-1 b/ p 11 $\pi$ -pulse :Paragraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 155- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 23PlasmasIa' p 3, II-2 c' p 23Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)QuantiqueI a' p 3, II-1 b/ p 11QuantiqueI a' p 3, II-1 b/ p 11QuantiqueI a' p 3, II-1 b/ p 11QuantiqueI a' p 3, II-1 b/ p 11Raman-Nath(diffusion en régime de)Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)Soliton BrillouinParagraphe VII-4 pp 161-166Seuil d'apparition de la DBSParagraphe VI-3 pp 118-123Soliton Brillouin :- amorti- amorti- vitesse théorique du soliton amorti- vitesse théorique du soliton amortiVI-4 a' p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-2 c/ p 116	Oscillateur en anneau	1:	
- "définitif"IV-2 a/ p 72- principeIV-1 a/ p 64Oscillateur linéaireIV-1 a/ p 64Oscillations sur le continuIV-1 c/ p 67; V-4 p 99; VII-6 b/ p 178Phonons(nombre)Ia/ p 3, II-1 b/ p 11 $\pi$ -pulse :Paragraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 155- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 155PlasmasIa/ p 3, II-1 b/ p 13Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)QuantiqueIa/ p 3, II-1 b/ p 11QuantiqueIa/ p 3, II-1 b/ p 11QuantiqueIa/ p 3, II-1 b/ p 11QuantiqueIa/ p 3, II-1 b/ p 14Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VII-4 pp 124-131Raman-Nath(diffusion en régime de)II-1 c/ p 15Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)Soliton Brillouin :Paragraphe VI-4 pp 114Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VI-4 pp 161-166Seuil d'apparition de la DBSParagraphe VI-3 pp 118-123Soliton Brillouin :Paragraphe VI-3 pp 118-123- sans amortisementParagraphe VI-2 pp 122-117- vitesse théorique du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-2 c/ p 116	- "de base"		IV-1 b/ p 66
- principeIV-1 $a' p 64$ Oscillateur linéaireIV-1 $a' p 64$ Oscillations sur le continuIV-1 $a' p 64$ Phonons $(nombre)$ $(acoustiques & optiques)$ II-1 $b' p 11$ $\pi$ -pulse :Paragraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseVII-2 $c' p 155$ - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 $c' p 155$ PlasmasIa / p 3, II-2 $c' p 23$ Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)QuantiqueIa / p 3, II-1 $b' p 11$ QuantiqueIa / p 3, II-1 $b' p 124-131$ Raman-Nath(diffusion en régime de)Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VII-4 pp 124-131Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VII-4 pp 161-166Seuil d'apparition de la DBSVII-1 b' p 148Soliton Brillouin :Paragraphe VI-3 pp 118-123- sans amortissementParagraphe VI-2 pp 112-117- vitesse théorique du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-2 c/ p 116	- "définitif"		IV-2 a/ p 72
Oscillateur linéaire Oscillations sur le continuIV-1 $a' p 64$ IV-1 $c' p 67; V-4 p 99; VII-6 b/ p 178Phonons(acoustiques & optiques)Ia' p 3, II-1 b/ p 11II-1 b/ p 13\pi-pulse :- désagrégation du soliton vers le \pi-pulse- génération d'une série de solitons par un \pi-pulsePolarisation non-linéairePolarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Ia' p 3, II-1 b/ p 11II-1 b/ p 13PlasmasPolarisation non-linéaireQuantiqueQuantiqueQuasi-soliton Brillouin(effet Kerr optique)III-4 a' p 55IV-1 a' p 62; Annexe AI-1 b/ p 194QuantiqueQuasi-soliton BrillouinIa' p 3, II-1 b/ p 11Paragraphe VI-2 pp 124-131Raman-NathRecouplage(coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSSeuil d'apparition de la DBSSoliton Brillouin :- amorti- vitesse numérique du soliton amorti- vitesse expérimentale du soliton amorti- vitesseII-1 c/ p 128VI-2 c/ p 116$	- principe		IV-1 a/ p 64
Oscillations sur le continuIV-1 c/ p 67; V-4 p 99; VII-6 b/ p 178Phonons $(nombre)$ $(acoustiques & optiques)$ I a/ p 3, II-1 b/ p 11 II-1 b/ p 13 $\pi$ -pulse : - désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseParagraphe VII-2 pp 151-156· désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 155Plasmas Polarisation non-linéaire (effet Kerr optique) Polarisation rectiligneIII-4 a/ p 55Polarisation rectiligne (maintien de la p. r.)IV-1 a/ p 62; Annexe AI-1 b/ p 194Quantique Quasi-soliton BrillouinIa/ p 3, II-1 b/ p 11 Paragraphe VI-4 pp 124-131Raman-Nath Recouplage (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBS Soliton Brillouin : - amorti - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse numérique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesseParagraphe VI-3 pp 118-123 Paragraphe VI-3 pp 119 VI-4 a/ p 128 VI-2 c/ p 116	Oscillateur linéaire		IV-1 a/ p 64
Phonons $(nombre)$ $(acoustiques & optiques)$ I a' p 3, II-1 b' p 11 II-1 b' p 13 $\pi$ -pulse :Paragraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseVII-2 c' p 155- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-3 a' p 3, II-2 c' p 23PlasmasI a' p 3, II-2 c' p 23Polarisation non-linéaire $(effet Kerr optique)$ III-4 a' p 55Polarisation rectiligne $(maintien de la p. r.)$ IV-1 a' p 62; Annexe AI-1 b' p 194Quantique Quasi-soliton BrillouinI a' p 3, II-1 b' p 11 Paragraphe VI-4 pp 124-131Raman-Nath Recouplage $(diffusion en régime de)$ $(coefficients de r. dans l'anneau)$ II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'aparition de la DBSParagraphe VII-4 pp 161-166 VII-1 b' p 148Soliton Brillouin : - asnorti - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du solit	Oscillations sur le co	ntinu	IV-1 c/ p 67;V-4 p 99; VII-6 b/ p 178
(acoustiques & optiques)II-1 b/ p 13 $\pi$ -pulse :Paragraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 155- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-3 a/ p 157PlasmasI a/ p 3, II-2 c/ p 23Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)QuantiqueII-1 b/ p 11QuantiqueI a/ p 3, II-1 b/ p 11Quasi-soliton BrillouinII-1 c/ p 15Raman-Nath(diffusion en régime de)Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VII-4 pp 161-166Seuil d'apparition de la DBSParagraphe VI-4 pp 118-123Soliton Brillouin :Paragraphe VI-3 pp 118-123- amortiParagraphe VI-3 pp 118-123- vitesse théorique du soliton amortiParagraphe VI-2 pp 112-117- vitesse théorique du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-2 c/ p 116	Phonons	(nombre)	I a/ p 3, II-1 b/ p 11
$\pi$ -pulse :Paragraphe VII-2 pp 151-156- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulseVII-2 c/ p 155- génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulseVII-3 a/ p 157PlasmasI a/ p 3, II-2 c/ p 23Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)QuantiqueIII-4 a/ p 55QuantiqueIII-4 a/ p 55QuantiqueI a/ p 3, II-1 b/ p 11Quasi-soliton BrillouinII-1 c/ p 15Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VII-4 pp 161-166Seuil d'apparition de la DBSParagraphe VI-3 pp 118-123sans amortissementParagraphe VI-3 pp 118-123- amortiParagraphe VI-2 pp 112-117- vitesse théorique du soliton amortiVI-3 a/ p 119- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-2 c/ p 116		(acoustiques & optiques)	) II-1 b/ p 13
- désagrégation du soliton vers le $\pi$ -pulse - génération d'une série de solitons par un $\pi$ -pulse Plasmas Polarisation non-linéaire ( <i>effet Kerr optique</i> ) Polarisation rectiligne ( <i>maintien de la p. r.</i> ) Quantique	π-pulse :		Paragraphe VII-2 pp 151-156
- génération d'une série de solitons par un π-pulseVII-3 a/ p 157PlasmasI a/ p 3, II-2 c/ p 23Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)QuantiqueI a/ p 3, II-1 b/ p 11Quasi-soliton BrillouinI a/ p 3, II-1 b/ p 11Raman-Nath(diffusion en régime de)Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VII-4 pp 124-131Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSParagraphe VII-4 pp 161-166Seuil d'apparition de la DBSVII-1 b/ p 148Soliton Brillouin :- amorti- amortiParagraphe VI-3 pp 118-123- sans amortissementParagraphe VI-2 pp 112-117- vitesse théorique du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-2 c/ p 116	<ul> <li>désagrégation o</li> </ul>	du soliton vers le π-pulse	VII-2 c/ p 155
PlasmasI a/ p 3, II-2 c/ p 23Polarisation non-linéaire(effet Kerr optique)Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)Quantique(maintien de la p. r.)QuantiqueI a/ p 3, II-1 b/ p 11Quasi-soliton BrillouinI a/ p 3, II-1 b/ p 11Raman-Nath(diffusion en régime de)Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)Saturation de la compression par couplage Kerr/DBSII-1 c/ p 15Seuil d'apparition de la DBSParagraphe VII-4 pp 161-166Soliton Brillouin :- amorti- amorti- sans amortissement- vitesse théorique du soliton amortiParagraphe VI-3 pp 118-123- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128Soliton NLSVI-2 c/ p 116	<ul> <li>génération d'un</li> </ul>	ne série de solitons par un $\pi$ -pulse	VII-3 a/ p 157
Polarisation non-linéaire Polarisation rectiligne(effet Kerr optique) (maintien de la p. r.)III-4 a/ p 55 IV-1 a/ p 62; Annexe AI-1 b/ p 194Quantique Quasi-soliton BrillouinI a/ p 3, II-1 b/ p 11 Paragraphe VI-4 pp 124-131II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Raman-Nath Recouplage(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBSParagraphe VII-4 pp161-166 VII-1 b/ p 148Soliton Brillouin : - amorti - sans amortissement - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse VI-2 c/ p 116VI-2 c/ p 116	Plasmas		I a/ p 3, II-2 c/ p 23
Polarisation rectiligne(maintien de la p. r.)IV-1 a/ p 62; Annexe AI-1 b/ p 194Quantique Quasi-soliton BrillouinI a/ p 3, II-1 b/ p 11 Paragraphe VI-4 pp 124-131Raman-Nath Recouplage(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)Raman-Nath Recouplage(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBSII-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Soliton Brillouin : - amorti - sans amortissement - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse numérique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse - vitesse expérimentale du soliton amortiParagraphe VI-3 pp 118-123 Paragraphe VI-2 pp 112-117 VI-3 a/ p 119 VI-4 a/ p 128 VI-4 a/ p 128 VI-2 c/ p 116	Polarisation non-liné	aire (effet Kerr optique)	III-4 a/ p 55
Quantique Quasi-soliton BrillouinI a/ p 3, II-1 b/ p 11 Paragraphe VI-4 pp 124-131Raman-Nath Recouplage(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBS Soliton Brillouin : - amorti - sans amortissement - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse numérique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse - vitesse - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse - v	Polarisation rectilign	e (maintien de la p. r.)	IV-1 a/ p 62; Annexe AI-1 b/ p 194
Quasi-soliton BrillouinParagraphe VI-4 pp 124-131Raman-Nath Recouplage(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBS Soliton Brillouin : - amorti - sans amortissement - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse numérique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amortiII-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Soliton Brillouin : - amorti - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vites VI-2 c/ p 116Paragraphe VI-4 pp 124-131	Quantique		I a/ p 3, II-1 b/ p 11
Raman-Nath Recouplage(diffusion en régime de) (coefficients de r. dans l'anneau)II-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBS Soliton Brillouin : - amorti - amorti - sans amortissement - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amortiII-1 c/ p 15 VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Soliton Brillouin : - amorti - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amortiParagraphe VI-3 pp 118-123 Paragraphe VI-2 pp 112-117 VI-3 a/ p 119 VI-4 a/ p 128 VI-4 a/ p 128Soliton NLS Soliton NLSVI-2 c/ p 116	Quasi-soliton Brillou	lin	Paragraphe VI-4 pp 124-131
Recouplage(coefficients de r. dans l'anneau)VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBS Soliton Brillouin : - amorti - sans amortissement - vitesse théorique du soliton amorti - vitesse numérique du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amorti 	Raman-Nath	(diffusion en régime de)	II-1 c/ p 15
Saturation de la compression par couplage Kerr/DBS Seuil d'apparition de la DBS Soliton Brillouin : - amorti - sans amortissementParagraphe VII-4 pp161-166 VII-1 b/ p 148- amorti - sans amortissementParagraphe VI-3 pp 118-123 Paragraphe VI-2 pp 112-117 VI-3 a/ p 119 VI-4 a/ p 128 VI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amorti - vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128 VI-4 a/ p 128Soliton NLSVI-2 c/ p 116	Recouplage	(coefficients de r. dans l'anneau)	VI-4 b/ p 125; VI-5 e/ p 144
Seuil d'apparition de la DBSVII-1 b/ p 148Soliton Brillouin :- amorti- amortiParagraphe VI-3 pp 118-123- sans amortissementParagraphe VI-2 pp 112-117- vitesse théorique du soliton amortiVI-3 a/ p 119- vitesse numérique du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128Soliton NLSVI-2 c/ p 116	Saturation de la com	pression par couplage Kerr/DBS	Paragraphe VII-4 pp161-166
Soliton Britionin 1Paragraphe VI-3 pp 118-123- amorti- sans amortissement- vitesse théorique du soliton amortiVI-3 a/ p 119- vitesse numérique du soliton amortiVI-4 a/ p 128- vitesse expérimentale du soliton amortiVI-4 a/ p 128Soliton NLSVI-2 c/ p 116	Seuil d'apparition de	la DBS	VII-1 b/ p 148
<ul> <li>sans amortissement</li> <li>vitesse théorique du soliton amorti</li> <li>vitesse numérique du soliton amorti</li> <li>vitesse expérimentale du soliton amorti</li> <li>VI-4 a/ p 128</li> <li>VI-4 a/ p 128</li> <li>VI-2 c/ p 116</li> </ul>	- amorti		Paragraphe VI-3 pp 118-123
<ul> <li>vitesse théorique du soliton amorti</li> <li>vitesse numérique du soliton amorti</li> <li>vitesse expérimentale du soliton amorti</li> <li>VI-4 a/ p 128</li> <li>VI-4 a/ p 128</li> <li>VI-4 a/ p 128</li> <li>VI-2 c/ p 116</li> </ul>	- sans amortisce	ment	Paragranhe VI-2 nn 112-117
<ul> <li>vitesse autorique du soliton amorti</li> <li>vitesse expérimentale du soliton amorti</li> <li>VI-4 a/ p 128</li> <li>Soliton NLS</li> <li>VI-2 c/ p 116</li> </ul>	- vitesse théoria	ue du soliton amorti	VI-3 a/ n 119
- vitesse expérimentale du soliton amorti Soliton NLS VI-2 c/ p 116	- vitesse numério	que du soliton amorti	VI-4 a/ p 128
Soliton NLS VI-2 c/ p 116	- vitesse exnérin	nentale du soliton amorti	VI-4 a/ p 128
	Soliton NLS	in a soliton unorti	VI-2 c/ p 116
Spectre Brillouin :	Spectre Brillouin :		· · · · r · · ·

(critère de K.)

I a/ p 2,5 ; VIII a/ p 185

en régime spontané en régime stimulé

Kroll

Stabilisation de l'oscilla Susceptibilités non-linés	teur par modulation de la pom aires	pe Paragraphe VII-7 pp 180-182
. (6	équivalence avec le modèle d'i	ntensités) III-1 c/ p 45
Supraluminique	-	-
- propagation		VI-1 b/ p 109
- vitesse théorique	du soliton amorti	VI-3 a/ p 119
- vitesse numérique	e du soliton amorti	VI-4 a/ p 128
- observation expér	imentale du soliton	VI-4 a/ p 128
Système Brillouin carac	téristique :	
- en variables physi	ques	II-3 c/ p 36
- en variables rédui	tes	II-4 b/ p 38
- modèle d'intensité	ŚŚ	III-1 $a/p$ 42
- modèle sans amor	tissement	III-2 a/ p 49
Taux de croissance de l'	instabilité Brillouin	VII-1 b/ p 149
Température (e	effets stimulés de)	II-2 b/ p 22
Temps d'établissement	55 /	II-2 i/ p 29
Trains d'impulsions Bril	llouin	Paragraphe VII-5 pp 167175
Transferts d'énergie Sto	kes/ antiStokes	III-1 b/ p 43: III-2 c/ p 51
Transparence auto-indu	ite	VI-1 a/ p 108: VI-5 p 140
Transverse	(structure)	II-2 e/ p 25
	(équation acoustique d	l'évolution t.)II-3 a/ p 32
Unidimensionnel	(problème)	II-2 e/ p 25
Variables réduites		II-4 a/ p 37
Vitesse du son		II-2 c/ p 23
Vitesse du soliton :		L
- comparaison v. th	éoriques et expérimentales	VI-5 e/ p 143
- expérimentale	· ·	VI-4 a/ p 128
- numérique du soli	ton amorti	VI-4 a/ p 128
- théorique du solit	on amorti	VI-3 a/ p 119

J'ai eu beaucoup de plaisir à mener ce travail au sein du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée de l'Université de Nice Sophia-Antipolis ; au travers de son directeur, Nicole OSTROWSKY, dont l'amical soutien, les conseils, et le sourire ne m'ont jamais fait défaut, je voudrais en remercier tous ceux, physiciens, techniciens et secrétaires qui m'y ont accus illi et guidé.

Le sujet de cette thèse m'a été fourni par Carlos MONTES ; Jean BOTINEAU m'a enseigné la patience des salles obscures, et fait profiter de son habileté et de son inépuisable expérience. Je suis pleinement conscient de la chance d'avoir pu bénéficier chaque jour de leur enthousiasme et de leur exemple, et abuser, parfois, de leur indulgence. Je n'oublie pas, bien sûr, Claude LEYCURAS, dont l'inaltérable bonne humeur, le sens physique et l'esprit critique m'ont été autant de garde-fous, ni Olivier LEGRAND, qui a souvent réussi à amener à ma portée ses fantasmes théoriques les plus improbables, au cours de discussions aussi fréquentes qu'enrichissantes.

Ils savent mon amitié, je voudrais leur dire ici ma reconnaissance.

Ce travail est, je crois, le fruit d'une volonté exemplaire de collaboration entre théoriciens et expérimentateurs, et, s'il est pratiquement impossible d'y faire la part du mérite de chacun, nombre des résultats théoriques et numériques présentés dans ce mémoire sont empruntés à Carlos ou à Olivier. De même, les résultats expérimentaux y doivent beaucoup à la compétence et à la disponibilité de Robert CLAPIER pour l'électronique et de Guy SALA pour la mécanique, et il est juste qu'ils y soient associés.

J'ai aussi beaucoup appris, au laboratoire, au contact de Dan OSTROWSKY et d'André SAISSY, et, au fil de rencontres toujours profondément stimulantes, de Claude FROEHLY, de l'I.R.C.O.M. de l'Université de Limoges. André et Claude m'ont fait l'honneur d'être les rapporteurs de cette thèse, Dan d'en présider le jury, et je les en remercie très sincèrement.

Je remercie également Messieurs Robert FREY, du Laboratoire d'Optique Quantique de l'Ecole Polytechnique, qui m'avait, en DEA, initié à l'optique non-linéaire, et Denis PESME, du L.U.L.I. et du Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, d'avoir bien voulu juger ce travail, et participer à ce jury en dépit de leurs nombreuses occupations.

Cette recherche s'inscrit également dans le cadre du G.D.R. 62 "Ondes Optiques Guidées" du C.N.R.S., et elle a été grandement facilitée par le soutien financier du M.R.T., concrétisé par l'allocation de recherche dont j'ai bénéficié et par un contrat de recherche, et celui du C.N.E.T. La fibre employée nous a été fournie par R.H. STOLEN des Bell Laboratories, et les premiers montages, suggérés par Carlos MONTES et Jean COSTE, utilisaient un laser mis à notre disposition par Pierre SIXOU. Enfin, je voudrais saluer Pierre CHEYSSAC, qui a accepté de relire en détail ce manuscrit, et tous ceux, André, Bernard, Caroline, Florence, Gérard, Guillaume, Marc, Qing, Su-Fen, Zineb, et les autres, qui, à des titres divers, m'ont encouragé et accompagné pendant ces quelques années.

# Quelques constantes utiles

### constantes universelles

vitesse de la lumière dans le vide : constante de Boltzmann : constante de Planck :	c = 2,997 924 $10^8$ m/s k <sub>B</sub> = 1,380 664 $10^{-23}$ J/K h = 6,626 184 $10^{-34}$ J s h = 1,054 589 $10^{-34}$ J s
caractéristiques de la silice (pure : SiO <sub>2</sub> ))	
masse atomique du silicium et de l'oxygène : densité de la silice (conditions "normales") :	Si = 28 ; O = 16 $\rho_0 = 2,21 \text{ g/cm}^3$
vitesse du son dans la silice fondue : * ondes planes longitudinales : * ondes planes transverses (de cisaillement) :	v <sub>1</sub> = 5968 m /s v <sub>t</sub> = 3764 m /s
indices optiques linéaire et non-linéaire de la silice : dispersion ( $\lambda = 0.5145 \ \mu m$ ) coefficient elastooptique de la silice :	$\begin{array}{l} n_0 = 1,460;n_2 \approx 1,27\;10^{-22}\;(V\;/m)^{-2}\\ \partial n\;/\partial\lambda = -1,4\;10^{-4}\mu m^{-1}\\ p_{12} \approx 0,286 \end{array}$
constantes spécifiques de la DBS dans la silice	$(\lambda_{\rm p}=0,5145\mu{\rm m})$
décalage Brillouin dans la silice : $v_a \approx 2 n c_s / c v_p \approx 33,87 \text{ GHz} \approx 1,129 c$	$m^{-1} = 1,4 \ 10^{-4} \ eV = 1,6 \ K$
constante de couplage DBS : constante de couplage Kerr /DBS :	$K \approx 65.9 \text{ m s}^{-1} \text{ V}^{-1}$ K' $\approx 65.9 \text{ m s}^{-1} \text{ V}^{-1}$
largeur spectrale du gain Brillouin en régime spontané :	$\Delta v_{\rm B} \approx 150  {\rm MHz}$

temps caractéristique d'amortissement d'une onde acoustique longitudinale à 34 GHz dans la silice ("durée de vie du phonon") :  $\tau_a = 1 / \Delta v_B = 7 \text{ ns}$ 

### fonctions utiles

sécante hyperbolique :

sech a = 
$$\frac{1}{\operatorname{ch} a} = \frac{2}{e^a + e^{-a}}$$
; TF (sech  $\Delta a$ ) = sech ( $\frac{a}{\Delta}$ )

Lorentzienne : transformée de Fourier d'une sinusoïde de fréquence  $\omega_0$  et de durée de vie  $\tau$  :

$$L(\omega) = \frac{C}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{2\tau})^2} - \dots$$

### <u>Résumé</u> :

Ce mémoire présente l'étude comparative des différents modèles de la <u>d</u>iffusion <u>B</u>rillouin <u>s</u>timulée (DBS) dans les fibres optiques unimodales ; on distingue en particulier le modèle d'intensités bien connu, qui néglige la dynamique de l'onde acoustique devant la rapidité de son amortissement (typiquement 7 ns dans la silice), et le modèle cohérent à trois ondes qui autorise les transferts d'énergie antiStokes de l'onde Brillouin vers l'onde de pompe.

Leurs prédictions théoriques respectives, ainsi que des simulations numériques sur des temps longs, sont systématiquement confrontées au comportement expérimental d'un oscillateur Brillouin à fibre optique en anneau.

Il apparaît que le modèle d'intensités est susceptible de donner des résultats qualitativement faux dès que l'amplitude de l'onde Stokes devient supérieure à celle de la pompe, ou dès que l'une des deux ondes optiques présente des structures temporelles plus courtes que la dizaine de nanosecondes.

On aura donc toujours intérêt à choisir une description cohérente de la DBS ; celle-ci permet en outre la prise en compte du couplage entre la DBS et l'effet Kerr optique, qui s'avère indispensable dans le cas d'impulsions Stokes intenses.

L'un des arguments les plus forts en faveur du modèle cohérent est l'observation expérimentale, pour la première fois, de quasi-solitons Brillouin supraluminiques et de transparence auto-induite partielle.

#### Mots clefs :

Diffusion <u>Brillouin</u> stimulée <u>Dynamique</u> non linéaire <u>Fibres</u> optiques unimodales <u>Optique</u> non linéaire <u>Soliton</u> Brillouin Effet <u>Kerr</u> optique Diffusion <u>antiStokes</u> <u>Transparence</u> auto-induite

#### <u>Abstract</u> :

This thesis deals with the comparison between the differents models of the stimulated Brillouin scattering (SBS) in single-mode optical fibers, especially the well-known intensity model, which neglects the dynamics of the acoustic wave due to its short decay time (typically 7 ns in silica), and the coherent three-waves model which allows antiStokes energy tranfers from the Brillouin wave to the pump wave.

Their respective theoretical predictions, as well as long time numerical simulations, are systematically confronted to the experimental behaviour of a Brillouin fiber ring oscillator.

It appears that the intensity model is likely to give qualitatively wrong results as soon as the Stokes amplitudes becomes higher than the pump amplitude, or as any of the optical waves exhibits temporal structures shorter than about ten nanoseconds.

One will always find advantage in choosing a coherent description of the SBS; moreover, the latter allows the model to take into account the coupling between SBS and the optical Kerr effect, this getting necessary while Stokes pulses becomes intense.

One among the strongest arguments for the coherent model is the first experimental observation of superluminous Brillouin quasi-solitons and partial self-induced transparency.

#### Key words :

Stimulated <u>Brillouin</u> scattering, Nonlinear <u>dynamics</u>, Single-mode optical <u>fibers</u>, Nonlinear guided waves <u>optics</u>, Brillouin <u>Soliton</u>, Optical <u>Kerr</u> effect, <u>AntiStokes</u> scattering, Self-induced <u>transparency</u>