



HAL
open science

STRUCTURATION DE LA LUMIÈRE POUR LE TRAITEMENT TOUT OPTIQUE DE L'INFORMATION

Nicolas Marsal

► **To cite this version:**

Nicolas Marsal. STRUCTURATION DE LA LUMIÈRE POUR LE TRAITEMENT TOUT OPTIQUE DE L'INFORMATION. Science non linéaire [physics]. Université de Lorraine (Metz), 2023. tel-04372563

HAL Id: tel-04372563

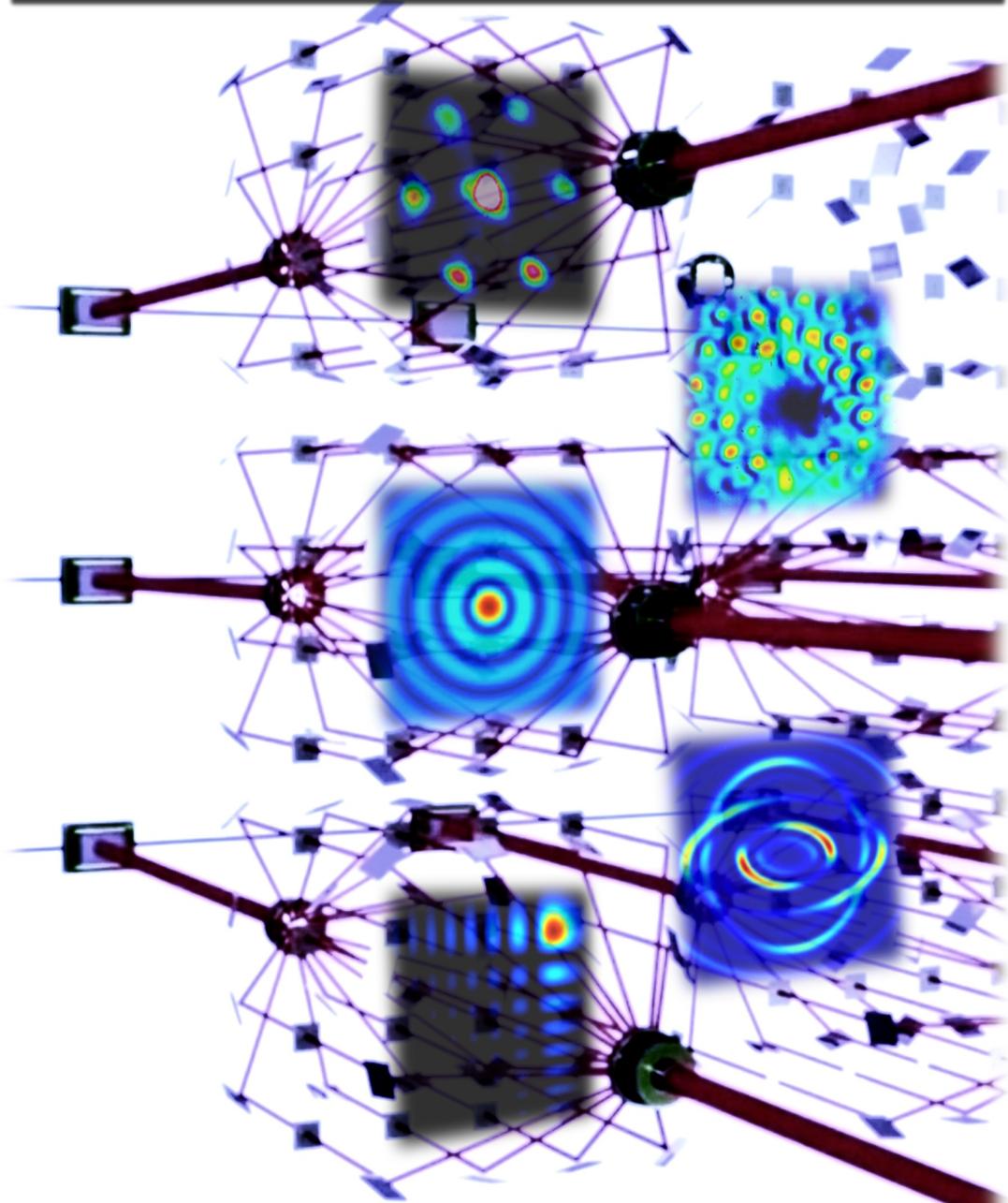
<https://hal.science/tel-04372563>

Submitted on 4 Jan 2024

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.

STRUCTURATION DE LA LUMIÈRE POUR LE TRAITEMENT
TOUT OPTIQUE DE L'INFORMATION



HDR 2023, N. MARSAL



HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES

Structuration de la lumière pour le traitement tout optique de l'information

Nicolas MARSAL

*CentraleSupélec & Laboratoire MOPS, Matériaux Optiques
Photonique et Systèmes*

Présentée le 19 décembre 2023 à CentraleSupélec-Campus de Metz, devant
le jury composé de :

Pr. Stéfania Residori	Université de Nice	Rapporteur
Pr. Hervé Maillotte	Université de Franche-Comté	Rapporteur
Pr. Mustapha Tlidi	Université Libre de Bruxelles	Rapporteur
Pr. Jean-Paul Salvestrini	Georgia Tech Lorraine	Examineur
Pr. Germano Montemezzani	Université de Lorraine	Examineur
Dr. Eric Louvergneaux	Université de Lille	Examineur

Remerciements

Je tiens à exprimer ma gratitude aux membres de ce comité HDR. Tout d'abord à mon mentor, Germano Montemezzani qui a été mon Professeur sur les bancs de la faculté puis mon directeur de thèse et pour qui j'ai toujours eu une profonde reconnaissance pour son savoir et son humilité. Je vais ensuite remercier les rapporteurs pour leur volonté de lire cette synthèse de mes travaux de recherche menés depuis un peu plus de dix ans après la fin de mon diplôme de doctorat. Je tiens également à remercier les examinateurs pour leur disponibilité et l'intérêt qu'ils portent à ce diplôme d'HDR.

En analysant cette dernière décennie, je constate qu'il n'aurait pas été possible d'aller aussi loin dans mes travaux sans l'aide et les efforts collaboratifs de nombreux amis de la communauté scientifique au sein et à l'extérieur de CentraleSupélec. Dès lors je voudrais tout d'abord exprimer ma gratitude envers les Professeurs Delphine Wolfersberger et Marc Sciamanna qui m'ont fait confiance à l'époque et m'ont lancé sur des travaux de thèse totalement exploratoires qui ont su porter leurs fruits. Je souhaite également remercier profondément le Pr. Damien Rontani, avec qui j'ai construit une collaboration et une amitié fructueuse et qui m'a aidé à m'ouvrir sur d'autres activités de recherche notamment sur l'apprentissage automatique. Mes attentions vont également à tous mes anciens doctorants et post-doctorants que j'ai encadrés, qui m'ont fait confiance tout au long de nos recherches de-

venues communes. Mes pensées vont aussi à tous les membres du laboratoire LMOPS et de CentraleSupélec pour leur aide dans les processus complexes de la gestion des projets de recherche, les services techniques, la direction du Campus sans oublier tous mes autres collègues de la Chaire photonique. En dehors de CentraleSupélec, j'ai aussi rencontré des personnalités atypiques, comme le Pr. D. Neshev de l'Australian National University de Cambera. Il a été en quelque sorte mon mentor lors des mes séjours en Australie durant ma thèse de doctorat. Il m'a appris à être curieux, précis, m'a montré de nombreuses techniques d'alignements en optique avec toujours beaucoup de sagesse et je lui en suis très reconnaissant. Mes remerciements et mon amour vont également à ma famille, ma compagne qui m'a supporté et aidé à relire ce manuscrit, ma maman toujours là dans les moments importants de ma vie pour me ramener à la raison au-delà de la passion et ma fille Olivia qui est mon cadeau le plus précieux. Vous avez été et vous êtes une partie essentielle de ma vie sur laquelle je peux m'appuyer au quotidien. Vous me rappelez constamment à quel point j'ai de la chance de vous avoir. Je vous aime du fond du cœur, je vous dédie ce manuscrit ainsi qu'à mon papa qui est parti un peu trop tôt.

...à ma fille Olivia, à mon papa René, à ma maman Thérèse, à ma compagne Karen.

Merci 

Curriculum Vitae

Nicolas Marsal
Né le 22 juin 1984
En union libre, 1 enfant
25 rue du Muguet, 57310 Bousse
06 43 67 37 63, nicolas.marsal@centralesupelec.fr



Situation actuelle (2012-...) : Enseignant-Chercheur qualifié dans les sections CNU 28 et 30. Contractuel de droit public à CentraleSupélec-Metz depuis le 1er décembre 2011 associé au Laboratoire Matériaux Optiques Photonique et Systèmes, 2 rue E. Belin 57070 Metz,
Recherche en photonique spécialisée en optique non linéaire basée sur le traitement tout optique de l'information pour la réalisation de mémoires et routeurs optiques ainsi que des calculateurs neuro-inspirés.

FORMATION

Post-doctorat (2010-2011), Georgia Tech Lorraine et Atlanta
« Nonlinear light propagation @ the nano-scale »

Travaux de recherche centrés sur les nano-technologies, notamment le dépôt de nano-couches de graphène sur différents substrats (Campus de GeorgiaTech à Atlanta), afin de réaliser un laser impulsionnel fibré (Campus de GeorgiaTech Lorraine).

Thèse de doctorat en Physique (2007-2010), Université de Lorraine (Anciennement Université Paul-Verlaine de Metz) sur le thème : « Contrôle de l'auto-organisation de la lumière dans un système à rétro-action optique », du 1^{er} octobre 2007 au 21 octobre 2010.

Travaux de recherche en optique non linéaire centrés sur le principe de morphogénèse via la formation de motifs lumineux contrôlables (précurseurs utiles pour la réalisation de mémoires optiques adressables).

MASTER POEM (2005-2007), « Plasma Opto-Electronique et Micro-nano systèmes », Université de Lorraine.

LICENCE CPI (2005), « Chimie et Physique des Interfaces », Université de Lorraine.

DEUG MIAS (2002-2004), « Mathématiques, Informatique et Applications aux Sciences », Université de Lorraine.

BAC S (2002), Institut Notre-Dame de la Providence, Thionville.

EXPERIENCES EN RECHERCHE

5 Encadrements Doctoraux (3ACT) et 5 Post-Doctoraux :

- Dr V. Caultet (2010-2013), *Dynamique des patterns optiques dans un système photoréfractif*
- Dr N. Wiersma (2013-2016), *Propagation de faisceaux non conventionnels non linéaires*
- Dr T. Bouchet (2016-2019), *Interaction non linéaire de faisceaux optiques accélérants*

- W. Iqbal (2020-2023), *Linear and nonlinear optical tailoring of unconventional vector beams*
- Y. Chai (2020-2024), *Nonlinear Interaction of Bessel beams*
- Dr L. Weicker (2015-2016), *Scaling effects in time-delayed nonlinear optics*
- Dr A. Martens (2017-2018), *Characterization of optical non-linear components*
- Dr P. Antonik (2016-2018), *Scalable photonic machine for neuromorphic computation*
- Dr L. Drouzi (2018-2020), *Dynamique de patterns au moyen de faisceaux accélérant*
- Dr R. Nguimdo (2019-2020), *Scalable photonic machine for neuromorphic computation*

Compétences scientifiques :

- Optique non linéaire (patterns, solitons, instabilités, cristaux photoréfractifs...)
- Interactions de faisceaux non conventionnels (Airy, vortex, Bessel, vectoriels...)
- Reservoir computing pour la photonique neuro-inspirée
- Conception et automatisation de bancs optiques en espaces libres et fibrés
- Caractérisation de matériaux (MEB, AFM, OPO)
- Simulations numériques réalisées sous Matlab

Productions scientifiques : 100

- 36 publications revues (27 revues internationales à comité de lecture, 9 proceedings)
- 52 conférences internationales dont 11 invitées
- 12 communications dans des Workshops

Prix :

- Prix de la Thèse de l'Université de Lorraine (2011)
- Prix de la Thèse de la Région Lorraine (2011)
Ces Prix sont attribués à un lauréat dont les travaux de recherche auront contribué à la valorisation de la recherche en Lorraine au sein des Universités de Lorraine en France ou à l'étranger.

Projets & Contrats :

- Participation à plusieurs Projets FEDER / ANR / H2020 de plusieurs centaines de k€
ANR JC (2012-2016) TINO : Effets d'échelle dans les systèmes optiques non linéaires à retard - FEDER PHOTON (2014-2015) : PHOTONique pour le traitement tout optique de l'information - FEDER APOLLO (2015-2016) : Analyse haute-fréquence et haute-Puissance des interactions Optiques non-Linéaires pour Le traitement tout Optique de l'information - H2020 PHRESICO (2015-2019) : PHotonic REServoir COmputing - FEDER PIANO (2016-2017): Nouveaux Paradigmes de Traitement de l'Information exploitant les InterActions NON-Linéaires Lumière-Matière - AAP JC SPIN (2017-2018) : Système PhotonIque Neuro-inspirés pour le traitement de l'information.
- Co-responsabilité d'un projet AFOSR en IA de plusieurs centaines de k\$
AFOSR (Air Force Office of Scientific Research) (2015-2020): Scalable Photonic Machine for Neuromorphic Computation.
- Co-responsabilité d'un projet LUE en optique non linéaire

-LUE (Lorraine Université d'Excellence) est un programme pour développer le leadership international du site lorrain autour de quelques grands défis économiques et sociétaux. Obtention d'un contrat doctoral (2020-2023) sur le thème: Linear and nonlinear optical tailoring of unconventional vector beams.

EXPERIENCES EN ENSEIGNEMENT / RESPONSABILITES COLLECTIVES

- *≈200 HETD/an (depuis plus de 10 ans) principalement en Physique & Optique en 1^{er}, 2^e et 3^e années école d'ingénieurs*
Cours / TDs en Traitement optique de l'information, Physique Quantique et Statistique, Physique des solides, Smart photonic systems, Champs et propagation, Instrumentation optique.
-TPs en Physique des faisceaux Gaussiens, Holographie, Traitement et conversion de l'énergie.
- *Responsable de Projets de fin d'études d'élèves ingénieurs et apprentis*
Responsable et membre de jury de plus d'une vingtaine de projets de fin d'études pour des entreprises ou laboratoires (SNCF, STELLANTIS, CEA, SFR...).
- *Responsable Culture Scientifique et Technique à CentraleSupélec-Metz*
Organisateur de la « Fête de la Science » (+de 5000 visiteurs en 10 ans), de forums, séminaires, conférences, journées « portes ouvertes ».
- *Responsable de la Filière Recherche à CentraleSupélec-Metz*
Formation professionnalisante proposée en 3^e année du cursus ingénieurs.
- *Responsable Sécurité Laser à CentraleSupélec-Metz*

ACTIVITES DIVERSES / CENTRES D'INTERETS

- **Président d'un Club de Tennis**
Direction depuis 12 ans du Tennis Club Bousse composé en moyenne de 120 adhérents/an. Le budget du Club est d'environ 15000€.
- **Entraîneur de tennis depuis 20 ans**
Entraînements 8 heures par semaine des adultes en loisir et compétition.
- **Cours du soir**
En maths/physique depuis 20 ans du niveau 3^e à Bac+2.
- **Bricolage, décoration d'intérieur**
Rénovation de maisons anciennes (plans, électricité, eau, espaces extérieurs...).
- **Fibre artistique**
Peinture (reproduction sur toile), musique (20 ans de piano).
- **Langues**
Anglais (pratique professionnelle), Allemand (notions).

Liste des publications (MAJ - octobre 2023)

International Journals (27) and Proceedings (9) -> 36

1. M. W. IQBAL, N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, "Shape and polarization distribution of non-circular conical diffraction beams from conjugate cascades", *In Optics Express*, 31:29859, 2023.
2. T. BOUCHET, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Two dimensional Airy beam soliton", *In Scientific Reports (NPG Journal)*, 12:9064, 2022.
3. Y. CHAI, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Fully controllable multichannel waveguides induced by counterpropagating Bessel beams", *In Scientific Reports (NPG Journal)*, 12:17566, 2022.
4. Y. CHAI, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Three-dimensional all-optical switching using a single diffracting Bessel beam", *In Physical Rev. Applied*, 17:064063, 2022.
5. M. W. IQBAL, N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, "Non-circularly shaped conical diffraction", *In Scientific Reports (NPG Journal)*, 12:7317, 2022.
6. Y. CHAI, N. BOULDJA, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Multiple input/output waveguides light-induced by a single Bessel beam for all-optical interconnects", *In Optics Express*, 29:40231, 2021.
7. P. ANTONIK, N. MARSAL, D. BRUNNER, D. RONTANI, "Bayesian optimisation of large-scale photonic reservoir computers", *in Cognitive Computation*, DOI: 10.1007/s12559-020-09732-6, 2021.
8. R. NGUIMDO, P. ANTONIK, N. MARSAL, D. RONTANI, "Impact of optical coherence on the performance of large-scale spatiotemporal photonic reservoir computing systems", *In Optics Express*, 28:27989, 2020.
9. P. ANTONIK, N. MARSAL, D. RONTANI, "Large-Scale Spatiotemporal Photonic Reservoir Computer for Image Classification ", *in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 26:1, 2020.
10. D. RONTANI, P. ANTONIK, N. MARSAL, D. BRUNNER, "Automatic classification of video using a scalable photonic neuro-inspired architecture", *In Proceeding of SPIE, Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XXVIII*, 11274, 2020.
11. L. DROUZI, J. MAUFAY, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, N. MARSAL, "All-optical control of pattern dynamics generated by Airy beams", *In Optics Letters*, 45:9, 2020.
12. P. ANTONIK, N. MARSAL, D. RONTANI, "Large scale spatiotemporal photonic reservoir computer for image classification", *In IEEE JSTQE (Invited Paper)*, 26:1, 2020.
13. P. ANTONIK, N. MARSAL, D. BRUNNER, D. RONTANI "Human action recognition with a large scale brain-inspired photonic computer", *In Nature Machine Intelligence (NPG Journal)*, 1:530, 2019.

14. N. MARSAL, N. WIERSMA, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Counter-propagating interactions of self-focusing Airy beams", *In Scientific Reports (NPG Journal)*, 9:5004, 2019.
15. T. BOUCHET, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Light-induced interconnects using nonlinear Airy beam interactions", *In Journal of Physics: Photonics*, 1:025001, 2019.
16. T. BOUCHET, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Solitonic characteristics of Airy beam nonlinear propagation", *In Physical Review A Rapid Comm.*, 97:051801(R), 2018.
17. T. BOUCHET, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Analysis of the characteristics of the Airy beam off-shooting soliton", *In Proceeding of SPIE, Nonlinear Optics and its Applications 2018*, 106840Q, 2018.
18. N. MARSAL, L. WEICKER, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Bistability controlled by convection in a pattern-forming system", *In Physical Review Letters*, 118:013902, 2017.
19. N. MARSAL, L. WEICKER, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Interplay between convection and bistability in a pattern-forming system", *In Proceeding of SPIE, Nonlinear Optics and Applications X*, 1022813, 2017.
20. N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Airy beam self-focusing in a photorefractive medium", *In Scientific Reports (NPG Journal)*, 6:35078, 2016.
21. N. MARSAL, L. WEICKER, E. MIRISOLA, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Bistability of optical patterns in convective regime", *In Proceeding of SPIE, Nonlinear Optics and Applications IV*, 989407, 2016.
22. N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Airy-induced dynamics in nonlinear media", *In Proceeding of SPIE, Nonlinear Optics and Applications IV*, 98940L-1, 2016.
23. N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Spatiotemporal dynamics of counterpropagating Airy beams", *In Scientific Reports (NPG Journal)*, 5:13463, 2015.
24. N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "All-optical interconnects using Airy beams ", *In Optics Letters*, 39:5997, 2014.
25. N. MARSAL, V. CAULLET, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Spatial rogue waves in a photorefractive pattern-forming system", *In Optics Letters*, 39:3690, 2014.
26. N. MARSAL, V. CAULLET, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Spatial extreme events in a photorefractive single-feedback system", *In Proceedings of SPIE, Nonlinear Optics and Applications VIII and Quantum Optics III*, 91361, 2014.

27. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Nonlocal effect on vortex-induced pattern dynamics", *In Optics Letters*, 38:1823, 2013.
28. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Vortex Induced Rotation Dynamics of Optical Patterns", *In Physical Review Letters*, 108:263903, 2012.
29. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Optical patterns using vortex beams", *In Proceedings of SPIE*, Nonlinear Optics and Applications VI, 8434:8434 1T, 2012.
30. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Pattern formation using optical vortices in a photorefractive single feedback system", *In Optics Letters*, 36(15):2815-2817, 2011.
31. A. SUKHORUKOV, N. MARSAL, Alexander E. MINOVICH, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, Dragomir N. NESHEV, and Yuri S. KIVSHAR, «Lattice controlled modulational instability in feedback systems», *In Optics Letters*, 35(21):3568-3570, 2010.
32. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Noise- and dynamics-sustained instabilities in a nonlinear photorefractive system", *In Physical Review A Rapid Comm.*, 81(3):031804(R), 2010.
33. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Advection effect in a photorefractive single feedback system: from noise- to dynamics-sustained instabilities", *In Proceedings of SPIE: Nonlinear optics and Applications IV*, 7728(W):1-6, 2010.
34. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "All-optical control of nonlinear cavity modes by periodic photonic structures", *In IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45(11):1380, 2009.
35. N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, D. NESHEV, "Control of patterns formation in a single feedback system by photonic bandgap structures", *In Proceedings of SPIE: Photonic Crystal Materials and Devices VIII*, 6989(OS):1-8, 2008.
36. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Experimental control of pattern formation by photonic lattices", *In Optics Letters*, 33(21):2509, 2008.

International Conferences (52)

1. N. MARSAL, Y. CHAI, D. WOLFERSBERGER, "Photo-induced complex waveguiding structures by counterpropagating Bessel beams", *In PHOTOPTICS 23 : 11' International conference on Photonics, Optics and Laser*, Lisbon (Portugal), 2023.
2. Y. CHAI, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "All optical controllable waveguiding structures induced by diffracting Bessel beams in a nonlinear medium", *In EOSAM 2023*, Dijon (France), 2023.
3. M. W. IQBAL, Y. SHIPOS, A. KOHUTYCH, N. MARSAL, A. GRABAR and G. MONTEMEZZANI, "Conical Diffraction Holography and Two-Wave Mixing", *In CLEO : European Quantum Electronics Conference*, Munich (Allemagne), 2023.
4. G. MONTEMEZZANI, M.W. IQBAL, Y. SHIPOS, A. KOHUTYCH, N. MARSAL, A. A. GRABAR, "In-situ holographic recording of conical diffraction vector beams", *In Piers 2023 : Photonics & Electromagnetic Research Symposium*, Prague (République Tchèque), (Invited) 2023.
5. M. W. IQBAL, N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, "Conical Diffraction Cascades and Interplay with Linear and Nonlinear Material Properties", *In PR'22 : Photorefractive photonics and Beyond*, Treviso (Italie), 2022.
6. M. W. IQBAL, N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, "Circular conical diffraction with fractional optical angular momentum", *In ICOAM : 6th International Conference on Optical Angular Momentum*, Tampere (Finland), 2022.
7. M. W. IQBAL, N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, "Shaping non circular beams with extended conical diffraction cascade", *In OPTIQUE Nice*, Nice (France) 2022.
8. G. MONTEMEZZANI, M. W. IQBAL, S. MOHAMMADOU, N. MARSAL, "Tailoring of conical diffraction vector beams by manipulating biaxial crystal cascades", *In NOMA 2022 : Novel Optical Materials and Applications*, Cetraro (Italie), (Invited) 2022.
9. Y. CHAI, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Controllable waveguiding structures induced by diffracting Bessel beams in the biased photorefractive medium", *In PR'22 : Photorefractive photonics and Beyond*, Treviso (Italie), 2022.
10. Y. CHAI, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Multi-channel waveguides induced by Bessel beams in a photorefractive medium", *In Photonics North*, Toronto (Canada), 2021.
11. M. W. IQBAL, N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, "Complexly shaped vector beams via conical diffraction cascade Optical", *In CLEO : European Quantum Electronics Conference*, Munich (Allemagne), 2021.
12. Y. CHAI, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Complex Optical Waveguiding Structures Induced By Bessel Beams", *In CLEO : European Conference on Lasers and Electro-Optics*, Munich (Allemagne), 2021.

13. D. RONTANI, P. ANTONIK, N. MARSAL, D. BRUNNER, "Automatic classification of video using a scalable photonic neuro-inspired architecture", *In SPIE Opto*, San Francisco (USA), 2020.
14. T. BOUCHET, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Experimental propagation in biased photorefractive medium of a two dimensional Airy beam", *In PR'19 Photorefractive photonics and Beyond*, Gérardmer (France), 2019.
15. L. DROUZI, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Self organization process using counter propagating Airy beams", *In PR'19 Photorefractive photonics and Beyond*, Gérardmer (France), 2019.
16. P. ANTONIK, N. MARSAL, D. BRUNNER, D. RONTANI, "Classification of human actions in videos with a large scale photonic reservoir computer", *In ICANN*, Munich (Allemagne), 2019.
17. P. ANTONIK, N. MARSAL, D. BRUNNER, D. RONTANI, " Comparison of Feature Extraction Techniques for Handwritten Digit Recognition with a Photonic Reservoir Computer", *In ICANN*, Munich (Allemagne), 2019.
18. P. ANTONIK, N. MARSAL, D. BRUNNER, D. RONTANI, "Performance analysis of a large scale photonic reservoir computer on image classification", *In NOLTA*, Tarragone (Espagne), 2018.
19. T. BOUCHET, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Analysis of the characteristics of the Airy beam off-shooting soliton", *In Nonlinear Optics and its Applications*, Strasbourg (France), 2018.
20. N. MARSAL, L. WEICKER, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Interplay between convection and bistability in a pattern forming system", *In SPIE Optics & Optoelectronics*, Prague (Czech Republic), 2017.
21. N. WIERSMA, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Airy-induced dynamics in nonlinear media", *In SPIE Photonics Europe*, Bruxelles (Belgique), 2016.
22. N. MARSAL, L. WEICKER, E. MIRISOLA, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Bistability of optical patterns in convective regime", *In SPIE Photonics Europe*, Bruxelles (Belgique), 2016.
23. D. WOLFERSBERGER, N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, "Dynamical interactions of counterpropagating Airy beams", *In Chaos 2016*, Londres (Angleterre), **(Invited)** 2016.
24. D. WOLFERSBERGER, N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, "Nonlinear Dynamics of Airy beam interactions", *In NICE OPTICS*, 2016, Nice (France), **(Invited)** 2016.
25. M. SCIAMANNA, N. WIERSMA, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Spatio-temporal dynamics of nonlinear Airy beam interactions", *In Nonlinear photonics OSA*, Sydney (Australie), **(Invited)** 2016.

26. N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Spatiotemporal dynamics of counterpropagating Airy beams", *In CLEO/Europe-EQEC*, Munich (Allemagne), 2015.
27. N. MARSAL, N. WIERSMA, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Interaction between Airy beams in nonlinear media ", *In Nonlinear Optics*, Hawaii (USA), 2015.
28. D. WOLFERSBERGER, N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, "Counter-propagating Airy beams interactions in nonlinear media", *In OWTNM*, Londres (Angleterre), 2015.
29. N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Counter-propagating Airy beams in nonlinear media", *In OSA Nonlinear Photonics*, Barcelone (Espagne), 2014.
30. N. MARSAL, V. CAULLET, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Spatial extreme events in a photorefractive single-feedback system", *In SPIE Photonics Europe, Nonlinear Optics and Applications*, Brussels (Belgique), 2014.
31. N. MARSAL, V. CAULLET, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Vortex-induced pattern dynamics in a feedback system", *In the Nonlinear Optics (NLO) Topical Meeting*, Hawaii (USA), 2013.
32. V. CAULLET, D. WOLFERSBERGER, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, "Nonlinear dynamics in a single feedback system using optical vortices", *In Workshop on "Controlling the propagation of waves in complex media"*, Cargèse (France), 2013.
33. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Nonlocal feedback with input vortices", *In EOS annual meeting*, Aberdeen (Ecosse), 2012.
34. N. MARSAL, V. CAULLET, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Vortex induced complex dynamics of optical patterns". *In EOS annual meeting*, Aberdeen (Ecosse), 2012.
35. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Optical patterns using vortex beams", *In SPIE Photonics Europe, Nonlinear Optics and Applications VI*, Bruxelles (Belgique), 2012.
36. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Pattern formation using counter-propagating vortices", *In FRISNO-11*, the 10th European/French Israeli Symposium on Nonlinear and Quantum, Aussois (France), 2011.
37. G. MONTEMEZZANI, M. GORRAM, C. CIRET, V. CODA-BOUCHOT, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Guiding and controlling light in photorefractive media by light", *In 10th International Conference on "Correlation Optics"*, Chernivtsi (Ukraine), (*Invited*) 2011.

38. A. SUKHORUKOV, N. MARSAL, A. MINOVICH, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, Y. KIVSHAR, "Control of Modulational Instability in Periodic Feedback Systems". *In Nonlinear Photonic Topical Meeting*, Karlsruhe (Allemagne), 2010.
39. D. WOLFERSBERGER, N. MARSAL, C. DAN, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, M. ALONSO, E. FAZIO, D. NESHEV, D. TRANCA, "Light Self-Confinement and Control of Optical Patterns Using Photorefractive Materials", *In Nonlinear Photonics and Optical Telecommunication*, Szczecin (Pologne), (invited talk), 2010.
40. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Dynamics of Drifting Patterns in a Tilted Feedback System", *In Nonlinear Photonic Topical Meeting*, Karlsruhe (Allemagne), 2010.
41. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Advection effect in a photorefractive single feedback system: from noise- to dynamics- sustained instabilities". *In SPIE Photonics Europe*, Bruxelles (Belgique), 2010.
42. D. WOLFERSBERGER, N. MARSAL, C. DAN, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, M. ALONZO, E. FAZIO, D. NESHEV, "Control of light in bulk photorefractive materials: from waveguides to cavities", *In ICTON Mediterranean Winter (ICTON-MW'09)*, Angers (France), (invited talk) 2009.
43. D. NESHEV, N. MARSAL, A. MINOVICH, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, A. SUKHORUKOV, Y. KIVSHAR, "Modulational instability and solitons in a periodic dissipative feedback system", *In ACOFT/ACOLS 2009* Adelaide (Australie), (invited talk) 2009.
44. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Noise-sustained dynamics of drifting patterns in a tilted nonlinear feedback system", *In ACOFT/ACOLS 2009*, Adelaide (Australie), 2009.
45. N. MARSAL, I. GARANOVICH, T. CRASTO, A. MITCHELL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, A. SUKHORUKOV, D. NESHEV, Y. KIVSHAR, "Interface Solitons in Electro-Optically Configurable Waveguide Arrays", *In Technical Digest of CLEO Europe 2009*, Munich (Allemagne), 2009.
46. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Control of pattern formation in a single feedback system by photonic lattices", *In A Future In Light*, Metz (France), 2009.
47. D. NESHEV, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, A. SUKHORUKOV, W. KROLIKOWSKI, Y. KIVSHAR, "Nonlinear Control of Light in Periodic Photonic Structures: From Waveguides to Cavities", *In IEEE/LEOS Winter Topicals Meeting Series* (TuB3.2):144-145, Innsbruck (Autriche), (invited talk) 2009.

48. N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, D. NESHEV, "All-optical control of pattern formation in a BaTiO₃ single-feedback optical system by means of photonic lattices", *In 9th European Conference on Applications of Polar Dielectrics (ECAPD-9)*, Rome (Italie), (invited talk) 2008.
49. N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, D. NESHEV, "Control of pattern formation in a single feedback system by photonic lattices", *In Proceedings of International Commission for Optics (ICO-21)*:249, Sydney (Australie), 2008.
50. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Control of pattern formation in a single feedback system by photonic lattices", *In EOS Annual Meeting 2008* (TOM 6 895), Paris (France), 2008.
51. N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, D. NESHEV, "Control of patterns formation in a single feedback system by photonic bandgap structures", *In SPIE Photonic Europe: Photonic Crystal Materials and Devices VIII*, Strasbourg (France), 2008.
52. D. WOLFERSBERGER, C. DAN, N. FRESSENGEAS, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Control of visible or near infrared light in bulk photorefractive materials : from waveguides to cavities", *In conference on noise, chaos and complexity in lasers and nonlinear optics*, Punta del Este (Uruguay), 2007.

Workshops (12)

1. M.W. IQBAL, N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, "Faisceaux vectoriels de formes complexes par diffraction conique en cascade", *In Workshop on structured light and its applications*, Jena (Allemagne), 2022.
2. M.W. IQBAL, N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, "Faisceaux vectoriels de formes complexes par diffraction conique en cascade", *In JNOG 2021*, Dijon (France), 2021.
3. Y. CHAI, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Guides d'ondes complexes induits par des faisceaux de lumière", *In JNOG 2021*, Dijon (France), 2021.
4. N. WIERSMA, N. MARSAL, M. SCIAMANNA, D. WOLFERSBERGER, "Spatiotemporal interactions of Airy beams", *In WASTOS*, Berlin (Allemagne), 2015.
5. M. SCIAMANNA, A.K. DAL BOSKO, V. CAULLET, E. MERCIER, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, "Extreme events driven by feedback in a nonlinear optical cavity", *In workshop on Rogue waves, dissipative solitons, plasmonics, supercontinuum and special fibres*, Castelldefels (Espagne), 2014.
6. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Pattern formation using counter-propagating vortices", *In Photonics@be Doctoral School*, Oostduinkerke (Belgique), 2013.

7. V. CAULLET, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Pattern formation using counter-propagating vortices", *In Cargese International School*, Corse (France), 2013.
8. G. MONTEMEZZANI, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, C. CIRET, V. CODA-BOUCHOT, "Photoinduced structures for the control of spatial modulation instabilities and for discrete optics", *In Colloque en l'honneur de Jérôme Léon*, Montpellier (France), 2011
9. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Instabilité convective et absolue dans un système photoréfractif à rétroaction", *In GDR PhoNoMi2 Photonique Nonlinéaire et Milieux Microstructurés*, Bruxelles (Belgique), 2010.
10. N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Contrôle d'instabilités modulationnelles dans un système périodique à rétroaction", *In GDR PhoNoMi2 Photonique Nonlinéaire et Milieux Microstructurés*, Bruxelles (Belgique), 2010.
11. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Control of pattern formation in a single feedback system by photonic lattices", *In EMMA PhD School Art et Science*, Nancy (France), 2009.
12. N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Etude des effets d'un lattice optique sur un pattern hexagonal", *In Journée DYCOEC*, Nice (France), 2008.

Table des matières

1	Introduction Générale	27
1.1	Constats	28
1.2	Démarche scientifique et contenu du mémoire	29
2	Façonner/modeler la lumière	35
2.1	Introduction sur la lumière structurée	36
2.2	Comment réaliser des faisceaux structurés ?	38
2.3	Faisceaux utilisés dans mes travaux de recherche	40
2.3.1	Faisceau vortex	40
2.3.2	Faisceau Airy	43
2.3.3	Faisceau Bessel	45
2.3.4	Faisceaux vectoriels	47
2.4	Leurs domaines d'applications	48
2.5	Non linéarité optique : Effet photoréfractif	51
2.5.1	Processus physique	52
2.5.2	Effet électro-optique	54
2.5.3	L'effet photoréfractif vs l'effet Kerr	55
3	Contrôle de patterns : Fonction stocker	59
3.1	La morphogénèse	60

3.2	Configuration utilisée et schéma de principe	63
3.2.1	Socle expérimental	63
3.2.2	Modèle numérique	65
3.3	Résultats conventionnels / non conventionnels	66
3.3.1	Avec un faisceau conventionnel gaussien	66
3.3.2	Avec un faisceau non-conventionnel de type vortex	69
3.3.3	Avec un faisceau non conventionnel de type Airy	73
3.4	Conclusion du chapitre	76
4	Guidage optique : Fonction router	79
4.1	Configuration utilisée et schéma de principe	80
4.1.1	Socle expérimental	80
4.1.2	Modèle numérique	81
4.2	Résultats avec un faisceau d’Airy	82
4.2.1	Faisceau unique	82
4.2.2	Faisceaux contra-propageants	86
4.3	Résultats avec un faisceau de Bessel	90
4.3.1	Faisceau unique	90
4.3.2	Faisceaux contra-propageants	94
4.4	Étude spatio-temporelle	100
4.5	Conclusion du chapitre	102
5	Photonique neuro-inspirée : Fonction calculer	105
5.1	Concepts liés à l’informatique neuro-inspirée	106
5.1.1	Les réseaux de neurones artificiels	106
5.1.2	Méthodes d’apprentissage	109
5.2	Le Réservoir Computing	110
5.2.1	Contexte et propriétés du RC	110
5.2.2	Implémentations physiques du RC	113
5.3	Résultats de la plateforme	117
5.3.1	Classification d’images	118

5.3.2	Classification de vidéos	121
5.3.3	Conclusion	124
6	Conclusions et Perspectives	127

Chapitre 1

Introduction Générale

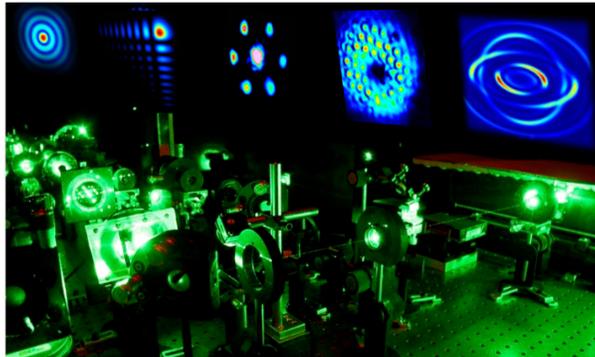


FIGURE 1.1 – Montage présentant une photo du banc expérimental ayant permis l'observation de différents résultats à base de faisceaux dit non-conventionnels.

1.1 Constats

Processeurs : la fin de la loi de Moore... l'incertitude

Reynald Fléchaux, 17 février 2016, 16:49



FIGURE 1.2 – Plus qu'une réalité physique, la loi de Moore reflétait un mode d'organisation des industriels. Sa disparition laisse planer de nombreuses questions tant technologiques qu'économiques [image extraite de la revue *Silicon*].

Manipuler et échanger l'information à haut débit de façon sécurisée constituent des enjeux sociétaux importants et ont donné lieu depuis plus de 50 ans à des innovations technologiques majeures accompagnées de nombreuses créations d'emplois. Le développement du transistor dans la deuxième moitié du 20ème siècle a ainsi permis l'avènement de l'électronique comme science et technique exploitant l'électron pour traiter l'information. Gordon Moore, fondateur d'Intel, prédit en 1965 que le nombre de transistors sur une puce de Silicium doublerait tous les deux ans, traduisant ainsi une évolution programmée de la puissance de calcul des microprocesseurs au fil des années. Cette loi s'est avérée étonnement exacte jusqu'au début du 21ème siècle. Ces dernières années ont conclu à la saturation de la loi de Moore et à de nombreuses interrogations sur les technologies qui, demain, permettront de

traiter l'information avec des performances sans cesse croissantes. Parmi les technologies d'avenir potentielles pour le traitement de l'information, la photonique - science et techniques exploitant le photon, constituant élémentaire de la lumière - apparaît comme la solution la plus prometteuse. Cette dernière a déjà permis de révolutionner la transmission d'information à haut débit sur de grandes distances par le développement des télécommunications par fibre optique. Elle permet également aujourd'hui de diminuer la consommation énergétique des systèmes d'éclairage (par l'invention de l'éclairage LED en lumière blanche), de voir l'infiniment petit, de transformer et sonder la matière par l'utilisation de lasers. La Commission Européenne reconnaît même la photonique comme l'une des technologies clés pour les futurs défis en innovation et recherche. Enfin, l'ONU et l'UNESCO célèbrent depuis 2015 la "Journée internationale de la lumière" le 16 mai de chaque année, date anniversaire de la première opération réussie du laser en 1960 par le physicien et ingénieur Theodore Maiman. Cette journée est un appel pour renforcer la coopération scientifique autour de la photonique et d'exploiter son potentiel pour favoriser la paix et le développement durable dans le monde.

Comme je l'explique à nos étudiants, l'idée n'est pas de s'affranchir de plus de cent ans d'histoire et d'innovation à base d'électrons au bénéfice de la photonique, mais de créer des solutions hybrides en tirant au maximum profit des avantages des deux technologies. La réponse sera très certainement le développement accéléré de composants "optroniques" i.e. des équipements ou des systèmes utilisant à la fois l'optique et l'électronique, associant généralement un capteur optique, un système de traitement d'images et un système d'affichage ou de mémorisation.

1.2 Démarche scientifique et contenu du mémoire

De nos jours, face à cette demande toujours croissante de haute bande passante pour la communication, le stockage et le traitement des données, nous arrivons comme nous venons de le voir à un carrefour où l'électronique

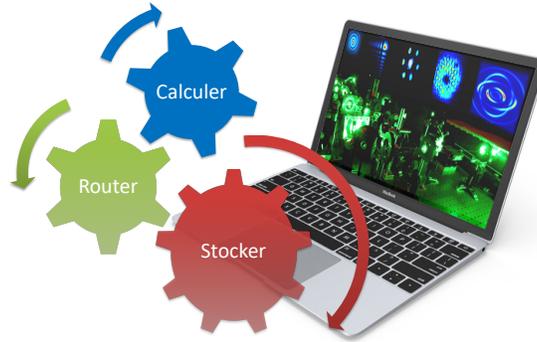


FIGURE 1.3 – Calculer, Router, Stocker sont les 3 tâches essentielles réalisées par un ordinateur. L'image à base de photonique représentée sur l'écran de veille montre l'envie de se rapprocher optiquement des fonctions précédemment citées.

atteint ses limites de vitesse et le traitement du signal utilisant des photons nécessiterait d'être plus rapide, compact et moins énergivore.

Ma démarche scientifique est de cibler ces questions à la fois techniques et fondamentales en exploitant la richesse et la complexité des comportements dynamiques non linéaires et en utilisant des dispositifs photoniques innovants. J'ai ainsi construit ce manuscrit en exposant les résultats choisis dans les divers encadrements de thèse que j'ai pu réaliser en tant qu'Enseignant-Chercheur au sein du Laboratoire MOPS (Matériaux Optique Photonique et Systèmes). Mes travaux, bien qu'étant axés sur de la recherche fondamentale, ont donné lieu à différentes plateformes expérimentales. Afin de faire écho aux fonctions naturelles réalisées par un ordinateur (stocker, router, calculer : Figure 1.3), j'ai décidé de séparer mon travail en 3 parties, correspondantes chacune aux différentes plateformes expérimentales à savoir :

- Le contrôle de l'auto-organisation de la lumière dans des cristaux non linéaires (où comment se rapprocher de la fonction "stocker" en utilisant de la lumière.)
- L'étude de la propagation de faisceaux dits non conventionnels (où comment se rapprocher de la fonction "router" en utilisant de la lu-

mière.)

- La construction et l'étude de larges¹ structures photoniques neuro-inspirées (où comment se rapprocher de la fonction "calculer" en utilisant de la lumière.)

Le premier axe, démarré durant ma thèse est toujours actif à l'heure actuelle dans le laboratoire, le deuxième a trouvé naissance grâce à la thèse de N. Wiersma en 2013, et la photonique neuro-inspirée est plus récente avec des premiers résultats obtenus en 2019.

Le chapitre 2 présentera les différents moyens pour structurer, façonner, modeler la lumière à base, notamment, de modulateurs spatiaux dits SLM (Spatial Light Modulator). Nous verrons également les différents faisceaux dits non-conventionnels étudiés dans mes différentes activités. Ils constituent la véritable clé de voûte de mes recherches pour réaliser les différentes fonctions sus-citées.

Le chapitre 3 exposera la fonction "stocker" grâce aux travaux sur le contrôle de motifs auto-organisés appelés "patterns optiques". Le fait d'avoir une structuration transverse d'un faisceau laser (modulé par des minimums et maximums d'intensités) permet d'envisager des mémoires optiques faites de 0 et 1 (bits optiques). Pouvoir contrôler spatio-temporellement ces bits lumineux font que ces travaux trouvent une utilité potentielle dans le traitement dit tout optique de l'information. Nous avons notamment cherché à contrôler la dynamique de ces derniers en jouant sur le profil de phase du faisceau d'excitation. En utilisant par exemple un faisceau à profil vortex, nous avons montré que nous étions capables de contrôler le déplacement des structures en jouant dans ce cas sur la charge topologique du vortex. Je présenterai également les travaux sur le contrôle des motifs à base de faisceaux accélérants dits d'Airy. Appartenant à la classe des faisceaux non diffractants, il devient possible de contrôler la dynamique des patterns grâce à des phénomènes de convections auto-induits.

1. Nombre de noeuds important dans le réseau

Le chapitre 4 que j'ai labélisé "application au guidage optique : fonction router", présentera les activités sur la propagation de faisceaux non-conventionnels pour la réalisation de routeurs dits "tout optiques". Grâce aux propriétés des différents faisceaux énumérées dans le chapitre 2, nous allons montrer que nous sommes capables de générer expérimentalement des inter-connexions tout optiques complexes et reconfigurables possédant notamment de nombreuses entrées et sorties.

J'ai décidé de consacrer le chapitre 5 à la fonction "calculer". Ce chapitre fait écho à des travaux récents initiés principalement depuis 5 ans et basés sur le concept du "Reservoir Computing" en intelligence artificielle. Nous verrons notamment comment nous avons pu réaliser un calculateur neuro-inspiré de large dimension (implémentation de plusieurs milliers de nœuds) en utilisant un mélange de composants photoniques dédiés (Laser, modulateur spatial de lumière (SLM)) et de composants électroniques digitaux afin de composer les nœuds physiques du réservoir. Nous montrerons également les différentes tâches que ce calculateur photonique peut réaliser.

Enfin, depuis 2020, je co-dirige avec le Professeur G. Montemezzani la thèse de Mr W. Iqbal sur des faisceaux dits vectoriels générés à partir d'un mécanisme connu sous le nom de diffraction conique. La diffraction conique est un phénomène singulier donnant lieu à un faisceau de forme annulaire à polarisations spatialement dépendantes (faisceaux vectoriels). Ces faisceaux vectoriels sont prometteurs pour plusieurs applications en photonique, notamment le piégeage de particules par pince optique, la super-imagerie de résolution et d'autres applications en communications optiques à base de multiplexage en polarisation. Nos travaux qui consistent à modéliser cette lumière qui dans ce contexte est issue d'un phénomène naturel, font l'objet de plusieurs productions scientifiques originales que j'ai décidé de présenter en perspectives de ce manuscrit.

Chapitre 2

Façonner/modeler la lumière

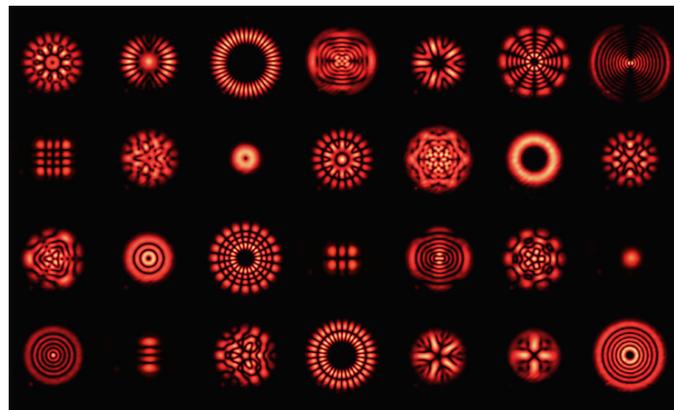


FIGURE 2.1 – Différents exemples de lumières structurées créés en laboratoire avec des SLMs (Spatial Light Modulator). [Université du Witwatersrand, Johannesburg]

2.1 Introduction sur la lumière structurée



FIGURE 2.2 – Miroir ardent d’Archimède. Archimède prenant la défense de Syracuse en utilisant de grands miroirs concaves qui auraient permis de concentrer les rayons du soleil et d’incendier les galères romaines.

La lumière structurée fait référence à la mise en forme de la lumière dans tous ses degrés de liberté, que ce soit dans le temps, pour créer des impulsions temporelles ultrarapides ou que ce soit plus communément en contrôlant ses degrés de liberté spatiaux tels que la polarisation, l’amplitude et la phase [1]. Un exemple de contrôle en amplitude est montré sur la figure 2.1 : une lumière initialement homogène en distribution d’intensité est passée au travers de différents éléments optiques afin d’en structurer/modeler sa distribution d’intensité dans son plan transverse. Bien que le terme « lumière structurée » ait été inventé il y a seulement une dizaine d’années, la notion de contrôle de la lumière a une très longue histoire. La première expérience décrivant une forme de structuration de la lumière en vue d’une application bien particulière est le récit probablement apocryphe¹, où pendant le siège de Syracuse (vers 213-211 avant notre ère), Archimède imagina une machine pour façonner l’intensité de la lumière du soleil dirigée sur les navires romains, les

1. Spéculations théoriques et tentatives de reconstruction ont jalonné la quête de la vérité sur ces miroirs ardents et la question ne reste pas complètement élucidée à l’heure actuelle.

mettant en feu : un exemple donc de mise en forme d'un faisceau incohérent (le soleil) à l'aide d'un dispositif fait de miroirs à facettes (Fig. 2.2). Les lentilles et les systèmes d'imagerie peuvent également être considérés comme les premières formes d'adaptation de la lumière pour la structurer à souhait.

C'est cependant l'avènement du laser qui a inauguré le véritable contrôle de la structuration de la lumière. Mieux connu sous le nom de "Laser Beam Shaping" en anglais, le domaine a pris son envol au début des années 1990, porté par l'interaction de l'optique et de l'informatique. En effet, de meilleures techniques optiques ont conduit à des progrès dans la lithographie pour la micro-électronique devenant plus petite, alimentant des ordinateurs ainsi plus rapides. En conséquence, l'amélioration de la puissance de calcul et des techniques lithographiques, à son tour, a permis le calcul et la fabrication de nouveaux composants optiques au design innovant. Cette interaction a vu l'émergence d'hologrammes générés par ordinateur, mis en œuvre sous forme d'éléments optiques diffractifs (DOE). Malgré le potentiel des DOEs, ces derniers étaient principalement limités à la mise en forme de l'intensité lumineuse, leur coût de fabrication était élevé et n'étaient qui plus est pas reconfigurables.

Le domaine de la lumière structurée a progressé ensuite lentement jusqu'au développement de modulateurs spatiaux de lumière réinscriptibles (SLM) pour des applications en photonique (Fig. 2.1). Les fondements des SLMs à cristaux liquides sur silicium (LCoS) actuels ont été posés dans les années 1970 chez Hughes Aircraft Corporation (quelques années après l'invention du Laser en 1960), mais ceux-ci n'ont quitté les marchés des projecteurs traditionnels pour les dispositifs photoniques à lumière structurée qu'au début des années 2000. Cette technologie a ensuite contribué à l'explosion de la recherche dans le domaine [2]. Il faut également noter que les dispositifs numériques à micro-miroirs (DMD)² promettent également aujourd'hui une avancée similaire.

2. Une catégorie de modulateurs de lumière qui offrent une vitesse accrue mais moins de degrés de libertés (contrôle essentiellement en amplitude)

2.2 Comment réaliser des faisceaux structurés ?

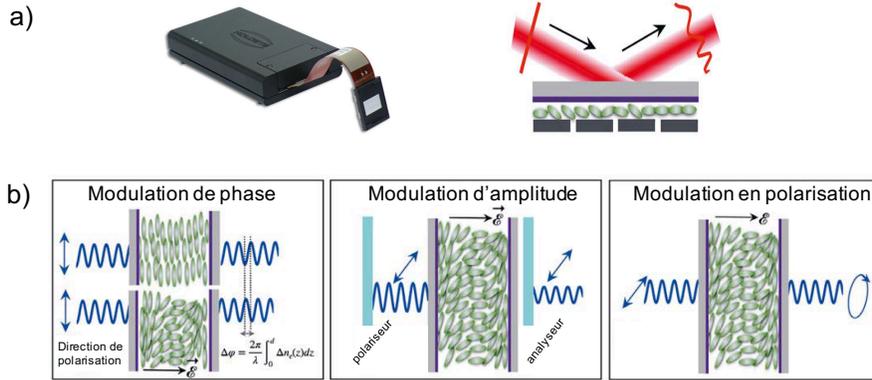


FIGURE 2.3 – a) SLM à cristaux liquides et principe de fonctionnement. b) Les propriétés électro-optiques des couches de cristaux liquides permettent de changer localement la phase de la propagation de la lumière de lecture entrant dans le SLM. L’application du champ électrique induit une rotation moléculaire moyenne, qui en retour modifie l’indice de réfraction. Figure adaptée de [3].

Comme nous l’avons compris, nous voudrions une boîte à outils qui permettrait de prendre un champ optique initial et de le remodeler à souhait en une autre amplitude, phase et polarisation. Les modulateurs spatiaux de lumière (SLMs) semblent être les meilleurs candidats au détriment des DOEs. Ces modulateurs sont des dispositifs quasi-planaires permettant la modulation de l’amplitude, de la phase, de la polarisation, ou une combinaison des paramètres d’un faisceau lumineux incident selon les deux dimensions spatiales du modulateur. Ils sont généralement organisés en catégories selon (i) leur utilisation en réflexion ou en transmission, (ii) le(s) paramètre(s) optique(s) modulé(s) : amplitude, phase, polarisation, et (iii) le type de signal de commande : électrique ou optique. Bien que la modulation spatiale de la lumière ait été rendue possible grâce à pléthore de technologies, tels que les miroirs déformables mécaniquement ou thermiquement, tels que les dispositifs à micro-miroirs numériques (DMD) ou encore les dispositifs magnéto-optiques ou les cellules de Bragg acousto-optiques, la littérature fait le plus

souvent référence à des composants non mécaniques qui exploitent l'anisotropie électro-optique des Cristaux Liquides (CL). Ci-dessous, nous nous concentrerons sur les caractéristiques physiques et techniques des SLMs à base de CL.

L'anisotropie optique dans les CL est généralement plus élevée que dans les cristaux : une biréfringence optique comprise entre 0,1 et 0,2 est par exemple courante dans les CL. Cette caractéristique, combinée à une large transparence spectrale, ont fait des CL des matériaux largement utilisés en optique. Dans la mésophase nématique, les molécules n'ont pas d'ordre de position mais sont orientées dans une direction préférentielle, définie par un vecteur n , dit axe directeur. Ils présentent les propriétés d'un milieu uniaxial anisotrope avec un axe optique orienté selon n . Cette direction peut être spécifiée expérimentalement en définissant des conditions aux limites spécifiques à la surface de l'échantillon.

L'orientation de l'axe directeur peut être contrôlée en appliquant des champs électriques et/ou magnétiques extérieurs. Dans le cas d'un champ électrique, la force de celui-ci module l'orientation moléculaire moyenne et l'indice de réfraction optique du milieu est dès lors contrôlé électriquement (Fig. 2.3). Le contrôle spatial du champ électrique appliqué, sur une ou deux dimensions, offre la possibilité de moduler spatialement la phase d'une onde optique incidente. Cette dernière est appelée couramment "faisceau de lecture", tandis que le signal d'enregistrement contient l'information à "imprimer" sur la phase de la lumière de lecture. Il est à noter que le faisceau de lecture doit être polarisé en entrée. En effet, la projection d'une lumière initialement polarisée linéairement à 45° par rapport à l'axe extraordinaire du CL fournit un déphasage entre les deux composantes polarisées croisées. Ce déphasage variable permet la modulation de l'amplitude lumineuse si le composant est placé entre polariseur et analyseur, et la modification de l'état de polarisation linéaire à elliptique dans le cas contraire. Par la suite, la polarisation en phase et en amplitude uniquement, ou la combinaison de

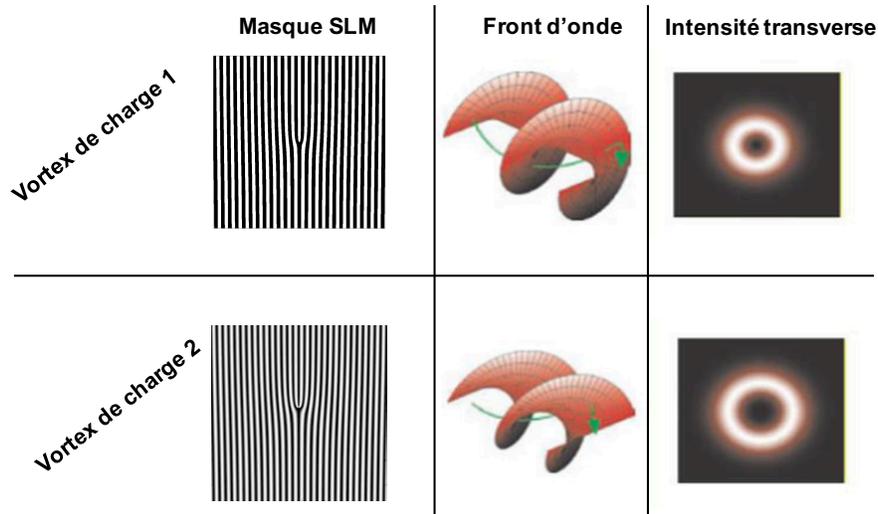


FIGURE 2.4 – Faisceaux vortex de charge topologique 1 et 2. La première colonne montre la figure générée par CGH qui sera le masque à appliquer sur le SLM pour générer le faisceau vortex. La colonne centrale représente le front d'onde hélicoïdal caractéristique d'un tel faisceau ainsi que la direction du vecteur de Poynting associé (flèche verte perpendiculaire au front d'onde). La dernière colonne illustre les différents vortex obtenus en intensité.

la modulation phase-amplitude peut être facilement réalisée, comme illustré sur la figure 2.3. De nos jours, les SLMs sont utilisés dans des domaines aussi variés que l'imagerie, l'optique adaptative, l'holographie numérique, la commutation optique, la génération de vortex optiques ou autres faisceaux dits non conventionnels qui seront analysés dans les parties suivantes.

2.3 Faisceaux utilisés dans mes travaux de recherche

2.3.1 Faisceau vortex

Décrit par les équations de Maxwell, un rayonnement électromagnétique porte un moment et une énergie. Le moment peut avoir deux contributions : linéaire et angulaire. Chaque photon possède une partie linéaire du moment correspondant à $\hbar k$ où \hbar est la constante de Planck et k est l'amplitude du

vecteur d'onde du photon. Le rayonnement porte aussi un moment angulaire qui est la somme de deux contributions : le moment angulaire orbital (OAM) associé à la distribution spatiale de l'intensité et de la phase du faisceau et le moment angulaire de spin associé à la polarisation du faisceau. Toute interaction entre le rayonnement et la matière est accompagnée d'un échange de moment. L'étude du moment angulaire de spin a commencé lorsqu'en 1909, J. H. Poynting émit l'hypothèse que le rapport de la valeur du moment angulaire sur la valeur de l'énergie d'un faisceau lumineux polarisé circulairement est proportionnelle à la constante de Planck \hbar [4]. Il émit également l'idée que la modification de l'état de polarisation d'un faisceau lumineux, par exemple d'une polarisation linéaire vers une polarisation circulaire, doit être accompagnée d'un échange de moment avec le système optique. Cette hypothèse a été confirmée quelques décennies plus tard quand R. A. Beth montrait expérimentalement qu'un faisceau polarisé circulairement peut transmettre un couple mécanique à une plaque biréfringente suspendue à un filament [5]. Le moment angulaire orbital est quant à lui associé à la distribution spatiale de la phase et de l'intensité. On dit qu'un faisceau lumineux possède un tel moment lorsque l'expression de sa phase dans un plan transverse contient un terme $\Phi(r, \theta) = \exp(il\theta)$ où (r, θ) sont les coordonnées polaires du plan transverse et l est un nombre entier, positif ou négatif appelé charge topologique. Les modes de Laguerre-Gauss (on peut en voir certains sur la figure 2.1, faisceaux Gaussiens issus des systèmes optiques à symétrie cylindrique, contiennent un tel terme. Un mode Gaussien classique est obtenu lorsque $l = 0$. Quand l est non nul, l'allure de l'intensité a une forme d'anneau avec une singularité au centre : un point sombre (voir l'intensité transverse sur la figure 2.4). Sur la colonne centrale de la figure 2.4 sont représentés les fronts d'onde des faisceaux. Le front d'onde est plan (au waist) si $l = 0$. En revanche, lorsque l est non nul, le front d'onde devient hélicoïdal. C'est une hélice simple pour $l = 1$, une hélice double pour $l = 2$, une hélice triple pour $l = 3$... Pour $l = -1$, le front d'onde est une hélice simple inversée.

Le comportement en phase de ces modes de Laguerre-Gauss se traduit par l'observation de figures en spirale lorsqu'on fait interférer colinéairement le faisceau vortex avec une onde plane et par une fourchette lorsqu'un angle existe entre les deux ondes (colonne de gauche sur la figure 2.4). Sont aussi représentés sur la figure 2.4, les vecteurs de Poynting des faisceaux (flèches vertes sur les fronts d'onde hélicoïdaux). Le vecteur de Poynting représente le flux d'énergie par unité de surface d'un rayonnement électromagnétique. Dans un milieu isotrope, ce vecteur est perpendiculaire au front d'onde. On remarque donc que lorsque ce dernier est hélicoïdal, le vecteur de Poynting n'est plus parallèle à la direction de propagation du faisceau mais décrit une hélice. Le vecteur a une composante azimutale. En 1992, une expérience analogue à celle de R. A. Beth concernant le moment angulaire de spin, a été réalisée par Allen et al. [6] à l'aide d'un système optique composé d'une paire de lentilles cylindriques suspendues elles-aussi à un fil. Cette expérience a montré que chaque photon d'un faisceau Laguerre-Gauss possède un moment angulaire orbital égal à $l\hbar$. De tels faisceaux ont ensuite été appelés faisceau vortex.

Il existe plusieurs techniques pour générer des vortex optiques : par transformation des modes d'Hermite-Gauss au moyen de lentilles cylindriques [7], par diffraction sur un réseau contenant une "dislocation" générant la singularité [8], par modulation de phase grâce à une lame d'épaisseur variable ou un SLM [9]. C'est cette dernière méthode qui sera utilisée dans nos travaux. Comme expliqué dans la section précédente, il reste à définir le signal d'enregistrement (masque) contenant l'information à "imprimer" sur la phase de la lumière de lecture (un faisceau classique Gaussien sortant d'un Laser dans notre cas) entrante sur le SLM. Le masque calculé par CGH (Computer Generated Holograms)³ donne le motif représenté sur la figure 2.4. Il est

3. CGH est une méthode de génération numérique de motifs d'interférences dite par holographie. Elle consiste à générer un hologramme en calculant numériquement le motif d'interférence entre une onde de référence (le faisceau Gaussien dans notre cas) et une onde objet (le faisceau vortex) et en imprimant cette figure sur un masque (le SLM). Un éclairage ultérieur par une source de lumière cohérente appropriée (le faisceau Gaussien

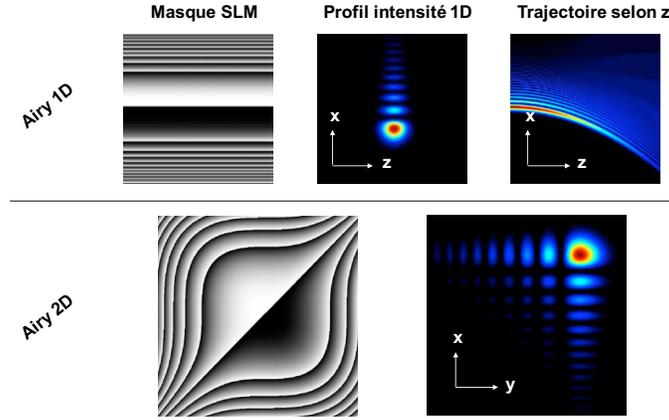


FIGURE 2.5 – Génération de faisceaux d’Airy à l’aide d’un modulateur spatial de lumière. Distribution d’intensité d’un faisceau Airy 1D (première ligne) et faisceau Airy 2D (deuxième ligne). Les différents masques de phase sont également présentés sur la figure.

communément appelé "forked grating" (réseau en "forme de fourchette"). En fonction de la charge topologique du vortex, ce masque présente une ou plusieurs singularités au centre (Fig. 2.4).

2.3.2 Faisceau Airy

Découvert pour la première fois en mécanique quantique [10], le paquet d’ondes d’Airy a été proposé comme une solution non diffractante et auto-régénérante de l’équation de Schrödinger qui plus est, avec une trajectoire parabolique. Il est bien connu que la physique quantique et l’optique sont gouvernées par des mécanismes mathématiquement équivalents : l’équation de Schrödinger pour le premier cas et l’équation de propagation paraxiale pour la seconde. En 2007, Christodoulides et al. ont dès lors suggéré l’existence de faisceaux optiques d’Airy présentant les mêmes propriétés que le paquet d’ondes d’Airy en mécanique quantique [11]. Cependant, la distribution d’Airy contient théoriquement une énergie infinie, qui ne peut être dans notre étude) conduira à la génération de l’onde objet (le vortex) par diffraction holographique.

obtenue en optique. une forme tronquée de la fonction Airy possédant une énergie finie a dû être utilisée pour surmonter cet obstacle. La solution mathématique fut donc une association de la fonction d’Airy avec une fonction exponentielle décroissance :

$$\Psi(s, \zeta = 0) = Ai(s) \exp(-as), \quad (2.1)$$

où x_A est l’échelle transverse du Airy (généralement la largeur du lobe principal), $s = x/x_A$ est la dimension transversale normalisée par x_A , $\zeta = z/kx_A^2$ la direction de propagation normalisée et $a > 0$ le facteur exponentiel de troncature.

Il est important de souligner que la propagation courbe du faisceau d’Airy (Fig.2.5) a introduit un nouveau type d’onde optique : la famille des faisceaux dits accélérants. L’existence d’une lumière déviée semble néanmoins contredire les principes fondamentaux de la physique générale, à savoir que la lumière se propage en ligne droite. Ces faisceaux accélérants sont en réalité formés par un grand nombre de rayons lumineux se propageant selon différentes trajectoires rectilignes [Fig. 2.6a)]. La trajectoire d’Airy doit donc sa forme courbe à la sommation de toutes ces trajectoires non-parallèles, appelée caustique du faisceau accélérant. Grâce à cette propriété de sommation, on comprend dès lors le mécanisme d’auto-régénération du faisceau face à un obstacle sur la figure [Fig. 2.6b-d)]. Tout comme le faisceau vortex, un faisceau d’Airy peut être généré à l’aide d’un faisceau laser Gaussien classique qui est ensuite modulé spatialement. La modulation de phase est induite via le SLM sur lequel une modulation de phase dite cubique 1D ou 2D doit être appliquée pour fabriquer un faisceau d’Airy 1D ou 2D respectivement. Les masques de phase sont affichés sur la figure 2.5 pour le cas unidimensionnel ainsi que pour le cas bidimensionnel, qui n’est autre que la somme d’une modulation de phase cubique le long des axes transversaux orthogonaux x et y .

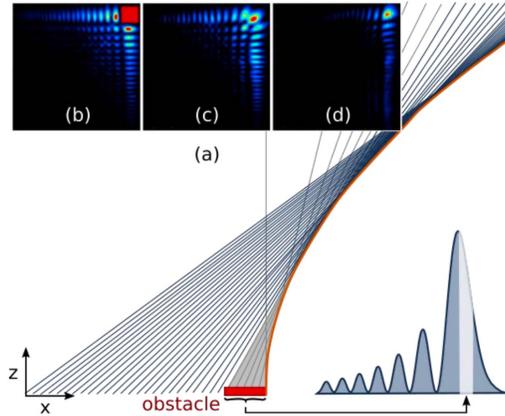


FIGURE 2.6 – Propriétés de propagation des faisceaux d’Airy. (a) Profil schématique de caustique et d’intensité du faisceau d’Airy, affichant une capacité d’auto-régénération. L’accélération parabolique de la forme d’onde est indiquée par la ligne orange. (b)-(d) Distribution d’intensité d’un faisceau 2D-Airy avec le lobe principal initialement obstrué ($x_A = 77\mu m$, largeur du lobe principal du faisceau) à (b) $z = 0cm$, (c) $z = 11cm$ et (d) $z = 30cm$. Image adaptée de [12].

2.3.3 Faisceau Bessel

En optique, un faisceau conventionnel est connu pour diffracter lorsqu’il se propage sur une grande distance : sa taille s’agrandit et l’intensité au centre du faisceau décroît au cours de la propagation. Depuis la découverte en 1979 des ondes d’Airy en physique quantique invariantes le long de leur propagation, la recherche en optique a étudié les analogies dans la propagation de faisceaux optiques. C’est en 1987 que Durnin et al. ont démontré théoriquement et expérimentalement l’existence de faisceaux optiques préservant leur forme [13] avec notamment le faisceau de Bessel dont l’amplitude est définie par les fonctions de Bessel de la première espèce. Le faisceau de Bessel bidimensionnel d’ordre zéro (ou supérieur) est dès lors composé d’anneaux concentriques de rayons croissants (voir les profils transverses d’intensité sur la figure 2.7). Expérimentalement, différentes méthodes de génération du faisceau furent proposées et la plus élégante est certainement celle utilisant une lentille dite "axicon" [14]. C’est néanmoins la figure calculée sur la figure

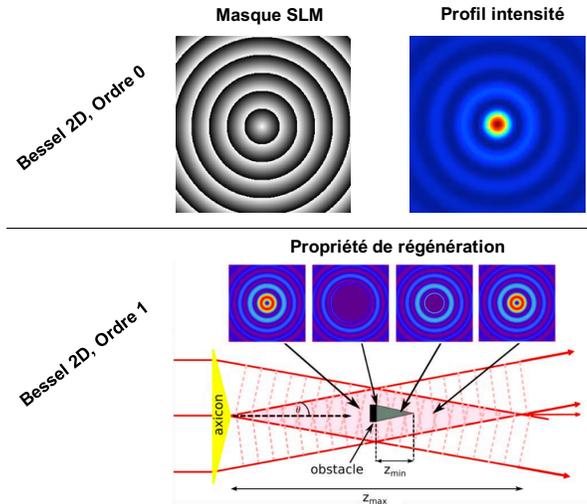


FIGURE 2.7 – Génération de faisceaux de Bessel à l’aide d’un modulateur spatial de lumière. Distribution d’intensité d’un faisceau de Bessel d’ordre 0 sur la première ligne et d’ordre 1 sur la deuxième ligne. Le masque de phase nécessaire à sa réalisation est présenté sur la figure. On peut également voir la régénération après le passage au travers d’un obstacle.

2.7 que nous avons utilisée pour générer des faisceaux de Bessel via un SLM. Cette méthode rendra nos faisceaux modulables et pilotables facilement. Bien que ces faisceaux présentent des formes d’intensité très différentes comparés aux Airy, ils sont tous deux formés par une superposition d’ondes planes leur conférant une caustique sans diffraction. De plus, de manière similaire aux faisceaux d’Airy, le faisceau de Bessel est également capable de se régénérer après avoir franchi un obstacle, car la distribution d’intensité induite en z et $z + \delta z$ est formée par différentes régions des faisceaux plans croisés (Fig. 2.7). La distance de régénération du faisceau dépend de la taille de l’obstacle et de l’angle définissant la superposition conique des faisceaux plans. Enfin, ces faisceaux sont idéalement porteurs d’une énergie infinie, car ils sont formés d’ondes planes. Expérimentalement, le faisceau optique sera tronqué au minimum pour assurer une énergie finie et préserver au maximum son caractère non diffractant sur une longue distance. Enfin, comme on peut le voir

sur la figure 2.7, il faut noter que les faisceaux de Bessel d'ordres supérieurs présentent aussi un OAM. L'expression mathématique étant la suivante :

$$B(r, \theta, z) = J_l(k_r, r) \exp(ik_z z) \exp(il\theta), \quad (2.2)$$

où $J_l(k_r, r)$ est la fonction de Bessel d'ordre l de la première espèce, k_r et k_z sont respectivement les nombre d'onde radial et axial.

2.3.4 Faisceaux vectoriels

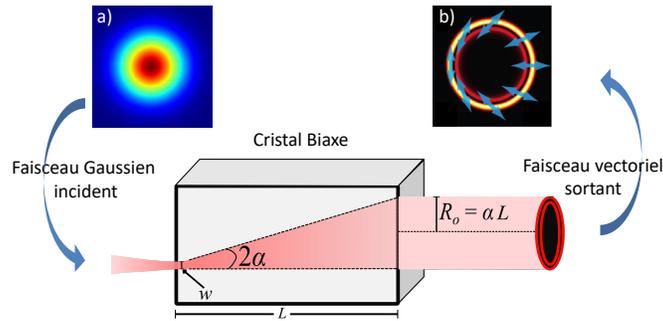


FIGURE 2.8 – a) Faisceau gaussien focalisé puis injecté dans un cristal biaxe selon la direction parallèle à l'un des axes optiques. b) Distribution d'intensité observée dans le plan focal image (FIP). Les flèches bleues indiquent l'orientation de la polarisation linéaire à différentes positions sur l'anneau.

Parmi les faisceaux non-conventionnels, on trouve également les faisceaux vectoriels qui possèdent une polarisation lumineuse variable distribuée spatialement sur la coupe transverse des faisceaux. Un moyen plutôt naturel de générer ce type de faisceaux est obtenu via un phénomène connu sous le nom de diffraction conique (CD, également appelée réfraction conique interne). C'est un phénomène naturel conduisant à des faisceaux dits vectoriels de formes circulaires et possédant un moment orbital angulaire (OAM) fractionnaire. Ce phénomène de diffraction particulière a intrigué la communauté scientifique depuis sa prédiction par W. R. Hamilton il y a près de 200 ans

et sa première observation expérimentale par H. Lloyd peu après. Le phénomène de CD est observé lorsqu'un faisceau suffisamment focalisé est incident sur un cristal biaxe (BC) avec son vecteur d'onde \vec{k} parallèle à l'un des axes optiques du cristal [15]. Pour cette direction \vec{k} singulière, les directions vectorielles du vecteur de Poynting sont dégénérées et se retrouvent à la surface d'un cône incliné à base circulaire à l'intérieur du cristal. La section de ce cône peut être facilement visualisée dans un plan de focalisation particulier de l'onde incidente appelé plan focal image (FIP). Sur la figure 2.8 on peut observer dans le FIP deux anneaux lumineux séparés par un anneau sombre (appelé anneau de Pogendorff). Il est important de noter que deux points diamétralement opposés sur ces anneaux possèdent des polarisations linéaires orthogonales, conduisant au caractère dit vectoriel du faisceau [15, 16, 17]. Au cours des deux dernières décennies, la recherche sur la CD a été fortement relancée. Ceci est dû, d'une part, à une meilleure compréhension théorique du phénomène suite à la théorie de la diffraction paraxiale [16] et d'autre part, à son potentiel pour plusieurs applications photoniques modernes dans le cadre de la lumière structurée [15] parmi lesquelles on peut citer le piégeage optique [18, 19], la mise en forme de faisceaux [20, 21], le multiplexage en espace libre pour la communication [22] [Fig.2.9(e)], la polarimétrie [23, 24, 25], l'imagerie super-résolution [26] ou le contrôle d' OAM [27, 28, 29].

Comme expliqué dans le chapitre 1, nos travaux qui consistent à modéliser cette lumière dites vectorielles issue d'un phénomène naturel font l'objet de plusieurs productions scientifiques originales que je présenterai en perspectives de ce manuscrit.

2.4 Leurs domaines d'applications

La découverte de faisceaux qui non seulement se propagent sans diffraction, présentent une capacité d'auto-régénération, une distribution particulière de la polarisation ainsi que pour certains un moment orbital angulaire, a suscité beaucoup d'intérêts depuis près de deux décennies et a suggéré de

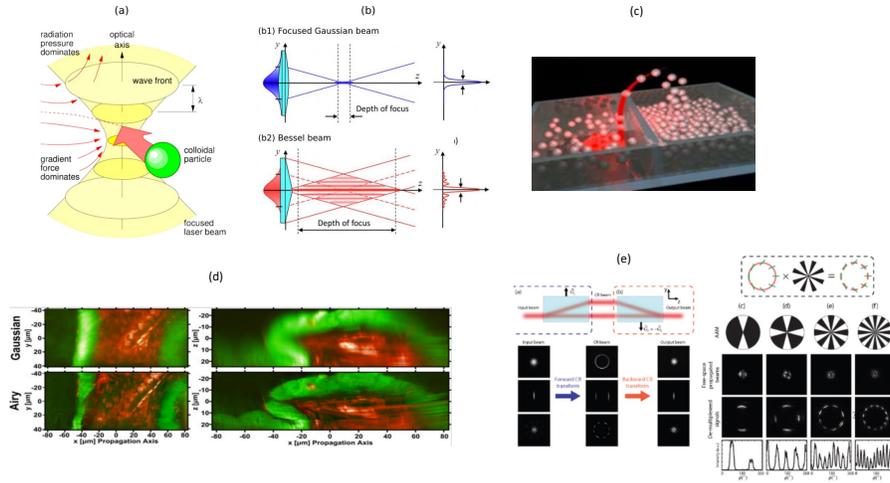


FIGURE 2.9 – Exemples d’applications des faisceaux non conventionnels. (a)-(b) Schéma de principe d’une pince optique où une particule colloïdale se retrouve piégée. Sur la figure (b) on peut voir l’amélioration de la plage de piégeage grâce au faisceau de Bessel non diffractant. (c) Micromanipulation de particule à l’aide de faisceau d’Airy [30]. (d) Exemple d’imagerie haute résolution par microscopie SPIM à l’aide d’un faisceau d’Airy [31]. (e) Exemple de démultiplexage et multiplexage en polarisation en espace libre par réfraction conique utilisant plusieurs cristaux biaxes. Un masque d’amplitude angulaire formant un motif en forme d’étoile jusqu’à 12 secteurs est placé sur le plan de l’anneau. Ces secteurs constituent les canaux de communications. Un deuxième cristal biaxe identique au premier et placé après lui avec une orientation opposée de son plan d’axes optiques sert à multiplexer les canaux sélectionnés en un seul faisceau, similaire au faisceau gaussien d’entrée. Enfin, un troisième cristal biaxe est utilisé pour décoder les canaux transmis à l’étage récepteur (Figure extraite et adaptée de [22]).

nombreuses applications en physique et en optique.

Si l’on considère en particulier l’évolution des pinces optiques depuis leur introduction en 1986 par Ashkin qui a reçu le prix Nobel en 2018 pour cette découverte [32], elles sont devenues l’un des principaux domaines de recherche avec des applications en biologie, chimie et physique de la matière condensée. Comme le montre la figure 2.9(a), l’idée est d’utiliser un faisceau fortement focalisé pour piéger des particules près du point focal. En créant un fort gradient d’intensité à l’aide d’un faisceau convergent, de petits objets,

telle qu'une particule colloïdale⁴, sont attirés vers la région focalisée. Pour un gradient d'intensité plus faible, la pression de rayonnement du faisceau optique a tendance à souffler sur la particule. Étant donné que la pince optique est efficace dans la région optique hautement focalisée, son effet de piégeage dépend de la plage de focalisation spatiale du système optique. Dans le cas d'un système à base "gaussienne", la particule est piégée en trois dimensions près du point focal [Fig. 2.9b1)]. En tirant parti de la propriété de préservation de la forme des faisceaux de Bessel, la zone de piégeage focalisée est agrandie le long de la direction de propagation z [Fig. 2.9(b2)]. De plus, si les particules sont piégées par une pince optique réalisée avec un faisceau vortex, ces dernières peuvent subir un couple mécanique grâce au moment orbital angulaire du faisceau. En plus de permettre de déplacer des particules, la pince optique peut donc aussi contrôler leur orientation.

En plus d'être utilisés pour des pinces optiques [33, 34, 35], les faisceaux vortex ont suscité l'attention en raison de leur phase unique ainsi que leur OAM [36]. Ils ont dès lors connu une variété d'applications prometteuses dans de nombreux domaines comme l'imagerie super-résolution [37] ou encore pour le codage quantique [38]. En effet, le moment angulaire orbital représente un nouveau degré de liberté de la lumière. Grâce à cette nouvelle liberté, des espaces de Hilbert à très haute dimension peuvent être réalisés. Ainsi, une quantité d'informations beaucoup plus grande peut être transmise avec une même quantité de photons.

Par la suite, la découverte du faisceau d'Airy a donné lieu elle aussi à de nombreuses applications. On peut citer entre autre la micromanipulation optique des particules [30] où la forme du faisceau et sa propagation parabolique permettent de dégager le chemin optique des particules en suspension dans un milieu trouble [Fig.2.9(c)]. La propagation non diffractante du Airy offre une plus grande profondeur et une plus grande précision pour le micro-usinage de divers matériaux et la trajectoire du faisceau non-paraxiale per-

4. Les particules colloïdales sont des agrégats de nombreux atomes ou molécules. Leur diamètre est inférieur à 500 nm.

met une sculpture incurvée des bords du matériau [39]. En physique biomédicale, les faisceaux d’Airy ont également suggéré des applications intéressantes telles que la microscopie à nappe de lumière⁵[31]. La figure 2.9(d) illustre un balayage par SPIM d’un amphioxus juvénile et compare deux images volumétriques acquises à l’aide de faisceaux d’éclairage gaussien (images du haut) et Airy (images du bas). Par cette étude, Vettenburg et al. montrent que le faisceau d’Airy sans diffraction donne un contraste élevé et une résolution jusqu’à un champ de vision dix fois plus grand contrairement à la physique gaussienne conventionnelle subissant une divergence rapide.

En optique, un grand nombre d’applications ont été proposées sur base de ces faisceaux non-conventionnels. Elles seront abordées dans les chapitres suivants mais force est de constater qu’un grand nombre d’entre elles traitent de la propagation de ces faisceaux dans divers matériaux non-linéaires. Bien que différents mécanismes peuvent se produire selon le type de non-linéarité, dans ce manuscrit, nous nous concentrerons sur les matériaux photoréfractifs.

2.5 Non linéarité optique : Effet photoréfractif

L’effet photoréfractif a été découvert en 1966 par Ashkin et al. dans le Niobate de Lithium (LiNbO_3) et le Tantalate de Lithium (LiTaO_3), où ils considéraient cet effet comme un « dommage optique » : la qualité de la génération de second harmonique par accord de phase qu’ils étudiaient était réduite par la structure inhomogène de l’indice de réfraction photoinduite [40]. Néanmoins, ce dommage s’est rapidement transformé en une caractéristique électro-optique intéressante, car deux ans plus tard, Chen et al. ont suggéré des cristaux photoréfractifs comme supports de stockage pour l’holographie optique [41]. En effet, les hologrammes peuvent être photoinduits sous la forme d’une structure d’indice de réfraction écrite dans les trois di-

5. La microscopie à nappe de lumière (ou SPIM pour Selective Plane Illumination Microscopy, ou LSFM pour Light-Sheet Fluorescence Microscopy) est un type de microscopie à fluorescence basée sur l’illumination sélective d’un seul plan d’intérêt par une nappe de lumière, c’est-à-dire un faisceau laser focalisé dans une direction et collimaté dans l’autre.

mensions du cristal sans aucun traitement. Grâce à l'efficacité de diffraction élevée et à la facilité d'effacement de la structure de l'indice de réfraction, le cristal photoréfractif apparaît donc comme un outil idéal pour le stockage dynamique des données. Comme ce processus physique apparaît pour de très faibles puissances optiques (μW), les milieux photoréfractifs sont devenus très attractifs et leurs mécanismes physiques ont été largement étudiés. Une variété de matériaux ont été explorés tels que les isolants inorganiques (par exemple, les cristaux de Niobate de Strontium-Baryum (SBN), de Titanate de Baryum (BaTiO_3)), les semi-conducteurs (comme, les cristaux de Phosphore d'Indium (InP) ou de Tellure de Cadmium (CdTe)) [42].

2.5.1 Processus physique

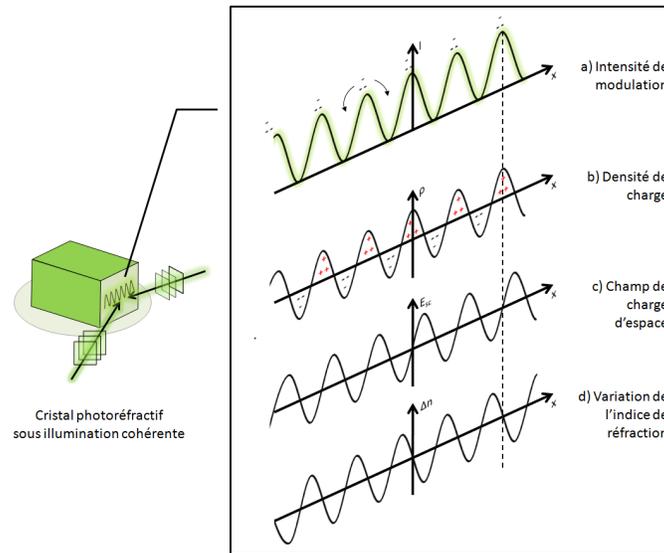


FIGURE 2.10 – Mécanismes de l'effet photoréfractif : a) Intensité modulée obtenue par l'interférence de 2 faisceaux cohérents dans un cristal photoréfractif. b) Densité de charges induite via le processus de photo-excitation. c) Création du champ de charge d'espace. d) Modulation de l'indice de réfraction par effet électro-optique. Image extraite de [43].

Considérons l'illumination d'un cristal dit électro-optique par un ou plu-

sieurs faisceaux de lumière cohérents. Les interférences, créées par les faisceaux, vont générer une modulation d'intensité à l'entrée du matériau. Dans le cas de deux ondes planes homogènes, l'intensité de modulation est un simple réseau sinusoïdal, comme le montre la figure 2.10a). Les processus physiques traduisant l'effet photoréfractif peuvent se résumer en 4 étapes :

- La première consiste, dans les zones brillantes (Fig. 2.10a), en la photo-excitation d'électrons et/ou de trous par des centres donneurs⁶. Ces charges peuvent être fournies par les défauts ou dislocations du réseau cristallin ou, dans le cas de cristaux non dopés, par des traces d'impuretés dans le matériau.
- Après ce processus de photo-excitation, les charges peuvent migrer vers les régions sombres, grâce à 3 mécanismes de transport : diffusion, entraînement sous un champ électrique, ou effet photovoltaïque (Fig. 2.10b). La diffusion résulte du déplacement des électrons des régions de hautes vers les régions de basses concentrations, tandis que l'entraînement est le déplacement des électrons sous l'effet d'un champ électrique. L'effet photovoltaïque est, quant à lui, un courant uni-directionnel induit optiquement provenant des asymétries dans la structure cristalline.
- Dans les régions dites sombres, les électrons vont se recombiner avec des pièges, induisant ainsi un gradient de charge (Fig. 2.10b), et par conséquent un champ de charge d'espace local (Fig. 2.10c).
- Au travers de l'effet électro-optique (décrit ci-dessous), ce champ de charge d'espace est ensuite transformé en une modulation de l'indice de réfraction du matériau (Fig. 2.10d).

Sur la figure 2.10, il est aisé de constater que la modulation d'indice reproduit la modulation d'intensité initiale avec un certain déphasage ϕ (pointillés, Fig.2.10). Il est possible d'annuler ce déphasage provenant du phénomène de

6. Par soucis de simplicité, nous considérerons seulement le cas des électrons dans ce qui suit

diffusion, en appliquant un champ électrique extérieur sur le milieu. Dans les deux configurations, avec ou sans champ électrique extérieur, les faisceaux lumineux voient la modulation d'indice créée comme un réseau d'indices en volume au travers duquel ils interagissent.

De nombreux modèles ont été proposés pour décrire les mécanismes physiques depuis 1969, mais le plus largement accepté aujourd'hui est le modèle de transport par bande de Kukhtarev [44] prenant en compte le transport de charges, les champs électriques statiques, la modulation d'indice électro-optique.

2.5.2 Effet électro-optique

Le champ électrique photoréfractif (Fig. 2.10c) couple indirectement l'onde optique au changement d'indice de réfraction dû à l'effet électro-optique linéaire, encore appelé effet Pockels. Il s'agit d'une non-linéarité d'ordre 2 qui peut exister seulement dans les matériaux ne possédant pas de centre de symétrie⁷. C'est ainsi que le champ de charge d'espace vu précédemment est transformé en une modification d'indice dans le matériau, et ce, au signe près, avec la même période et position spatiale que le champ sur la figure 2.10c,d). Pour un champ électrique homogène E , la réponse électro-optique est décrite simplement par l'expression :

$$\Delta(1/n^2)_{ij} = r_{ijk}E_k \quad (2.3)$$

qui donne le changement du tenseur diélectrique inverse $(1/n^2)_{ij}$ (l'indicatrice) en fonction du tenseur électro-optique r_{ijk} , qui dépend de la pulsation ω du champ électrique. Dans le cas de l'effet photoréfractif, le champ électrique se formant dans le cristal n'est pas homogène. De nombreux tra-

7. En optique non-linéaire, la polarisation induite \vec{P} est généralement développée en puissances croissantes du champ électrique $\vec{E}(t)$ selon : $P_i(t) = \epsilon_0(\chi_{ij}^{(1)}E_j + \chi_{ijk}^{(2)}E_jE_k + \chi_{ijkl}^{(3)}E_jE_kE_l + \dots)$, où $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$... sont les tenseurs de susceptibilité électrique linéaire, d'ordre 2, d'ordre 3, etc. L'effet électro-optique linéaire (Pockels) est associé au tenseur $\chi^{(2)}$. L'expression ci-dessus utilise la convention d'Einstein de sommation sur les indices.

vaux [45, 46, 47] ont montré que dans ce cas, la simple expression (2.3) ne suffit plus à décrire correctement la réponse électro-optique du cristal. Le champ électrique non homogène induit une réponse mécanique complexe, qui ne correspond ni à celle d'un cristal libre, ni à celle d'un cristal totalement contraint. La modulation de l'indice de réfraction Δn vue par ces ondes sera alors approximativement donnée par :

$$\Delta n(r) = -\frac{n_g^3}{2} r_{eff} E_{sc}(r) \quad (2.4)$$

où $E_{sc}(r)$ est la valeur scalaire locale du champ de charge d'espace, et n_g l'indice de réfraction qui dépend de la géométrie d'interaction et de la polarisation des ondes.

2.5.3 L'effet photoréfractif vs l'effet Kerr

Les effets photoréfractif et Kerr correspondent tous deux à un effet non linéaire observé dans des cristaux répondant à la lumière, en modifiant leur indice de réfraction. Il y a néanmoins des différences à noter. Dans le cas de l'effet Kerr, la variation de l'indice du milieu est proportionnelle à l'intensité locale de la lumière. Cet effet devient donc significatif pour des intensités de faisceaux élevées, notamment celles des lasers pulsés ou focalisés. La variation d'indice est donnée par :

$$\Delta n = n_2 I, \quad (2.5)$$

où n_2 est l'indice de réfraction non linéaire du second ordre⁸ et I correspond à l'intensité de l'onde incidente. L'effet Kerr combiné à la diffraction peut, comme dans le cas photoréfractif, conduire la formation de solitons spatiaux [48].

Contrairement à l'effet Kerr, l'effet photoréfractif est associé l'effet électro-optique linéaire, associé au tenseur $\chi^{(2)}$ dans l'expression de la polarisation

8. L'effet Kerr est encore appelé effet électro-optique quadratique, associé au tenseur $\chi^{(3)}$ dans l'expression de la polarisation (voir section "effet électro-optique").

(voir section "effet électro-optique"). Ainsi, la variation de l'indice de réfraction (Δn) est proportionnelle, non pas au carré du champ électrique de l'onde incidente (intensité I , eq. (2.5)), mais au champ de charge d'espace (E_{sc}) à l'intérieur du cristal (eq. 2.4). Nous avons vu également le déphasage s'opérant entre le réseau d'indice et le réseau d'éclairement (Fig. 2.10). Par conséquent, l'effet photoréfractif est souvent qualifié d'effet non local comparé l'effet Kerr⁹.

Il faut noter également que le temps de réponse photoréfractif est en général relativement long (milliseconde à la seconde) par rapport aux matériaux Kerr. Ceci facilite l'observation des phénomènes transitoires.

Enfin, la non linéarité photoréfractive rend également avantageuse les investigations d'un point de vue expérimental, car c'est un effet saturable : il dépend de la quantité de porteurs qui peuvent être excités. Ceci permet d'observer des phénomènes en optique non linéaire pour de faibles intensités laser.

9. La réponse photoréfractive peut également être contrôlé par un champ électrique extérieur appliqué au milieu. Ceci permet non seulement un contrôle de la non linéarité, mais permet aussi de rendre la variation d'indice locale.

Chapitre 3

Contrôle de patterns : Fonction stocker

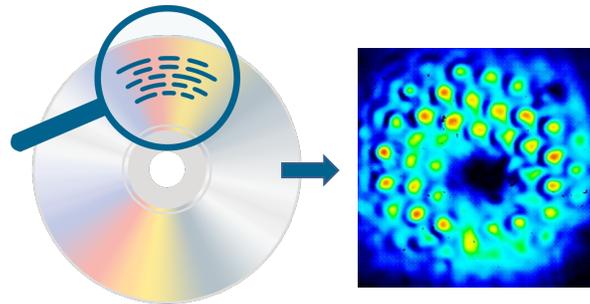


FIGURE 3.1 – Analogie entre des "0" et "1" enregistrés à la surface d'un support de type CD/DVD et un faisceau de lumière s'auto-organisant en une structure particulière transverse présentant des maximums et minimums localisés de lumière apparentés à des bits optiques.

Les travaux concernant ce chapitre s’inscrivent directement dans la suite de mes travaux de thèse où nous sommes allés plus loin que la simple formation de patterns. Au fur et à mesure des années nous avons par exemple identifié dans notre système à simple rétroaction optique la présence d’évènements spatiotemporels extrêmes appelés « ondes scélérates » [49]. Nous nous sommes également attachés à contrôler la dynamique des patterns en modifiant le profil de phase du faisceau d’entrée, permettant ainsi d’avoir un contrôle tout optique sur le système. Nous avons dès lors injecté un faisceau à profil vortex et nous avons montré dans le cadre d’une thèse que j’ai co-encadrée (de 2010 à 2013, Thèse du Dr Vianney Caullet) que nous étions capables de contrôler le déplacement des structures en jouant ici sur la charge topologique du vortex. Nous travaillons actuellement sur la possibilité de générer des patterns en injectant d’autres profils de faisceaux de type Airy et/ou Bessel. Ce travail a commencé avec une Post-Doctorante (Dr L. Drouzi) que j’ai encadrée de 2018 à 2020. Le profil Airy appartenant à la classe des faisceaux dits accélérants et le profil Bessel appartenant à la classe des faisceaux non diffractants, il devient possible de contrôler également la dynamique des patterns afin d’observer notamment des phénomènes de convections auto-induites.

Bien qu’étant des recherches plutôt fondamentales, le fait d’avoir une structuration transverse du faisceau laser (modulée par des maximums et minimums) permet d’envisager des mémoires optiques faites de 0 et 1 à base de bits optiques. Pouvoir également contrôler spatio-temporellement ces données fait que ces travaux trouvent une utilité dans le traitement dit tout optique de l’information.

3.1 La morphogénèse

Dans la nature, il est commun de voir des formes et structures dont un motif se répète périodiquement dans l’espace : sur le pelage d’une girafe ou d’un tigre, à la surface d’une solution chimique, sur une empreinte digitale

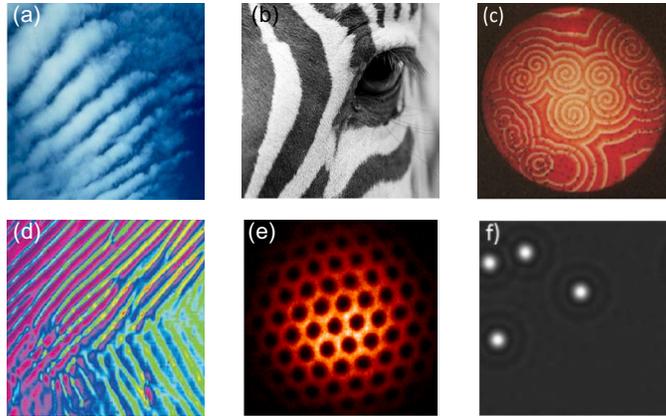


FIGURE 3.2 – a-b) Morphogénèse observée dans la nature. c) Instabilité de Turing à la surface d’une réaction chimique. d-e) Patterns optiques se formant sur la face de sortie de cristaux photoréfractifs, f) Structures dites localisées.

ou bien encore dans la forme hexagonale des alvéoles situées à l’intérieur d’une ruche (Figs. 3.2 a-c). En optique également, on peut assister spontanément à une auto-organisation spatiale de la lumière (Figs. 3.2d-f). Tous ces phénomènes trouvent leur motivation et leur originalité dans la capacité qu’ont ces systèmes à afficher de l’ordre alors que leur complexité tendrait plutôt vers des états turbulents : c’est le principe de morphogénèse [50]. Bien que le photon semble éloigné de nos amies les abeilles, on peut rencontrer, dans des systèmes optiques composés d’un milieu non linéaire traversé par un faisceau de lumière cohérent, des phénomènes pouvant mener à la formation de structures lumineuses auto-organisées transverses. Ces structures peuvent être classées en deux catégories :

- Les "patterns" (Fig. 3.2d-e) : motifs périodiques auto-organisés en des formes géométriques dont la plus commune en optique est l’hexagone (structure type nid d’abeilles).
- Les structures dites localisées (Fig. 3.2f) : parties isolées d’un pattern, souvent appelées solitons de cavité, même si nous verrons que ce terme ne s’emploie que sous certaines conditions.

Ces différentes solutions naissent d'une bifurcation du système d'un état homogène vers un état structuré [51]. Cette bifurcation est assurée par deux principaux phénomènes : (i) l'instabilité de modulation (Modulation Instability) qui est liée au bruit inhérent dans tout système physique, (ii) la combinaison de cette dernière avec une non linéarité, afin de développer et entretenir ces solutions. Généralement, l'instabilité modulationnelle dans un système optique conduit à la formation de solutions désordonnées, connues sous le nom de filamentation. Dans certains cas, cette même instabilité modulationnelle peut donner naissance à des structures ordonnées de type pattern (Figs. 3.2d,e) ou bien encore des structures localisées (Fig. 3.2f).

Les patterns sont des structures qui naissent avec des géométries variables et possèdent comme particularité une forte corrélation spatiale. Ils ont été observés dans de nombreux systèmes photoniques composés de milieux non-linéaires tels que les cristaux liquides [52, 53], des vapeurs atomiques [54] ou bien encore les matériaux photoréfractifs [55]. Les configurations optiques typiques, pour leur formation, sont des milieux non-linéaires soumis à une simple rétro-action optique ou encore placés dans une cavité.

Afin d'envisager des applications à base de ces structures transverses, il est nécessaire de pouvoir contrôler aussi bien leur dynamique que leur formation. Dans la littérature, il existe des moyens de contrôle aussi bien sur les patterns que sur les structures localisées. Ils sont de différentes natures et pour n'en citer que quelques-uns : décalage en fréquence (detuning) du faisceau de pompe du système pour modifier la géométrie d'un pattern [56], ajout d'un faisceau dit d'écriture afin de créer ou effacer des structures localisées [57], ajout d'un filtre spatial pour sélectionner différents patterns [58, 59], ajout d'un masque de phase pour contrôler la position des structures localisées [60], modification des propriétés géométriques des cavités constituant les montages donnant lieu à des phénomènes de dérives sur les patterns [61, 62].

Dans ce manuscrit, nous allons voir une autre manière de manipuler des

patterns optiques basée sur une méthode de contrôle de la lumière par la lumière notamment en utilisant les faisceaux non-conventionnels vus dans le chapitre précédent.

3.2 Configuration utilisée et schéma de principe

3.2.1 Socle expérimental

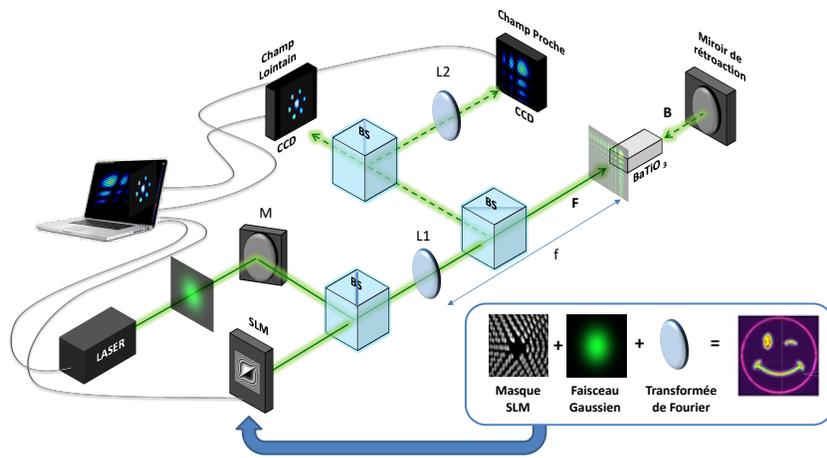


FIGURE 3.3 – Setup expérimental illustrant une configuration dite "simple feedback" permettant l'observation de patterns en champ lointain et en champ proche grâce à la lentille L2. Le faisceau incident F est issu d'un laser Nd :YAG doublé en fréquence, émettant à une longueur d'onde $\lambda=532\text{nm}$ et pouvant fournir une puissance de 0 à 2W. Néanmoins, les puissances nécessaires pour créer les patterns ne sont que de quelques mW en raison de l'effet photoréfractif qui va dépendre du ratio d'intensité entre l'onde aller et l'onde retour. La taille du faisceau à la sortie du laser est de l'ordre de 2mm. Son diamètre est réduit à environ $300\ \mu\text{m}$ par une lentille L1 placée avant le cristal photoréfractif afin de réduire l'amplification de la lumière diffusée dans le cristal (beam fanning). Le faisceau contra-propageant B est quant à lui généré par un miroir diélectrique monté sur un moteur pas à pas situé à l'arrière du cristal. La distance miroir-cristal L est donc réglable de manière précise. La partie avec le SLM permet de modeler le faisceau issu du laser pour tester différentes formes grâce à différents masques à charger. M : Miroir, BS : Beam Splitter.

Les premières expériences illustrant le phénomène de morphogénèse en optique ont été conduites dans un milieu Kerr sans miroir extérieur [63, 64].

C'est ensuite une rétro-action optique créée par réflexion d'un faisceau aller sur un miroir placé derrière le milieu non-linéaire qui a été la plus utilisée, offrant des degrés de liberté supplémentaires de contrôle sur le système. La figure 3.3 illustre cette configuration. Un faisceau cohérent incident noté F , issu d'une source laser est envoyé sur un matériau optique non-linéaire, ici un cristal photoréfractif de Titanate de Baryum (BaTiO_3). Il est ensuite réfléchi (B) par un miroir placé à une distance L du milieu. Il en résulte une longueur de diffraction $2L$ pour le faisceau réfléchi B . Les faisceaux F et B contre-propageants et cohérents vont dès lors, par des phénomènes non-linéaires, pouvoir interagir et moduler en conséquence leurs amplitudes et phases. Les images sont ensuite collectées en champ proche (espace réel représentant la face de sortie du cristal) et en champ lointain (transformée de Fourier du champ proche) au moyen de lentilles et caméras. Comme le montre également la figure 3.3, avant d'être amené dans le milieu non-linéaire, le faisceau F peut au préalable être modulé en amplitude et/ou phase via un SLM afin de pouvoir générer par exemple les différents types de faisceaux vus dans le chapitre précédent.

Les mécanismes physiques permettant la formation de motifs peuvent être modélisés à l'aide de la géométrie d'interaction simplifiée illustrée à la figure 3.4. Les propriétés de couplage des faisceaux F et B au sein du milieu photoréfractif sont essentielles pour la formation de patterns dans cette configuration. Grâce à l'effet photoréfractif, et d'une manière similaire à la figure 2.10, les 2 ondes vont créer un réseau d'indice principalement en réflexion. Par le principe de réaction-diffusion, les faisceaux ayant créés ce réseau vont subir une modulation de phase qui se combine avec le retard de phase introduit par le trajet de diffraction entre le milieu et le miroir. La combinaison de ces deux mécanismes : la diffraction et le couplage photoréfractif, conduit à une instabilité de modulation à l'origine de la naissance des faisceaux satellites transverses F_{+-1} et B_{+-1} (Fig. 3.4). Ces derniers croissent à l'intérieur d'un cône dans le plan de Fourier en fonction de l'intensité du gain photo-

réfractif. Pour un certain seuil, chaque faisceau devient instable vis-à-vis de l'instabilité de modulation. Puis, dans le cône de vecteurs d'onde autorisés à exister dans le système, un ensemble fini de paires de vecteurs d'onde est sélectionné : un motif est alors généré.

3.2.2 Modèle numérique

Les simulations numériques réalisées dans ce mémoire sont de type BPM (Beam Propagation Method) et sont similaires à celles utilisées dans la référence [65] sur un système photoréfractif semblable au nôtre. Le point de départ des simulations est le système décrit par les équations qui suivent, renormalisées pour le traitement numérique :

$$\frac{\partial F}{\partial z} - iD\Delta_{\perp}F = QB \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + iD\Delta_{\perp}B = Q^*F \quad (3.2)$$

$$\tau(I)\partial_t Q + Q = \gamma \frac{FB^*}{|F|^2 + |B|^2 + I_d} \quad (3.3)$$

$$D = \frac{\lambda z_s}{4\pi n_0 x_s^2}, z_s = l, x_s^2 = \omega_0^2 \quad (3.4)$$

où D représente le paramètre de diffraction normalisé par rapport aux deux dimensions z_s et x_s . Leurs valeurs peuvent être choisies arbitrairement : nous avons choisi $x_s = w_0$ le waist du faisceau injecté dans nos expériences et $z_s = l$ la longueur du cristal. La différence de signes entre les termes contenant l'opérateur Laplacien provient de la différence entre les directions de l'onde aller et l'onde retour. L'amplitude relative, c'est-à-dire la profondeur de modulation, du réseau d'indice est supposée petite. Absorption et pertes ont été négligées. Le terme correspondant à l'intensité d'obscurité (dark intensity) notée I_d est liée aux charges générées thermiquement dans le cristal.

Sa présence au dénominateur dans l'équation (3.3) est responsable d'une diminution du couplage photoréfractif décrit par Q . γ représente la constante de couplage photoréfractive qui est une mesure de l'amplitude de la non-linéarité photoréfractive¹. Par définition, cette quantité est complexe. Pour des cristaux dominés par l'effet de diffusion dans les processus d'établissement du champ de charge d'espace (cas du BaTiO₃), γ devient réel en raison de la différence de phase entre le réseau d'interférences et le réseau d'indices qui, dans ce cas, est $\phi=\pi/2$ (Fig. 2.10).

Afin d'accomplir les simulations numériques, nous avons choisi comme enveloppe du faisceau incident F , une forme Gaussienne, et quant au faisceau retour B , sa forme est déterminée par la réflexion sur le miroir :

$$F(x, y, 0, t) = \exp \frac{-(x^2 + y^2)}{\omega_0^2} \quad (3.5)$$

$$B(x, y, l, t) = -\sqrt{R}(\text{TF})^{-1}\{\exp(i\phi)\text{TF}[F(x, y, l, t)]\} \quad (3.6)$$

"TF" symbolisant le passage à la transformée de Fourier dans la BPM.

Des grilles de calcul de 128x128 points dans le plan transverse (x, y) à la propagation des faisceaux, et de 300 points le long de la direction de propagation (z) ont été choisies. Les résultats pour des faisceaux conventionnels et non-conventionnels sont présentés dans la section suivante.

3.3 Résultats conventionnels / non conventionnels

3.3.1 Avec un faisceau conventionnel gaussien

Nous présentons dans un premier temps les résultats obtenus lorsque le faisceau incident est un faisceau classique gaussien. D'un point de vu numé-

1. Pour une photo-excitation isotrope et une faible biréfringence, l'expression du gain est donnée par $\gamma = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\tilde{n}^3}{\cos\theta_s} r_{eff} E_{sc}$ [66]. Dans notre configuration où les faisceaux interagissent avec des angles proches de 180°, \tilde{n} est l'indice vu par les faisceaux et θ_s est l'angle entre le vecteur de Poynting du faisceau signal par rapport à la normale aux faces du cristal. Des termes correctifs existent pour d'autres configurations [66].

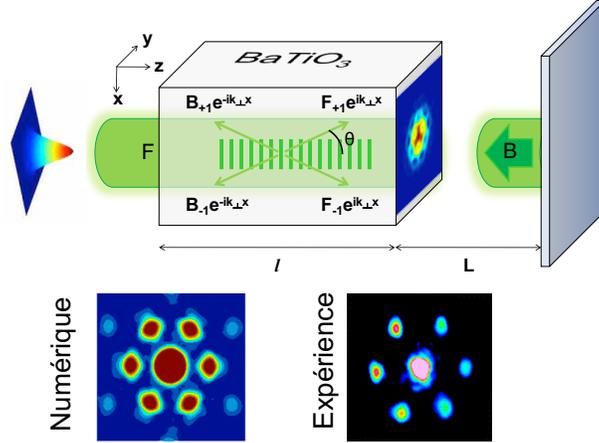


FIGURE 3.4 – Schéma illustrant les mécanismes menant à la formation de patterns avec un faisceau classique gaussien comme source d’entrée. Sur la face de sortie du cristal est représenté le résultat numérique en champ proche et les images en dessous représentent le champ lointain, transformée de Fourier du champ proche, calculé numériquement et observé expérimentalement.

rique, pour des constantes de couplage γl faibles (entre 0 et 3.8), nous observons uniquement une tache centrale en champ lointain. En revanche, à partir de $\gamma l=3.8$, seuil de couplage photoréfractif déterminé à partir d’une analyse de stabilité linéaire non présentée dans ce manuscrit ², nous voyons le début de l’instabilité de modulation se produire, exhibant un cercle d’instabilités en champ lointain où la sélection des vecteurs d’ondes va s’opérer : une solution stationnaire de type pattern hexagonal apparaît sur la figure (Fig. 3.4). Dans la plupart des systèmes non-linéaires étudiés, une des orientations préférée des vecteurs d’onde transverses est la configuration hexagonale. C’est en effet celle qui minimise l’énergie du système car les 3 vecteurs d’onde formant une structure hexagonale représentent un minimum du potentiel du système, aussi longtemps que $k_1+k_2+k_3=0$ est satisfait [67]. Par conséquent, une telle figure est extrêmement stable, et apparaît dans la majeure partie

2. Cette étude peut être retrouvée dans la référence [67].

des configurations étudiées³. Les autres spots lumineux situés autour (Fig. 3.4 numérique) correspondent à d'autres vecteurs d'onde qui ne sont que des combinaisons linéaires des trois vecteurs d'onde primaires⁴. Le champ proche représente quant à lui une structure de type nid d'abeilles semblable à la figure 3.2e). Nous constatons également la bonne concordance entre la figure expérimentale et numérique aussi bien d'un point du vue qualitatif que quantitatif, car la dimension transverse des patterns observés est identique et prédite par l'analyse de stabilité linéaire.

L'expérience réalisée sur notre système photoréfractif simple feedback a mis en évidence le pattern hexagonal prédit par les simulations numériques et rapporté dans la littérature. Il résulte d'un savant équilibre entre diffraction et non-linéarité. En changeant différents paramètres dans notre système comme par exemple la longueur de diffraction L , l'inclinaison du miroir de rétroaction, l'application d'un champ électrique sur le cristal lui-même, la photo-inscription d'un lattice photonique à l'intérieur du cristal [68, 69, 70], ou encore en jouant sur l'intensité d'obscurité il est possible de venir perturber cet équilibre pour obtenir d'autres solutions non-hexagonales et potentiellement non-stationnaires. Ainsi des dynamiques dites convectives (entretenues par le bruit) peuvent ainsi être observées [71] menant également à l'apparition d'ondes scélérates (rogue waves) dans le système [49]. Ces travaux ne sont pas détaillés dans ce manuscrit car ils se basent sur une action extérieure appliquée sur le système afin de modifier sa réponse. Ces moyens de contrôle, bien que très avantageux et facile d'accès sont néanmoins relativement invasifs. Nous proposerons dans ce qui suit de générer des motifs non

3. Si on raisonne avec la notion de force, trois vecteurs forces ayant la même valeur absolue sont en équilibre, c'est-à-dire que le potentiel est à son minimum si leurs extrémités forment un triangle équilatéral.

4. Dans le processus non-linéaire de formation du pattern, un nombre fini de vecteurs d'onde appartenant au cercle d'instabilités sera sélectionné par le système. Les vecteurs d'onde appartenant au cercle ont théoriquement tous la même magnitude mais une orientation différente. La détermination de l'orientation des vecteurs d'onde formant le pattern final dans le plan (k_x, k_y) dépasse donc l'interprétation d'une analyse de stabilité linéaire et impose la nécessité d'une approche non-linéaire non traitée ici.

plus en agissant sur le système une fois les patterns créés, mais en jouant sur la forme du faisceau incident afin d’avoir un contrôle de la lumière par la lumière elle-même, favorisant ainsi le concept d’auto-organisation spontanée.

3.3.2 Avec un faisceau non-conventionnel de type vortex

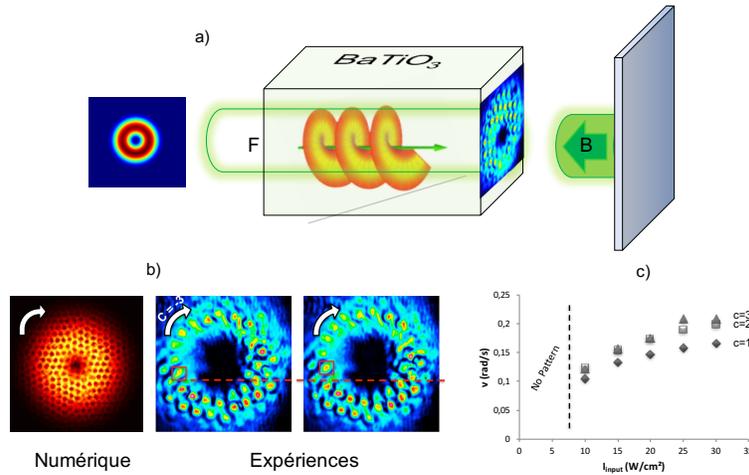


FIGURE 3.5 – a) Modification du setup de la figure 3.4 menant à la formation de pattern avec un faisceau d’entrée F non-conventionnel de type vortex. b) Patterns dynamiques obtenus en champ proche numériquement et expérimentalement sur la face de sortie du cristal. c) Évolution de la vitesse de rotation du pattern en fonction de l’intensité du faisceau F et de la charge topologique c .

Dans les sections qui suivent, puisque la construction de patterns est liée à une modulation de phase due aux réseaux d’indices formés dans le matériau, nous proposons d’analyser si le processus de formation de motifs peut conduire à des phénomènes différents lorsque le faisceau initial possède intrinsèquement des propriétés de phases particulières. Dans ce but, nous allons injecter un faisceau à profil vortex. En utilisant le montage expérimental de la figure 3.3, le faisceau laser initial est envoyé sur le SLM présentant un masque de phase similaire à celui sur la figure 2.4. Selon le nombre de dislocations dans le masque, différentes charges topologiques peuvent être

implémentées. Numériquement, le faisceau aller F s'écrit maintenant :

$$F(r, \theta) = F_0(r/\omega_0)^l \exp\{-(r/\omega_0)^2\} \exp(il\theta) \quad (3.7)$$

où r et θ sont les coordonnées cylindriques et l la charge topologique du vortex.

Premièrement, nous considérons la situation où le système est piloté par un faisceau gaussien conventionnel ($l = 0$). Une telle configuration expérimentale a déjà prouvé sa capacité à générer une auto-organisation de la lumière due à l'instabilité de modulation. En fonction de la distance miroir-cristal et au-delà d'un certain seuil d'intensité, un grand nombre de motifs instables peuvent se former mais seuls quelques-uns sont sélectionnés. La sélection du motif implique intrinsèquement une rupture spontanée de la symétrie de translation et de rotation dans le système. A noter qu'en faisant varier l'angle d'inclinaison du miroir de rétroaction, une rupture supplémentaire de la symétrie de réflexion peut donner lieu à diverses géométries de motifs. Plus intéressant, ces nouvelles solutions sont généralement accompagnées d'un effet d'advection entraînant des instabilités dites convectives entretenues par le bruit [71].

Le premier exemple de formation de motifs induits par un faisceau vortex est celui représenté sur la figure 3.5. Le miroir de rétroaction est ici parfaitement aligné afin d'éviter toute dynamique engendrée par une brisure de symétrie provoquée par ce dernier. L'intensité du faisceau vortex focalisé peut être réglée de 1 à 100 W/cm². Pour une intensité proche de 10 W/cm², une instabilité de modulation se produit et le système bifurque vers un état dynamique. Indépendamment des différentes charges topologiques, nous identifions une auto-organisation sous la forme de nids d'abeilles similaire au modèle hexagonal classique observé dans des expériences avec des faisceaux gaussiens [Figs. 3.5a-b)]⁵. Néanmoins, le motif s'accompagne dans

5. N.B. Les champs lointains ne sont pas représentés ici, car nous nous intéressons uniquement à la dynamique du champ proche.

ce cas d'une dynamique originale en rotation autour du centre sombre et dépendante du signe de la charge topologique considérée. Pour les charges positives, le sens de rotation est anti-horaire et horaire pour les valeurs négatives. Contrairement à l'effet d'advection imposé par un couplage non-local des faisceaux contrapropagatifs (miroir décalé [71]), la dynamique de rotation est ici induite par le moment orbital intrinsèque du vortex. Des résultats similaires sont obtenus pour des paires de charges topologiques opposées ($l = \pm 1, l = \pm 2, l = \pm 3$). Les images expérimentales sur la figure 3.5 b) affichent la dynamique de rotation pour un vortex d'entrée $l = -3$. Le faisceau a une intensité de 20 W/cm^2 à la face d'entrée du cristal. La taille du faisceau est égale à $340 \mu\text{m}$. La différence de temps entre deux images consécutives est égale à 0.6 secondes [lignes rouges sur la figure 3.5b)]. En connaissant la séparation temporelle entre deux images consécutives et la distance parcourue par un spot [carrés rouges sur la figure 3.5b)], on peut calculer la vitesse de rotation. Pour $l = -1$, la vitesse $v \simeq 16 \mu\text{m/s}$ et pour $l = -3$, $v \simeq 28 \mu\text{m/s}$. Ces résultats suggèrent que la vitesse de rotation dépend de la charge topologique du vortex. De plus, il convient de mentionner qu'en raison de l'effet photoréfractif, l'intensité du faisceau d'entrée influence à la fois le gain et le temps de réponse de la géométrie d'interaction du mélange à deux ondes dans le cristal [72] et pourrait également avoir un impact sur la vitesse du motif. Tous ces résultats sont présentés dans la figure 3.5c). Nous étudions ici pour différentes charges topologiques ($l = 1, 2, 3$) la dépendance de la vitesse de déplacement du motif en champ proche par rapport à l'intensité du faisceau d'entrée⁶. Tout d'abord, nous voyons que toutes les courbes commencent à la même intensité d'entrée égale à 10 W/cm^2 . En dessous de cette valeur seuil, il est difficile d'identifier clairement un état du motif et donc impossible de mesurer une vitesse de rotation. Deuxièmement, nous observons que la vitesse croît avec l'intensité d'entrée. Pour $l = 1$ la vitesse passe de 9 à $13 \mu\text{m/s}$, $l = 2$ de 17 à $27 \mu\text{m/s}$ et $l = 3$ de 19 à $33 \mu\text{m/s}$.

6. Pour effectuer la comparaison, la puissance et la taille du faisceau des différents vortex ont été ajustées pour avoir la même intensité à la face d'entrée du cristal.

Ces résultats semblent cohérents avec le fait que, comme déjà mentionné, l'augmentation de l'intensité d'entrée conduit à un temps de réponse plus rapide de l'effet photoréfractif. Notez que la vitesse de rotation moyenne est de plusieurs dizaines de micromètres par seconde. Elle correspond à la réponse temporelle relativement lente du cristal utilisé qui est de l'ordre de la seconde. Un effet de saturation apparaît pour des intensités supérieures à 25 W/cm^2 et est plus prononcé pour des charges plus élevées $l = 2$ et $l = 3$. Cet effet pourrait être lié à la propriété de saturation de la non-linéarité photoréfractive [72]. Enfin, on peut remarquer que la vitesse du motif augmente de manière non-linéaire avec la charge topologique. Pour une intensité d'entrée égale à 20 W/cm^2 (en dessous de l'effet de saturation), la vitesse passe de $16 \mu\text{m/s}$ pour $l = 1$ à $23 \mu\text{m/s}$ pour $l = 2$ et jusqu'à $28 \mu\text{m/s}$ pour $l = 3$. Les valeurs croissantes de la vitesse en fonction des charges topologiques proviennent de la définition linéaire du moment cinétique orbital du vortex : plus l est élevé, plus le flux d'énergie du vortex est rapide. Cependant, l'évolution non-linéaire peut provenir de l'interaction entre le moment cinétique orbital du vortex et le mécanisme non-linéaire de l'instabilité de modulation. Toutes ces observations démontrent que la vitesse de rotation dépend de manière non-linéaire non seulement de l'intensité d'entrée mais aussi de la charge topologique du vortex.

En résumé, nous avons montré numériquement et expérimentalement que la propriété de phase particulière d'un faisceau vortex induit de nouvelles dynamiques dans un système formant des patterns. L'auto-organisation s'accompagne d'une rotation de quelques dizaines de micromètres par seconde autour du centre sombre. Le sens de rotation dépend du signe de la charge topologique et la vitesse de rotation croît de manière non-linéaire avec à la fois la charge du vortex et l'intensité du faisceau d'entrée. Contrairement à la dynamique convective entretenue par le bruit, la dynamique est ici induite par le moment cinétique orbital du vortex. Enfin, nous avons remarqué que quelle que soit la charge topologique du vortex, les diagrammes de champ lointain

correspondants affichent des faisceaux satellites distribués complexes avec des dislocations de phase du premier ordre. Dans un contexte plus général de formation de motifs, ce résultat suggère que la géométrie des composants du motif dépend fortement du profil du faisceau d'entrée. Nous nous sommes dès lors intéressés à d'autres profils de faisceaux en entrée et notamment le profil Airy.

3.3.3 Avec un faisceau non conventionnel de type Airy

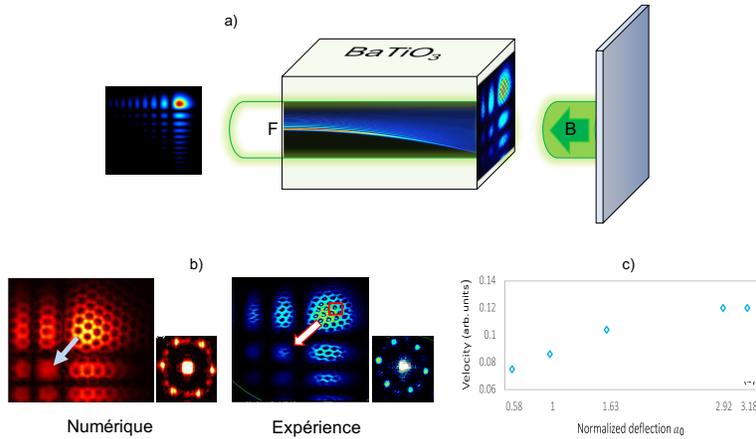


FIGURE 3.6 – a) Modification du setup de la figure 3.4 menant à la formation de patterns avec un faisceau d'entrée F non-conventionnel de type Airy. b) Patterns dynamiques obtenus en champ proche numériquement et expérimentalement sur la face de sortie du cristal. Champs lointains affichés sur le côté. c) Évolution de la vitesse de dérive du pattern en fonction de l'accélération transverse du faisceau d'Airy.

Dans cette partie, nous étudions un système à rétroaction identique à la figure 3.3 afin de former des motifs en injectant en entrée F un faisceau d'Airy 2D (Fig. 3.6). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, un tel faisceau possède un profil de phase cubique offrant des caractéristiques intéressantes : une trajectoire incurvée, pas de diffraction (cas idéal) et une propriété d'auto-régénération. En ce qui nous concerne, nous ne tenterons pas de contrôler la dynamique du faisceau d'Airy via des outils externes, mais nous

allons montrer que de part ses propres caractéristiques naturelles, le faisceau d’Airy peut contrôler la dynamique qu’il a lui-même générée : une analogie avec les mécanismes de réaction-diffusion que l’on retrouve dans beaucoup de domaines scientifiques notamment en chimie. Le faisceau d’Airy devient donc soit l’objet à contrôler, soit le sujet de contrôle. Cette investigation est réalisée ici dans le contexte du processus de formation de patterns. Similaire au faisceau vortex, nous générons un faisceau d’Airy en injectant le faisceau provenant du laser (Fig. 3.3) sur un SLM présentant un motif de phase cubique (Fig. 2.5). Le faisceau d’Airy est alors créé dans le plan de Fourier de la lentille L_1 où l’on a pris soin de placer la face d’entrée du cristal. En raison du processus de mélange à deux ondes résultant du faisceau d’Airy entrant F et du faisceau d’Airy retour B , nous nous attendons à ce qu’une instabilité de modulation se produise dans le profil d’intensité transverse des faisceaux. Dans toute notre étude, le miroir est maintenu le plus droit possible de sorte que les faisceaux F et B soient parfaitement alignés. Les observations des champs proches et lointains correspondants sont réalisées en imageant le faisceau retour B , après son passage à travers le cristal, sur deux caméras CCD (Fig. 3.3). Le faisceau F utilisé dans notre simulation est défini par les conditions initiales en $z = 0$, comme :

$$F(x, y) = Ai\left(\frac{x}{x_0}\right)Ai\left(\frac{y}{y_0}\right)\exp\left(\frac{ax}{x_0} + \frac{ay}{y_0}\right) \quad (3.8)$$

où a est un facteur de troncature limitant l’énergie du faisceau⁷. x_0 et y_0 sont les paramètres de normalisation des échelles transversales pour les coordonnées x et y respectivement. Nous prendrons $x_0=y_0$.

Commençons notre étude en vérifiant s’il est possible de générer un motif optique à l’aide de faisceaux d’Airy tronqués. La taille du lobe principal du faisceau d’Airy est $x_0 = 95 \mu\text{m}$ et la puissance d’entrée du laser est

7. La partie en exponentielle représente la troncature de la version Airy idéale. Notons que lorsque le paramètre de troncature est égal à 0, nous trouvons la forme idéale du faisceau d’Airy.

augmentée progressivement. Au-dessus d'un certain seuil d'intensité ($P_{th} = 0.3$ mW), les vecteurs d'onde associés au gain le plus faible croissent de façon exponentielle selon le principe d'une dynamique « winner-takes-all ». Comme on peut le voir sur les figures 3.6a-b), un état modulé de type nid d'abeilles apparaît dans les différents lobes du faisceau d'Airy. Il est intéressant de noter que dans notre configuration, les différents lobes du faisceau ne se déstabilisent pas simultanément : la courbe de bifurcation (non présentée ici) a autant de seuils que de lobes visibles sur la caméra [73].

Comme nous le savons également par des études précédentes [71], dans la configuration conventionnelle gaussienne, les motifs sont statiques et ne peuvent pas dériver si le système ne présente pas une brisure de symétrie, généralement induite par l'inclinaison volontaire du miroir de rétroaction. Dans le cas Airy, les motifs produits par l'interaction des faisceaux contre-propageants se déplacent naturellement sans aucun "forçage" extérieur (indiquer par la flèche sur la figure 3.6). La dérive suit la direction de la bissectrice correspondant exactement à la direction de l'accélération transverse du faisceau d'Airy. Nous pouvons conclure que le faisceau d'Airy contrôle le motif qu'il a lui-même créé. Les résultats expérimentaux sont en adéquation avec les simulations numériques (Fig. 3.6b).

A noter que toutes les observations se référant à la dynamique spatio-temporelle sont réalisées sur les profils d'intensité en champ proche. Les champs lointains correspondants s'accompagnent également d'une dynamique mais qui n'est pas clairement identifiable (Fig. 3.6b). Nous avons donc décidé de concentrer notre étude sur la dynamique des instabilités en champ proche pour différentes accélérations transversales du faisceau d'Airy. Nous souhaitons déterminer si l'accélération du Airy a un impact sur la dynamique du pattern. La figure 3.6c) illustre la vitesse de dérive du motif par rapport à quatre accélérations Airy différentes (différents paramètres a_0). Changer expérimentalement et numériquement l'accélération transverse consiste à faire varier la largeur du lobe principal Airy (x_0) car elles sont liées par la

relation $a_0 = \sqrt{2}z^2/4k^2x_0^3$. D'une manière similaire aux patterns observés en présence d'un faisceau vortex, en connaissant la distance parcourue par un point d'instabilité [carrés rouges sur la Fig. 3.6b)] et la séparation temporelle entre deux images consécutives en champ proche, on peut calculer la vitesse de l'advection. Nous observons [Fig. 3.6c)] que la vitesse du motif de dérive augmente à mesure que l'accélération augmente⁸. Par exemple, pour $a_0 = 0,5$, le motif se déplace avec $v = 6.87 \mu m.s^{-1}$ alors que pour $a_0 = 1,57$ la vitesse du motif est égal à $v = 10.49 \mu m.s^{-1}$. Pour s'assurer que l'augmentation de vitesse est essentiellement due au processus d'accélération du Airy (et non à un désalignement du miroir inhérent à l'expérience), nous avons effectué une simulation numérique et fait la même analyse sur les profils de champ proche correspondants, pour les mêmes valeurs de force de couplage photoréfractif. Les résultats numériques sont en excellent accord avec l'expérience. Augmenter la déflexion revient implicitement à augmenter le déphasage transverse du profil Airy (Fig. 2.6), expliquant donc pourquoi la vitesse de dérive du motif augmente également.

3.4 Conclusion du chapitre

En résumé, nous avons montré numériquement et expérimentalement que le processus de formation de patterns dans un système optique non-linéaire à simple rétroaction est entièrement modifié lorsque le faisceau d'entrée est non-conventionnel de type vortex ou Airy. Dans les 2 cas, la dynamique des motifs formés, initialement stables avec des faisceaux gaussiens, se trouve animée soit d'un mouvement d'advection dans le cas Airy soit d'une rotation dans le cas vortex. L'originalité de ce travail montre la possibilité de contrôler la lumière par la lumière elle-même en modifiant les propriétés intrinsèques des différents faisceaux. Pour contrôler les dites dynamiques, nous avons, grâce à notre plate-forme optique (Fig. 3.3) accès à de nombreux de-

8. Nous avons normalisé les déflexions ainsi que la taille des faisceaux et gardé les intensités des faisceaux constantes pour faire les comparaisons.

grés de libertés tels que : la charge topologique du vortex, l'accélération transverse du faisceau Airy, la puissance des faisceaux injectés ou bien encore l'éclairage de fond sur notre cristal. Tous ces paramètres non-invasifs peuvent également être couplés avec des actions dites "mécaniques"⁹ pour observer des dynamiques plus complexes non présentées dans ce mémoire [74]. Comme nous l'avons vu en introduction, le fait d'avoir une structuration transverse du faisceau laser (modulée par des maximums et minimums) permet d'envisager des mémoires optiques faites de 0 et 1 (bits optiques) dans le cadre d'un traitement tout optique de l'information et plus particulièrement pour la partie stockage. Il faut noter également que ces patterns sont les précurseurs de structures dites localisées [présentées en début de chapitre, Fig. 3.2f)], candidates idéales pour réaliser des unités logiques optiques adressables. Ainsi, tous ces travaux contribuent de manière générale à la découverte et l'amélioration de différents moyens (optiques ou non) pour pouvoir contrôler spatio-temporellement ces entités que ce soient des motifs ou des structures localisées.

9. D'autres moyens de contrôle non optiques comme le changement de position du miroir, l'inclinaison du miroir, l'angle du cristal, l'utilisation de filtres spatiaux...constituent au contraire des méthodes invasives de contrôle.

Chapitre 4

Guidage optique : Fonction router

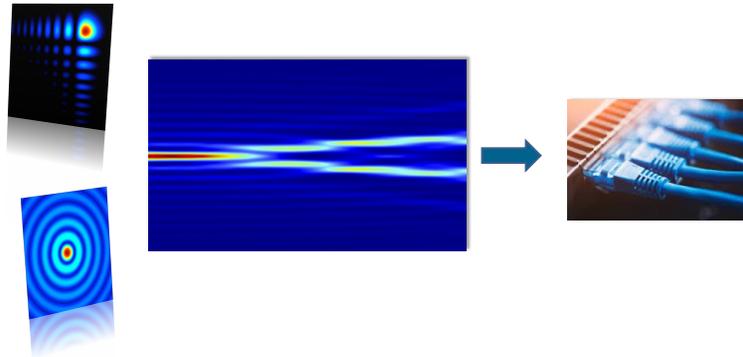


FIGURE 4.1 – Analogie entre un routeur classique, permettant de véhiculer l'information entre diverses entrées et sorties, et un routeur fait de guides d'ondes optiques générés par des faisceaux non conventionnels.

Ayant dans notre laboratoire des chercheurs travaillant sur les solitons spatiaux optiques, je me suis intéressé à la propagation de faisceaux non-diffractants et/ou accélérants dans des milieux photoréfractifs. Nous avons principalement étudié dans le cadre d'une thèse que j'ai co-encadrée avec le Pr. D. Wolfersberger (de 2013 à 2016, Thèse du Dr Noémi Wiersma) l'interaction entre 2 faisceaux d'Airy contra-propageants dans le but de créer des guides d'ondes optiques originaux et potentiellement intéressants pour les télécommunications. Ces travaux ont ensuite été poursuivis dans le cadre de deux thèses (Dr Thomas Bouchet (2016-2019) et de madame Yue Chai (2020-2023)) que j'ai co-dirigées avec le Pr. D. Wolfersberger. La dernière porte sur un autre type de faisceau non diffractant : le faisceau de Bessel. Nous avons montré que nous sommes capables notamment de générer expérimentalement des routeurs optiques avec de nombreuses entrées et sorties entièrement pilotables optiquement. Ces travaux ont fait l'objet de nombreuses publications scientifiques, notamment dans des revues du groupe Nature et en physique appliquée.

4.1 Configuration utilisée et schéma de principe

4.1.1 Socle expérimental

Pour observer le résultat de la propagation d'un faisceau optique non-conventionnel après propagation dans un milieu non-linéaire, nous utiliserons le montage expérimental de la figure 4.2, où nous pourrons injecter via le SLM soit un faisceau d'Airy soit de Bessel. La face d'entrée d'un cristal photoréfractif de type SBN ($n_{SBN} = 2.3$) est placée à la distance focale de la lentille de sorte que la propagation des faisceaux non-conventionnels commence à l'entrée du cristal à la position dite $z = 0$. Le long de l'axe c du cristal, nous pouvons appliquer un champ électrique externe pour exciter la non-linéarité photoréfractive (E_e pouvant aller de 0 à 5 kV/cm). Les faisceaux se propageront le long de l'axe z du cristal (perpendiculairement à c), de

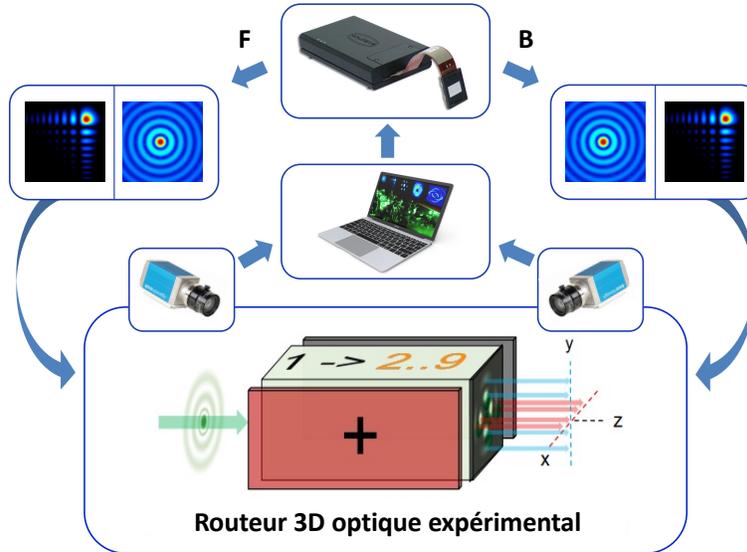


FIGURE 4.2 – Schéma de principe montrant la propagation de faisceaux non-conventionnels (Airy, Bessel) dans un cristal photoréfractif dans le but de réaliser un routeur optique. Forme, troncature et taille du faisceau sont autant de paramètres pilotables par un SLM mais également un champ électrique extérieur et un éclairage de fond sur le cristal pour pouvoir contrôler et photo-inscrire des structures guidantes dans le milieu.

$z = 0$ à $z = L$ (où L est la longueur du cristal, $L = 2\text{cms}$). Nous observerons les profils de sortie des faisceaux après leur traversée dans le milieu non-linéaire sur la face arrière du cristal, au moyen de lentilles et caméras CCD (Fig. 4.2).

4.1.2 Modèle numérique

Pour simuler la propagation de faisceaux non conventionnels le long du cristal, nous considérons le modèle numérique normalisé proposé par Belic et al. [75], où un faisceau optique $F(x, t)$ (et/ou $B(x, t)$ si utilisation d'un deuxième faisceau contra-propageant) se propageant suivant l'équation d'onde paraxiale non-linéaire peut être modélisé à l'aide des équations suivantes :

$$i\partial_Z F + \partial_X^2 F = \Gamma E_0 F, \quad (4.1)$$

$$-i\partial_Z B + \partial_X^2 B = \Gamma E_0 B, \quad (4.2)$$

où $\Gamma \propto r_{eff} E_e$ est la force de couplage photoréfractif non-linéaire, $E_0 = E_{sc}/E_e$ est l'amplitude (sinusoïdale) du champ de charge d'espace normalisé (E_e est le champ électrique externe appliqué). Comme l'intensité optique module le champ de charge d'espace, l'état stationnaire E_0 est égal à $E_0 = -I_0/(1 + I_0)$. La dépendance temporelle du champ de charge d'espace E_0 est calculée à partir de :

$$\tau \partial_t E_0 + E_0 = -F^2/(1 + F^2), \quad (4.3)$$

où $\tau = \tau_0/(1 + I_0)$ est le temps de relaxation du cristal. Le système numérique est sans dimension, en particulier l'axe z de propagation est normalisé à la longueur de diffraction $L_d = 2kx_A^2$ et l'axe transversal x est normalisé à la taille du faisceau (par exemple la taille du lobe principal (x_A) dans le cas du faisceau d'Airy ou de Bessel).

Semblable à [75] nous résolvons les équations de propagation Eqs. (4.1),(4.2) en même temps que l'équation temporelle Eq. (4.3) par la méthode de propagation de faisceaux par transformée de Fourier rapide (FFTBPM) et la méthode Runge-Kutta (RK4). La durée de la boucle temporelle est fixée à $100\tau_0$ afin que toutes les configurations de guidage d'ondes qui seront présentées concernent l'état stationnaire.

4.2 Résultats avec un faisceau d'Airy

4.2.1 Faisceau unique

Comme expliqué dans le chapitre 2, la fonction d'onde d'Airy a été initialement suggérée par Berry et Balaz comme une des solutions de l'équation

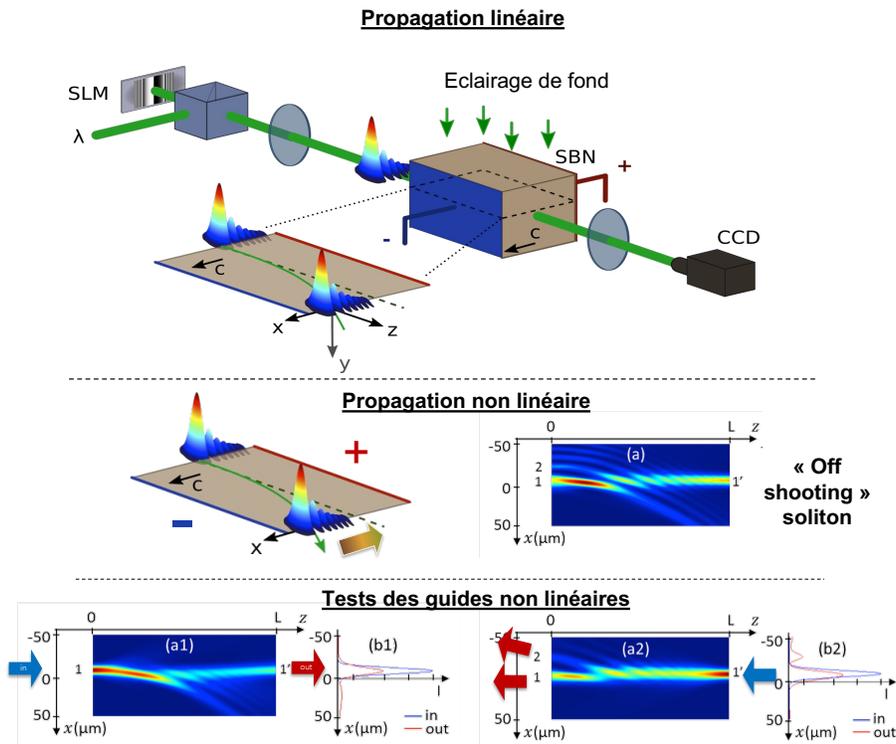


FIGURE 4.3 – Première ligne : Schéma de principe montrant la génération d'un faisceau d'Airy 1D via un SLM puis se propageant linéairement dans un cristal PR ($\Gamma = 0$, le champ extérieur appliqué est nul. En réalité la propagation linéaire dans le cristal n'est pas complètement linéaire car il reste l'effet de la diffusion qui est négligé dans les équations). Un faisceau contra-propageant pourra être généré par le même principe mais dirigé selon l'axe $-z$. Au centre, propagation du faisceau d'Airy en régime dit non-linéaire : champ extérieur E_e ($\Gamma = 9$) appliqué sur le matériaux PR. On peut voir la distribution d'intensité normalisée photo-induite d'un faisceau Airy autofocalisé menant à la formation d'un "off shooting soliton". Dernière ligne, test de la structure photo-induite par l'injection d'un faisceau gaussien par la gauche puis par la droite. Paramètres de simulation : longueur du cristal $L = 1 \text{ cm}$, $\Gamma = 9$, $a = 0.09$, $x_A = 7.5 \mu\text{m}$, l'énergie d'entrée normalisée du faisceau $F_0 = \sqrt{2.5}$. Figures modifiées extraites de [76].

de Schrödinger possédant dans ce cas une propagation non-diffractante le long d'une trajectoire parabolique. Observés pour la première fois expérimentalement dans l'espace libre en 2007 au moyen d'un modulateur spatial de lumière (SLM), un des principaux intérêts des faisceaux d'Airy fut de contrôler leurs trajectoires et de maintenir la forme de leurs paquets d'ondes non-conventionnels dans des milieux non-linéaires. Comme également présenté en amont, leurs propriétés uniques font de ces faisceaux de bons candidats pour la micromanipulation de particules, l'imagerie dans des milieux diffusants et plus particulièrement dans l'étude qui nous concerne ici : le guidage d'ondes pour les communications par routage optique. La propagation de ces faisceaux dans des milieux non-linéaires biaisés a également suggéré des dynamiques intéressantes telles que des comportements et interactions à un ou plusieurs faisceaux menant à des solutions de routage et des régimes de type solitonique [77, 78].

Dans cette partie, nous analyserons la génération de structures de type guides d'ondes optiques créées dans des milieux photoréfractifs par un faisceau d'Airy dans des conditions d'auto-focalisation non-linéaires. Lorsqu'un champ électrique externe positif est appliqué sur le cristal PR, nous montrons qu'un faisceau d'Airy permet de photo-induire plusieurs structures guidantes dans le matériau. De cette manière, un faisceau optique gaussien pourra ensuite être guidé linéairement le long de la trajectoire précédemment photoinduite. Notre schéma d'interaction typique est représenté sur la figure 4.3. Elle illustre tout d'abord la propagation linéaire d'un faisceau d'Airy 1D dans un cristal PR non biaisé. On peut voir la trajectoire parabolique du faisceau dans le milieu avec une déviation le long de l'axe x (parallèle à c). Un faisceau d'Airy est formé de lobes successifs, le premier étant le lobe principal. Le profil d'entrée du faisceau d'Airy est donné par :

$$F(x, z = 0) = F_0 Ai\left(\frac{x}{x_A}\right) \exp\left(\frac{ax}{x_A}\right), \quad (4.4)$$

où F_0 correspond à l'amplitude initiale du faisceau d'Airy entrant F , Ai

représente la fonction Airy, x_A la taille du lobe principal du faisceau servant de normalisation, a le facteur de troncature. Sur la figure 4.3 on peut voir ensuite le cas non-linéaire où un champ électrique externe positif est appliqué le long de l'axe c du cristal. Grâce à l'effet Pockels, cette configuration permet d'induire optiquement la structure présentant une combinaison entre un faisceau d'Airy et un soliton, plus particulièrement dénommé dans la littérature [79] : "off-shooting soliton" (OSS)¹. Les résultats concernent l'état stationnaire atteint après une durée transitoire égale à 6τ . En $z = 0$, nous indiquons deux positions de variations d'indice élevé (1,2) correspondantes aux deux premiers lobes de la fonction Airy d'entrée. En $z = L$, la position du "OSS" (notée 1'). Cette configuration simple créée par un seul faisceau d'Airy dans des conditions de focalisation élevée soulève la question de savoir si la structure photoinduite peut être utilisée pour divers guidages linéaires de faisceaux gaussiens. Pour tester les guides d'ondes, nous injectons maintenant aux différentes positions d'entrée (1,2,1'), un faisceau sonde gaussien². Nous considérons dès lors la propagation linéaire en simulant les équations précédentes tout en gardant le champ de charge d'espace E_0 égal au $E_0(x, z)$ stationnaire résultant de la propagation non-linéaire du faisceau d'Airy. La longueur du cristal $L = 1 \text{ cm}$ correspond à $3, 3L_d$, avec $L_d = 2kx_0^2$ la longueur de diffraction caractéristique du faisceau gaussien ($n_0 = 2, 3$, $\lambda = 532 \text{ nm}$). Les résultats sur la figure 4.3 montrent deux guides d'ondes efficaces avec des structures aux entrées/sorties différentes : $1 \rightarrow 1'$ et $1' \rightarrow (1, 2)$. Le premier permet de guider 66% de l'énergie initiale le long du cristal (voir les profils d'entrée et sortie sur la figure 4.3). En observant la figure, nous soulignons que le guide d'onde $1 \rightarrow 1'$ est d'abord formé par le lobe Airy principal auto-focalisé, puis par le OSS qui ne satisfait plus les propriétés de trajectoire

1. Deux de nos études [80, 81] non présentées dans ce manuscrit, ont démontré que le profil de sortie du OSS 1D et 2D suit la courbe théorique d'existence du soliton et peut être adapté par la force de non-linéarité sans modifier la forme du faisceau Airy d'entrée. Cette dernière caractéristique rend ce soliton Airy distinct du soliton gaussien qui nécessite que le faisceau ait un profil initial très proche du profil théorique attendu du soliton.

2. Afin de d'optimiser le couplage, la taille x_0 du faisceau gaussien correspond à celle du guide d'onde photo-induit à chaque position d'entrées (1,2,1').

parabolique du Airy mais plutôt celles d'un faisceau gaussien auto-focalisé [79]. Le scénario est différent lorsque le faisceau sonde gaussien est injecté dans 1' et se propage dans l'autre sens ($z = L \rightarrow 0$). Nous montrons que l'énergie du faisceau gaussien initial se divise maintenant en deux sorties : 30% en 1 et 20% en 2. La structure démultiplexée ($1' \rightarrow (1, 2)$) permet un grand espacement entre les deux sorties (1 et 2) : $\approx 3x_0$.

Contrairement aux configurations à 1 faisceau, ou 2 faisceaux co propageants [82], la configuration contra-propageante (CP) combinée à la grande dimension transversale de la forme d'Airy et à leur trajectoire courbe permet plusieurs schémas d'interactions où un ou plusieurs lobes des faisceaux CP peuvent, par exemple, se faire face. L'interaction des faisceaux CP Airy ouvre donc de nouveaux champs intéressants pour les interconnexions optiques générant des guides plus complexes. C'est ce que nous allons étudier dans la partie suivante.

4.2.2 Faisceaux contra-propageants

Pour élargir les schémas d'interconnexions possibles, nous étudions à présent les interactions de deux faisceaux d'Airy auto-focalisés contra-propageants dans le cristal PR. Nous limitons dans ce manuscrit notre investigation à deux configurations : la première où les deux faisceaux CP Airy (F et B avec $F_0 = B_0$) sont strictement alignés (décalage transversal $d = 0$, [Fig. 4.4a,b]) et d'autre part avec un léger désalignement $d = 2$. De la même manière que sur la figure 4.3, les positions d'entrées créées par les lobes Airy (B) sont nommées 3 pour le lobe principal, 4 pour le second et 3' pour le OSS venant de B . Les profils d'entrées des faisceaux d'Airy CP sont donnés par :

$$F(x, z = 0) = F_0 Ai\left(\frac{x}{x_0} + d\right) \exp\left(a\left(\frac{x}{x_0} + d\right)\right), \quad (4.5)$$

$$B(x, z = L) = B_0 Ai\left(\frac{x}{x_0}\right) \exp\left(a\frac{x}{x_0}\right), \quad (4.6)$$

où F_0 correspond à l'amplitude de l'onde du faisceau d'Airy entrant F , Ai représente la fonction Airy, x_0 la taille du lobe principal du faisceau servant de normalisation, a le facteur de troncature et d la distance de décalage normalisée supplémentaire entre les faisceaux d'entrées initiaux F et B . Les faisceaux contra-propageants sont définis ici par leur direction de propagation opposée le long de l'axe longitudinal z (Fig. 4.4).

Tout d'abord, il convient de noter que le faisceau CP B modifie la trajectoire du faisceau F [Fig. 4.4b,c), $d=0$]. En effet, à $z = L$, la position du OSS 1' (respectivement 3' à $z = 0$) n'est pas la même par rapport à la situation avec un seul faisceau d'Airy : on remarque une séparation supplémentaire de $2x_0$. Cette configuration permet donc des distances transversales de guidages plus grandes pour les différents tests gaussiens : $1 \rightarrow 1'$ ou $1' \rightarrow (1, 2)$ et respectivement $3 \rightarrow 3'$ ou $3' \rightarrow (3, 4)$ [Fig. 4.4c), $d=0$]. Bien que l'intérêt de cette configuration CP soit aussi la symétrie de la structure du guide d'onde, on remarque que le guide d'onde $1 \rightarrow 1'$ créé par F et B transmet deux fois moins d'énergie que celle créée par un seul faisceau F (Fig. 4.3). La forte interaction due au couplage croisé des faisceaux via la structure complexe de l'indice de réfraction et les flux d'énergies entre les lobes CP principaux et aussi les lobes voisins expliquent les possibles pertes d'énergies sur les structures représentées. En conclusion principale, nous pouvons souligner que l'utilisation de deux faisceaux CP Airy permet de réaliser des structures de guidage d'ondes complexes qui nécessiteraient autrement, des interactions CP de plus de deux faisceaux gaussiens.

Le scénario est un peu différent si les deux faisceaux d'entrées sont initialement décalés [Fig. 4.4b,d), $d=2$] : des interactions supplémentaires entre les faisceaux autofocalisés CP d'Airy apparaissent. L'asymétrie entre les positions initiales des faisceaux Airy est due maintenant à un désalignement de $2x_0$ entre les principaux de F et B . Concernant les OSS (1' et 3' [Fig. 4.4b), $d=2$], si l'on considère leurs positions précédentes pour $d = 0$ [Fig. 4.4b), $d=0$], le décalage transverse d supplémentaire rapproche la position (1') du

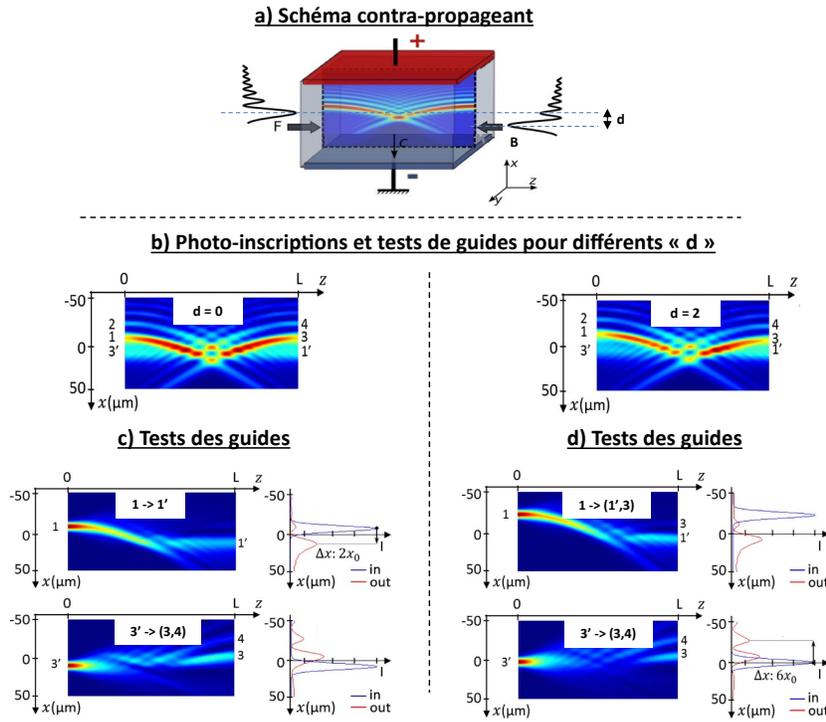


FIGURE 4.4 – a) Schéma de principe montrant la configuration CP dans un cristal PR. Les faisceaux d’Airy 1D CP peuvent être décalés d’une distance d . b) Cas CP aligné ($d = 0$) et désaligné ($d = 2$). En dessous, tests des différents guides à l’aide d’un faisceau gaussien dans le cas CP aligné c) et désaligné d). Les paramètres de simulation sont similaires à la figure 4.3 pour F et B . Figures modifiées extraites de [76].

lobe principal de B (3). En revanche, la position de l'OSS (3') est décalée au loin de la position (1). Dans cette configuration, une énergie plus élevée est échangée au sein des lobes principaux et secondaires. Si un faisceau sonde est injecté dans le cristal PR, différents cas de sortie sont observés [Fig. 4.4c), $d=2$]. De la même manière que la structure générée lorsque $d = 0$, si le faisceau sonde est injecté dans des entrées formées par des OSS (1' ou 3'), il se divisera en deux faisceaux aux positions des lobes Airy de l'autre côté du cristal. Néanmoins, des décalages "d'entrée-sortie" jusqu'à $6x_0$ ($3' \rightarrow (3, 4)$) sont désormais possibles. Même si le faisceau gaussien est d'abord guidé par un lobe principal Airy (1 ou 3), nous observons non seulement comme sur les figures [4.4c), $d=0$], un faisceau de sortie à la position du soliton (1' ou 3'), mais aussi une deuxième sortie à la position du lobe principal du faisceau CP (3 ou 1). Une telle configuration où des zones d'interactions inter-lobes à l'intérieur du cristal sont possibles, permet donc de créer des démultiplexeurs 1 vers 2 guidant jusqu'à la moitié de l'énergie du faisceau d'entrée (sorties : 33% – 15%) avec un important décalage transversal x . Enfin, il faut noter que le schéma d'interaction permet de contrôler les positions spatiales des sorties des guides d'ondes en faisant varier le décalage transversal d entre les faisceaux d'entrées CP. Cette étude non présentée ici a été réalisée au sein de notre équipe dans la référence [83].

En comparaison avec les structures de guides d'ondes créées par des faisceaux gaussiens avec les mêmes dimensions et conditions de focalisation [82], les schémas d'interactions entre deux faisceaux d'Airy offrent de plus grandes possibilités de guides d'ondes grâce à leur forme et propriétés uniques : (1) Un seul faisceau Airy photo-induit un guide d'ondes à deux sorties ; (2) deux faisceaux CP Airy induisent de multiples structures de guidage d'ondes de sortie qui ne peuvent pas être obtenues avec seulement deux faisceaux CP gaussiens ; et (3) le guidage d'onde résultant reste possible même pour des déplacements transversaux des faisceaux en interaction qui dépassent de loin la taille du faisceau (impossible avec des gaussien ou l'interaction reste pos-

sible tant que la distance de séparation entre les guides n'excède pas deux fois la taille des faisceaux initiaux). Ces travaux avec les principales découvertes sus-citées ont également fait l'objet d'une démonstration de faisabilité expérimentale non-présentée dans ce manuscrit et visible dans les références [84, 85].

4.3 Résultats avec un faisceau de Bessel

4.3.1 Faisceau unique

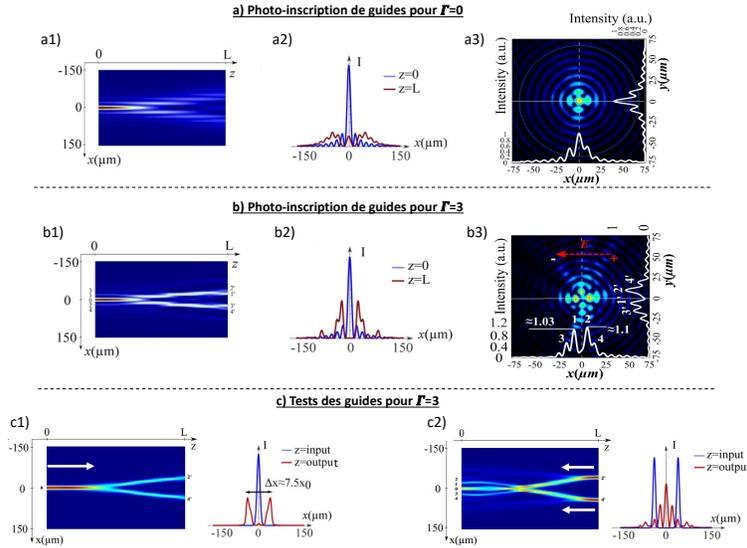


FIGURE 4.5 – a1) Propagation linéaire ($\Gamma = 0$) d'un faisceaux de Bessel ($x_0 = 10\mu\text{m}$, $\omega_0 = 150\mu\text{m}$, $F_0 = \sqrt{25}$) dans un cristal PR pour la photo-inscription de guides d'ondes. a2) Profils d'intensité transverses du faisceau de Bessel 1D d'ordre zéro à l'entrée ($z = 0$) et à la sortie du cristal ($z = L$). a3) Distribution d'intensité expérimentale pour un Bessel 2D dans les mêmes conditions numériques. b1) Propagation non-linéaire ($\Gamma = 3$) d'un faisceaux de Bessel ($x_0 = 10\mu\text{m}$, $\omega_0 = 150\mu\text{m}$, $F_0 = \sqrt{25}$) dans un cristal PR pour la photo-inscription de guides d'ondes. b2) Profils d'intensité transverses du faisceau de Bessel 1D d'ordre zéro à l'entrée ($z = 0$) et à la sortie du cristal ($z = L$). b3) Distribution d'intensité expérimentale pour un Bessel 2D dans les mêmes conditions numériques. c1-c2) Distributions d'intensité d'un faisceau gaussien test injecté dans les guides photo-inscrits en b1). Figures adaptées de [86].

Les travaux dans la section précédente ont montré que des faisceaux d’Airy se propageant dans un milieu photoréfractif peuvent induire diverses configurations de guides d’ondes optiques. En raison de leur forme mathématique et leurs caractéristiques uniques, ces guides d’ondes photo-induits ont de multiples entrées et sorties qui ne pourraient être formées que par plusieurs faisceaux classiques gaussiens. Ces études sur les faisceaux d’Airy facilitent donc le multiplexage pour les interconnexions entièrement optiques. Inspirés de ces résultats, d’autres faisceaux non-conventionnels, tels que les faisceaux de Bessel, peuvent être utilisés pour enrichir les résultats précédents. Comme expliqué dans la section 2.3.3, le faisceau de Bessel a été proposé pour la première fois par Durnin en 1987. Les faisceaux Bessel ont différents profils déterminés l’ordre de la fonction de Bessel. Contrairement aux faisceaux de Bessel d’ordre zéro, les faisceaux de Bessel d’ordre élevé présentent une tache sombre au centre qui augmente avec l’ordre [87, 88]. Similaires aux faisceaux d’Airy, ils possèdent des caractéristiques non diffractante ainsi que la propriété d’auto-régénération dans l’espace libre (voir section 2.3.3). Ces propriétés permettent, comme nous l’avons vu, de nombreuses applications en micromanipulation de particules [89], en imagerie par microscopie haute résolution [90]...

Dans cette partie, nous étudierons numériquement et expérimentalement les structures de guides d’ondes induites par un seul faisceau de Bessel se propageant dans le milieu PR. Le schéma de principe est donc identique à celui de la figure 4.2. Les guides d’ondes optiques photo-induits pourront être pilotés en fonction des paramètres tels que : la non-linéarité du cristal PR, l’ordre, la taille et la troncature du faisceau Bessel incident. Similaire à l’étude au moyen de faisceaux d’Airy, nous testerons linéairement la propagation de faisceaux gaussiens dans les structures guidantes. Pour étudier les propriétés de propagation de faisceaux de Bessel 1D dans un milieu PR, nous injectons un faisceau de Bessel avec le profil d’intensité suivant :

$$F(X, Z = 0) = F_0 J_n(X) \exp\left(-\frac{X^2}{(\omega_0 \cdot k_t)^2}\right), \quad (4.7)$$

où J est la fonction de Bessel avec n son ordre associé, F_0 est l'amplitude du champ électrique du faisceau de Bessel, $X = k_t x = 2x/x_0$, k_t représente le nombre d'onde transverse, x_0 est la taille du lobe principal du faisceau de Bessel d'ordre zéro, $Z = z/L_d$ est la longueur de propagation normalisée par $L_d = kx_0^2$ (longueur de Rayleigh), k est le nombre d'onde et ω_0 est la taille du terme gaussien servant de troncature pour le faisceau afin de lui donner une forme à énergie finie. Comme vu dans la section précédente, l'équation 4.1 décrit la propagation non-linéaire du faisceau de Bessel le long de l'axe z de propagation du cristal PR. Dans ce qui suit, nous simulerons numériquement les équations 4.1 et 4.3 en utilisant une FFTBPM similaire à [76] et analyserons la propagation du faisceau de Bessel à travers le milieu non-linéaire en fonction des paramètres de contrôles cités plus haut.

Considérons d'abord un faisceau de Bessel d'ordre zéro avec $x_0 = 10\mu m$, $\omega_0 = 150\mu m$, $F_0 = \sqrt{25}$ se propageant linéairement ($\Gamma = 0$) dans le cristal PR de longueur $L = 1cm$. Les figures 4.5(a1-a2) montrent respectivement la distribution d'intensité et les profils transversaux du faisceau de Bessel de chaque côté du cristal PR [côté entrée (ligne bleue) et côté sortie (ligne rouge)]. Nous observons la propagation linéaire et la diffraction de ce faisceau de Bessel tronqué en sortie du cristal avec une longueur de diffraction $L_d = 5mm$. La figure 4.5a3) montre également les distributions d'intensités expérimentales en 2D³. Nous étudions ensuite la structure guidante réalisée par le même faisceau de Bessel se propageant dans le cristal PR avec une non-linéarité $\Gamma = 3$. Les figures 4.5(b1-b3) montrent le distribution d'intensité et les profils transversaux correspondants. Les nombres (0, 1, 2, 3, 4)

3. Les résultats expérimentaux, bien qu'étant en 2D, sont assez proches des résultats numériques 1D si on considère une dimension de l'espace. De part l'anisotropie en 2D dans le SBN et les effet de diffusions différents selon les 2 axes lorsque le champ extérieur est appliqué, les distributions d'intensités diffèrent donc légèrement de la simulation numérique.

sont respectivement les positions correspondantes au lobe central principal et aux quatre premiers lobes latéraux du faisceau Bessel entrant. Sous l'effet Pockels, le faisceau Bessel est auto-focalisé et la non-linéarité compense sa diffraction. Par conséquent, le changement d'indice de réfraction correspondant induit deux sorties de guide bien séparées aux positions (1', 3') et deux autres sorties moins intenses [sorties proches des positions (2', 4')] en $z = L$. Pour analyser l'efficacité de guidage de cette configuration, nous injectons des faisceaux sondes gaussiens dans les positions présentant des changements d'indice de réfraction élevés. Les figures 4.5 (c1,c2) montrent la propagation des faisceaux et leurs profils d'entrées (ligne bleue) de sorties (ligne rouge) en face arrière du cristal. Il est à noter que seules les sorties de plus de 10% de l'intensité du faisceau sonde en entrée sont intéressantes pour des applications en interconnexions optiques. Ainsi, dans ce qui suit, seules les sorties remplissant cette condition seront étudiées. Par exemple, lorsqu'on injecte un faisceau gaussien en position 0 (Fig. 4.5c1), il se propage linéairement dans la direction (+z) et 2 sorties avec des pics de même intensité sont observés en (2', 4'). Le profil de sortie montre que la structure peut guider 76% de l'énergie d'entrée (38% pour chaque sortie de ce coupleur "Y"). Ce qui est plus efficace que celui similaire présenté sur la figure 4.3 induit par un seul faisceau d'Airy. De plus, la distance entre les deux positions de sortie est plus grande avec les faisceaux de Bessel $\Delta x \approx 7,50x_0$ offrant dès lors une solution plus simple pour l'adressage dans les applications. Nous avons également décidé de tester la situation inverse où le faisceau sonde gaussien injecté dans 2' se propage dans la direction (-z). Trois sorties avec des intensités maximales de 33%, 27% et 15% respectivement à (0, 1, 2) peuvent être traitées. Lorsque le même faisceau sonde est injecté en 4' au lieu de 2', la même structure de démultiplexage avec trois sorties en (0, 1, 2) est induite. Nous avons également décidé de tester la situation inverse où nous injectons 2 faisceaux sondes gaussiens incohérents dans les deux positions symétriques (2', 4') en direction -z. La figure 4.5c2) montre que les faisceaux sont d'abord

rassemblés puis divisés en cinq sorties en $(0, 1, 2, 3, 4)$ offrant donc une sortie supplémentaire adressable.

Les cas précédents se sont concentrés sur un faisceau de Bessel d'ordre zéro et sur l'influence de la non-linéarité dans les configurations des guides d'onde photo-induits. D'autres structures ont été étudiées en jouant également sur la troncature et la taille des faisceaux et sont visibles dans [86]. Enfin, le profil du faisceau de Bessel dépend de l'ordre de la fonction de Bessel. Il convient de noter qu'un ordre supérieur ($n = 2$) présente une tache sombre au centre et la taille de cette tache augmente avec l'ordre. Cette configuration offre également d'autres guides plus complexes permettant d'obtenir d'autres sorties symétriques ou non avec des décalages transverses différents (voir [86, 91]). Ces configurations ont permis de réaliser des photo-inscriptions expérimentales [Figs. 4.5a3),b3)] dans le but de réaliser un routeur optique 3D similaire au schéma de la figure 4.2 [91]. Nous avons montré la stabilité en termes de temps et de position d'une configuration présentant jusqu'à neuf canaux de sortie potentiels. Par conséquent, notre plate-forme optique offre non seulement la possibilité de générer des coupleurs Y classiques mais également des configurations reconfigurables où jusqu'à neuf canaux de sortie sont potentiellement adressables. Le scénario devient également plus riche lorsqu'un second faisceau de Bessel CP est injectée dans le système. Nous étudions cette configuration dans la section suivante.

4.3.2 Faisceaux contra-propageants

Bien que les résultats de la section précédente soient intéressants d'un point de vue reconfigurabilité, les propriétés de guidage de ces configurations photo-induites sont encore limitées par le profil et la troncature choisis du faisceau de Bessel. Pour s'affranchir en partie de cette contrainte, la collision CP de deux faisceaux de Bessel mutuellement incohérents et similaires aux collisions des faisceaux d'Airy (section 4.2) donnera lieu au couplage croisé des lobes des faisceaux via la combinaison des mélanges de structures d'indice

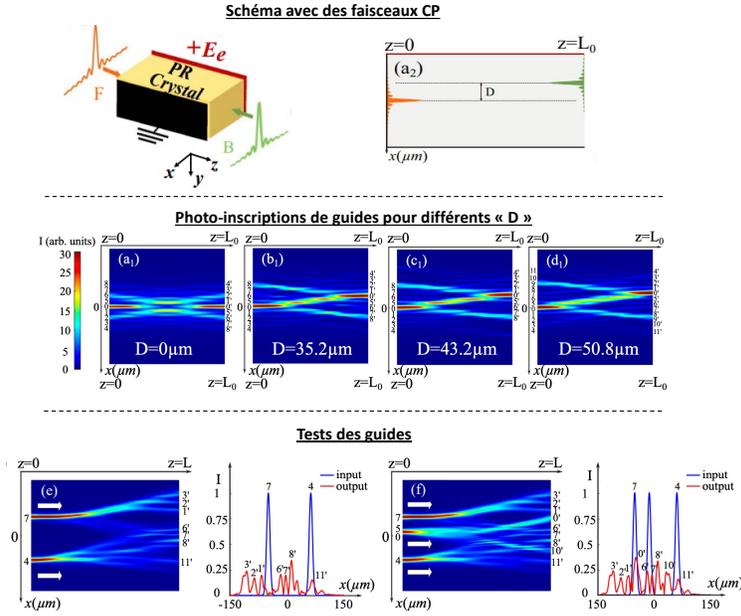


FIGURE 4.6 – Schéma de principe montrant la propagation de 2 faisceaux de Bessel CP pouvant être séparés d’une distance transversale D . (a₁)-(d₁) Distributions d’intensités normalisées induites par deux faisceaux de Bessel CP ($x_0 = 10 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 150 \mu\text{m}$, $F_0 = B_0 = \sqrt{25}$) pour différentes distance transversale D et dans la condition non-linéaire où $\Gamma = 3$. e-f), tests des configurations guides d’ondes avec plusieurs mêmes faisceaux sondes dans la configuration d₁). Figures adaptées de [92].

de réfraction générées à l’intérieur du milieu PR. Ce couplage croisé offre donc de nouveaux paramètres de contrôle et des configurations de guidage d’ondes plus complexes.

Le schéma d’interaction CP de deux faisceaux de Bessel (BB) est illustré dans la figure 4.6 et fait référence également à la figure 4.2. Le faisceau avant F et le faisceau arrière B sont injectés respectivement sur les côtés gauche ($z = 0$) et droit ($z = L_0$) du cristal avec une distance transversale D réglable et se propagent dans les directions opposées. En supposant que le lobe principal du faisceau avant est à la position transversale $x = 0$, le profil d’entrée normalisé de ces deux BB 1D sont définis mathématiquement par l’équation 4.7 pour le faisceau F et pour B par :

$$B(X, Z = L) = B_0 J_{n_2}(X + d) \exp\left(-\frac{(X + d)^2}{(\omega_0 \cdot k_t)^2}\right), \quad (4.8)$$

Comme nous considérons deux BB mutuellement incohérents se propageant dans des directions opposées dans le milieu PR, les équations de propagation sont donc identiques à celles données dans la section 4.1.2. Semblables à [76, 83, 86], nous résolvons les équations de propagation en même temps que l'équation temporelle Eq.(4.3) par la méthode FFTBPM et la méthode numérique Runge-Kutta RK4. La durée de la boucle temporelle est fixée à $100 \tau_0$ afin que toutes les configurations de guidage d'ondes concernent l'état stationnaire. Comme discuté dans le cas des faisceaux Airy [85], l'attraction entre deux faisceaux peut être contrôlée par leur désalignement. Ainsi, pour clarifier l'impact de l'attraction de deux faisceaux de Bessel, nous considérons différentes distances transversales D entre les deux faisceaux CP Bessel. Les figures 4.6a1)-d1) montrent leurs distributions d'intensité en fonction de différentes distances transverses D . On remarque que la configuration induite par deux faisceaux de Bessel alignés [$D = 0$, Fig. 4.6a1)] reste symétrique le long de l'axe $x = 0$. Lorsque le faisceau sonde est injecté dans l'entrée potentielle 0, il se divise en trois sorties symétriques autour de $x = 0$ et situées à $(2', 0', 6')$ et peut donc conduire à des résultats similaires à un faisceau de Bessel [Fig. 4.5c1), absent de ce recueil]. Naturellement, les configurations deviennent antisymétriques lorsque $D \neq 0$ (Figs. 4.6b1-d1). Comme nous le voyons sur les figures, les structures guidantes photo-induites possèdent de nombreuses portes de sortie ($>10\%$) de chaque côté du cristal. Nous considérerons dans ce qui suit la configuration avec le plus de canaux [Fig. 4.6(d1)] et la testerons en propageant simultanément plusieurs faisceaux sondes [Figs. 4.6(e,f)]. Premièrement, comme le montre la figure 4.6(e), on injecte respectivement deux faisceaux sondes dans (7,4) et obtenons sept sorties à droite côté du cristal. Le comportement individuel de chaque faisceau est décrit ci après : le faisceau injecté dans (7) se divise en cinq sorties $(1', 2', 3', 6', 7')$. Le faisceau injecté dans (4) se divise quant à lui en quatre sorties à $(6', 7', 8', 11')$.

Donc en plus des sorties $(1',2',3',8',11')$, les deux faisceaux se couplent dans les canaux du milieu et ont les mêmes portes de sortie $(6',7')$. Dans ce cas, ce coupleur optique à deux entrées et sept sorties fonctionne comme un routeur optique et achemine les informations vers sept portes différentes. Nous proposons ensuite d'ajouter un faisceau sonde entre le lobe principal (0) et le premier lobe latéral (5) du faisceau Bessel avant (F). La figure 4.6(f) représente la distribution d'intensité et les profils transversaux des trois faisceaux sondes se propageant dans le cristal. Cette nouvelle injection permet d'adresser 2 sorties supplémentaires notées $(0',10')$ et amène le nombre total à neuf sorties $(0',1',2',3',6',7',8',10',11')$ adressables⁴. Par conséquent, nous avons démontré que la structure guidante de la figure 4.6(d₁) peut être utilisée comme coupleur optique à deux entrées et sept sorties ou comme coupleur à trois entrées et neuf sorties, ce qui ne peut être obtenu ni par des faisceaux gaussiens, ni par des faisceaux d'Airy ni par un seul faisceau Bessel.

Enfin, un autre avantage de l'utilisation des faisceaux de Bessel réside dans leur ordre intrinsèque (n) qui peut complètement changer leurs profils d'intensité [87], offrant encore plus de possibilités pour les structures de guidage d'ondes complexes. Fait intéressant, comme notre plateforme peut ajuster indépendamment les paramètres de chaque faisceau incident, nous pouvons injecter deux faisceaux de Bessel avec des ordres différents. Ainsi, dans la figure 4.7 nous étudions l'influence des profils des faisceaux sur les structures guidantes photo-induites en modifiant l'ordre n_1 et n_2 .

Nous propageons d'abord deux faisceaux de Bessel CP d'ordre 1 ($n_1 = n_2 = 1$) avec $x_0 = 10 \mu m$, $\omega_0 = 150 \mu m$, $F_0 = B_0 = \sqrt{1}$ sous la condition non linéaire $\Gamma = 6$. Au lieu du point central brillant du faisceau de Bessel d'ordre zéro, il n'y a aucune lumière au centre. Comme l'illustre le schéma de principe à gauche de la [Fig. 4.7(a₁)], nous décalons les faisceaux d'une distance transversale D de $10 \mu m$ de sorte que le premier lobe supérieur du faisceau avant (0) s'aligne avec le premier lobe inférieur du

4. Ce faisceau se couple également aux deux autres faisceaux de sonde dans le canal correspondant à la position $(6')$

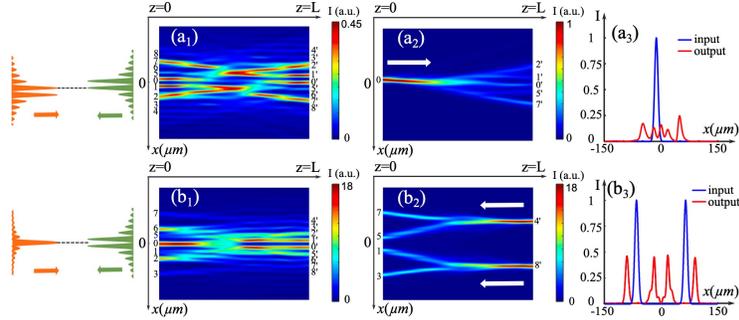


FIGURE 4.7 – a₁) Distribution d'intensité normalisée de l'interaction de deux faisceaux de Bessel CP d'ordre 1 ($x_0 = 10 \mu m$, $\omega_0 = 150 \mu m$, $F_0 = B_0 = \sqrt{1}$) avec une distance transversale $D = 10 \mu m$ et $\Gamma = 6$. (a₂) Distribution d'intensité et (a₃) profils transversaux correspondants de la propagation d'un faisceau sonde linéaire en (0) vers (0',1',2',5',7'). (b₁) Distribution d'intensité normalisée de l'interaction de deux faisceaux de Bessel CP avec des ordres différents (faisceau avant : $n = 0$, $x_0 = 11 \mu m$, $\omega_0 = 150 \mu m$, $F_0 = \sqrt{16}$; faisceau arrière : $n = 1$, $x_0 = 11 \mu m$, $\omega_0 = 150 \mu m$, $B_0 = \sqrt{36}$) sous la condition non-linéaire $\Gamma = 4$. (b₂)(b₃) Distribution d'intensité et profils transversaux correspondants à la propagation du faisceau sonde linéaire à partir de (4',8') vers (1,3,5,7). Figure extraite de [92].

faisceau arrière (0'). La distribution d'intensité de l'interaction non-linéaire de ces deux faisceaux de Bessel est présentée dans la [Fig. 4.7(a₁)]. Par rapport aux faisceaux de Bessel d'ordre zéro, l'intensité des faisceaux de Bessel d'ordre 1 et 2 diminue plus lentement dans les lobes secondaires. Comme décrit par le modèle de transport de bande de Kukhtarev [44], les premiers lobes des faisceaux de Bessel d'ordre 1 excitent presque le même nombre de porteurs de charges libres. Ainsi, les champs de charge d'espace induisent des changements d'indice de réfraction avec une capacité de piégeage d'énergie similaire. En conséquence, comme le montrent les figures [Fig. 4.7(a₂) et 4.7(a₃)], lorsqu'un faisceau sonde est injecté en '0', il se propage et se divise au milieu du cristal, donnant cinq sorties avec à peu près la même intensité en (0',1',2',5',7'). Par la suite, nous injectons deux faisceaux de Bessel d'ordres différents : un faisceau de Bessel d'ordre zéro ($n_1 = 0$, $x_0 = 11 \mu m$, $\omega_0 = 150 \mu m$, $F_0 = \sqrt{16}$) comme faisceau avant et un faisceau de Bessel d'un ordre ($n_2 = 1$, $x_0 = 11 \mu m$, $\omega_0 = 150 \mu m$, $B_0 = \sqrt{36}$)

pour le faisceau arrière. La figure 4.7(b₁) montre le schéma principal (à gauche) et la distribution d'intensité de l'interaction dans la condition non-linéaire où $\Gamma = 4$. La tache sombre centrale du faisceau arrière est alignée avec le lobe principal du faisceau avant, et le couplage croisé des deux faisceaux génère des canaux parallèles. Pour tester l'efficacité de guidage de ces canaux, nous injectons deux faisceaux sondes dans (4',7') et les propageons dans la direction $(-z)$. Les figures 4.7(b₂-b₃) montrent la distribution d'intensité et les profils transversaux. Les deux faisceaux se divisent en deux sorties (7,5) et (1,3) avec une intensité identique de 45% de l'intensité maximale. Ce coupleur guide plus de 90 % de l'énergie totale, ce qui est plus efficace que ceux à deux entrées et quatre sorties induites par un seul faisceau de Bessel du second ordre (70%,85%) [86]. Par ailleurs, il convient de noter que la distance entre chacune des sorties [$\approx 3, 2x_0$ entre les positions (1,5), $\approx 6, 5x_0$ entre les positions (7,5) et (1,3)] est plus grande que celle discuté dans [86] ($\approx 2x_0$). Une distance aussi grande offre des solutions plus simples pour l'adressage dans des applications.

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, un seul faisceau d'Airy ou Bessel photo-inscrit dans un cristal PR conduit à des structures de guidage d'ondes à sorties multiples. Les interactions supplémentaires induites par un faisceau CP permettent de réaliser des structures de guidage d'ondes complexes qui nécessiteraient autrement les interactions CP de plusieurs faisceaux gaussiens. Il convient de souligner que tous les cas précédents correspondent à des situations stationnaires dans la mesure où le guide d'onde reste fixe lorsque le temps augmente au-delà d'une durée transitoire de l'ordre du temps de relaxation du cristal (la milliseconde pour du SBN). La stabilité des guides d'ondes est déterminée par plusieurs paramètres tels que : la longueur du cristal, la force de la non-linéarité et les intensités du faisceau. Les structures stationnaires observées jusqu'à présent n'existent que pour une plage limitée de la force de couplage non-linéaire. En augmentant encore la force de couplage, une dynamique spatio-temporelle apparaît, résultant des

interactions des deux faisceaux non conventionnels CP et qui diffère de ce qui est connu des systèmes à faisceaux gaussiens CP. Analysons ce phénomène dans la partie suivante.

4.4 Étude spatio-temporelle

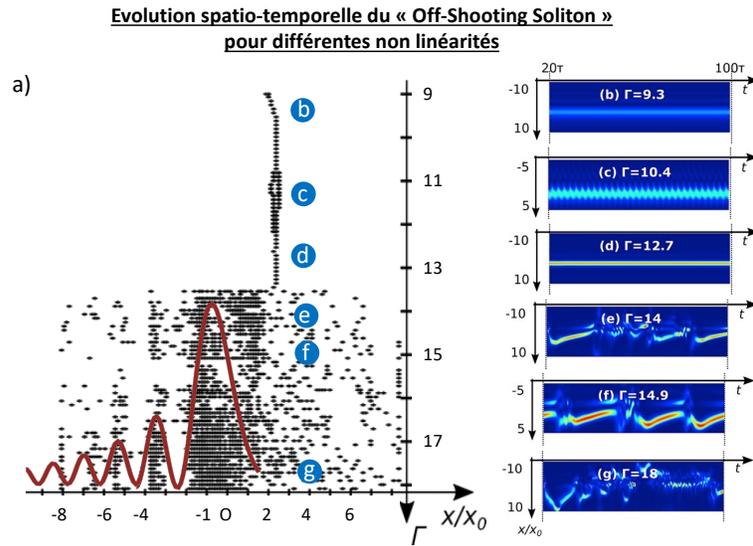


FIGURE 4.8 – Dynamique spatio-temporelle de deux faisceaux d’Airy CP dans un cristal PR de longueur $L = 5,5L_d$, avec les intensités normalisées $F_0 = B_0 = 1,5$. (a) Diagramme de bifurcation de la position de sortie transversale du OSS se propageant vers l’avant en $z = L$. (b–g) : Evolution temporelle de la position de sortie transversale du OSS : (b) régime permanent ($\Gamma = 9,3$), (c) oscillations sinusoïdales ($\Gamma = 10,4$), (d) deuxième état stable ($\Gamma = 12,7$), (e) premières instabilités ($\Gamma = 14$), (f) oscillations périodiques non sinusoïdales ($\Gamma = 14,9$) et (g) instabilités ($\Gamma = 18$).

D’un point de vue général, les instabilités, les oscillations et le chaos sont des processus fondamentaux en optique non-linéaire. Les interactions de plusieurs faisceaux dans des milieux non-linéaires, même sans rétroaction externe, peuvent donner lieu à des solitons spatiaux qui peuvent ensuite se déstabiliser et conduire à des dynamiques spatio-temporelles bien organisées ou bien encore bifurquer vers du chaos optique [93, 94, 95]. De

multiples paramètres, tels que l'intensité optique ou le désalignement des faisceaux en interaction [96, 97], permettent de contrôler la séquence de bifurcations depuis la dynamique stationnaire jusqu'au chaos déterministe [98]. Il est intéressant de noter que l'apparition d'instabilités spatio-temporelles observées pour diverses configurations de faisceaux dans différents milieux non-linéaires présente souvent le même schéma d'évolution : diffraction initiale, effondrement sous forme de soliton, puis dynamique spatio-temporelle vers des instabilités chaotiques, où les solitons en interaction tournent et se tordent les uns autour des autres de manière erratique [99, 75, 100].

Nous nous proposons alors en complément des études précédentes d'étudier numériquement la dynamique spatio-temporelle de deux faisceaux d'Airy CP incohérents interagissant dans un cristal PR dans des conditions de focalisation⁵. Lorsqu'un champ électrique externe positif est appliqué sur le cristal, plusieurs structures de guidage d'ondes sont photo-induites similaires à [76]. Si l'on augmente la non-linéarité (représentée par le paramètre Γ dans les simulations) du système, on démontre l'existence d'une courbe avec un seuil au-dessus duquel apparaissent des dynamiques non-stationnaires [101]. Le seuil conduisant à la dynamique spatio-temporelle peut être ajusté par les différents paramètres sus-cités. Pour des conditions de fonctionnement similaires, ce seuil est plus grand pour les faisceaux d'Airy en interaction que pour les faisceaux gaussiens en interaction, démontrant ainsi la plus grande plage de stabilité des guides d'ondes Airy photo-induits. En revanche, au-dessus du seuil, la position du OSS varie périodiquement dans le temps. La figure 4.8 (adaptée de [101]) illustre ce comportement. La période d'oscillation [Fig. 4.8c]) est du même ordre de grandeur que l'échelle de temps de relaxation du matériau et l'amplitude est déterminée par les propriétés des faisceaux d'Airy. Si l'on augmente encore la force de couplage et/ou de la longueur du cristal, cette dynamique périodique se transforme en une dynamique de type chaotique du OSS [Figs. 4.8(b-g)]. Comme illustré par la

5. Une étude similaire avec les faisceaux de Bessel a également été réalisée mais non présentée en totalité dans ce manuscrit [92].

courbe rouge sur la figure 4.8a), le mouvement erratique du soliton dans les zones où Γ est élevé (> 13) englobe des positions privilégiées qui correspondent aux positions d'entrée des multiples lobes du faisceau d'Airy CP. De telles instabilités spatialement localisées n'ont jamais été observées dans un système optique utilisant des faisceaux CP [75].

Ces dernières années ont vu s'accroître l'intérêt porté pour les applications du chaos pour le traitement du signal entièrement optique, y compris la génération optique de nombres aléatoires. Les propositions les plus concluantes jusqu'à présent ont utilisé la sortie chaotique temporelle des lasers à semi-conducteurs [102, 103]. Dans le présent schéma à base de cristaux photoréfractifs, nous avons accès à une sortie chaotique (le mouvement erratique du OSS) qui est par essence multiplexée spatialement à des positions discrètes qui correspondent aux emplacements des lobes du faisceau d'Airy (tracée Airy en rouge sur la figure 4.8). De plus, en ajustant les propriétés des faisceaux d'Airy CP, nous pouvons modifier la topologie du mouvement chaotique résultant [101]. Ces résultats abordent donc non seulement la question importante de la stabilité des guides d'ondes d'Airy, mais suggèrent également de nouvelles façons de créer des guides d'ondes dynamiques, des portes logiques optiques et du calcul basé sur le chaos optique.

4.5 Conclusion du chapitre

Les faisceaux gaussiens ont été les premiers faisceaux optiques les plus couramment utilisés pour les inscriptions de guides d'onde photo-induits. Ces dernières années, des faisceaux non-conventionnels, tels que les faisceaux d'Airy ou de Bessel, ont également été exploités pour photo-induire des structures guidantes plus complexes à des fins d'applications de routage entièrement optiques en raison de leurs profils multi-lobes. Ce chapitre a montré que la combinaison entre un cristal PR non-linéaire et un SLM par lequel nous pouvons injecter par l'avant ou l'arrière ou les 2, différents types de faisceaux non-conventionnels, conduit à une plateforme optique (expérimen-

tale et numérique) visant à créer des interconnexions optiques. Les nombreux paramètres de réglage tels que la taille, la forme, l'intensité, l'ordre des faisceaux injectés, la non linéarité, l'éclairage de fond en font une plateforme totalement reconfigurable permettant de générer des guides d'ondes riches, innovants et complexes. Nous avons montré la possibilité de photo-inscrire des structures jusqu'à 9 canaux dont les distributions en termes d'intensité et par conséquent en termes de modulation d'indice de réfraction sont différentes. Cette profondeur de modulation et intrinsèquement l'efficacité de guidage des canaux peuvent être finement ajustées en jouant sur l'intensité d'entrée des faisceaux photo-induits, donnant lieu à des structures de guidage d'onde symétriques ou asymétriques. Par conséquent, notre plateforme optique offre non seulement la possibilité de générer des coupleurs Y classiques mais également des configurations reconfigurables où jusqu'à neuf canaux de sortie sont potentiellement adressables. Nos résultats expérimentaux, basés sur plusieurs paramètres clés facilement réglables, enrichissent la recherche sur les techniques d'écriture optique évolutives pour la réalisation d'interconnexions complexes et élargissent les possibilités de commutation tout optique. De plus, ce schéma CP prend également en charge une instabilité dynamique dictée par une rétroaction intrinsèque, qui motive les composants optiques actifs pour le routage et les commutations entièrement optiques. A noter enfin que toutes nos écritures et guidages ont été effectués à la longueur d'onde de 532 nm. Des applications à 1300 ou 1500 nm pourraient également fonctionner en changeant de cristal photoréfractif ou le dopage.

Chapitre 5

Photonique neuro-inspirée : Fonction calculer

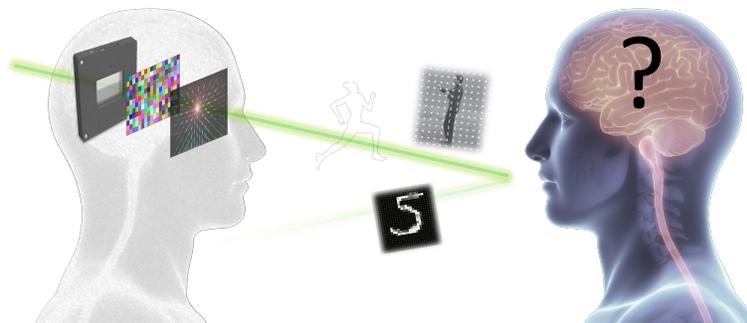


FIGURE 5.1 – Analogie entre une architecture à base d'un SLM pouvant servir de couche physique pour générer des réseaux de neurones artificiels et un cerveau humain. Les tâches à exécuter étant de la reconnaissance d'images ou de vidéos.

Parmi les différents concepts d'apprentissages en intelligence artificielle le « Réservoir Computing » représente un ensemble de techniques qui permette de simplifier l'utilisation des réseaux de neurones artificiels. Le modèle du « réservoir » est bien adapté pour des réalisations expérimentales de calculateurs neuro-inspirés électroniques ou photoniques et ces derniers ont connus plusieurs succès importants ces dernières années. Néanmoins, un des points faibles de la plupart de ces réalisations se situe au niveau du nombre de nœuds physiques du réseau que l'on peut implémenter sur une plateforme physique : ceci est particulièrement vrai en optique. Or, la capacité à résoudre des tâches complexes pour un calculateur neuro-inspiré dépend fortement du nombre de nœuds dans le réseau. En pratique, il faut quelques centaines de nœuds pour commencer à traiter des opérations complexes (reconnaissance d'images, de vidéos, de paroles...) avec un niveau de performance satisfaisant. Ainsi, dans le cadre du projet AFOSR (Air Force Office of Scientific Research) : « Scalable Photonic Machine for Neuromorphic Computation », que je co-dirige depuis 2015 avec le Pr D. Rontani, nous avons réalisé un calculateur neuro-inspiré basé sur un réseau de large dimension (implémentation de plusieurs milliers de nœuds) en utilisant un mélange de composants photoniques dédiés (laser, modulateur spatial de lumière SLM...) et de composants électroniques digitaux afin de réaliser les nœuds physiques du réservoir ainsi que la couche de sortie. Ces travaux en équipe, menés également avec le Dr P. Antonik et Dr R. Nguimdo que j'ai encadrés durant la durée du projet AFOSR, ont fait l'objet de plusieurs publications scientifiques notamment dans la revue Nature Machine Intelligence.

5.1 Concepts liés à l'informatique neuro-inspirée

5.1.1 Les réseaux de neurones artificiels

Les plus grandes architectures neuronales, telles que les cerveaux des mammifères, peuvent résoudre des problèmes très complexes. Cependant,

dans le domaine de l'informatique neuromorphique, il existe encore plusieurs ordres de grandeur entre les solutions techniques actuelles et leurs homologues biologiques. Néanmoins, avec les processus technologiques actuels, comme le VLSI en électronique¹, on peut désormais envisager le développement de puces électroniques neuromorphiques comportant des millions de neurones constitués de transistors [104]. La même révolution d'intégration est actuellement en cours en photonique avec le développement des circuits intégrés photoniques (PIC). Ce chapitre fournira quant à lui un exemple de solution évolutive pour créer une architecture de réseau photonique avec des topologies complexes présentant plus de 10 000 nœuds avec le potentiel d'en atteindre plusieurs millions en utilisant comme couche physique les pixels d'un SLM. Ce dernier, combiné à d'autres composants optiques, jouera le rôle de "cerveau artificiel".

Un réseau de neurones artificiels (ANN) est un modèle mathématique simplifié et inspiré de l'architecture neuronale biologique pour reproduire la résolution de problèmes/tâches basiques jusqu'à des processus cognitifs plus avancés (reconnaissance de paroles, images, vidéos, jeux d'échecs...). Son organisation générale comprend trois parties différentes appelées couches : (i) la couche d'entrée, (ii) la couche réseau et (iii) la couche de sortie. Ils sont composés d'un ensemble de systèmes non-linéaires appelés nœuds, qui sont définis mathématiquement comme une fonction non-linéaire d'entrées (x_1, \dots, x_N) pondérées par des coefficients (w_{i1}, \dots, w_{iN}) telles que la sortie y_i du i -ème nœud s'écrit :

$$y_i = \varphi\left(\sum_{k=1}^n w_{ik}x_k + w_{i0}\right) \quad (5.1)$$

avec w_{i0} un biais additif, $\varphi(\cdot)$ une fonction non-linéaire (sigmoïde, tangente hyperbolique ou unité linéaire rectifiée ReLu²). Les nœuds peuvent être

1. L'intégration à très grande échelle (Very Large Scale Integration) est une technologie de circuit intégré dont la densité d'intégration permet de supporter plus de 100 000 composants électroniques sur une même puce.

2. En mathématiques, la fonction Unité Linéaire Rectifiée est fréquemment utilisée

réalisés avec des systèmes dynamiques non linéaires comme nous le verrons plus tard. L'ensemble de tous les coefficients de pondération $\{w_{ij}\}$ forme une matrice d'adjacence représentative de l'interconnectivité du réseau. Sur la figure 5.2 nous distinguons deux catégories principales de réseaux de neurones en fonction de leurs considérations topologiques : (i) les réseaux de neurones feedforward (FNN) et (ii) les réseaux de neurones récurrents (RNN). Les FNN ont des informations qui se propagent de manière unidirectionnelle de l'entrée vers la sortie. Un excellent exemple d'un tel réseau est celui que l'on appelle le perceptron multi-couches³, largement utilisé dans le domaine du Machine Learning : un réseau entièrement interconnecté avec plusieurs couches cachées. D'autres types de FNN sont les réseaux de neurones convolutifs (CNN)⁴, qui ont déclenché la révolution du Deep Learning au cours des deux dernières décennies [105]. En revanche, dans la deuxième catégorie de réseaux (RNN), les boucles récurrentes/auto-rétroaction empêchent le flux unidirectionnel d'informations dans le réseau et conduisent à l'émergence de mémoire dans le système. En conséquence, les RNN sont particulièrement adaptés au traitement de signaux dépendant du temps, tels que des séquences vidéos [106] qui seront typiquement les cas d'études que nous avons testés sur notre réseau de neurones photonique.

comme fonction d'activation dans le contexte du réseau de neurones artificiels pour sa simplicité de calcul, en particulier de sa dérivée.

3. Le perceptron est la brique élémentaire de départ qui a permis l'invention des premiers réseaux de neurones. À l'origine, celui-ci avait été conçu dans les laboratoires du Cornell Aeronautical par Frank ROSENBLATT en 1957 afin de modéliser le fonctionnement d'un neurone humain.

4. C'est un type de réseau de neurones artificiels dans lequel le motif de connexion entre les neurones est inspiré par le cortex visuel des animaux. Un avantage majeur des réseaux convolutifs est l'utilisation d'un poids unique associé aux signaux entrants dans tous les neurones d'un même noyau de convolution. Cette disposition garantit que l'ensemble du champ visuel est couvert, évitant ainsi le problème de traitement d'image fragmentaire des réseaux de neurones traditionnels, qui doivent recevoir des images en morceaux et à résolution réduite. C'est le principal avantage du réseau de neurones convolutifs par rapport au perceptron multicouche, qui lui, considère chaque neurone indépendamment et affecte donc un poids différent à chaque signal entrant. Ce type de réseau est particulièrement efficace lorsqu'il s'agit de trouver des patterns dans des images afin de reconnaître des objets, des classes et des catégories.

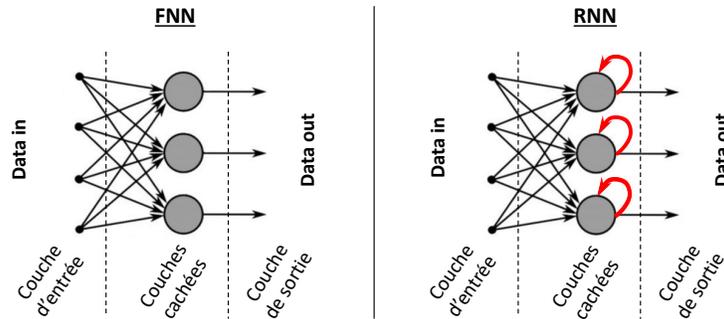


FIGURE 5.2 – Gauche : Illustration d’un réseau neuronal unidirectionnel (FNN) avec sa couche d’entrée, ses couches cachées et sa couche de sortie. Droite : Représentation d’un réseau neuronal récurrent (RNN) typique avec sa couche cachée comprenant des connexions récurrentes.

5.1.2 Méthodes d’apprentissage

L’entraînement d’un ANN pour résoudre une tâche s’effectue généralement en ajustant tous les poids de connexion (appelés plus tard hyperparamètres) sur chaque couche du réseau pour permettre de résoudre une tâche donnée. Il existe essentiellement deux stratégies pour enseigner à un ANN : l’apprentissage supervisé et non-supervisé. Dans l’approche d’apprentissage supervisé, nous présentons des paires connues (entrée, sortie souhaitée) à l’ANN. La sortie du système entraîné se rapprochera de la sortie cible avec l’erreur résiduelle la plus faible possible. D’un autre côté, avec l’apprentissage non supervisé, l’entraînement est réalisée avec des exemples non-balisés (c’est-à-dire sans information sur le résultat souhaité). D’autres types de stratégies d’apprentissage existent, comme l’apprentissage semi-supervisé ou l’apprentissage par renforcement. Cette dernière a permis la création de machines capables de surpasser les joueurs de niveau professionnel au jeu de Go [107], ou bien encore de trouver des configurations fonctionnelles optimales dans le repliement des protéines⁵ [108].

5. Le repliement des protéines est le processus physique par lequel un polypeptide se replie dans sa structure tridimensionnelle caractéristique dans laquelle il est fonctionnel.

L'approche par apprentissage supervisé, qui sera utilisée plus loin dans ce manuscrit, nécessite de minimiser une fonction de perte pour les hyperparamètres d'intérêts. Un algorithme dit de rétro-propagation effectue généralement la minimisation, soit après l'injection de toutes les entrées (apprentissage hors-ligne), soit de manière itérative après chaque lot d'échantillons de données (apprentissage en ligne)⁶ [109, 110]. Quelques obstacles sont à considérer lorsqu'on prend en compte l'entière du réseau. Par exemple, si la structure est profonde ou récurrente, l'algorithme d'entraînement perd en efficacité et augmente en complexité informatique. De plus, la quantité de données nécessaires pour effectuer l'apprentissage augmente de façon quadratique avec la taille de l'ANN, et enfin, la mise en œuvre matérielle avec une force de couplage ajustable entre les différents noeuds reste un défi technique. Ce n'est qu'au début des années 2000, avec une puissance de calcul suffisante grâce aux unités de traitement graphique (GPU) et aux ordinateurs hautes performances (HPC), que des algorithmes basés sur l'ANN sont devenus une approche appropriée pour résoudre des problèmes de grandes dimensions. Dans le même temps, une autre architecture, détaillé dans la section suivante, a proposé une approche différente sur la façon de former les ANN pour faciliter leur mise en œuvre physique : le réservoir computing.

5.2 Le Réservoir Computing

5.2.1 Contexte et propriétés du RC

Ces dernières années, le réservoir computing (RC) [111] a suscité un grand intérêt de la part de la communauté de l'apprentissage automatique. Le nom

Chaque protéine commence sous forme de polypeptide, transcodée depuis une séquence d'ARNm en une chaîne linéaire d'acides aminés.

6. En intelligence artificielle, plus précisément en apprentissage automatique, le principe de l'algorithme de rétro-propagation est de calculer l'erreur de la cible à la sortie du réseau et de propager cette erreur de la sortie vers l'entrée en modifiant les poids au fur-et-à-mesure. La plus ancienne solution pour optimiser les poids du réseau a été apportée par le neuropsychologue Donald Hebb. On utilise encore aujourd'hui "la règle dite de Hebb" pour optimiser les poids.

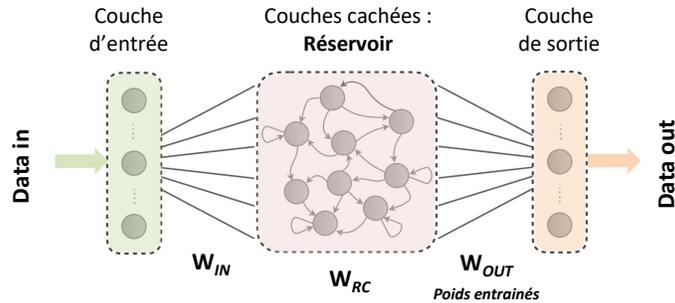


FIGURE 5.3 – Schéma classique d'un réservoir possédant (i) une couche d'entrée qui distribue (W_{IN} matrice fixe dite de connectivité) les données de manière unidirectionnelle et aléatoire sur la couche cachée, (ii) une couche cachée constituée d'un RNN connecté de manière aléatoire par des poids (matrice W_{RC} fixe non-entraînables), et (iii) une couche de sortie généralement linéaire pouvant être entraînée (matrice W_{OUT}).

de "réservoir" vient d'une analogie avec un fluide au repos soumis à une perturbation externe (par exemple une rafale de vent ou la chute d'un caillou). Le fluide convertit les perturbations extérieures et peu éloignées dans le passé en un modèle spatio-temporel transitoire complexe (une onde de surface), qu'une fonction de sortie/lecture entraînée peut exploiter ultérieurement⁷. Ces systèmes, comme l'illustre la figure 5.3, sont principalement composés de trois parties : une couche d'entrée pour distribuer le signal sur une couche récurrente dont la particularité est d'être non-entraînable (le dit "réservoir"), et une simple couche de sortie/lecture linéaire. Ils sont mathématiquement décrits par :

$$x_{n+1} = f(W_{RC}x_n + W_{IN}u_n), \quad (5.2)$$

où n désigne le temps discret, x_n est le vecteur d'état des unités (neurones) du réservoir, u_n est le vecteur d'entrée contenant les données, W_{IN} est la matrice de poids pour les connexions entrée-réservoir et W_{RC} est la matrice de poids pour les connexions récurrentes dans le réservoir. La fonction f

⁷. C'est le principe de fonctionnement des machines à états liquides proposées par Maass [112]

représente une fonction d'activation des unités du réservoir, qui est généralement une fonction non-linéaire. L'équation 5.2 représente dès lors un système dynamique non autonome forcé par l'entrée externe u_n . La sortie (résultat) est souvent donnée par une combinaison linéaire des états neuronaux comme suit :

$$y_n = W_{OUT}x_n \quad (5.3)$$

où y_n est le vecteur de sortie et W_{OUT} est la matrice de poids de la couche de lecture/sortie. Le réservoir possède généralement un grand nombre de neurones (de 50 à 2 000⁸) qui sont connectés de manière aléatoire avec des poids W_{RC} d'interconnexions fixes (donc non-entraînaibles à ce niveau).

Pour garantir le calcul, notre "réservoir" doit satisfaire à la propriété "d'écho"⁹ : celle-ci stipule que lorsqu'il est soumis à un ensemble d'entrées, le système oublie asymptotiquement ses états initiaux. En conséquence, la dynamique du réservoir sera uniquement pilotée par la séquence d'entrées quelles que soient ses conditions initiales. La propriété d'écho est donc considérée comme une condition de stabilité pour le réservoir et garantit un comportement non-chaotique qui autrement empêcherait la possibilité d'effectuer des calculs de manière fiable. En effet, des réseaux instables pourraient cartographier une séquence d'entrées légèrement perturbée sur des états radicalement différents, ce qui empêcherait le réservoir de généraliser ses résultats. Il existe une condition nécessaire empirique qui garantit la propriété d'écho basée sur l'analyse de la propriété spectrale de la matrice d'adjacence W_{RC} . Le rayon spectral de cette dernière (où sa plus grande valeur propre) doit être ajusté pour être inférieur à l'unité.

Une fois ces conditions réunies, l'apprentissage est généralement supervisé. Cependant, contrairement aux ANN classiques, il n'est pas nécessaire

8. Nous verrons que nous sommes allés au delà grâce à nos travaux.

9. ESP : Echo-State Property, le nom vient de l'analogie entre le fonctionnement de ces réseaux et le phénomène sonore d'écho : une stimulation envoyée dans le réservoir se réverbère dans celui-ci et finit par s'estomper comme le ferait un signal sonore dans une pièce vide.

que toutes les connexions au sein des couches soient formées, mais uniquement les connexions de la couche de sortie. Dans le cas d'une sortie linéaire, cela implique uniquement la détermination de W_{OUT} , ce qui représente une réduction significative du nombre d'hyper-paramètres entraînaibles. L'apprentissage peut dès lors se faire soit hors-ligne (en utilisant des méthodes de régression linéaire standards, telles que l'algorithme de régression Ridge utilisé ici [113]), soit en ligne, le but étant de minimiser l'erreur quadratique moyenne normalisée (NMSE) entre le signal de sortie $y(n)$ et le signal cible $d(n)$, donné par :

$$NMSE = \frac{\langle (y(n) - d(n))^2 \rangle}{\langle (d(n) - \langle d(n) \rangle)^2 \rangle} \quad (5.4)$$

Ces approches sont faciles à mettre en œuvre et exemptes des problèmes courants rencontrés dans les RNN traditionnels tels que les minimums locaux ou la lenteur de la convergence. Ainsi, tout système dynamique a le potentiel de servir de réservoir s'il peut présenter des réponses dynamiques à une excitation d'entrée. En conséquence, de nombreux systèmes physiques ont été proposés pour implémenter les concepts sus-cités. Voyons quelques exemples dans la partie suivante.

5.2.2 Implémentations physiques du RC

Exemples généraux

Le RC a été appliqué avec succès à de nombreuses études pratiques impliquant des données réelles. L'une des raisons de ce succès est que des chercheurs extérieurs à la communauté des réseaux neuronaux ont reconnu les avantages et la simplicité de la méthode du RC. La plupart de ces études concernent des applications d'apprentissage automatique (machine learning), telles que la classification de motifs, la prédiction de séries temporelles, le filtrage et le contrôle adaptatifs de systèmes. En particulier, le RC répond aux exigences de faible coût d'apprentissage et de traitement en temps réel

dans ces types d'applications. Ainsi, au cours de la dernière décennie, le nombre d'études sur le RC a augmenté rapidement. Divers réservoirs expérimentaux ont été proposés utilisant différents types de systèmes physiques, de substrats ou de dispositifs particuliers comme par exemple une implémentation de type mécanique des fluides [114], ou d'oscillateurs mécaniques [115]. Afin de bénéficier d'une bande passante plus large, de nombreuses implémentations analogiques ont également vu le jour en utilisant notamment des circuits électroniques programmables (FPGA¹⁰) [116], des oscillateurs opto-électroniques [117], des diodes laser avec feedback optique [118], des systèmes photoniques intégrés [119], des systèmes optiques en espace libre [120], des RC photoniques à retard temporel [121]¹¹. Des propositions récentes exploitent également de nouvelles technologies telles que la spintronique [122]. Il faut également noter que les performances des nombreuses implémentations expérimentales de RC citées sont comparables à celles d'autres algorithmes numériques sur une série de tâches de référence, telles que l'égalisation de canaux sans fil, la reconnaissance de phonèmes ou encore la prédiction de l'évolution future de séries temporelles financières et chaotiques. Un article détaillé du domaine avec une quantité d'exemples à la clé est donnée dans [123] et une autre référence plus focalisée sur la photonique est disponible ici [124].

Notre plateforme

L'évolutivité est l'un des problèmes critiques pour permettre à des plateformes matérielles de résoudre des tâches de haut niveau telles que la classification d'images et de vidéos très utile par exemple en "computer vision" (vision par ordinateur). Notre objectif fut donc de créer un réservoir expé-

10. FPGA = Field Programmable Gate Array. Un FPGA est un circuit intégré standard, fait de simples éléments logiques et de fonctions plus complexes. Il est reprogrammable par chaque utilisateur, pour chacune de ses applications.

11. Dans cette approche, le réseau est alors composé d'un seul nœud physique soumis à une boucle de rétroaction retardée où des nœuds virtuels sont spatialement distribués à l'intérieur de cette boucle.

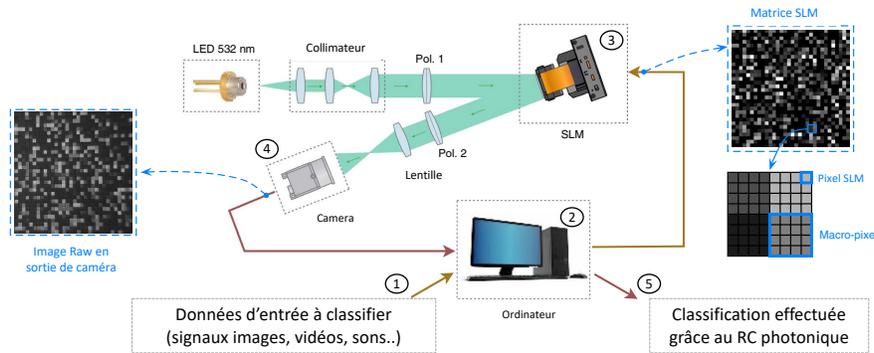


FIGURE 5.4 – Illustration du dispositif expérimental, composé d’un bras optique, connecté à un ordinateur. La sortie d’une LED verte (532 nm) est collimatée et expansée (collimateur + expanseur), puis polarisée (Pol. 1) et utilisée pour éclairer la surface du SLM. Ce dernier est filmé par une caméra (4) à grande vitesse au travers d’un deuxième polariseur (Pol. 2) et d’un système d’imagerie (lentille). La caméra et le SLM sont contrôlés par un ordinateur exécutant un script Matlab. Ce dernier génère les entrées à partir des signaux d’entrée (1->2), et calcule les valeurs des pixels à charger sur le SLM (3 : la matrice SLM). Des groupes de petits pixels individuels du SLM sont combinés en macro-pixels plus grands, plus faciles à séparer sur l’image brute de la caméra. L’ordinateur utilise les données de la caméra pour extraire les états du réservoir, calculer les sorties et générer les classes de sortie (5). Les chiffres sont là pour visualiser chronologiquement les étapes du traitement des données. Cette figure est adaptée de [125].

rimental photonique de type RNN facile à entraîner, comportant au moins 10 000 nœuds physiques (bien au-delà de l’état de l’art à cette époque en 2019), et évolutif jusqu’à des centaines de milliers de nœuds avec des composants classiques commerciaux. Notre inspiration est venue d’un dispositif photonique utilisé dans le groupe de R. Roy à l’Université du Maryland (USA) initialement utilisé pour étudier les états chimères expérimentaux [126]. Nous avons adapté et étendu cette configuration pour en faire un RC fonctionnel en exploitant l’intensité optique plutôt que les informations de phase. Le dispositif expérimental peut accueillir un réservoir de plus de 16 000 nœuds, tandis que la limite physique du concept atteint 262 000 neurones (à voir dans la section résultats). Notre schéma offre donc un potentiel de parallélisation notable grâce au traitement optique simultané des nœuds

du réservoir, tandis que la résolution physique du SLM définit la taille maximale du réseau. Cela permettra une évolutivité considérablement accrue, ce qui est essentiel pour résoudre avec succès les tâches difficiles de la vision par ordinateur. La figure 5.4 illustre le montage que nous avons réalisé. Il comprend une source de lumière incohérente (une LED à 532 nm) émettant un faisceau collimaté, qui traverse un extenseur de faisceau pour obtenir une section transversale circulaire de 1 cm^2 afin d'éclairer une surface importante du SLM. Le faisceau passe à travers un polariseur linéaire avec un angle de 45° par rapport à la direction verticale. Le faisceau est ensuite réfléchi par le SLM à cristaux liquides sur silicium (LCoS), qui imprimera un motif de phase à des intervalles de temps discrets avant de passer par un deuxième polariseur également orienté à 45° . Nous n'utiliserons que des pixels situés au centre de la matrice SLM en raison de contraintes provenant (i) d'une distribution inhomogène de l'intensité du faisceau optique et (ii) d'un léger désalignement entre le SLM et les axes optiques de la caméra. Pour atténuer les effets de ces imperfections expérimentales, nous regroupons les pixels voisins pour former des pixels de forme carrée plus grands, appelés ici macro-pixels (Fig. 5.4), et devenant nos nœuds physiques dans le réseau photonique. Le plus petit macro-pixel utilisable dans notre expérience est de 3×3 , ce qui permet d'avoir un total de $n = 16384$ macro-pixels disponibles au centre du SLM. Il s'agit actuellement de notre limite supérieure expérimentale pour la taille du réseau, mais en utilisant une caméra et un SLM de plus haute résolution, et éventuellement des tailles de macropixels plus petites avec des conditions d'alignement plus strictes, notre réseau pourrait facilement s'étendre à des centaines de milliers de nœuds. La présence des polariseurs combinés au principe de fonctionnement du SLM (modulation de phase) conduit ensuite à une conversion non-linéaire du motif de phase en un motif d'intensité, qui est enfin imagé avec une lentille sur le capteur CCD d'une caméra. Le motif d'intensité obtenu est mélangé de manière aléatoire à l'aide d'un masque (W_{IN}) calculé par ordinateur puis réinjecté comme

données d'entrée sur le SLM pour y mettre à jour le nouveau motif de phase.

5.3 Résultats de la plateforme

En considérant une source lumineuse incohérente, nous utiliserons une approche basée sur des ondes quasi monochromatiques. Sur la figure 5.4, tous les paquets d'ondes incidents sur le SLM ont la même propriété de polarisation après avoir traversé le premier polariseur (Pol. 1). À chaque instant discret t_n , le SLM imprime un motif de phase quantifié sur 8 bits identique à tous les paquets d'ondes, de sorte que le champ optique réfléchi au niveau du $i - me$ pixel se lise : $E_i(t_n) = E_0\sqrt{2} \sin(\phi_i(t_n)/2)[1, 1]^T$ avec E_0 le champ électrique résultant d'une moyenne statistique sur les paquets d'ondes incohérents. Nous avons supposé l'absence de fluctuations temporelles et l'homogénéité du champ optique incident sur chaque pixel du SLM pendant la durée d'un pas de temps discret. Ensuite, l'intensité optique de chaque champ local $E_i(t_n)$ est détectée et quantifiée sur 10 bits par les pixels de la caméra telle que : $I_i(t_n) = I_0 \sin^2(\phi_i(t_n)/2)$ avec $I_0 = |E_0|^2$ ¹². La matrice de poids W_{RC} (Fig. 5.3) du réservoir est ensuite implémentée numériquement, et les données d'entrée sont ajoutées de sorte que le modèle d'architecture corresponde à un RC avec une non-linéarité de type sinus carrée :

$$x_{n+1} = I_0 \sin^2(W_{RC}x_n + W_{IN}u_n), \quad (5.5)$$

$$y_n = W_{OUT}x_n, \quad (5.6)$$

avec $x_n = [I_1(t_n), \dots, I_{N_x}(t_n)]^T$ le vecteur d'état. L'équation 5.5 doit être comprise comme la fonction non-linéaire $I_0 \sin^2(\cdot)$ appliquée à chaque coordonnée de l'espace des phases à N_x dimensions. Les équations 5.5 et 5.6 sont similaires au modèle canonique d'un RC décrit dans les équations 5.2 et 5.3

12. Les considérations de codage en base 8 et base 10, provenant des différences entre SLM et caméra ne sont pas prises en compte ici pour simplifier les écritures. Voir références [125, 127] pour les détails complets.

avec la non-linéarité propre à notre architecture.

Notre configuration globale implémente donc un RC partiellement analogique que nous avons utilisé comme banc d'essai pour résoudre des tâches complexes. Il faut noter que notre plateforme est implémentée et testée à la fois expérimentalement et en simulation. Le modèle numérique a été conçu pour reproduire l'expérience aussi précisément que possible. Il est basé sur la même non-linéarité, entraîné et testé sur les mêmes données, et les hyperparamètres sont optimisés de la même manière. Nous nous sommes concentrés sur deux tâches de référence différentes, à savoir la classification d'images à base de chiffres manuscrits et la reconnaissance d'actions humaines dans des flux vidéos ¹³.

5.3.1 Classification d'images

La base de données MNIST contient 70 000 images de chiffres manuscrits de 0 à 9. Toutes les images ont été normalisées pour tenir dans un cadre de délimitation de 28×28 pixels, anticrénelées et converties en niveaux de gris. Nous utilisons 60 000 de ces données pour entraîner le système et 10 000 autres pour les tests. La couche de sortie est composée de 10 sorties binaires correspondantes aux 10 classes de chiffres différentes. Nous pourrions envoyer les images directement au réservoir mais pour optimiser les performances de classification nous avons choisi d'effectuer un pré-traitement. Le pré-traitement consiste ici à extraire des informations spatiales et de forme pertinentes à partir d'images individuelles. Un moyen efficace d'y parvenir est de calculer les histogrammes de gradients orientés (HOG) à partir des images originales [131, 130]. De telles fonctions sont largement utilisées en traitement d'images dans le but de faciliter la localisation et la détection d'objets. La création d'histogrammes commence par la division de l'image

13. La classification des images sera évaluée sur la base de données populaire MNIST [128] tandis que la reconnaissance des actions humaines dans les flux vidéos sera effectuée sur la base de données populaire KTH [129], les 2 bases de données étant accessibles en ligne publiquement.

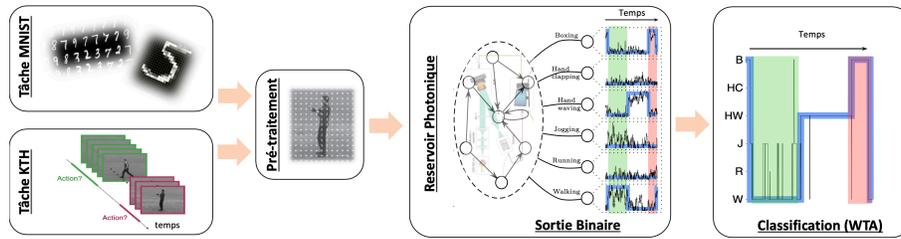


FIGURE 5.5 – Échantillons d’images ou de vidéos (flux d’images) provenant des bases de données MNIST ou KTH, pré-traités par l’algorithme HOG avant conversion et injection sous la forme d’une matrice de pixels sur le SLM puis suivant le protocole décrit sur la figure 5.4. La couche de sortie est linéaire. Un exemple d’entraînement à la classification est effectuée pour un flux d’images vidéos provenant de la tâche KTH consistant à identifier des mouvements humains dans des vidéos. Nous utilisons le codage binaire pour les six sorties de classe avec la valeur « 1 » pour une trame détectée comme similaire à la classe cible et « 0 » sinon. Les sorties cibles sont affichées en bleu. La sortie entraînée avec la plus grande amplitude est sélectionnée comme classe vainqueur (le gagnant remporte tout "WTA"). En guise de décision finale, la classe la plus fréquemment détectée parmi les images représentera la séquence entière. Deux exemples avec des séquences « Boxing » et « Walking » illustrent ce processus. La séquence de gestes de la main (encadrée en rouge) est catégorisée sans ambiguïté : toutes les sorties entraînées sont faibles sauf celle associée à l’action « Boxing ». La séquence « Walking » (cercle vert) n’est pas si simple : les deux sorties entraînées associées au « Jogging » et à la « Walking » répondent avec une amplitude comparable. Cela induit une oscillation périodique dans le processus de classification entre ces deux classes.

en petites cellules. Chaque cellule se voit attribuer un histogramme de neuf cases, correspondant aux angles 0, 20, 40, ...160, et contenant les sommes des amplitudes des gradients à l’intérieur de la cellule. L’objectif principal de cette opération est de fournir une description compacte mais au plus juste d’un morceau d’une image. Autrement dit, une cellule typique de 8×8 pixels en niveaux de gris est décrite avec neuf nombres au lieu de 64. Dans une telle approche, les données d’entrée du RC sont donc les caractéristiques HOG distribuées avec un masque aléatoire qui assure la connectivité (W_{IN}) sur les nœuds du réservoir. Les caractéristiques HOG d’une même image sont injectées simultanément dans le réservoir au pas de temps n et les caractéristiques suivantes sont injectées au pas de temps $n + 1$ ce qui signifie que l’intervalle de temps d’injection entre deux images consécutives est le pas de

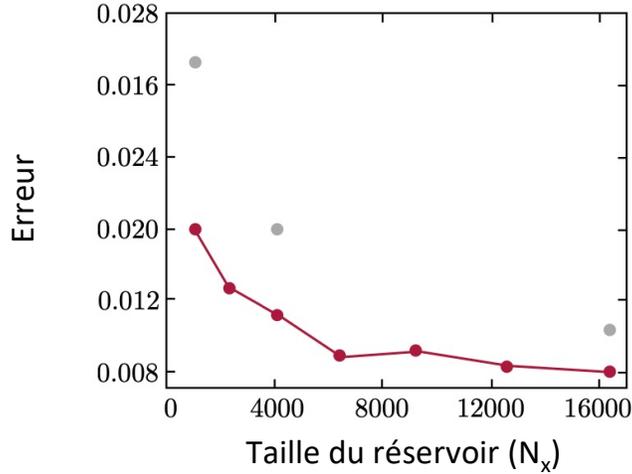


FIGURE 5.6 – A gauche, impact de la taille du réseau (N_x) sur les performances de classification (simulation et expérimentation) effectuées sur la base de données MNIST lorsque les données d'entrée sont constituées de caractéristiques HOG extraites des images brutes. Les points rouges (resp. gris) correspondent à la simulation (resp. expérience). A droite, comparaison des meilleures performances d'un RC photonique à grande échelle (ici $N_x = 16,384$) avec l'état de l'art sur le problème de classification avec la base de données MNIST. Cette image est adaptée de la référence [130].

temps discret. Le RC utilisera une couche de sortie linéaire où chaque image sera étiquetée par un vecteur colonne binaire 10×1 avec un élément non nul à la position de la ligne correspondant à sa classe affiliée. Autrement dit, l'entraînement par régression linéaire est appliqué aux différentes réponses des nœuds de sortie afin que le RC renvoie « 1 » pour le chiffre correspondant à la classe à laquelle l'image est associée, et « 0 » sinon. La stratégie du « gagnant remporte tout » ("Winner Takes All" sur la figure 5.5) est ici appliqué pour classer chaque image en fonction de la sortie binaire ayant la valeur la plus élevée.

La résolution de la tâche MNIST a conduit à des résultats clés à la fois numériquement et expérimentalement. Premièrement, nous identifions une tendance générale intuitive selon laquelle un système de classification basé

sur RC fonctionne mieux (erreur plus faible) avec l'augmentation de la taille du réseau (Fig. 5.6). Deuxièmement, nous remarquons au niveau des performances l'apparition d'un plateau à partir d'une taille de réseau spécifique en raison certainement du phénomène de sous-apprentissage (underfitting) dû à un nombre croissant d'hyper-paramètres à entraîner avec une base de données de taille fixe. Une autre observation dans notre référence [130] concerne également le choix de l'algorithme pour extraire les caractéristiques pertinentes des images. La technique HOG, parmi les différentes méthodes testées avec notre RC photonique, a conduit à un système de classification qui surpasse systématiquement l'architecture avec des entrées sous forme d'images brutes. En conséquence, la meilleure performance numérique rapportée est un taux d'erreur de 0,8% en simulation et de 1,03% expérimentalement, ce qui est comparable au réseau profond historique LeNet-4 initialement proposé par LeCun et ses collègues [128]. On est cependant encore loin du meilleur niveau de performance de 0,23% atteint avec les réseaux de neurones convolutifs. Ce résultat constitue néanmoins le premier sur des performances utilisant une architecture basée sur la physique pour la résolution de ce type de tâche. Plus de détails sur ces résultats sont disponibles dans la référence [130].

5.3.2 Classification de vidéos

L'analyse automatique de vidéos est l'autre tâche d'intérêt que nous avons testée, notamment en raison de ses multiples applications en "Computer Vision", telles que les véhicules autonomes ou l'analyse de mouvement à partir du flux de caméras de sécurité. Dans nos recherches, nous avons concentré notre attention sur la classification d'actions humaines (marche, jogging, course, boxe, agiter la main et applaudissement) dans des vidéos. La base de données KTH contient des enregistrements vidéo de ces six mouvements différents effectués par 25 sujets. Chaque mouvement est répété quatre fois. Le sous-ensemble "s1" de la base KTH [129] contient au total 599 séquences vidéos, que nous portons à 600 en dupliquant artificiellement une

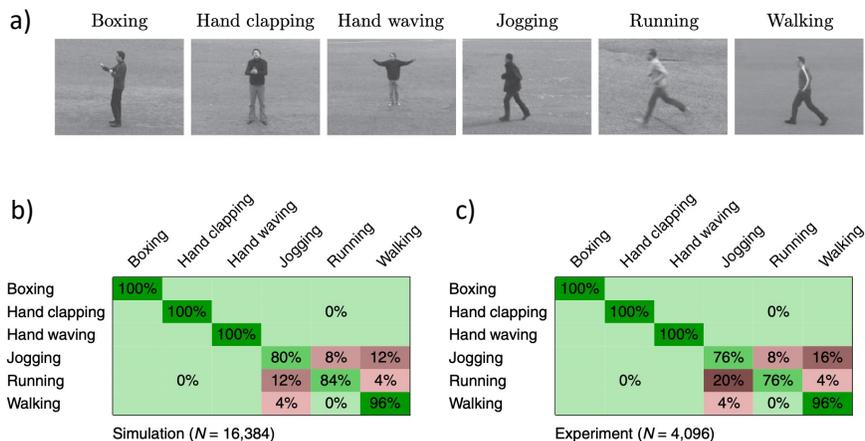


FIGURE 5.7 – a) Exemple d'échantillons d'images extraites des vidéos de la base KTH illustrant les différentes actions à identifier. b-c) Meilleures matrices de confusion obtenues en simulation b) avec un réservoir de 16384 noeuds et en expérience c) avec un réservoir de 4096 noeuds. Figures adaptées de [125].

séquence de boxe manquante. Sur un total de 600 séquences vidéos, un sous-ensemble de 450 est utilisé pour l'entraînement, tandis que les 150 séquences restantes sont utilisées pour les tests. Tant pour l'entraînement que pour les tests, toutes les vidéos sont divisées en images individuelles. Ensuite, de manière similaire à ce que nous avons réalisé sur la tâche MNIST, l'algorithme HOG est appliqué à chaque image pour en extraire les caractéristiques qui seront utilisées comme entrées pour le RC. A chaque pas de temps discret, nous injectons les caractéristiques HOG d'une image. L'ordre d'injection des vidéos n'a pas d'importance, mais les images de chaque vidéo doivent être injectées sous forme de séquence. Dans ce travail, les images seront injectées de manière à ce que l'intervalle de temps entre deux images consécutives corresponde au pas de temps discret du modèle.

La figure 5.5 illustre les six classificateurs binaires, introduits pour distinguer les mouvements : six nœuds de sortie ont été entraînés pour donner un « 1 » pour chaque image du mouvement identifiée correctement et un « 0 » pour les autres images. L'approche du gagnant remporte tout, illustrée

à la figure 5.5 est utilisée pour classer chaque image individuelle. La sortie du classificateur est évaluée tout au long de la séquence vidéo (de la première image à la dernière) et le résultat final correspond à la classe ayant la majorité des images dans la séquence qui lui est attribuée. Au cours de l'entraînement, l'erreur quadratique moyenne normalisée (NMSE) (équation 5.4) a été utilisée pour minimiser l'erreur entre la sortie du réservoir et la classe cible. Pour cette étude, la classification finale n'exige pas que le résultat de la bonne classe soit aussi proche que possible de « 1 », et les autres proches de « 0 ». Parce que nous utilisons l'approche du vainqueur, il suffit pour que la bonne classe « gagne » d'être légèrement supérieure aux autres. En d'autres termes, un NMSE inférieur ne signifie pas nécessairement moins d'erreurs de classification. Nous avons donc utilisé une métrique d'erreur différente basée sur une matrice dite de confusion [129]. Ici, la matrice de confusion est un tableau 6×6 (dicté par le nombre de classes) calculé pour l'ensemble du flux vidéo, chaque cellule $p(i, j)$ donnant le pourcentage d'actions "i" classé en "j" (voir figure 5.7). En d'autres termes, la diagonale de la matrice de confusion contient la classification correcte produite par le système, tandis que les éléments non-nuls hors de la diagonale correspondent à des erreurs. Nous utilisons la matrice de confusion pour calculer une nouvelle métrique pour les performances de l'ordinateur du réservoir, appelée score, donnée par la somme des éléments diagonaux. Un classement parfait correspond à un score de 600, signifiant que les six actions ont été reconnues avec une précision de 100%.

Dans notre analyse, tout comme la tâche MNIST précédente, nous avons étudié les performances d'un réservoir de dimension croissante dans la limite de $N_x = 16,384$. Nous observons dans la simulation une augmentation des performances avec une saturation vers un plateau rapide au-delà de $N_x = 4096$ et un résultat optimal obtenu dans l'expérience pour cette dernière dimension intermédiaire. Nous obtenons un score globale de 92%

avec une vitesse de traitement de 2 à 7 fps¹⁴. L'observation des matrices de confusion illustrées sur les figures 5.7(b)-(c) pour la simulation et les expériences montre que les actions les plus difficiles à reconnaître sont les mouvements des jambes (c'est-à-dire marcher, faire du jogging, courir). La raison est que différentes personnes agissent avec de petites variations dans les mouvements, introduisant des croisements entre les classes. Dans l'ensemble, le niveau de performance obtenu avec notre architecture physique est comparable à celui de diverses autres approches logicielles¹⁵, tout en garantissant un bon compromis entre les performances et le niveau de complexité de la technique d'apprentissage automatique utilisée. Nous avons, tout comme la tâche MNIST, également été le premier groupe de recherche à utiliser l'architecture physique pour analyser automatiquement des séquences vidéos. Plus de détails sur ce travail se trouvent dans la référence [125].

5.3.3 Conclusion

Ce travail montre que des tâches difficiles en "computer vision" telles que la reconnaissance d'images ou de vidéos peuvent être résolues efficacement avec un système hybride de type électronique/photonique, qui bénéficie du parallélisme intrinsèque de la photonique et offre ainsi un système neuronal hautement évolutif et potentiellement économe en énergie. Nous avons notamment étudié l'évolutivité de notre approche avec des tailles de réseaux allant de 1 024 à 16 384 nœuds et avons rapporté une précision de classification pouvant atteindre 92 % sur la tâche KTH ce qui est comparable aux taux de pointe de 91 à 95% obtenus avec bien plus de nœuds et des architectures complexes mises en œuvre sur des processeurs numériques [132]; et un taux d'erreur de 1% sur la tâche MNIST qui est comparable au réseau profond historique LeNet-4 initialement proposé par LeCun et ses collègues

14. La vitesse est ici imposée/limitée par Matlab, c'est-à-dire par le temps nécessaire pour calculer la prochaine matrice SLM à partir des données de la caméra.

15. Un score de 91 à 95 % obtenus avec bien plus de nœuds et des architectures complexes mises en œuvre sur des processeurs numériques

[128].

Néanmoins, nous avons vu que la vitesse globale de notre système est assez lente car elle est définie par le temps nécessaire pour calculer la prochaine matrice SLM à partir de l'image brute de la caméra. Cette opération a été volontairement réalisée sous Matlab pour une plus grande flexibilité du schéma expérimental. Le système est capable de traiter 2 images par seconde avec un grand réservoir ($n = 16384$) et jusqu'à 7 images par seconde avec un petit réservoir ($n = 1024$).

Si l'idée du RC simplifie grandement l'entraînement d'un réseau neuronal récurrent, l'optimisation des hyper-paramètres du réseau reste un problème de grande envergure. Afin de maximiser les performances, il faut concevoir soigneusement la topologie du réseau, le placer dans le bon régime dynamique (généralement en fonction de la tâche) et s'assurer que la mise à l'échelle des signaux d'entrée est bien choisie. Ces considérations donnent une liste de plusieurs hyper-paramètres qui doivent être ajustés simultanément pour chaque tâche de référence. Cette exploration peut devenir rapidement gourmande en temps de calculs. Nous avons rencontré ces difficultés avec notre RC de grande taille mais avons pu trouver des solutions en utilisant l'optimisation bayésienne¹⁶, non présentée dans ce mémoire.

16. Plus de détails sur la mise en œuvre de BO et son utilisation pratique sont disponibles dans la référence [133].

Chapitre 6

Conclusions et Perspectives

Mes travaux de recherche, menés conjointement avec mes collègues chercheurs, mes partenaires extérieurs, mes doctorants et post-doctorants ont conduit à la naissance de 3 plateformes photoniques. Elles s'articulent toutes les trois autour d'un SLM, permettant le contrôle de la lumière afin de réaliser différentes fonctions utiles dans le monde du numérique, à savoir : stocker, calculer, router. Je vais synthétiser à nouveau les résultats obtenus dans les sections ci-dessous et y apporter quelques idées nouvelles qui seront développées au sein du laboratoire à court ou moyen terme. Je présenterai également en guise d'ouverture, le travail sur les faisceaux vectoriels initié il y a 3 ans maintenant avec mon mentor, le Pr Germano Montemezzani et notre doctorant tout juste diplômé, Dr Waqar Iqbal. Ces faisceaux pourraient être utilisés dans les différentes plateformes sus-citées et contribuer à de nouveaux résultats prometteurs.

Plateforme "stockage"

Basé sur le phénomène de morphogénèse en optique, nous avons démontré numériquement et expérimentalement que la formation de motifs dans un système optique non-linéaire à simple rétroaction subit une transformation

complète lorsque le faisceau d'entrée, différents d'un mode gaussien classique, adopte des caractéristiques non-conventionnelles telles qu'un vortex ou un faisceau Airy. Dans les deux cas, la dynamique des motifs, qui était initialement stable avec des faisceaux gaussiens, présente désormais une advection en cas de faisceau d'Airy ou une rotation en cas de vortex. Ce travail novateur met en lumière la possibilité de manipuler la lumière avec la lumière elle-même en jouant notamment sur les propriétés intrinsèques des différents faisceaux. Pour régir ces dynamiques, notre plate-forme optique offre divers degrés de liberté spatio-temporels, notamment la charge topologique du vortex, l'accélération transverse du faisceau Airy, la puissance des faisceaux injectés, ainsi que l'éclairage de fond sur notre cristal. Tous ces paramètres non-invasifs peuvent également être associés à des actions qualifiées de "mécaniques" (inclinaison du miroir de rétroaction, changement de la longueur du cristal, déplacement longitudinal du miroir) pour étudier des dynamiques plus complexes.

L'introduction d'une structuration transverse du faisceau laser (caractérisée par des maxima et des minima) ouvre la voie à des mémoires basées sur des bits optiques (0 et 1), en particulier pour le stockage de l'information par voie optique. Il convient également de noter que ces motifs servent de précurseurs aux structures localisées, qui sont des candidats idéaux pour la création d'unités logiques optiques adressables. Ainsi, l'ensemble de ces travaux contribue de manière générale à la découverte et à l'amélioration de différentes méthodes, qu'elles soient optiques ou non, permettant la manipulation spatio-temporelle de ces entités, qu'il s'agisse de motifs ou de structures localisées.

A court ou moyen terme, l'idée serait de continuer à développer cette plateforme en y testant d'autres types de faisceaux non-conventionnels. Je pense notamment introduire des faisceaux Bessel d'ordres supérieurs dans la plateforme. La combinaison d'une distribution spatiale particulière sous forme d'anneaux concentriques avec une dynamique induite par le moment

orbital angulaire du Bessel pourrait offrir de nouveaux moyens pour déplacer/contrôler la structuration transverse de la lumière. D'autres faisceaux accélérants comme les Airy-Bessel, les faisceaux de Mathieu ou Weber pourraient également être testés. Enfin, la génération et la propagation de faisceaux hybrides tels que des Airy-Bessel ou Airy-vortex ou même Airy-Bessel-vortex étudiés ces dernières années pour leurs caractéristiques spatio temporelles (potentielle bille de lumière) pourraient faire sens dans notre plateforme dynamique de génération et contrôle de motifs.

Plateforme "routage"

Les faisceaux gaussiens ont été traditionnellement les plus utilisés pour créer des guides d'onde photo-induits. Cependant, ce manuscrit a mis en évidence qu'en combinant un cristal photoréfractif non-linéaire avec un modulateur spatial de lumière permettant d'injecter différents types de faisceaux non-conventionnels par l'avant, l'arrière ou les deux, une plateforme optique expérimentale et numérique peut être créée dans le but de réaliser des interconnexions optiques. Cette plateforme est re-configurable, avec de nombreux paramètres ajustables tels que la taille, la forme, l'intensité et l'ordre des faisceaux injectés, ainsi que la non-linéarité et l'éclairage de fond sur le matériaux non-linéaire.

Nous avons démontré que cette plateforme peut être utilisée pour créer des structures guidantes, chacune ayant une distribution d'intensité et, par conséquent, une modulation d'indice de réfraction distincte. La profondeur de modulation et l'efficacité de guidage des canaux peuvent être réglées en modifiant l'intensité des faisceaux incidents, ce qui permet de créer des structures de guidage d'onde symétriques ou asymétriques. En conséquence, cette plateforme optique offre la possibilité de créer non seulement des dispositifs optiques conventionnels tels que les coupleurs Y , mais aussi des schémas reconfigurables jusqu'à neuf canaux en sortie. Les résultats expérimentaux, basés sur des paramètres clés facilement ajustables, apportent une contribu-

tion significative à la recherche sur les techniques d'écriture optique évolutive pour la création de connexions optiques complexes. En outre, le schéma dit "contra-propageant" à 2 faisceaux, supporte également des régimes dynamiques, ce qui stimule l'utilisation de composants optiques actifs pour le routage et élargissent les perspectives en matière de commutation optique.

A court terme, l'idée serait de rendre cette plateforme "hybride" en faisant interagir en mode contra-propageant des faisceaux de différentes natures. C'est déjà ce que nous avons tenté en faisant interagir des faisceaux Bessel d'ordre 0 et d'ordre 1. Nous pourrions aller plus loin en proposant des configurations : Bessel \leftrightarrow Airy, Vortex \leftrightarrow gaussien... Ces interactions pourraient menées à des structures guidantes encore plus complexes et reconfigurables avec peut-être encore plus d'entrées/sorties.

A plus long terme, nous pourrions nous intéresser à l'incorporation de ces configurations guidantes dans un cristal photoréfractif photonique particulier présentant par exemple une structure réseau de type Su-Schrieffer-Heeger (SSH). Nous touchons dès lors le domaine de la topologie ou bien encore les isolants topologiques optiques réalisés généralement grâce à des réseaux d'indices de réfraction aux caractéristiques particulières. L'effet Hall quantique a permis de comprendre les propriétés électroniques des matériaux à l'échelle quantique et a conduit au développement de nouveaux domaines de recherche, tels que les matériaux topologiques notamment les isolants topologiques. Depuis leur découverte, de nombreuses recherches ont été menées pour étendre ces études aux photons pour leurs applications potentielles dans les domaines de l'optique quantique, la photonique et l'information quantique. Des publications récentes dans le domaine de la topologie en optique ouvrent la voie vers de nouvelles façons de contrôler la propagation de la lumière en combinant non-linéarité et réseaux SSH avec notamment, dans notre cas, l'idée d'y propager des faisceaux non-conventionnels.

Plateforme "calcul neuro-inspiré"

Le domaine de la vision par ordinateur a considérablement bénéficié de l'avènement des méthodes d'apprentissage profond pour la résolution de tâches complexes telles que la classification d'images (par exemple, reconnaissance de caractères manuscrits, de visages/émotions) ou l'analyse automatique de vidéos. Des performances de pointe ont été obtenues avec des architectures logicielles de plus en plus alambiquées nécessitant l'optimisation de plusieurs millions à plusieurs milliards de paramètres (par exemple > 100 milliards pour GPT3¹). La phase d'entraînement pour résoudre les tâches de vision par ordinateur est également devenue très gourmande en énergie, coûteuse et chronophage. Dans ce contexte, le développement de systèmes matériels tels que des ordinateurs à réservoir photonique avec un nombre réduit de paramètres entraînaibles semble être un sujet de recherche prometteur et nous sommes l'une des rares équipes de recherche à utiliser une architecture physique à base d'optique pour analyser automatiquement des images et des séquences vidéos.

Nous avons rapporté des résultats proche de l'état de l'art avec notre plateforme mais cette dernière pourrait être améliorée. Par exemple, La limitation de vitesse du système pourrait être atténuée en remplaçant l'ordinateur par une carte dédiée au traitement du signal numérique (DSP), ou une puce FPGA (Field-Programmable Gate Array), capable d'effectuer les calculs des produits matriciels en temps réel. De plus, une unité de calcul dédiée pourrait également se charger de l'étape d'extraction des caractéristiques, permettant ainsi le traitement en temps réel des images d'entrée. Enfin, comme notre modèle SLM prend en charge des taux de rafraîchissement jusqu'à 300 Hz, le matériel serait capable de traiter un flux vidéo en temps réel. De plus et en raison de sa fréquence de fonctionnement élevée, on pourrait aussi théoriquement multiplexer dans le temps jusqu'à 12 flux vidéos à 25 fps.

1. Le célèbre Chat-GPT pour "Chat"-Generative Pre-trained Transformer".

Avec des collaborateurs de l’Institut FEMTO-ST, nous étudions actuellement de nouvelles stratégies pour augmenter les performances et la bande passante des grands RC basés sur un modulateur spatial de lumière (SLM). Pour l’évolutivité, nous prévoyons de modifier la configuration (i) en utilisant un SLM à plus haute résolution > 2 mégapixels, (ii) un élément optique diffractif pour implémenter optiquement la matrice d’interconnectivité du réservoir et un FPGA pour remplacer l’ordinateur utilisé actuellement. L’objectif est de réaliser un réservoir d’au moins 1 million de neurones et d’atteindre une bande passante cumulée de plusieurs Gbit/s pour traiter des signaux vidéos éventuellement en haute définition et en temps réel.

Faisceaux vectoriels

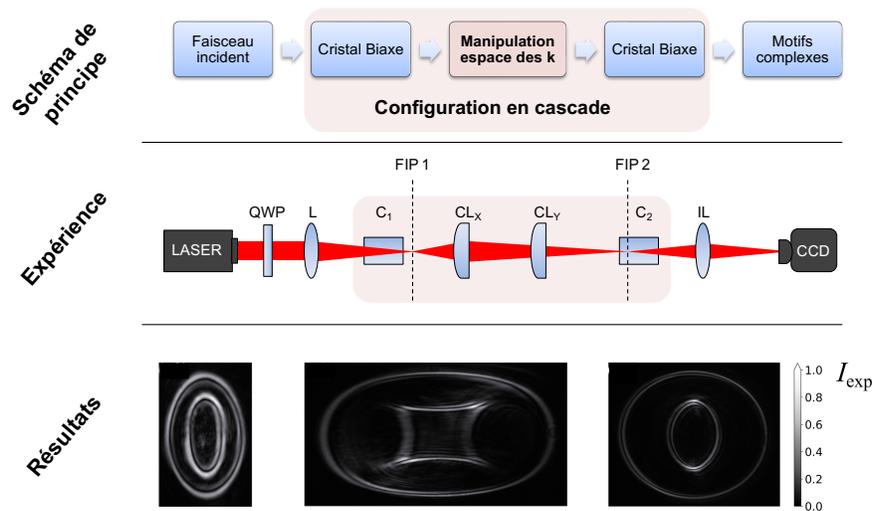


FIGURE 6.1 – Manipulation de vecteurs d’onde dans une cascade de cristaux biaxes afin de générer des faisceaux CD non-circulaires. Première ligne, schéma de principe pour une cascade à deux cristaux. Seconde ligne, schéma expérimental avec QWP : lame quart d’onde, L : lentille sphérique, C_1/C_2 : cristaux biaxes, CL_X/CL_Y : lentilles cylindriques croisées, FIP1/FIP2 : plans d’image focaux, IL : lentille d’imagerie. La dernière ligne montre des exemples de CD non-circulaire obtenus par l’expérience pour divers paramètres de grandissement dans le setup expérimental.

Comme nous l'avons vu dans la section 2.3.4, un type particulier de faisceaux vectoriels peut se former naturellement grâce au phénomène de diffraction conique, qui se produit lorsque l'on fait passer un faisceau focalisé le long de l'un des axes optiques d'un cristal biaxe. Avec une onde d'entrée polarisée, la diffraction conique crée des anneaux circulaires doubles, où deux points diamétralement opposés ont des polarisations linéaires orthogonales. Notre étude se concentre sur les moyens de contrôler ces faisceaux issus de la diffraction conique, de manière linéaire ou non-linéaire, en ajustant leur forme, leur intensité, leur polarisation et/ou leur moment cinétique orbital (OAM). Les résultats de ces travaux sont visibles dans les références [134, 135].

En ce qui concerne la forme, nous avons réussi à obtenir des faisceaux vectoriels de formes complexes, où la symétrie circulaire habituelle est rompue, en utilisant des cascades de cristaux biaxes (Fig. 6.1, Schéma de principe). Ces cascades impliquent au moins deux cristaux avec des axes optiques alignés, ainsi que deux lentilles cylindriques placées entre les cristaux pour manipuler spatialement les vecteurs d'onde (Fig. 6.1, Expérience). Contrairement aux cascades classiques qui génèrent plusieurs anneaux concentriques avec une intensité uniforme et une polarisation variable de manière homogène, les cascades que nous avons développées créent des motifs composés de structures individuelles non-circulaires avec des courbures convexes ou concaves, et des variations d'intensité, de phase et de polarisation non-homogènes (Figs. 6.1 "Résultats"). Lorsqu'une cascade de trois cristaux biaxes ou plus est utilisée, les motifs résultants peuvent présenter des croisements ou des interférences entre les structures individuelles. Contrairement aux cascades classiques où la polarisation reste linéaire sur les anneaux, nos cascades peuvent localement produire des polarisations elliptiques ou circulaires au niveau des zones où les structures se croisent ou fusionnent (Figs. 6.2). En examinant la phase azimutale de ces faisceaux issus de la diffraction conique non-circulaire, nous avons identifié la présence de vortex de charge

unique et de lignes de discontinuité de phase, indiquant la présence d'OAM fractionnaires pouvant être ajustés en modifiant les paramètres des cascades. En plus de nos observations expérimentales, nous avons développé une théorie paraxiale pour ces cascades, en prenant en compte les effets des lentilles dans l'espace des vecteurs d'onde. Nos résultats théoriques correspondent bien à nos observations (Figs. 6.2). Enfin, nous avons établi des règles empiriques basées sur des paramètres spécifiques de la structure pour prédire la forme et la distribution de polarisation.

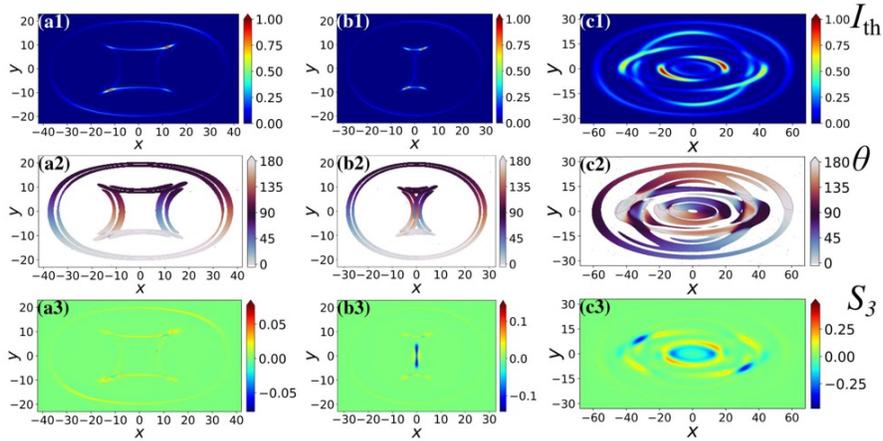


FIGURE 6.2 – Distribution d'intensité (simulations première rangée), distribution de polarisation (deuxième rangée) et la composante S3 du vecteur de Stokes (troisième rangée) sont présentées à titre d'exemple pour trois modèles de diffraction conique non circulaires obtenus via une cascade conjuguée de deux (les deux premières colonnes, c'est-à-dire (a1)-(b3)) et trois cristaux biaxiaux (dernière colonne, c'est-à-dire (c1)-(c3))

Un autre aspect intéressant de nos recherches réside dans la réalisation d'enregistrements holographiques et de mélanges à deux ondes en utilisant deux faisceaux issus de la diffraction conique à l'intérieur d'un cristal photoréfractif non-linéaire. Habituellement, les hologrammes conventionnels enregistrent l'intensité d'un motif d'interférence et sont créés en utilisant un objet et une onde de référence partageant une polarisation lumineuse commune, ce qui maximise le contraste des franges. Cependant, il existe des

exceptions à cette règle, notamment dans le domaine de l'holographie de polarisation, qui permet de stocker l'état de polarisation d'une onde à l'aide d'un support sensible à la polarisation. De manière novatrice, nous avons combiné l'effet optique de la diffraction conique linéaire avec l'enregistrement non-linéaire d'hologrammes dynamiques dans un cristal biaxe photo-réfractif. Tous ces processus, linéaires et non-linéaires, se déroulent dans le même milieu. Même si l'enregistrement de l'hologramme dépend de la distribution d'intensité, tout comme dans l'holographie conventionnelle, nous avons observé que les faisceaux issus de la diffraction conique peuvent être efficacement enregistrés avec n'importe quelle combinaison de polarisations entre les ondes objet et référence, y compris des polarisations orthogonales. De même, lors d'expériences de mélange à deux ondes, nous avons constaté que différentes régions du faisceau issu de la diffraction conique peuvent être amplifiées en modifiant la polarisation du faisceau de pompe.

La richesse et la complexité de ces faisceaux vectoriels générés ainsi que la possibilité d'adapter leurs propriétés en jouant sur quelques paramètres simples permettent de créer une nouvelle plateforme pour les études fondamentales et appliquées sur la lumière dite structurée. Nous avons l'intention de développer davantage cette plateforme en proposant d'autres types de cascades. Nous avons imaginé exploiter le fait que les doubles anneaux concentriques dans une cascade conventionnelle de N cristaux résultent d'une superposition des valeurs de ρ des cristaux biaxiaux individuels dans cette cascade. Mathématiquement on peut l'exprimer comme :

$$\rho_{tot} = |\rho_1 \pm \rho_2 \pm \rho_3 \dots \pm \rho_{N-1} \pm \rho_N|, \quad (6.1)$$

ce qui conduit en général à 2^{N-1} valeurs différentes pour ρ_{tot} . Cependant, cette équation fait allusion à des situations particulièrement intéressantes, qui peuvent se produire en choisissant les valeurs de ρ_i pour les différents BC d'une manière spécifique. Dans certains cas, il est possible que deux ou plusieurs valeurs de ρ_{tot} soient identiques. Dans ce cas, les anneaux circu-

lares correspondants ont les mêmes rayons et sont superposés de manière cohérente. Deux de ces types particuliers de cascades sont la cascade dite de "Fibonacci" et la cascade "entièrement dégénérée". Dans une cascade de Fibonacci, les valeurs de ρ_i suivent une série de Fibonacci, tandis que dans une cascade dégénérée, tous les BC individuels de la cascade ont le même $\rho_i = \rho_0$. Ces résultats sont en cours d'investigations mais laissent d'ores et déjà penser que nous pourrions générer des faisceaux avec des états de polarisations pouvant satisfaire une sphère de Poincaré.

Pour finir, nous avons vu que la modulation de phase est une des données essentielles pour manipuler les patterns dans notre plateforme optique du chapitre 3. Nous pourrions dès lors imaginer dans un futur proche coupler la plateforme générant des faisceaux vectoriels avec la plateforme "patterns" afin de découvrir potentiellement de nouvelles dynamiques plus complexes et intéressantes pour le contrôle de la lumière par la lumière.

Je conclus ce mémoire par une citation d'Albert Einstein² tout en espérant que vous n'aurez pas ce ressenti en ayant lu mon manuscrit :

*"La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne.
La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait
pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : Rien ne
fonctionne... et personne ne sait pourquoi!"*

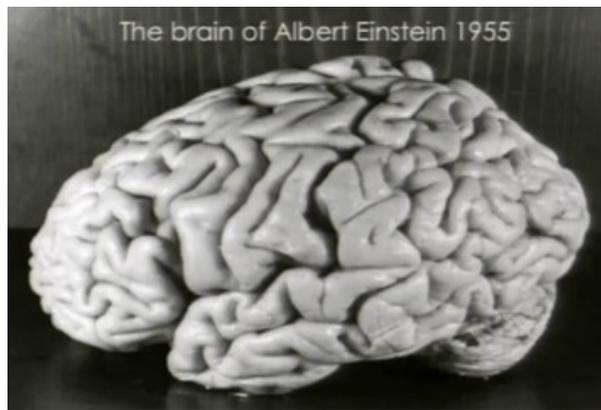


FIGURE 6.3 – Photo du cerveau d'Einstein prise par Thomas Harvey, en charge de l'autopsie du physicien.

2. Et non Frankenstein (comprendre "Franck Einstein") qui fut ma surprise lorsqu'à un atelier Fête de la Science, en parlant d'Einstein, un collégien s'est écrié avec certitude : "je le connais, son prénom c'est Franck"...

Bibliographie

- [1] Halina Rubinsztein-Dunlop, Andrew Forbes, Michael V Berry, Mark R Dennis, David L Andrews, Masud Mansuripur, Cornelia Denz, Christina Alpmann, Peter Banzer, Thomas Bauer, et al. Roadmap on structured light. *Journal of Optics*, 19(1) :013001, 2016. [36](#)
- [2] Grigory Lazarev, Po-Ju Chen, Johannes Strauss, Nicolas Fontaine, and Andrew Forbes. Beyond the display : phase-only liquid crystal on silicon devices and their applications in photonics. *Opt. Express*, 27(11) :16206–16249, 2019. [37](#)
- [3] Carmelo Rosales-Guzmán and Andrew Forbes. How to shape light with spatial light modulators. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE)*, 2017. [38](#)
- [4] John Henry Poynting. The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as to the angular momentum in a beam of circularly polarised light. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 82(557) :560–567, 1909. [41](#)
- [5] Richard A Beth. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light. *Physical Review*, 50(2) :115, 1936. [41](#)

- [6] Les Allen, Marco W Beijersbergen, RJC Spreeuw, and JP Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes. *Physical review A*, 45(11) :8185, 1992. [42](#)
- [7] Marco W Beijersbergen, Les Allen, HELO Van der Veen, and JP Woerdman. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum. *Optics Communications*, 96(1-3) :123–132, 1993. [42](#)
- [8] A Ya Bekshaev and AI Karamoch. Spatial characteristics of vortex light beams produced by diffraction gratings with embedded phase singularity. *Optics Communications*, 281(6) :1366–1374, 2008. [42](#)
- [9] NR Heckenberg, R McDuff, CP Smith, and AG White. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms. *Optics letters*, 17(3) :221–223, 1992. [42](#)
- [10] Michael V Berry and Nandor L Balazs. Nonspreading wave packets. *American Journal of Physics*, 47(3) :264–267, 1979. [43](#)
- [11] Georgios A Siviloglou and Demetrios N Christodoulides. Accelerating finite energy airy beams. *Optics letters*, 32(8) :979–981, 2007. [43](#)
- [12] John Broky, Georgios A Siviloglou, Aristide Dogariu, and Demetrios N Christodoulides. Self-healing properties of optical airy beams. *Opt. Express*, 16(17) :12880–12891, 2008. [45](#)
- [13] J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :1499–1501, Apr 1987. [45](#)
- [14] Melanie McLaren, Thandeka Mhlanga, Miles J Padgett, Filippus S Roux, and Andrew Forbes. Self-healing of quantum entanglement after an obstruction. *Nature communications*, 5(1) :3248, 2014. [45](#)
- [15] Alex Turpin, Yury V Loiko, Todor K Kalkandjiev, and Jordi Mompart. Conical refraction : fundamentals and applications. *Laser Photonics Rev.*, 10(5) :750–771, 2016. [48](#)

- [16] M V Berry. Conical diffraction asymptotics : fine structure of Pogendorff rings and axial spike. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 6(4) :289–300, 2004. [48](#)
- [17] M. V. Berry, M. R. Jeffrey, and J. G. Lunney. Conical diffraction : observations and theory. *Proc. R. Soc. A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 462(2070) :1629–1642, 2006. [48](#)
- [18] D. P. O’Dwyer, K. E. Ballantine, C. F. Phelan, J. G. Lunney, and J. F. Donegan. Optical trapping using cascade conical refraction of light. *Opt. Express*, 20(19) :21119–21125, 2012. [48](#)
- [19] A. Turpin, J. Polo, Yu. V. Loiko, J. Küber, F. Schmaltz, T. K. Kalkandjiev, V. Ahufinger, G. Birkl, and J. Mompart. Blue-detuned optical ring trap for Bose-Einstein condensates based on conical refraction. *Opt. Express*, 23 :1638–1650, 2015. [48](#)
- [20] V Peet. Biaxial crystal as a versatile mode converter. *J. Opt.*, 12(9) :095706, 2010. [48](#)
- [21] Sali Mohammadou, Ballo Mohamadou, and Germano Montemezzani. Complex beam shaping by cascaded conical diffraction with intercalated polarization transforming elements. *Opt. Express*, 25(21) :25392–25406, 2017. [48](#)
- [22] Alex Turpin, Yurii Loiko, Todor K Kalkandjiev, and Jordi Mompart. Free-space optical polarization demultiplexing and multiplexing by means of conical refraction. *Opt. Lett.*, 37(20) :4197–4199, 2012. [48](#), [49](#)
- [23] Xibo Sun, Yuanchao Geng, Qihua Zhu, Wanqing Huang, Ying Zhang, Wenyi Wang, and Lanqin Liu. Unitary transformation for poincaré beams on different parts of poincaré sphere. *Scientific Reports*, 10(1) :1–10, 2020. [48](#)
- [24] Tatiana Novikova, Antonello De Martino, Pavel Bulkin, Quang Nguyen, Bernard Drévilion, Vladimir Popov, and Alexander Chuma-

- kov. Metrology of replicated diffractive optics with mueller polarimetry in conical diffraction. *Optics Express*, 15(5) :2033–2046, 2007. [48](#)
- [25] Alba Peinado, Angel Lizana, Alejandro Turpín, Claudio Iemmi, Todor K. Kalkandjiev, Jordi Mompart, and Juan Campos. Optimization, tolerance analysis and implementation of a Stokes polarimeter based on the conical refraction phenomenon. *Opt. Express*, 23 :5636–5652, 2015. [48](#)
- [26] Julien Caron, Clément Fallet, Jean-Yves Tinevez, Lionel Moisan, L Philippe Braitbart, Gabriel Y Sirat, and Spencer L Shorte. Conical diffraction illumination opens the way for low phototoxicity super-resolution imaging. *Cell Adhes. Migr.*, 8(5) :430–439, 2014. [48](#)
- [27] D. P. O’Dwyer, C. F. Phelan, Y. P. Rakovich, P. R. Eastham, J. G. Lunney, and J. F. Donegan. Generation of continuously tunable fractional optical orbital angular momentum using internal conical diffraction. *Opt. Express*, 18 :16480–16485, 2010. [48](#)
- [28] A. Brenier. Evolution of vortices created by conical diffraction in biaxial crystals versus orbital angular momentum. *Opt. Mater.*, 110 :110504, 2020. [48](#)
- [29] Alex Turpin, Laura Rego, Antonio Picón, Julio San Román, and Carlos Hernández-García. Extreme ultraviolet fractional orbital angular momentum beams from high harmonic generation. *Scientific Reports*, 7(1) :1–10, 2017. [48](#)
- [30] J. Baumgartl, T. Čižmár, M. Mazilu, V. C. Chan, A. E. Carruthers, B. A. Capron, W. McNeely, E. M. Wright, and K. Dholakia. Optical path clearing and enhanced transmission through colloidal suspensions. *Opt. Express*, 18(16) :17130–17140, Aug 2010. [49](#), [50](#)
- [31] Tom Vettenburg, Heather IC Dalgarno, Jonathan Nylk, Clara Coll-Lladó, David EK Ferrier, Tomáš Čižmár, Frank J Gunn-Moore, and Kishan Dholakia. Light-sheet microscopy using an airy beam. *Nature methods*, 11(5) :541–544, 2014. [49](#), [51](#)

- [32] Arthur Ashkin, James M Dziedzic, John E Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics letters*, 11(5) :288–290, 1986. [49](#)
- [33] NB Simpson, L Allen, and MJ Padgett. Optical tweezers and optical spanners with laguerre–gaussian modes. *Journal of modern optics*, 43(12) :2485–2491, 1996. [50](#)
- [34] Lynn Paterson, Michael P MacDonald, Jochen Arlt, Wilson Sibbett, Peter E Bryant, and Kishan Dholakia. Controlled rotation of optically trapped microscopic particles. *Science*, 292(5518) :912–914, 2001. [50](#)
- [35] Michael P MacDonald, Lynn Paterson, K Volke-Sepulveda, Jochen Arlt, W Sibbett, and K Dholakia. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures. *Science*, 296(5570) :1101–1103, 2002. [50](#)
- [36] Jinzhan Zhong, Sheng Liu, Xuyue Guo, Peng Li, Bingyan Wei, Lei Han, Shuxia Qi, and Jianlin Zhao. Observation of optical vortex knots and links associated with topological charge. *Opt. Express*, 29(23) :38849–38857, 2021. [50](#)
- [37] Fabrizio Tamburini, Gabriele Anzolin, G Umbriaco, Antonio Bianchini, and Cesare Barbieri. Overcoming the rayleigh criterion limit with optical vortices. *Physical review letters*, 97(16) :163903, 2006. [50](#)
- [38] Mhlambululi Mafu, Angela Dudley, Sandeep Goyal, Daniel Giovannini, Melanie McLaren, Miles J Padgett, Thomas Konrad, Francesco Petruccione, Norbert Lütkenhaus, and Andrew Forbes. Higher-dimensional orbital-angular-momentum-based quantum key distribution with mutually unbiased bases. *Physical Review A*, 88(3) :032305, 2013. [50](#)
- [39] Amaury Mathis, Francois Courvoisier, Luc Froehly, Luca Furfaro, Maxime Jacquot, P. Lacourt, and John Dudley. Micromachining along a curve : Femtosecond laser micromachining of curved profiles in diamond and silicon using accelerating beams. *Applied Physics Letters*, 101, 08 2012. [51](#)

- [40] A Ashkin, GD Boyd, J iM Dziedzic, RG Smith, AA Ballman, JJ Levinstein, and K Nassau. Optically-induced refractive index inhomogeneities in linbo3 and litao3. *Applied Physics Letters*, 9(1) :72–74, 1966. [51](#)
- [41] FS Chen, JT LaMacchia, and DB Fraser. Holographic storage in lithium niobate. *Applied Physics Letters*, 13(7) :223–225, 1968. [51](#)
- [42] G Montemezzani, C Medrano, M Zgonik, and P Günter. The photorefractive effect in inorganic and organic materials. *Nonlinear Optical Effects and Materials*, pages 301–373, 2000. [52](#)
- [43] Nicolas Marsal. *Contrôle de l'auto-organisation de la lumière dans un système photoréfractif à rétro-action optique*. Theses, Université de Metz, October 2010. [52](#)
- [44] NV Kukhtarev, VB Markov, SG Odulov, MS Soskin, and VL Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystals. i. steady state. *ferroelectrics*, 22(1) :949–960, 1978. [54](#), [98](#)
- [45] AA Izvanov, AE Mandel, ND Khat'kov, and SM Shandarov. Influence of the piezoelectric effect on hologram writing and reconstruction in photorefractive crystals. *Opto-electronics Review*, 1986(2) :80–84, 1986. [55](#)
- [46] Serguei Stepanov, Stanislav Mikhailovich Shandarov, and Nikolai Danilovich Khatkov. Photoelastic contribution to the photorefractive effect in cubic crystals. *Soviet Physics, Solid State*, 29(10) :1754–1756, 1987. [55](#)
- [47] P Günter and Marko Zgonik. Clamped–unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena. *Optics letters*, 16(23) :1826–1828, 1991. [55](#)
- [48] A. Barthelemy, C. Froehly, S. Maneuf, and F. Reynaud. Experimental observation of beams self-deflection appearing with two-dimensional spatial soliton propagation in bulk Kerr material. *Opt. Lett.*, 17 :844, 1992. [55](#)

- [49] Nicolas Marsal, Vianney Caulet, Delphine Wolfersberger, and Marc Sciamanna. Spatial rogue waves in a photorefractive pattern-forming system. *Optics letters*, 39(12) :3690–3693, 2014. [60](#), [68](#)
- [50] Alan Mathison Turing. The chemical basis of morphogenesis. *Bulletin of mathematical biology*, 52(1-2) :153–197, 1990. [61](#)
- [51] Mustapha Tlidi, Paul Mandel, and René Lefever. Localized structures and localized patterns in optical bistability. *Physical review letters*, 73(5) :640, 1994. [62](#)
- [52] B Thüring, R Neubecker, and T Tschudi. Transverse pattern formation in liquid crystal light valve feedback system. *Optics communications*, 102(1-2) :111–115, 1993. [62](#)
- [53] S. Residori, P. L. Ramazza, Eric Pampaloni, and Fortunato Tito Arecchi. Pattern formation and competition in nonlinear optics. *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 05 :367–386, 1996. [62](#)
- [54] G Giusfredi, JF Valley, R Pon, G Khitrova, and HM Gibbs. Optical instabilities in sodium vapor. *JOSA B*, 5(5) :1181–1192, 1988. [62](#)
- [55] Tokuyuki Honda. Hexagonal pattern formation due to counterpropagation in knbo 3. *Optics letters*, 18(8) :598–600, 1993. [62](#)
- [56] M Schwab, C Denz, and Mark Saffman. Transverse modulational instability in counterpropagating two-wave mixing with frequency-detuned pump beams. *JOSA B*, 18(5) :628–638, 2001. [62](#)
- [57] B Schäpers, T Ackemann, and W Lange. Robust control of switching of localized structures and its dynamics in a single-mirror feedback scheme. *JOSA B*, 19(4) :707–715, 2002. [62](#)
- [58] AV Mamaev and M Saffman. Selection of unstable patterns and control of optical turbulence by fourier plane filtering. *Physical review letters*, 80(16) :3499, 1998. [62](#)

- [59] S Juul Jensen, M Schwab, and C Denz. Manipulation, stabilization, and control of pattern formation using fourier space filtering. *Physical review letters*, 81(8) :1614, 1998. [62](#)
- [60] WJ Firth and AJ Scroggie. Optical bullet holes : robust controllable localized states of a nonlinear cavity. *Physical review letters*, 76(10) :1623, 1996. [62](#)
- [61] Roberta Zambrini and Francesco Papoff. Signal amplification and control in optical cavities with off-axis feedback. *Physical review letters*, 99(6) :063907, 2007. [62](#)
- [62] Eric Louvergneaux, Christophe Szwaj, Gonzague Agez, Pierre Glorieux, and Majid Taki. Experimental evidence of absolute and convective instabilities in optics. *Physical review letters*, 92(4) :043901, 2004. [62](#)
- [63] G Grynberg, E Le Bihan, P Verkerk, P Simoneau, JR Rios Leite, D Bloch, S Le Boiteux, and M Ducloy. Observation of instabilities due to mirrorless four-wave mixing oscillation in sodium. *Optics communications*, 67(5) :363–366, 1988. [63](#)
- [64] John Pender and Lambertus Hesselink. Degenerate conical emissions in atomic-sodium vapor. *JOSA B*, 7(7) :1361–1373, 1990. [63](#)
- [65] O Sandfuchs, F Kaiser, and MR Belić. Self-organization and fourier selection of optical patterns in a nonlinear photorefractive feedback system. *Physical Review A*, 64(6) :063809, 2001. [65](#)
- [66] G. Montemezzani and M. Zgonik. Light diffraction at mixed phase and absorption gratings in anisotropic media for arbitrary geometries. *Phys. Rev. E*, 55 :1035, 1997. [66](#)
- [67] Cornelia Denz, Michael Schwab, and Carsten Weinau. *Transverse-pattern formation in photorefractive optics*, volume 188. Springer Science & Business Media, 2003. [67](#)

- [68] N. Marsal, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, G. Montemezzani, and D. Neshev. Experimental control of pattern formation by photonic lattices. *Opt. Lett.*, 33 :2509, 2008. [68](#)
- [69] N. Marsal, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, G. Montemezzani, and D. Neshev. All-optical control of nonlinear pattern modes by periodic photonic structures. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45 :1380, 2009. [68](#)
- [70] A.A. Sukhorukov, N. Marsal, A. Minovich, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, G. Montemezzani, and D. Neshev. Lattice controlled modulation instability in feedback systems. *Opt. Lett.*, *accepted*, 2010. [68](#)
- [71] Nicolas Marsal, Delphine Wolfersberger, Marc Sciamanna, and Germano Montemezzani. Noise-and dynamics-sustained patterns in a nonlinear photorefractive system. *Physical Review A*, 81(3) :031804, 2010. [68](#), [70](#), [71](#), [75](#)
- [72] N. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odoulov, M.S. Soskin, and V.L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystals. *Ferroelectrics*, 22 :949, 1979. [71](#), [72](#)
- [73] Lamyae Drouzi, Jordan Maufay, Marc Sciamanna, Delphine Wolfersberger, and Nicolas Marsal. All-optical control of pattern dynamics generated by airy beams. *Optics Letters*, 45(1) :9–12, 2020. [75](#)
- [74] Vianney Caultet, Nicolas Marsal, Delphine Wolfersberger, and Marc Sciamanna. Nonlocal effect on vortex-induced pattern dynamics. *Optics Letters*, 38(11) :1823–1825, 2013. [77](#)
- [75] M. Belić, Ph Jander, K Motzek, A Desyatnikov, D Jović, A Strinić, M Petrović, C Denz, and F Kaiser. Counterpropagating self-trapped beams in photorefractive crystals. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 6(5) :S190, 2004. [81](#), [82](#), [101](#), [102](#)
- [76] Noémi Wiersma, Nicolas Marsal, Marc Sciamanna, and Delphine Wolfersberger. All-optical interconnects using airy beams. *Optics letters*, 39(20) :5997–6000, 2014. [83](#), [88](#), [92](#), [96](#), [101](#)

- [77] Ido Kaminer, Mordechai Segev, and Demetrios N Christodoulides. Self-accelerating self-trapped optical beams. *Physical review letters*, 106(21) :213903, 2011. [84](#)
- [78] Yiqi Zhang, Milivoj Belić, Zhenkun Wu, Huaibin Zheng, Keqing Lu, Yuanyuan Li, and Yanpeng Zhang. Soliton pair generation in the interactions of airy and nonlinear accelerating beams. *Optics letters*, 38(22) :4585–4588, 2013. [84](#)
- [79] Yi Hu, Zhe Sun, Domenico Bongiovanni, Daohong Song, Cibo Lou, Jingjun Xu, Zhigang Chen, and Roberto Morandotti. Reshaping the trajectory and spectrum of nonlinear airy beams. *Optics Letters*, 37(15) :3201–3203, 2012. [85](#), [86](#)
- [80] Thomas Bouchet, Nicolas Marsal, Marc Sciamanna, and Delphine Wolfersberger. Two dimensional airy beam soliton. *Scientific Reports*, 12(1) :9064, 2022. [85](#)
- [81] Thomas Bouchet, Nicolas Marsal, Marc Sciamanna, and Delphine Wolfersberger. Solitonic characteristics of airy beam nonlinear propagation. *Physical Review A*, 97(5) :051801, 2018. [85](#)
- [82] M Petrović, M Belić, Cornelia Denz, and Yuri S Kivshar. Counter-propagating optical beams and solitons. *Laser & Photonics Reviews*, 5(2) :214–233, 2011. [86](#), [89](#)
- [83] Thomas Bouchet, Nicolas Marsal, Marc Sciamanna, and Delphine Wolfersberger. Light-induced interconnects using nonlinear airy beam interactions. *Journal of Physics : Photonics*, 1(2) :025001, 2019. [89](#), [96](#)
- [84] Noémi Wiersma, Nicolas Marsal, Marc Sciamanna, and Delphine Wolfersberger. Airy beam self-focusing in a photorefractive medium. *Scientific reports*, 6(1) :35078, 2016. [90](#)
- [85] Nicolas Marsal, Noémi Wiersma, Marc Sciamanna, and Delphine Wolfersberger. Counterpropagating interactions of self-focusing airy beams. *Scientific Reports*, 9(1) :5004, 2019. [90](#), [96](#)

- [86] Yue Chai, Nacera Bouldja, Nicolas Marsal, and Delphine Wolfersberger. Multiple input/output waveguides light-induced by a single bessel beam for all-optical interconnects. *Opt. Express*, 29(24) :40231–40239, 2021. [90](#), [94](#), [96](#), [99](#)
- [87] David S Simon. Bessel beams, self-healing, and diffraction-free propagation. *A Guided Tour of Light Beams : From lasers to optical knots*, pages 1–15, 2016. [91](#), [97](#)
- [88] Jochen Arlt and KJOC Dholakia. Generation of high-order bessel beams by use of an axicon. *Optics Communications*, 177(1-6) :297–301, 2000. [91](#)
- [89] V Garcés-Chávez, David McGloin, H Melville, Wilson Sibbett, and Kishan Dholakia. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam. *Nature*, 419(6903) :145–147, 2002. [91](#)
- [90] Florian O Fahrbach, Vasily Gurchenkov, Kevin Alessandri, Pierre Nassoy, and Alexander Rohrbach. Light-sheet microscopy in thick media using scanned bessel beams and two-photon fluorescence excitation. *Opt. Express*, 21(11) :13824–13839, 2013. [91](#)
- [91] Yue Chai, Nicolas Marsal, and Delphine Wolfersberger. Three-dimensional all-optical switching using a single diffracting bessel beam. *Physical Review Applied*, 17(6) :064063, 2022. [94](#)
- [92] Yue Chai, Nicolas Marsal, and Delphine Wolfersberger. Fully controllable multichannel waveguides induced by counterpropagating bessel beams. *Scientific Reports*, 12(1) :17566, 2022. [95](#), [98](#), [101](#)
- [93] Yaron Silberberg and I Bar Joseph. Instabilities, self-oscillation, and chaos in a simple nonlinear optical interaction. *Physical Review Letters*, 48(22) :1541, 1982. [100](#)
- [94] WJ Firth and C Paré. Transverse modulational instabilities for counterpropagating beams in kerr media. *Optics letters*, 13(12) :1096–1098, 1988. [100](#)

- [95] Daniel J Gauthier, Michelle S Malcuit, Alexander L Gaeta, and Robert W Boyd. Polarization bistability of counterpropagating laser beams. *Physical review letters*, 64(15) :1721, 1990. [100](#)
- [96] Alexander L Gaeta, Robert W Boyd, Jay R Ackerhalt, and Peter W Milonni. Instabilities and chaos in the polarizations of counterpropagating light fields. *Physical review letters*, 58(23) :2432, 1987. [101](#)
- [97] JF Heninot, JF Blach, and M Warengem. Experimental study of the nonlocality of spatial optical solitons excited in nematic liquid crystal. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 9(1) :20, 2006. [101](#)
- [98] Railing Chang and Pierre Meystre. Instabilities of counterpropagating beams in a nonlinear medium. *Physical Review A*, 44(5) :3188, 1991. [101](#)
- [99] Cornelia Denz, W Krolikowski, J Petter, C Weilmann, T Tschudi, MR Belić, F Kaiser, and A Stepken. Dynamics of formation and interaction of photorefractive screening solitons. *Physical Review E*, 60(5) :6222, 1999. [101](#)
- [100] Zhigang Chen, Mordechai Segev, and Demetrios N Christodoulides. Optical spatial solitons : historical overview and recent advances. *Reports on Progress in Physics*, 75(8) :086401, 2012. [101](#)
- [101] Noémi Wiersma, Nicolas Marsal, Marc Sciamanna, and Delphine Wolfersberger. Spatiotemporal dynamics of counterpropagating airy beams. *Scientific Reports*, 5(1) :13463, 2015. [101](#), [102](#)
- [102] Marc Sciamanna and K Alan Shore. Physics and applications of laser diode chaos. *Nature photonics*, 9(3) :151–162, 2015. [102](#)
- [103] Kyungduk Kim, Stefan Bittner, Yongquan Zeng, Stefano Guazzotti, Ortwin Hess, Qi Jie Wang, and Hui Cao. Massively parallel ultrafast random bit generation with a chip-scale laser. *Science*, 371(6532) :948–952, 2021. [102](#)
- [104] Paul A Merolla, John V Arthur, Rodrigo Alvarez-Icaza, Andrew S Cassidy, Jun Sawada, Filipp Akopyan, Bryan L Jackson, Nabil Imam,

- Chen Guo, Yutaka Nakamura, et al. A million spiking-neuron integrated circuit with a scalable communication network and interface. *Science*, 345(6197) :668–673, 2014. [107](#)
- [105] Ian Goodfellow, Yoshua Bengio, and Aaron Courville. *Deep learning*. MIT press, 2016. [108](#)
- [106] Danilo Mandic and Jonathon Chambers. *Recurrent neural networks for prediction : learning algorithms, architectures and stability*. Wiley, 2001. [108](#)
- [107] David Silver, Aja Huang, Chris J Maddison, Arthur Guez, Laurent Sifre, George Van Den Driessche, Julian Schrittwieser, Ioannis Antonoglou, Veda Panneershelvam, Marc Lanctot, et al. Mastering the game of go with deep neural networks and tree search. *nature*, 529(7587) :484–489, 2016. [109](#)
- [108] John Jumper, Richard Evans, Alexander Pritzel, Tim Green, Michael Figurnov, Olaf Ronneberger, Kathryn Tunyasuvunakool, Russ Bates, Augustin Žídek, Anna Potapenko, et al. Highly accurate protein structure prediction with alphafold. *Nature*, 596(7873) :583–589, 2021. [109](#)
- [109] Paul J Werbos. Generalization of backpropagation with application to a recurrent gas market model. *Neural networks*, 1(4) :339–356, 1988. [110](#)
- [110] Ethem Alpaydin. *Introduction to machine learning*. MIT press, 2020. [110](#)
- [111] Mantas Lukoševičius and Herbert Jaeger. Reservoir computing approaches to recurrent neural network training. *Computer science review*, 3(3) :127–149, 2009. [110](#)
- [112] Wolfgang Maass, Thomas Natschläger, and Henry Markram. Real-time computing without stable states : A new framework for neural computation based on perturbations. *Neural computation*, 14(11) :2531–2560, 2002. [111](#)

- [113] A Goncharsky, VV Stepanov, A Tikhonov, and AG Yagola. Numerical methods for the solution of ill-posed problems, 1995. [113](#)
- [114] Chrisantha Fernando and Sampsa Sojakka. Pattern recognition in a bucket. In *European conference on artificial life*, pages 588–597. Springer, 2003. [114](#)
- [115] Helmut Hauser, Auke J Ijspeert, Rudolf M Füchslin, Rolf Pfeifer, and Wolfgang Maass. Towards a theoretical foundation for morphological computation with compliant bodies. *Biological cybernetics*, 105 :355–370, 2011. [114](#)
- [116] Nicholas D Haynes, Miguel C Soriano, David P Rosin, Ingo Fischer, and Daniel J Gauthier. Reservoir computing with a single time-delay autonomous boolean node. *Physical Review E*, 91(2) :020801, 2015. [114](#)
- [117] Laurent Larger, Antonio Baylón-Fuentes, Romain Martinenghi, Vladimir S Udaltsov, Yanne K Chembo, and Maxime Jacquot. High-speed photonic reservoir computing using a time-delay-based architecture : Million words per second classification. *Physical Review X*, 7(1) :011015, 2017. [114](#)
- [118] Daniel Brunner, Miguel C Soriano, Claudio R Mirasso, and Ingo Fischer. Parallel photonic information processing at gigabyte per second data rates using transient states. *Nature communications*, 4(1) :1364, 2013. [114](#)
- [119] Kristof Vandoorne, Pauline Mechet, Thomas Van Vaerenbergh, Martin Fiers, Geert Morthier, David Verstraeten, Benjamin Schrauwen, Joni Dambre, and Peter Bienstman. Experimental demonstration of reservoir computing on a silicon photonics chip. *Nature communications*, 5(1) :3541, 2014. [114](#)
- [120] Julian Bueno, Sheler Maktoobi, Luc Froehly, Ingo Fischer, Maxime Jacquot, Laurent Larger, and Daniel Brunner. Reinforcement learning

- in a large-scale photonic recurrent neural network. *Optica*, 5(6) :756–760, 2018. [114](#)
- [121] Lennert Appeltant, Miguel Cornelles Soriano, Guy Van der Sande, Jan Danckaert, Serge Massar, Joni Dambre, Benjamin Schrauwen, Claudio R Mirasso, and Ingo Fischer. Information processing using a single dynamical node as complex system. *Nature communications*, 2(1) :468, 2011. [114](#)
- [122] Miguel Romera, Philippe Talatchian, Sumito Tsunegi, Flavio Abreu Araujo, Vincent Cros, Paolo Bortolotti, Juan Trastoy, Kay Yakushiji, Akio Fukushima, Hitoshi Kubota, et al. Vowel recognition with four coupled spin-torque nano-oscillators. *Nature*, 563(7730) :230–234, 2018. [114](#)
- [123] Gouhei Tanaka, Toshiyuki Yamane, Jean Benoit Héroux, Ryosho Nakane, Naoki Kanazawa, Seiji Takeda, Hidetoshi Numata, Daiju Nakano, and Akira Hirose. Recent advances in physical reservoir computing : A review. *Neural Networks*, 115 :100–123, 2019. [114](#)
- [124] Alessio Lugnan, Andrew Katumba, Floris Laporte, Matthias Freiberger, Stijn Sackesyn, Chonghuai Ma, Emmanuel Gooskens, Joni Dambre, and Peter Bienstman. Photonic neuromorphic information processing and reservoir computing. *APL Photonics*, 5(2), 2020. [114](#)
- [125] Piotr Antonik, Nicolas Marsal, Daniel Brunner, and Damien Rontani. Human action recognition with a large-scale brain-inspired photonic computer. *Nature Machine Intelligence*, 1(11) :530–537, 2019. [115](#), [117](#), [122](#), [124](#)
- [126] Aaron M Hagerstrom, Thomas E Murphy, Rajarshi Roy, Philipp Hövel, Iryna Omelchenko, and Eckehard Schöll. Experimental observation of chimeras in coupled-map lattices. *Nature Physics*, 8(9) :658–661, 2012. [115](#)
- [127] Romain Modeste Nguimdo, Piotr Antonik, Nicolas Marsal, and Damien Rontani. Impact of optical coherence on the performance of

- large-scale spatiotemporal photonic reservoir computing systems. *Opt. Express*, 28(19) :27989–28005, 2020. [117](#)
- [128] Yann LeCun, Léon Bottou, Yoshua Bengio, and Patrick Haffner. Gradient-based learning applied to document recognition. *Proceedings of the IEEE*, 86(11) :2278–2324, 1998. [118](#), [121](#), [125](#)
- [129] Christian Schuldt, Ivan Laptev, and Barbara Caputo. Recognizing human actions : a local svm approach. In *Proceedings of the 17th International Conference on Pattern Recognition, 2004. ICPR 2004.*, volume 3, pages 32–36. IEEE, 2004. [118](#), [121](#), [123](#)
- [130] Piotr Antonik, Nicolas Marsal, and Damien Rontani. Large-scale spatiotemporal photonic reservoir computer for image classification. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 26(1) :1–12, 2019. [118](#), [120](#), [121](#)
- [131] Navneet Dalal and Bill Triggs. Histograms of oriented gradients for human detection. In *2005 IEEE computer society conference on computer vision and pattern recognition (CVPR'05)*, volume 1, pages 886–893. Ieee, 2005. [118](#)
- [132] Di Wu, Nabin Sharma, and Michael Blumenstein. Recent advances in video-based human action recognition using deep learning : A review. In *2017 International Joint Conference on Neural Networks (IJCNN)*, pages 2865–2872. IEEE, 2017. [124](#)
- [133] Jasper Snoek, Hugo Larochelle, and Ryan P Adams. Practical bayesian optimization of machine learning algorithms. *Advances in neural information processing systems*, 25, 2012. [125](#)
- [134] Muhammad Waqar Iqbal, Nicolas Marsal, and Germano Montemezzani. Non-circularly shaped conical diffraction. *Scientific Reports*, 12(1) :7317, 2022. [133](#)
- [135] Muhammad Waqar Iqbal, Nicolas Marsal, and Germano Montemezzani. Shape and polarization distribution of non-circular conical dif-

fraction beams from conjugate cascades. *Opt. Express*, 31(18) :29859–29876, 2023. [133](#)