



Stockage d'impulsions lumineuses dans l'hélium métastable à température ambiante

Marie-Aude Maynard

► To cite this version:

Marie-Aude Maynard. Stockage d'impulsions lumineuses dans l'hélium métastable à température ambiante. Physique [physics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS445 . tel-01483918

HAL Id: tel-01483918

<https://theses.hal.science/tel-01483918>

Submitted on 6 Mar 2017

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

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

NNT : 2016SACLS445

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,
préparée à
L'UNIVERSITE PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE N°572
Onde et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Optique et Photonique

Par

Marie-Aude Maynard

Stockage d'impulsions lumineuses
dans l'hélium métastable à température ambiante

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 30/11/16 :

Composition du Jury :

Mme Rosa Tualle-Brouri	Professeur, LCF	Présidente du jury
M. Lucas Guidoni	Chargé de recherche, LMPQ	Rapporteur
M. Claude Fabre	Professeur, LKB	Rapporteur
Mme Signe Seidelin	Maître de conférences, Institut NEEL	Examinatrice
Mme Fabienne Goldfarb	Maître de conférences, LAC	Directrice de thèse
M. Fabien Bretenaker	Directeur de recherche, LAC	Co-directeur de thèse
M. Philippe Adam	Responsable photonique, DGA (MRIS)	Invité

Remerciements

Je souhaite tout d’abord exprimer ma profonde gratitude à tous les membres du jury. J’ai en particulier été très honorée que Claude Fabre et Lucas Guidoni acceptent d’être rapporteurs de ma thèse. Je remercie vivement Philippe Adam de la Direction Générale de l’Armement, ministère qui a financé ma thèse, pour l’intérêt porté à mes travaux tout au long du doctorat.

Mon travail de recherche a été encadré par deux directeurs de thèse formidables, Fabienne Goldfarb et Fabien Bretenaker, à qui je dois ici un grand merci. J’ai pu bénéficier de leurs précieux conseils à chaque étape du projet, chacun apportant un éclairage particulier dont la complémentarité a été très enrichissante. Le dynamisme contagieux, l’optimisme réaliste de Fabienne m’ont toujours incitée à aller de l’avant. J’ai beaucoup apprécié l’ambiance de travail au cours de ces trois années de thèse : les nombreuses discussions scientifiques dans la bonne humeur, les joyeuses célébrations d’articles autour d’un verre... Merci également de m’avoir encouragée à présenter les résultats de notre groupe à de multiples occasions et notamment lors de conférences à l’étranger.

Par ailleurs, je n’oublie pas l’apport important d’Etienne Brion sur la partie théorique de ma thèse. La collaboration avec Etienne et ses stagiaires – Romain Bouchez, Erwan Stourm et Etienne Routhier – a grandement contribué à l’obtention des résultats présentés dans ce manuscrit.

Je souhaiterais remercier également toutes les personnes avec lesquelles j’ai travaillé sur la manip « hélium » : les stagiaires (Debanuj Chatterjee et Baptiste Vindolet), les doctorants de l’équipe (Tarek Labidi, Pascal Neveu et Chitram Banerjee) ainsi que Jasleen Lugani, post-doctorante.

J’exprime toute ma reconnaissance aux services techniques et à l’administration du laboratoire Aimé Cotton.

J’ai également eu l’opportunité de rencontrer au cours de mon doctorat des chercheurs

de divers horizons. Un grand merci notamment à José Tabosa qui m'a si gentiment accueillie lors d'une mission d'un mois au Brésil et aux membres de son équipe (Allan, Wellington, Sergio, Rafael, Myriam...) ainsi qu'à toutes les personnes avec lesquelles j'ai interagi dans le cadre de collaborations avec l'Inde et en particulier à Rupamanjari Ghosh, Amrita et Hema Ramachandran pour leurs accueils très chaleureux à New Delhi et Bangalore respectivement.

Merci aux doctorants, post-doctorants actuels et à tous ceux qui sont passés par le groupe Laser et Optique : je me souviendrai notamment de tous les bons moments passés à Paris, à Toulouse et en Inde en compagnie de Syamsundar, Professeur Aliou, Quel Tarek, Jasleen et Mrs Weilin ! Merci également aux doctorants actuels Pascal, Chitram, Alexia, Oriane et aux anciens post-docs Anne, Benjamin, Ihsan... mais aussi à Mélanie, Alexandre, Aurélien pour toutes les discussions fort sympathiques et les pauses café !

Merci à mes amis... Merci à la merveilleuse équipe de thésardes Supopticiennes du Plateau de Saclay : Aurore, Louise, Sophie, Pauline et Delphine !

Je remercie enfin ma famille, mes parents et mon frère Olivier pour leur soutien tout au long de mes études.

Table des matières

Introduction générale	9
1 Introduction sur les mémoires quantiques optiques	13
I Domaines d'application des mémoires quantiques optiques	14
I.1 Communication quantique	14
I.2 Calcul quantique	17
I.3 Sources et détecteurs de photons uniques	18
I.4 Mesures de précision	20
II Stockage basé sur des résonances EIT et CPO	20
II.1 Résonances EIT et CPO	21
II.2 Stockage EIT	40
III Autres processus de stockage	44
III.1 Stockage "Raman"	45
III.2 Techniques basées sur l'écho de photon	47
IV Conclusion du chapitre d'introduction	55
2 Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante	57
I Dispositif expérimental	59
I.1 L'hélium métastable à température ambiante	59
I.2 Montage expérimental	65
II Outils théoriques	72
II.1 Système étudié pour les modélisations	72
II.2 Equations de Maxwell-Bloch	74
II.3 Remarque : spécificités des stockages EIT et CPO	76

TABLE DES MATIÈRES

III	Conclusion	78
3	Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante	79
I	Résultats expérimentaux	81
I.1	Efficacités de stockage	81
I.2	Etude expérimentale de la phase du champ restitué	84
II	Résultats de simulations numériques et discussions	88
II.1	Déphasage $\varphi_{EIT}(t)$	89
II.2	Efficacités de stockage	95
III	Conclusion	98
4	Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante	99
I	Résonance CPO dans un système en Λ en vapeur atomique	100
II	Résultats expérimentaux	102
II.1	Démonstration expérimentale	102
II.2	Préservation de la phase	107
III	Résultats de simulations numériques	108
III.1	Programme perturbatif	108
III.2	Analyse de la simulation numérique d'une séquence de stockage CPO typique	109
III.3	Insensibilité du stockage CPO aux effets déphasants	112
IV	Comparaison des résultats expérimentaux et de simulations numériques . .	116
IV.1	Sensibilité des efficacités à la phase relative θ_c entre les faisceaux de couplage et signal	116
IV.2	Effet d'un alignement imparfait sur la dépendance des efficacités en θ_c	119
V	Conclusion	121
	Conclusion générale	123
	Annexes	129
A	Transparence Electromagnétiquement Induite	129

TABLE DES MATIÈRES

A.1	Système étudié	129
A.2	Etat noir	131
A.3	Equations de Bloch optiques et susceptibilité pour le champ sonde	132
A.3.1	Equations de Bloch optiques	132
A.3.2	Susceptibilité pour le champ sonde	134
B	Oscillations Cohérentes de Population	141
B.1	CPO dans un système à deux niveaux	141
B.1.1	Système étudié	141
B.1.2	Modèle théorique	142
B.2	CPO dans un système à trois niveaux en Λ	146
B.2.1	Système étudié	146
B.2.2	Modèle théorique	147
C	Valeurs numériques des paramètres expérimentaux	151
C.1	Densité volumique atomique et élargissement Doppler	151
C.1.1	Calcul analytique de la transmission en intensité du faisceau sonde .	153
C.1.2	Détermination expérimentale de la densité volumique atomique et de la largeur du profil de vitesse	154
C.2	Taux de relaxation	157
D	Traitement des données	161
E	Equations à la base du programme perturbatif	165
E.1	Rappel des équations de Maxwell-Bloch générales	166
E.2	Développement perturbatif des équations de Maxwell-Bloch	167
E.3	Résumé des équations obtenues après développement perturbatif	172

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale

Dans les réseaux de télécommunication actuels, la lumière constitue le support privilégié de l'information : par exemple, les câbles sous-marins en fibre optique assurent, aujourd'hui, la plupart des transferts de données à travers le monde. Cette préférence pour les canaux optiques s'explique par les propriétés intéressantes de la lumière. Se propageant à grande vitesse, elle interagit peu avec son environnement, ce qui garantit la préservation de l'information qu'elle transporte. La lumière offre en outre une variété de paramètres physiques (intensité, phase, ...) qui sont autant de supports possibles pour le codage de l'information ; les techniques de codage utilisées depuis les années 2000 combinent généralement la modulation de plusieurs de ces paramètres.

La nature quantique de la lumière ouvre par ailleurs la voie à des techniques nouvelles et potentiellement plus efficaces de codage, de traitement et d'échange de l'information, fondées sur les lois de la mécanique quantique. Quantum d'énergie lumineuse de masse nulle, le photon peut en effet jouer le rôle de “flying qubit”, c'est-à-dire de vecteur d'un bit d'information quantique, codé, par exemple, sur ses deux états de polarisations circulaires droite et gauche, associés respectivement aux états logiques “0” et “1”. La puissance de l'information quantique et des protocoles et algorithmes développés dans ce cadre résulte principalement du principe de superposition. D'après ce principe, un qubit ou une assemblée de qubits peut en effet se trouver non seulement dans chacun des états de la base de calcul – comme par exemple $|00\rangle$ ou $|11\rangle$ pour un système de deux qubits, mais également dans toute combinaison linéaire (normalisée à 1) de ces états – comme par exemple $\frac{|00\rangle+|11\rangle}{\sqrt{2}}$ ou $\frac{|00\rangle-|11\rangle}{\sqrt{2}}$ qui sont deux “états de Bell” particuliers d'un système de deux qubits¹. On saisit immédiatement tout l'intérêt que revêtirait un ordinateur

1. Cet exemple montre que le principe de superposition quantique engendre nécessairement l'existence d'états “intriqués” pour un système de plusieurs qubits, dans lesquels chaque qubit ne peut être décrit indépendamment des autres.

quantique qui pourrait stocker et traiter *en même temps* toutes les données classiques dont la taille ne dépasse pas son nombre de qubits (on parle de “parallélisme quantique”). Notons que cette perspective enthousiasmante est néanmoins quelque peu ternie par le caractère fondamentalement destructif de la mesure en mécanique quantique qui interdit d’extraire l’intégralité de l’information contenue dans l’état de l’ordinateur (et notamment l’intrication entre qubits). L’impossibilité de réaliser la copie parfaite d’un état quantique arbitraire (théorème de non clonage quantique) est une autre spécificité de l’information quantique, avec laquelle il faut également composer.

Encouragée par la mise au point théorique des premiers algorithmes quantiques (Shor, Grover) [Nielsen and Chuang, 2010] et des protocoles de communication quantique (téléportation quantique [Bennett et al., 1993], cryptographie [Ekert, 1991]), la communauté scientifique s’est attachée durant les vingt dernières années à développer de nouvelles stratégies et de nouveaux dispositifs expérimentaux capables de réaliser les promesses de l’information quantique.

Dans la plupart des scénarios envisagés, il est crucial de pouvoir contrôler la propagation des porteurs d’information que sont les photons, en particulier d’être capable de les stocker puis de les restituer à la demande, afin de synchroniser les différentes opérations. Pour répondre à ce besoin, de nombreux groupes s’attachent aujourd’hui à réaliser des *mémoires quantiques optiques*. Par définition, le rôle de tels systèmes est de transférer, de manière *contrôlée* et *réversible*, un état quantique arbitraire de la lumière vers la matière et inversement. Ils font appel à un autre type de porteurs de l’information quantique, généralement des cohérences entre deux niveaux atomiques, de longue durée de vie.

L’objectif de ce travail de thèse est d’étudier le stockage d’impulsions lumineuses dans une cellule d’hélium métastable à température ambiante. Le manuscrit se compose de quatre chapitres dont la structure est détaillée ci-dessous.

Le *premier* chapitre est un chapitre d’introduction dédié à l’état de l’art des techniques de stockage existantes. Après une présentation des domaines d’application des mémoires quantiques optiques, je décris les différentes techniques déjà explorées pour le stockage d’impulsions lumineuses. Je montre en particulier le fort potentiel du protocole de stockage basé sur le phénomène de Transparence Electromagnétiquement Induite (ou EIT pour “Electromagnetically Induced Transparency”) étudié dans le cadre de cette thèse.

Le *deuxième* chapitre présente les outils expérimentaux et théoriques nécessaires à l'étude du stockage d'impulsions lumineuses dans l'hélium métastable à température ambiante. Le dispositif expérimental et les caractéristiques du milieu étudié y sont exposés. Je donne également dans ce deuxième chapitre des précisions sur le programme de simulation numérique développé pour rendre compte du comportement dynamique du système.

Le *troisième* chapitre est consacré à la présentation des résultats des expériences de stockage par EIT dans l'hélium métastable à température ambiante. Je mets notamment en évidence l'existence d'une phase supplémentaire acquise par l'impulsion restituée en configuration désaccordée. L'évolution temporelle de cette phase est modélisée et son origine physique expliquée.

Le *quatrième* chapitre montre qu'il est possible d'utiliser le phénomène d'Oscillations Cohérentes de Population (ou CPO pour "Coherent Population Oscillations") pour stocker des impulsions lumineuses : les résultats présentés dans ce chapitre constituent la première démonstration expérimentale de stockage CPO. Par rapport aux autres techniques, cette nouvelle forme de stockage présente l'avantage d'être plus robuste aux effets déphasants. Les simulations numériques effectuées permettent d'analyser précisément les mécanismes physiques mis en jeu lors d'une séquence de stockage CPO et montrent notamment l'influence de la phase relative entre les faisceaux signal et couplage sur les efficacités de stockage.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Chapitre 1

Introduction sur les mémoires quantiques optiques

Sommaire

I	Domaines d'application des mémoires quantiques optiques .	14
I.1	Communication quantique	14
I.2	Calcul quantique	17
I.3	Sources et détecteurs de photons uniques	18
I.4	Mesures de précision	20
II	Stockage basé sur des résonances EIT et CPO	20
II.1	Résonances EIT et CPO	21
II.1.1	Résonance EIT	21
II.1.2	Résonances CPO	29
II.2	Stockage EIT	40
II.2.1	Séquences de stockage	41
II.2.2	Exemples de réalisations expérimentales de stockage EIT	42
III	Autres processus de stockage	44
III.1	Stockage "Raman"	45
III.2	Techniques basées sur l'écho de photon	47
IV	Conclusion du chapitre d'introduction	55

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

Comme annoncé en introduction, nous verrons tout d’abord dans ce premier chapitre des exemples précis d’application au traitement de l’information quantique, où les mémoires quantiques optiques jouent un rôle essentiel. Je m’intéresserai ensuite à différentes techniques de réalisation de mémoires optiques. Les formes de stockage étudiées de nos jours reposent généralement sur des phénomènes d’interaction lumière-matière, qui donnent lieu à des résonances spectralement fines. Je présenterai les caractéristiques des résonances de Transparence Electromagnétiquement Induite (EIT) et d’Oscillations Cohérentes de Population (CPO) : l’EIT a donné lieu à un protocole de stockage que j’ai réalisé dans une cellule d’hélium métastable à température ambiante et j’ai montré au cours de ma thèse que le phénomène de CPO pouvait être également à la base de mémoires optiques. Je présenterai le contexte de recherche actuel dans lequel s’inscrivent ces travaux et j’évoquerai le principe d’autres méthodes de stockage, comme les techniques d’Elargissement Inhomogène Réversible Contrôlé (CRIB) ou de Peigne de Fréquences Atomiques (AFC). Je conclurai sur les performances des mémoires actuelles, au vu des critères requis pour les futures applications, et je mettrai en évidence l’intérêt d’étudier plus avant les méthodes de stockage basées sur l’EIT et le CPO, particulièrement prometteuses.

I Domaines d’application des mémoires quantiques optiques

Cette première section présente quelques exemples de domaines d’application des mémoires quantiques : la communication quantique, le calcul quantique, la conception de sources et détecteurs de photons uniques, et les mesures de précision. Des informations plus détaillées à ce sujet peuvent être trouvées dans différents articles de revue [Lvovsky et al., 2009; Simon et al., 2010; Bussi eres et al., 2013].

I.1 Communication quantique

Le transfert d’un qubit d’information codé dans l’état quantique (arbitraire et a priori inconnu) d’une particule mati  rielle, entre deux nœuds A et B d’un réseau de communication est délicat en pratique. On ne peut faire une simple lecture de cet état en A dont on enverrait ensuite le résultat en B, car en réalité une telle mesure détruirait l’information que l’on cherche    transmettre. On évite également d’envoyer la particule mati  rielle qui

porte l'information, le processus de transport étant lui-même susceptible d'endommager l'état quantique.

On préfère donc tirer parti des propriétés quantiques du photon qui, comme on l'a vu plus haut, est un messenger à la fois rapide et fidèle. Plus précisément, il est par exemple possible d'utiliser la méthode suivante appelée "téléportation quantique" [Bennett et al., 1993] :

- (i) on distribue une paire de photons intriqués aux nœuds A et B entre lesquels on souhaite établir la communication,
- (ii) on intrique le photon reçu par A avec le qubit à transmettre,
- (iii) on réalise la mesure du photon et du qubit au nœud A.

Cette dernière opération projette l'état du photon détenu par B dans l'état du qubit initialement en A (à une transformation unitaire près connue) : on a ainsi bien réalisé la téléportation d'un qubit de A en B.

Un problème se pose néanmoins lorsque les deux nœuds A et B sont très éloignés l'un de l'autre. Bien que très performants, les canaux de communication optiques actuels (fibres optiques) présentent en effet des taux de perte non nuls, d'environ 0.2 dB/km : la distribution de paires de photons intriqués et la téléportation quantique deviennent donc incertaines sur de longues distances (typiquement supérieures à quelques dizaines de km). On peut néanmoins remédier à ce problème en utilisant l'idée suivante, illustrée sur la figure 1.1(a). Au lieu d'une unique source de photons intriqués, on dispose deux sources S_1 et S_2 entre les nœuds A et B, de telle sorte que $AS_1 \approx BS_2 \approx \frac{AB}{4}$ et $S_1S_2 \approx \frac{AB}{2}$. Entre les deux sources S_1 et S_2 , on place un dispositif (de type lame séparatrice et détecteur de photon unique) capable de réaliser une mesure de Bell des deux photons respectivement émis par S_1 vers la droite et par S_2 vers la gauche : dans 50% des cas, la mesure effectuée projette l'état des deux autres photons, respectivement émis vers A par S_1 et B par S_2 dans un état intriqué. On réalise ainsi la distribution effective de deux photons intriqués aux nœuds A et B, certes de manière probabiliste (notons que selon le résultat de la mesure de Bell on sait si les deux photons ont bien été intriqués ou non) mais surtout avec une probabilité de pertes réduites, puisque la distance sur laquelle chaque photon se propage est maintenant $\frac{AB}{4}$ contre $\frac{AB}{2}$ dans le cas précédent. On peut réduire encore les pertes en utilisant $N > 2$ sources de photons intriqués, de manière à faire tomber la longueur de chaque tronçon bien en dessous de la distance typique d'atténuation des

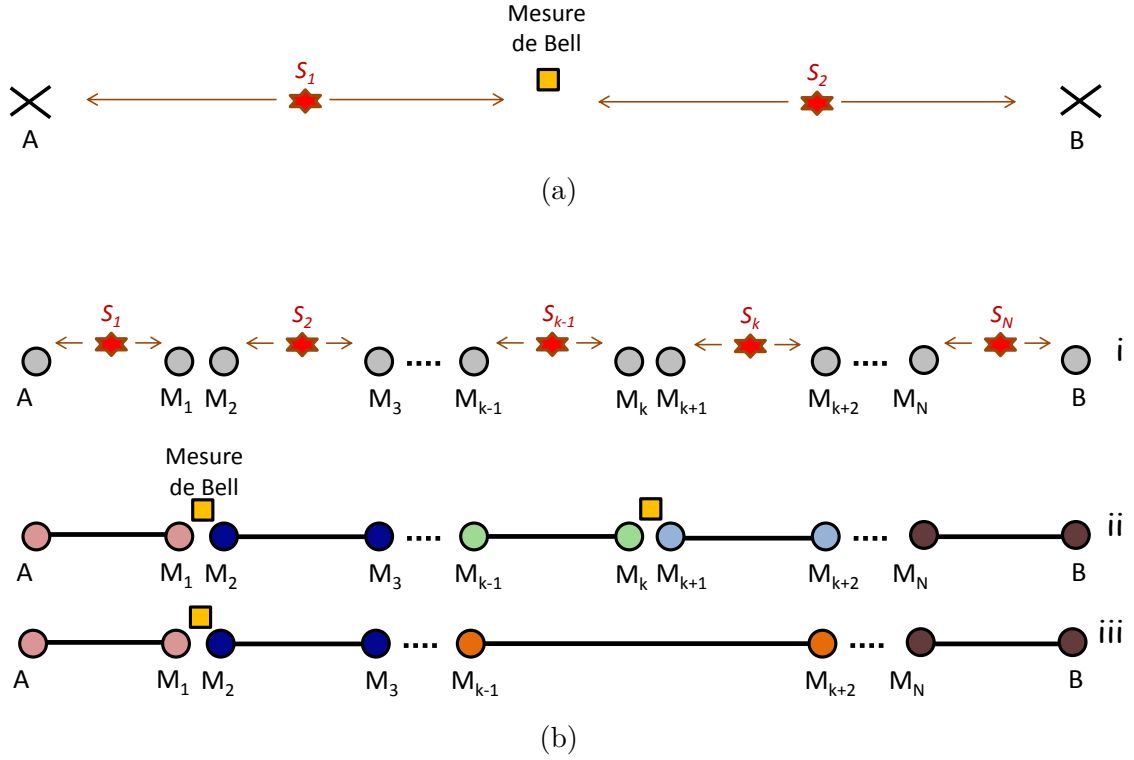


FIGURE 1.1 – Schémas de communication entre les nœuds A et B. S_k représentent des sources de photons intriqués et les carrés jaunes correspondent à des dispositifs de mesure de Bell. **(a)** Deux sources S_1 et S_2 sont disposées entre les nœuds A et B. Une mesure de Bell des deux photons émis par S_1 vers la droite et par S_2 vers la gauche, projetée dans 50% des cas, l'état des deux autres photons, respectivement émis vers A par S_1 et B par S_2 , dans un état intriqué. **(b)** Illustration schématique d'un répéteur quantique. Les ronds M_k sont des mémoires quantiques, disposées aux extrémités de chaque tronçon élémentaire. On les représente en gris lorsque l'intrication n'a pas encore été établie ; les systèmes intriqués apparaissent d'une même couleur, autre que grise et sont reliés par un trait horizontal. A l'instant i : distribution de photons intriqués sur chaque tronçon qui permet par exemple d'intriquer, à l'instant ultérieur ii, deux à deux toutes les mémoires quantiques. L'opération d'intrication des deux tronçons contigus $M_{k-1}M_k$ et $M_{k+1}M_{k+2}$ peut ensuite être réalisée par mesure de Bell et engendrer dans 50% des cas, la création du "super-tronçon" $M_{k-1}M_{k+2}$, à l'instant iii.

fibres optiques utilisées.

Malheureusement, le scénario ci-dessus est, en pratique, impossible à réaliser : il nécessite d'une part une synchronisation parfaite (et irréalisable) de tous les processus de génération de paires de photons ; en outre la distribution ne réussit que si toutes les mesures de Bell renvoient simultanément le résultat correct (la probabilité de succès de ce dernier événement est très faible : $p_{\text{succès}} \approx \frac{1}{2^N}$).

L'utilisation de mémoires quantiques permet de résoudre les deux problèmes à la fois. On reprend le schéma précédent, en plaçant sur chaque tronçon, entre deux sources successives, deux mémoires quantiques accolées capables de stocker et restituer le photon qu'elles reçoivent, comme montré sur la figure 1.1(b). On décompose alors le protocole d'intrication entre les deux nœuds extrêmes en deux étapes. On intrique tout d'abord deux à deux les mémoires quantiques intermédiaires appartenant à deux nœuds successifs en leur distribuant des photons intriqués. Cette étape ne nécessite pas de synchronisation des sources. On intrique ensuite deux tronçons contigus $M_{k-1}M_k$ et $M_{k+1}M_{k+2}$ en faisant réémettre aux mémoires accolées M_k et M_{k+1} les photons qu'elles ont reçus et en réalisant une mesure de Bell : dans la moitié des cas, cette mesure projette les mémoires M_{k-1} et M_{k+2} dans l'état intriqué désiré. L'intérêt de cette approche tient au fait que l'opération d'intrication de tronçons contigus peut être effectuée en même temps sur toutes les paires de tronçons de la chaîne : bien que chaque étape élémentaire ait la même probabilité de succès que précédemment, l'utilisation de mémoires quantiques permet ainsi une parallélisation des opérations et par conséquent un gain de temps. On répète l'opération en intriquant les paires de "super-tronçons" contigus obtenus, et ainsi de suite jusqu'à établir l'intrication désirée entre A et B.

Cette approche est connue sous le nom de "répéteur quantique" [Briegel et al., 1998]. Duan, Lukin, Cirac et Zoller ont proposé une réalisation alternative de répéteur quantique, connue sous le nom de protocole DLCZ [Duan et al., 2001]. Pour plus de précisions sur les répéteurs quantiques basés sur des ensembles atomiques et des éléments d'optique linéaire, le lecteur pourra se reporter à l'article de revue [Sangouard et al., 2011].

I.2 Calcul quantique

Le calcul quantique représente un domaine de recherche actif, qui requiert également l'élaboration de mémoires quantiques. En exploitant les propriétés de la physique quan-

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

tique et en particulier le principe de superposition, des algorithmes très puissants ont été mis au point, de manière théorique. Par rapport aux algorithmes classiques, ils présentent l'avantage de réduire considérablement les temps de calcul grâce au “parallélisme quantique”. Par exemple, l'algorithme quantique de Shor permet de factoriser de grands nombres entiers en nombres premiers, avec un temps de calcul qui dépend de manière polynomiale de la taille du nombre à factoriser [Shor, 1999] - contre une dépendance exponentielle pour les algorithmes de factorisation classiques.

La réalisation expérimentale d'algorithmes quantiques très performants ouvrirait la voie à d'importantes avancées technologiques. En particulier, une réalisation expérimentale de l'algorithme de Shor rendrait possible le déchiffrement de messages cryptés, basés notamment sur le système à clé publique RSA ¹, très répandu aujourd'hui pour échanger des données confidentielles sur Internet. Si des algorithmes quantiques puissants existent d'un point de vue théorique, il reste à prouver la réalisation concrète d'ordinateurs quantiques, capables d'effectuer des calculs complexes. Parmi les approches expérimentales envisagées pour réaliser des algorithmes quantiques, certaines s'intéressent aux photons uniques comme porteurs d'information. Les réseaux quantiques sont alors généralement constitués d'éléments d'optique linéaire (miroirs, diviseurs de faisceaux, déphaseurs), assemblés de manière à former des portes logiques quantiques, de sources et détecteurs de photons uniques ainsi que de mémoires quantiques optiques, essentielles pour synchroniser temporellement les opérations et stocker l'information. L'utilisation de circuits quantiques basés sur des éléments d'optique linéaire a par exemple permis de factoriser le nombre entier 15, selon l'algorithme de Shor [Lu et al., 2007].

I.3 Sources et détecteurs de photons uniques

Les sources et détecteurs de photons uniques constituent des outils essentiels pour la communication et le calcul quantiques, ou des applications plus fondamentales. Ils peuvent être élaborés à partir de mémoires quantiques.

Pour concevoir des sources de photon unique déterministes, une méthode consiste à produire une paire de photons par conversion paramétrique spontanée. L'un des deux

1. Du nom de ses inventeurs, Ron Rivest, Adi Shamir et Len Aldeman qui en ont mis au point le principe en 1977, l'algorithme RSA est le système cryptographique à clé publique le plus utilisé, toujours considéré comme sûr de nos jours. Il est basé sur le fait qu'il est facile de multiplier deux grands nombres premiers, mais difficile de factoriser le produit.

photons sert à signaler la présence du photon jumeau. Ce dernier peut être stocké dans une mémoire quantique et réémis à la demande, constituant ainsi une source de photon unique déterministe.

Les auteurs des références [Imamoğlu, 2002; James and Kwiat, 2002] proposent d'utiliser une mémoire quantique, soit dans l'approche de la Transparence Electromagnétiquement Induite (EIT) soit dans l'approche Raman², pour convertir un signal incident en une excitation atomique collective qui est ensuite détectée par la technique du signal de fluorescence (développée initialement dans le cadre des ions piégés). Le nombre de photons de fluorescence étant proportionnel au nombre d'atomes excités dans l'ensemble, lui-même égal au nombre de photons dans le signal incident, le dispositif permet de résoudre le nombre de photons.

Des détecteurs de photons uniques de très bonne efficacité sont notamment indispensables pour réaliser une démonstration expérimentale rigoureuse de la violation des inégalités de Bell en mécanique quantique. Il s'agit d'éliminer au niveau expérimental, toute "faille" qui pourrait conduire à une interprétation classique, compatible avec la notion de *réalisme local*³. L'une des "failles" à laquelle il convient de prêter attention est la "faille de détection". En effet, une faible efficacité de détection rend possible la situation suivante : le sous-ensemble d'événements détectés peut vérifier des lois de la mécanique quantique alors que l'ensemble total satisfait aux inégalités de Bell. Pour remédier à cette "faille de détection", il convient d'utiliser des détecteurs de très bonne efficacité [Simon and Irvine, 2003; Rowe et al., 2001]. Récemment, le premier test des inégalités de Bell qui s'affranchit à la fois des failles de "détection" et "localité" a été réalisé dans des centres NV [Hensen et al., 2015]. Au-delà de cette application fondamentale, les détecteurs de photons uniques sont aussi utiles en communication quantique comme on l'a vu précédemment : deux systèmes distants peuvent être intriqués via la détection de photons uniques [Simon and Irvine, 2003].

2. Le stockage basé sur la Transparence Electromagnétiquement Induite (EIT) et le stockage Raman sont deux méthodes différentes qui seront présentées par la suite, aux sections (II.2 et III.1 respectivement).

3. Notion selon laquelle des objets, soumis ou non à des mesures, ont des propriétés définies (réalisme) ; la mesure de ces propriétés ne peut être affectée par des événements ayant lieu à une distance suffisamment éloignée (localité). La violation des inégalités de Bell force à renoncer à l'un de ces principes (réalisme ou localité).

I.4 Mesures de précision

Les ensembles atomiques, qui apparaissent comme le système physique le plus adapté à la réalisation de mémoires quantiques optiques [Lvovsky et al., 2009], permettent d’ores et déjà de procéder à des mesures de précision, notamment en magnétométrie. Bien qu’elles ne relèvent pas strictement du sujet discuté dans ce chapitre, je signale ici quelques applications métrologiques, dont j’explique brièvement le principe.

En mécanique quantique, la précision que l’on peut atteindre sur la mesure d’une quantité physique est contrainte. Une observable $\hat{A}$ et son observable conjuguée $\hat{B}$ (comme, par exemple deux quadratures du champ électromagnétique, ou la position $\hat{x}$ et l’impulsion $\hat{p}$ d’une particule matérielle) sont en effet tenues de satisfaire l’inégalité de Heisenberg $\Delta\hat{A} \times \Delta\hat{B} \geq \frac{\hbar}{2}$. On peut ainsi réduire le bruit de mesure (ou bruit de projection) au-dessous du “bruit quantique standard” $\sqrt{\hbar/2}$ pour l’observable d’intérêt $\hat{A}$, au prix d’une plus grande dispersion des mesures sur $\hat{B}$. Les états dits “comprimés” (squeezed states) qui réalisent cette situation permettent donc, potentiellement, une précision de mesure accrue.

Les états comprimés de spin collectif d’ensembles atomiques (“Spin Squeezed States”) constituent un exemple important de tels états, proposés notamment pour réaliser des mesures précises de champ magnétique [Budker and Romalis, 2007]. L’idée consiste à déterminer l’amplitude d’un champ magnétique appliqué par la mesure précise d’une composante de la polarisation magnétique collective qu’il induit. De tels états ont, par exemple, été expérimentalement mis en évidence dans des vapeurs atomiques [Sewell et al., 2012]. Ces états sont également particulièrement intéressants pour la confection d’horloges atomiques [Santarelli et al., 1999], comme le suggèrent des résultats expérimentaux récents [Appel et al., 2009; Schleier-Smith et al., 2010] qui ont montré un taux de compression de 3.4 dB dans des ensembles atomiques alcalins.

II Stockage basé sur des résonances EIT et CPO

Les mémoires optiques reposent sur des phénomènes d’interaction lumière-matière qui permettent un transfert réversible de l’état lumineux aux atomes. Dans la plupart des protocoles, le stockage d’une impulsion s’effectue au voisinage d’une résonance très fine, dont la largeur correspond à l’inverse de la durée de vie de la mémoire. Dans cette section

sont introduits deux phénomènes qui génèrent des résonances en transmission très fines spectralement : l'EIT et le CPO. La résonance EIT donne lieu à une forme de stockage très étudiée dans la littérature. Nous verrons au chapitre 4 que le CPO peut aussi être utilisé pour stocker la lumière.

II.1 Résonances EIT et CPO

II.1.1 Résonance EIT

Le phénomène de Transparence Electromagnétiquement Induite (EIT) se caractérise par l'apparition d'une fenêtre de transparence dans le profil d'absorption d'un faisceau sonde, en présence d'un faisceau de couplage appliqué sur une autre transition. Il a pour la première fois été observé dans des atomes de Strontium, en 1991 [Boller et al., 1991]. Ce premier article expérimental décrit une augmentation de la transmittance sur une transition ultraviolette qui passe d'une valeur $\exp(-20)$ à $\exp(-1)$ en présence d'EIT. Les caractéristiques de la fenêtre de transparence peuvent être contrôlées en jouant sur l'intensité du faisceau de couplage.

Principe

Le principe de formation de la fenêtre de transparence EIT repose sur l'excitation d'une cohérence atomique, dite *cohérence Raman*, par un processus à deux photons. La résonance EIT apparaît dans un système atomique à trois niveaux qui présente deux transitions optiques permises, la troisième étant interdite par les règles de sélection dipolaires électriques. Il peut s'agir d'un système en Λ avec deux états couplés à un même état excité ou d'un système en échelle [Abi-Salloum, 2010]. Dans la littérature, on trouve surtout des systèmes en Λ utilisant des niveaux fondamentaux ou métastables, qui ont l'avantage de posséder de faibles taux de relaxation de la cohérence Raman, non limités par l'émission spontanée. Ils permettent par conséquent de réduire très fortement l'absorption sur des plages de fréquences très étroites. Je m'intéresserai dans la suite du manuscrit à ces systèmes en Λ et j'introduis dès à présent quelques notations. Comme indiqué sur la figure 1.2, deux états fondamentaux, notés $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ sont couplés à un même état excité $|e\rangle$. La transition dipolaire électrique entre les états fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$, qui peuvent être par exemple des sous-niveaux Zeeman, est interdite.

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

Je considère les taux de relaxation suivants, pour le système en Λ représenté sur la figure 1.2(a) :

- Γ_0 , le taux d'émission spontanée de l'atome depuis le niveau excité $|e\rangle$,
- γ , le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé égal pour les deux bras du système en Λ ,
- γ_{1-1} , le taux de relaxation de la cohérence entre les deux niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$, dite *cohérence Raman*.

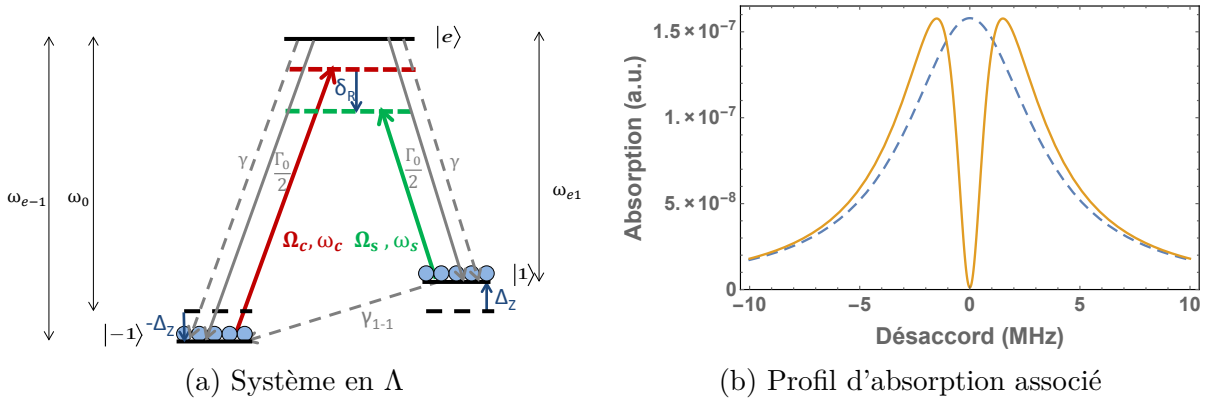


FIGURE 1.2 – **(a) Système en Λ .** Le niveau excité $|e\rangle$ se désexcite vers les niveaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ avec le même taux $\frac{\Gamma_0}{2}$, γ est le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé identique sur chaque bras du système en Λ et γ_{1-1} le taux de relaxation de la cohérence Raman. $\pm\Delta_z$ est le décalage Zeeman des niveaux atomiques. Ω_s et Ω_c sont les pulsations de Rabi des faisceaux sonde et couplage, et ω_s et ω_c leurs pulsations optiques respectives. Le champ sonde couple la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ et le champ couplage la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$. On note δ_R le désaccord Raman entre les faisceaux sonde et couplage. **(b) Profil d'absorption** du faisceau sonde (bleu pointillé) en fonction du désaccord optique de la sonde (Δ_s tel que défini sur la figure 1.3), en l'absence du faisceau de couplage; du faisceau sonde (orange) en fonction du désaccord Raman δ_R , lorsque le faisceau de couplage couple la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ ($\Delta_c = 0$) et le faisceau sonde couple la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ (Δ_s varie). Pour ces simulations : $\gamma/2\pi = 3.5$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz, $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz, $\Delta_z = 0$ MHz.

On note ω_0 la pulsation naturelle de la transition atomique (en l'absence de champ magnétique appliqué). En présence d'un champ magnétique longitudinal, les niveaux atomiques fondamentaux $|\pm 1\rangle$ sont déplacés d'une quantité $\pm\Delta_z$ par effet Zeeman; les pulsations associées aux transitions atomiques $|e\rangle \longleftrightarrow |\pm 1\rangle$ sont alors respectivement : $\omega_{e\pm 1} = \omega_0 \mp \Delta_z$.

Des champs de couplage et sonde excitent chacun un des bras du système en Λ :

- Un champ de couplage polarisé σ_+ , de pulsation de Rabi Ω_c , de pulsation ω_c et de désaccord optique $\Delta_c = \omega_c - \omega_0$ défini par rapport à la pulsation naturelle de la transition atomique, agit sur la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$,
- Un champ sonde polarisé σ_- , de pulsation de Rabi $\Omega_s \ll \Omega_c$, de pulsation ω_s et de désaccord optique $\Delta_s = \omega_s - \omega_0$ défini par rapport à la pulsation naturelle de la transition atomique, agit sur la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$.

On pose :

- $\delta_R = \Delta_s - \Delta_c + 2\Delta_z$, le désaccord à deux photons (ou “*désaccord Raman*”) entre les champs sonde et de couplage qui tient compte du déplacement Zeeman $\pm\Delta_z$ des niveaux fondamentaux,
- $\delta = \omega_s - \omega_c$ la différence de pulsations des champs sonde et de couplage. D’après ce choix de notation des désaccords optiques, elle peut également s’écrire sous la forme suivante : $\delta = (\omega_s - \omega_0) - (\omega_c - \omega_0) = \Delta_s - \Delta_c$.

Les notations introduites ci-dessus sont illustrées sur la figure 1.3 et seront utilisées pour toute la suite du manuscrit.

On peut penser intuitivement que la présence du faisceau de couplage de forte intensité a pour effet de pomper plus d’atomes dans le niveau sondé $|1\rangle$ et donc d’augmenter l’absorption du faisceau sonde, par rapport au cas où la sonde se propage seule dans le milieu. C’est effectivement ce qui se passe, sauf à proximité de la *résonance à deux photons*, c’est à dire lorsque le désaccord Raman δ_R est nul. A l’accord Raman, on montre en effet que les atomes peuvent se retrouver piégés dans une superposition des niveaux inférieurs, appelée *état noir* et notée $|NC\rangle$. Une fois dans l’état noir, les atomes n’interagissent plus avec le champ sonde (ni d’ailleurs avec le champ de couplage), ce qui a pour effet de réduire l’absorption de ce dernier. Le lecteur pourra se reporter à l’annexe A.2 où est illustrée plus précisément la notion de piégeage cohérent de population. A résonance à deux photons, on montre que l’état noir se met sous la forme simple :

$$|NC\rangle = \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_s^2 + \Omega_c^2}} |1\rangle - \frac{\Omega_s}{\sqrt{\Omega_s^2 + \Omega_c^2}} |-1\rangle,$$

où $\Omega_{c,s}$ sont les pulsations de Rabi des faisceaux de couplage et sonde respectivement. Lorsque le champ de couplage est beaucoup plus fort que le champ sonde ($\Omega_c \gg \Omega_s$), l’état noir est pratiquement confondu avec le niveau sondé : $|NC\rangle \approx |1\rangle$.

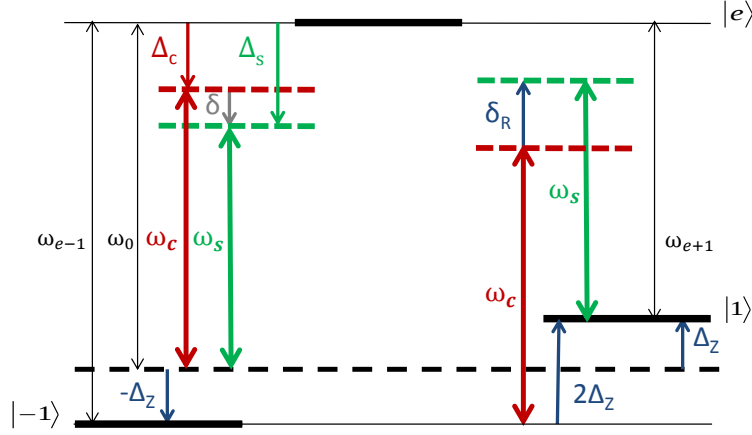


FIGURE 1.3 – Représentation des niveaux d'énergie et définition des différents désaccords : $\pm\Delta_Z$ est le décalage Zeeman des niveaux fondamentaux $|\pm 1\rangle$, $\Delta_{c,s} = \omega_{c,s} - \omega_0$ sont les désaccords optiques des champs de couplage et sonde respectivement, définis par rapport à la pulsation naturelle de la transition atomique ω_0 (en l'absence de champ magnétique), $\delta = \omega_s - \omega_c = \Delta_s - \Delta_c$ est la différence de pulsations des champs sonde et de couplage, $\delta_R = (\omega_s - \omega_{e1}) - (\omega_c - \omega_{e-1}) = \Delta_s - \Delta_c + 2\Delta_Z$ est le désaccord à deux photons qui tient compte du déplacement des niveaux fondamentaux par effet Zeeman ($\omega_{e\pm 1} = \omega_0 \mp \Delta_Z$ sont les pulsations des transitions atomiques $|e\rangle \longleftrightarrow |\pm 1\rangle$ en présence d'un champ magnétique longitudinal).

En écrivant les équations de Bloch optiques, on obtient l'allure précise de la fenêtre de transmission associée au phénomène d'EIT. Le calcul basé sur le formalisme de la matrice densité est développé en annexe A.3. L'écriture de la partie imaginaire de la susceptibilité linéaire pour le champ sonde, dans les hypothèses $\Delta_c = 0$ et $|\delta|, |\delta_R|, |\Delta_Z|, \gamma_{1-1} \ll \gamma, |\Omega_c|$, met en évidence de manière simple une résonance :

$$\Im m(\chi) = \frac{n_{at} |d_{e1}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\gamma} \left(1 - \frac{\frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \left(\gamma_{1-1} + \frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \right)}{\left(\gamma_{1-1} + \frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \right)^2 + \delta_R^2} \right).$$

Il s'agit d'une résonance lorentzienne de largeur à mi-hauteur $W = 2\gamma_{1-1} + \frac{2|\Omega_c|^2}{\gamma}$, limitée, aux faibles intensités de couplage, par le taux de relaxation de la *cohérence Raman* γ_{1-1} (voir figure 1.4). La résonance s'élargit par saturation, lorsque l'on augmente l'intensité de couplage.

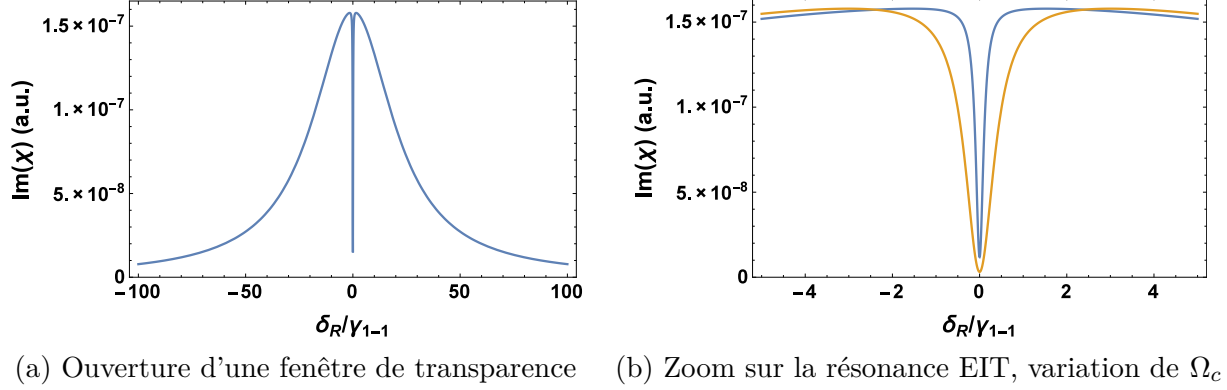


FIGURE 1.4 – Partie imaginaire de la susceptibilité $\Im m(\chi)$ en fonction du désaccord Raman δ_R normalisé à γ_{1-1} pour $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz, $\Delta_z/2\pi = 0$ MHz $\gamma/2\pi = 22.8$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz (valeurs correspondant à l'hélium métastable, en l'absence d'élargissement inhomogène), et deux valeurs différentes de pulsation de Rabi du faisceau de couplage $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz (bleu) et $\Omega_c/2\pi = 6$ MHz (orange).

La résonance EIT repose sur l'excitation de la cohérence Raman entre les états $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ et est par conséquent très sensible aux effets déphasants. Lorsque l'on souhaite observer la résonance EIT, il convient de minimiser les sources de décohérence : fluctuations relatives entre les faisceaux de couplage et sonde du laser, gradients de champ magnétique, collisions... Pour cela, on peut par exemple prendre les précautions expérimentales suivantes :

- utilisation d'un blindage magnétique pour éliminer les champs magnétiques résiduels présents dans le laboratoire,
- ajout de gaz tampon inerte pour ralentir le mouvement des atomes,
- traitement "anti-relaxation" des faces de la cellule pour préserver la cohérence atomique lors des collisions avec les parois.

En ayant recours à un blindage magnétique de haute qualité, et une forte pression de gaz tampon, les auteurs de la référence [Brandt et al., 1997] ont obtenu des durées de vie de cohérence supérieures à la milliseconde dans une vapeur de césium. Des traitements des parois de la cellule, généralement à base de paraffine, ont permis d'atteindre des durées de l'ordre de la seconde, dans des cellules de rubidium [Budker et al., 1998]. Des durées de vie excédant la minute ont même été mesurées en utilisant une nouvelle forme de traitement [Balabas et al., 2010] !

Il convient de noter que je me suis placée dans un cas particulier, pour ce chapitre

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

d'introduction dont l'objet est de mettre en évidence les propriétés de l'EIT, de manière claire et simple. Néanmoins, les explications données ci-dessus sont aussi valables pour des systèmes en Λ plus complexes, présentant notamment des taux de perte et d'alimentation (liés par exemple au transit des atomes hors de la zone d'interaction avec les lasers), et donc plus proches des systèmes réels, comme les cellules atomiques.

Exemples de réalisations expérimentales basées sur l'EIT et leurs applications

Après la première observation du phénomène d'EIT en 1991 [Boller et al., 1991], les propriétés de lumière lente associées ont très vite suscité un grand engouement [Harris et al., 1992].

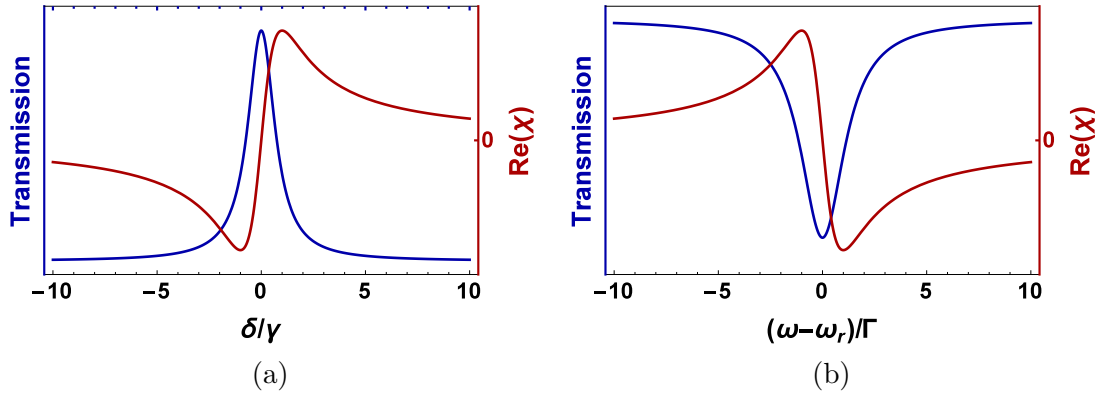


FIGURE 1.5 – **(a)** Fenêtre de transparence (bleu) et dispersion associée (rouge) à pente positive, engendrant des vitesses de groupe v_g inférieures à c . **(b)** Pic d'absorption (bleu) et dispersion associée (rouge) à pente négative, engendrant des vitesses de groupe v_g supérieures à c ou même négatives.

D'après les relations de Kramers-Kronig, l'apparition de la fenêtre de transparence EIT s'accompagne d'une profonde modification de la partie réelle de la susceptibilité $\Re(\chi)$, associée à l'indice de réfraction. La figure 1.5(a) montre précisément la variation de $\Re(\chi)$ pour ce type de résonance. On note la présence d'une dispersion à pente positive sur la plage de fréquence où la transmission du signal sonde est augmentée. Cette dispersion de pente positive a pour effet de réduire la vitesse de groupe v_g du signal associée, comme

on peut le voir sur la formule suivante :

$$v_g(\omega_0) = \frac{c}{1 + \frac{\omega_0}{2} \left. \frac{d\Re(\chi(\omega))}{d\omega} \right|_{\omega_0}}. \quad (1.1)$$

Ce phénomène de lumière lente, qui peut être contrôlé en jouant sur l'intensité du faisceau de couplage, présente notamment un intérêt majeur pour le traitement de l'information. Depuis sa découverte il y a plus de 25 ans, l'EIT a été réalisée dans de nombreux milieux : gaz, atomes froids, systèmes à l'état solide. Dans un condensat d'atomes froids de sodium, des vitesses de groupes de 17 m/s, se rapprochant de l'échelle humaine, ont été obtenues [Hau et al., 1999]. Dans des vapeurs de Rb, plusieurs groupes ont pu atteindre des vitesses aussi faibles que 90 m/s [Kash et al., 1999] ou 8 m/s [Budker et al., 1999], soit la vitesse d'un cheval au galop. De larges retards de groupe (66 μ s correspondant à des vitesses de groupe de 45 m/s) ont également été mesurés dans un cristal de Y_2SiO_5 dopé Pr^{3+} [Turukhin et al., 2001].

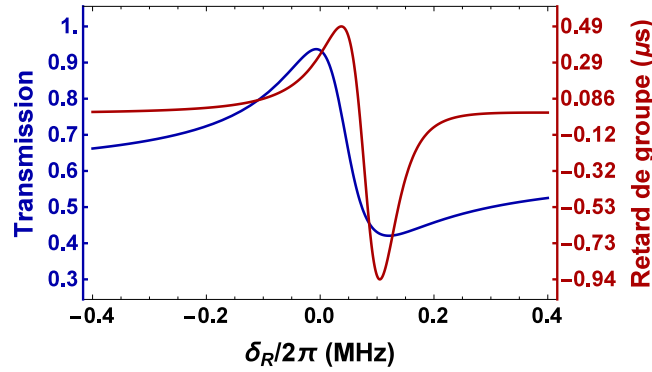


FIGURE 1.6 – Transmission du champ sonde (bleu) et retard de groupe (rouge) en fonction du désaccord Raman δ_R , pour $\Delta_c/2\pi = 20$ MHz, $\Delta_z/2\pi = 0$ MHz, $\gamma/2\pi = 11.4$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz et $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz. La longueur de la cellule est fixée à $L = 2$ cm et la densité atomique du milieu vaut $n_{at} = 2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

De manière générale, il est possible de contrôler la vitesse de groupe de la lumière à partir de l'EIT et de générer des vitesses de groupe comprises dans une large gamme de valeurs. On peut aussi créer de la lumière rapide en utilisant ce phénomène dans des conditions particulières [Mikhailov et al., 2004] : en désaccordant le champ de couplage d'une quantité Δ_c non nulle (et en ajustant en conséquence la fréquence du faisceau sonde, de manière à ce que la condition de résonance à deux photons soit toujours satisfaite

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

au centre du profil enregistré), la fenêtre de transparence initialement lorentzienne, se dissymétrise et change d'allure. L'allure de ces profils, dits "de Fano" [Lounis and Cohen-Tannoudji, 1992] est représentée sur la figure 1.6 : ils font apparaître un pic de transmission et un pic d'absorption de part et d'autre de l'accord Raman. D'après les relations de Kramers-Kronig, la résonance en absorption est associée à une dispersion à pente négative (voir figure 1.5(b)), et par conséquent à des vitesses de groupe supraluminiques $v_g > c$, comme le montre la formule (1.1).

Le phénomène d'EIT se caractérise par l'annulation de la susceptibilité linéaire du matériau et au contraire, l'augmentation de la susceptibilité non linéaire [Harris et al., 1990]. Associée au ralentissement spectaculaire de la lumière par EIT, Hau et al. ont mesuré une valeur de l'indice de réfraction non linéaire extrêmement importante, dans des atomes de sodium ultra-froids : elle est 10^{16} fois supérieure à la valeur obtenue dans un système ne présentant pas d'EIT [Hau et al., 1999]. De nombreuses expériences montrent l'amplification des effets non linéaires de type mélange à quatre ondes en présence d'EIT. De fortes efficacités de conversion en fréquence ont par exemple été obtenues dans une vapeur atomique de Pb, avec une cohérence atomique préalablement excitée par EIT [Jain et al., 1996]. La génération de susceptibilités non-linéaires extrêmement larges offre la possibilité de travailler avec des niveaux d'intensités très faibles, sans avoir nécessairement recours à des cavités de haute finesse. Un schéma de mélange à quatre ondes basé sur le processus d'EIT, capable de générer des interactions non linéaires avec de très faibles énergies lumineuses a été proposé [Harris and Hau, 1999], puis utilisé dans de nombreuses réalisations expérimentales, dont récemment un mélange à quatre ondes dans des atomes de Rb froids, avec des impulsions de faibles énergies et une efficacité de conversion de quelques pour cents [Chiu et al., 2014].

La forte dispersion, associée aux fenêtres de bande passante très étroite créées par EIT, laisse présager du potentiel de ce phénomène pour réaliser des mesures interférométriques de haute précision. Scully et Fleischhauer ont proposé une méthode de détection de champ magnétique, basée sur le repérage de la position d'une résonance EIT, qui subit un décalage par effet Zeeman : l'interaction du moment magnétique d'un atome avec le champ magnétique externe conduit à une perturbation des niveaux d'énergie et une variation de la fréquence atomique de la transition [Scully and Fleischhauer, 1992; Fleischhauer and Scully, 1994]. Pour des champs magnétiques appliqués de l'ordre du picotesla, cette variation en fréquence est très faible. Elle s'accompagne néanmoins d'une importante mo-

dification de l'indice de réfraction que l'on peut exploiter : la forte dispersion au voisinage de la résonance génère un déphasage sur le faisceau sonde traversant le milieu ; celui-ci peut être mesuré avec une très haute précision par interférométrie. Un grand intérêt est actuellement porté à la miniaturisation des senseurs magnétiques atomiques. Les auteurs de la référence [Shah et al., 2007] ont par exemple conçu un magnétomètre opérant à faible puissance, capable de mesurer des champs magnétiques avec une précision inférieure à $70 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans une cellule d'atomes alcalins (vapeur) dont le volume a été réduit à 6 mm^3 . Plus récemment, des sensibilités inférieures à $5 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ont été mesurées dans des cellules de gaz Rb de dimensions très réduites [Griffith et al., 2010]. De tels magnétomètres pourraient notamment être utilisés en magnétocardiographie⁴, pour diagnostiquer des maladies du cœur à faible coût.

Ainsi, les domaines d'application de l'EIT sont divers. Ils concernent principalement le contrôle de la vitesse de groupe de la lumière, l'amplification de processus non linéaires, et la magnétométrie de haute précision.

II.1.2 Résonances CPO

Le phénomène de CPO se caractérise par l'apparition d'une fenêtre de transparence pour un faisceau sonde de faible intensité, envoyé en présence d'un faisceau de couplage intense, dans un milieu saturable. Contrairement à l'EIT où les faisceaux couplage et sonde sont appliqués sur deux transitions optiques distinctes, les faisceaux couplage et sonde excitent, dans le cas du CPO, la (ou les) même(s) transition(s). Le phénomène de CPO a été mis en évidence de manière théorique par Schwarz et Tan, en 1967, dans un milieu absorbant saturable [Schwarz and Tan, 1967]. Dans cet article, Schwarz et Tan montrent que la largeur de la résonance associée est limitée par le taux de désexcitation Γ_0 des populations du niveau supérieur. Ce taux est généralement inférieur à la largeur homogène, qui inclut, dans les vapeurs par exemple, une contribution importante liée aux collisions, en plus du terme habituel d'émission spontanée. On peut trouver une analyse détaillée du phénomène dans l'article [Boyd et al., 1981] où est introduite, pour la première fois, la notion d'*Oscillations Cohérentes de Population*.

4. Il s'agit d'une technique non invasive en médecine qui consiste à mesurer les champs magnétiques générés par l'activité électrique du cœur.

Principe

CPO à deux niveaux

Le CPO a initialement été étudié dans un système à deux niveaux, excité par un champ de contrôle de pulsation ω_c proche de la pulsation de la transition atomique, et une sonde légèrement désaccordée par rapport à la pompe, de pulsation $\omega_s = \omega_c + \delta$, comme illustré sur la figure 1.7(a).

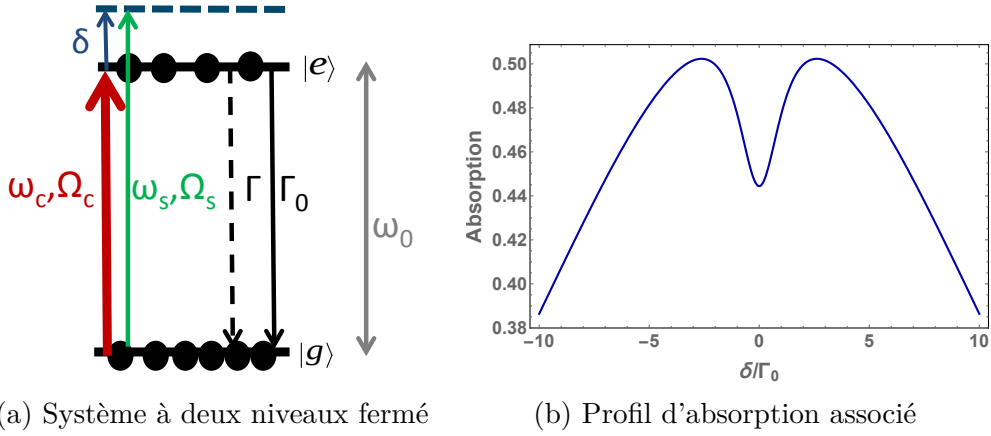


FIGURE 1.7 – **(a)** Système à deux niveaux fermé. Γ_0 est le taux d'émission spontanée, Γ le taux de relaxation de la cohérence optique. ω_c et ω_s sont les pulsations des champs de couplage et sonde, Ω_c et Ω_s leurs pulsations de Rabi respectives. On note $\delta = \omega_s - \omega_c$ la différence de pulsations entre les deux champs. **(b)** Absorption du champ sonde en fonction de δ/Γ_0 , en l'absence d'élargissement inhomogène, pour $\gamma/2\pi = 22.8$ MHz, $\Gamma_0/2\pi = 1.6$ MHz (valeurs correspondant à notre expérience dans l'hélium métastable), $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz.

On note $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ le système à deux niveaux considéré, et N_e, N_g , les populations respectives de chacun de ses niveaux. Les champs sonde et couplage sont supposés cohérents et leurs intensités vérifient $I_s \ll I_c$. J'explique ci-dessous le principe de formation de la résonance CPO dans le système $\{|e\rangle, |g\rangle\}$.

Les champs sonde et couplage étant cohérents, on observe des battements d'intensité à la fréquence δ . La figure 1.8 i montre l'intensité totale à l'entrée de la cellule (dont l'expression est donnée par la formule classique d'interférence à deux ondes : $I^{\text{in}}(t) = I_s^{\text{in}} + I_c^{\text{in}} + 2\sqrt{I_s^{\text{in}}I_c^{\text{in}}}\cos(\delta t)$), normalisée par l'intensité de couplage incidente I_c^{in} . On note que la profondeur de modulation associée est : $4\sqrt{\frac{I_s^{\text{in}}}{I_c^{\text{in}}}}$.

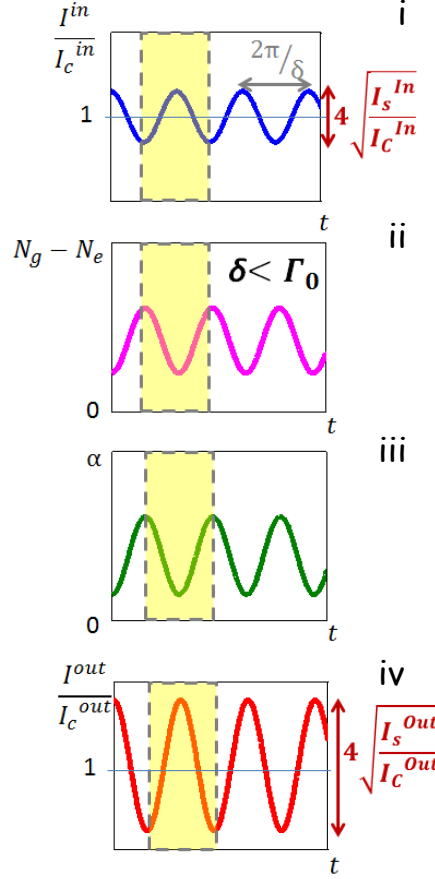


FIGURE 1.8 – Illustration du principe des Oscillations Cohérentes de population dans un système à deux niveaux $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ fermé. Evolutions temporelles de i) l'intensité totale I^{in} à l'entrée du milieu (normalisée par l'intensité du couplage I_c^{in} à l'entrée), ii) la différence de populations $N_g - N_e$, iii) l'absorption α , iv) l'intensité totale à la sortie du milieu I^{out} (normalisée par l'intensité du couplage I_c^{out} à la sortie).

Si $\delta < \Gamma_0$, le système atomique peut suivre l'évolution temporelle de l'intensité car Γ_0^{-1} représente le temps de réponse typique du système. Plus ou moins d'atomes sont alors excités, en fonction du niveau d'intensité envoyée. Il s'agit d'un phénomène de saturation dynamique : la différence de population $N_g - N_e$ subit une modulation temporelle, à la fréquence δ , en opposition de phase par rapport à la modulation temporelle de l'intensité totale incidente (voir figure 1.8 ii). L'absorption évolue de la même manière que la différence de population : elle est modulée, et en opposition de phase par rapport à l'intensité incidente (voir figure 1.8 iii). Par conséquent, les zones où l'intensité incidente est plus

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

faible donnent lieu à une absorption plus importante que les zones de plus forte intensité. Ainsi, à la sortie du milieu, on obtient des battements d'intensité, avec une profondeur de modulation plus importante (voir figure 1.8 iv) : $\sqrt{\frac{I_s^{in}}{I_c^{in}}} < \sqrt{\frac{I_s^{out}}{I_c^{out}}}$. Le faisceau de contrôle n'est pas affecté par la présence de la sonde et suit toujours l'absorption saturée. Quant au champ sonde, il est absorbé par passage à travers le milieu absorbant saturable, mais dans une moindre mesure par rapport au cas où il se serait propagé seul, sans la pompe.

Il convient de souligner que le processus d'oscillations de population décrit dans le paragraphe précédent ne peut se produire que si $\delta \lesssim \Gamma_0$. En effet, dans le cas contraire ou $\delta \gg \Gamma_0$, la modulation du champ incident δ est trop rapide pour pouvoir être perçue par la différence de population, dont la dynamique est régie par le taux de relaxation Γ_0 . Ainsi, la fenêtre de transparence créée par le phénomène de CPO pour le champ sonde, a une largeur limitée par Γ_0 . L'annexe B montre que la transmission du champ sonde en présence du phénomène de CPO dans un système à deux niveaux fermé évolue en fonction de δ comme la quantité w_1 (partie oscillante à la fréquence δ de la différence de populations) dont l'expression est donnée ci-dessous :

$$w_1 = \frac{1}{1 + \frac{I_0}{I_{sat}}} \frac{I_1}{I_{sat}} \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0 - i\delta + \Gamma_0 \frac{I_0}{I_{sat}}}, \quad (1.2)$$

où I_0 est la moyenne de l'intensité totale, $I_{sat} = \frac{\Gamma_0 \hbar \omega_0}{2\sigma}$ et σ est la section efficace d'absorption.

Il s'agit d'une lorentzienne complexe. La largeur à mi-hauteur de sa partie réelle (terme qui intervient précisément dans le calcul de la transmission) est $W = 2\Gamma_0 + 2\Gamma_0 \frac{I_0}{I_{sat}}$. Ainsi, la bande passante associée aux résonances CPO est limitée, pour les faibles intensités de couplage, par le taux de relaxation de la population du niveau excité Γ_0 , et s'élargit par saturation lorsque l'intensité du faisceau de couplage devient plus importante.

Outre l'augmentation de la transmission du champ signal à la pulsation $\omega_c + \delta$, le CPO, effet non linéaire d'ordre 3, s'accompagne également de la création d'une troisième fréquence : un champ complémentaire, de pulsation $\omega_c - \delta$, est généré au cours de la propagation à travers le milieu.

CPO à trois niveaux

Des systèmes atomiques à trois niveaux plus complexes peuvent donner lieu à des oscillations cohérentes de population gouvernées par une durée de vie supérieure à $\frac{1}{\Gamma_0}$. Par exemple, un système à deux niveaux dont le niveau supérieur se désexcite vers un niveau intermédiaire métastable permet de créer une résonance CPO dont la bande passante associée est limitée par le faible taux de relaxation des populations du niveau métastable [Sharypov and Wilson-Gordon, 2011].

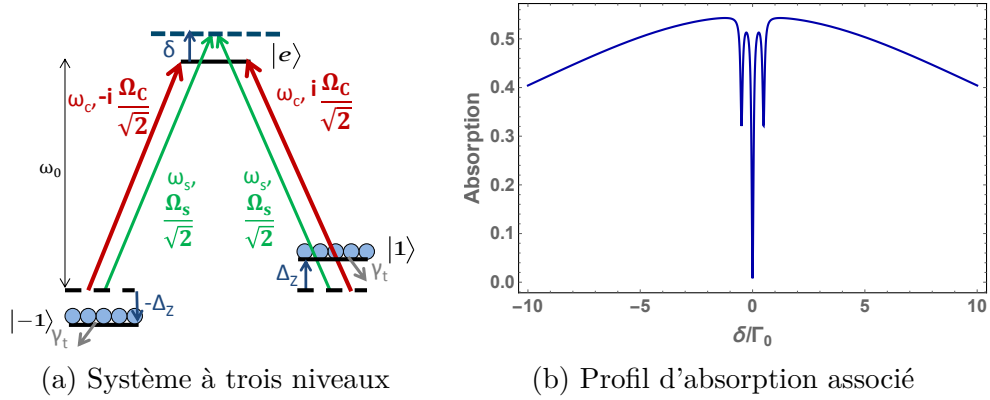


FIGURE 1.9 – **(a)** Système à trois niveaux. Ω_c et Ω_s sont les pulsations de Rabi des faisceaux de couplage et sonde, et $\omega_c \approx \omega_0$ et ω_s leurs pulsations respectives. On note $\delta = \omega_s - \omega_c$ la différence de pulsation entre les deux champs. Les polarisations sont choisies linéaires orthogonales. $\pm\Delta_z$ est le décalage Zeeman des niveaux $|\pm 1\rangle$ respectivement. On représente seulement le taux de relaxation vers l'extérieur des niveaux fondamentaux γ_t , paramètre pertinent qui limite la durée de vie des oscillations. **(b)** Absorption du champ sonde en fonction du désaccord $\delta = \omega_s - \omega_c$ normalisé au taux de relaxation des populations Γ_0 , en l'absence d'élargissement inhomogène, pour $\gamma/2\pi = 22.8$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz, $\gamma_t/2\pi = 1$ kHz, $\Gamma_0/2\pi = 1.6$ MHz (valeurs typiques de notre expérience dans l'hélium métastable), $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz, $\Delta_z/2\pi = 400$ kHz.

De même, on peut produire une résonance CPO très fine spectralement à partir d'un système à trois niveaux composé de deux niveaux fondamentaux notés $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ couplés à un même niveau excité $|e\rangle$, comme le montre la figure 1.9(a). En présence de faisceaux sonde et couplage de polarisations linéaires orthogonales, un tel système peut donner lieu à une résonance CPO ultrafine, limitée par le taux de relaxation des niveaux inférieurs γ_t , grâce à des échanges de populations entre les niveaux inférieurs. Ce phénomène a été mis en évidence dans l'article [Lauprêtre et al., 2012] et est décrit qualitativement ci-dessous.

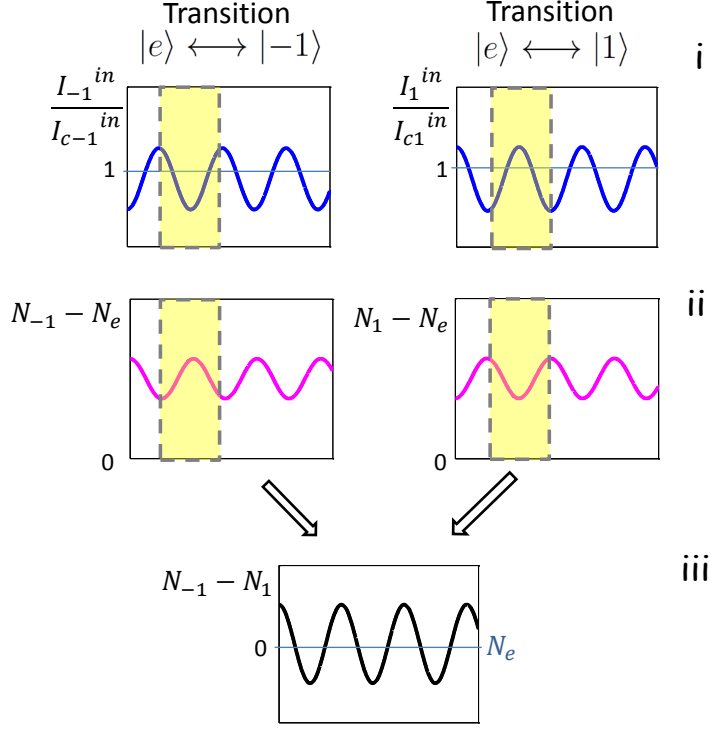


FIGURE 1.10 – Illustration du principe des Oscillations Cohérentes de population dans un système à trois niveaux en forme de Λ , $\{|e\rangle, |-1\rangle, |1\rangle\}$. Evolutions temporelles de i) l'intensité totale I_{-1}^{in} (I_1^{in}) à l'entrée du milieu (normalisée par l'intensité du couplage I_{c-1}^{in} (I_{c1}^{in}) à l'entrée) sur la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ (respectivement $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$), ii) les différences de populations sur chacun des bras : $N_{-1} - N_e$ et $N_1 - N_e$, iii) la différence de populations $N_{-1} - N_1$.

Le système en Λ (voir figure 1.9) peut être interprété comme une combinaison de deux sous-systèmes à deux niveaux couplés (formés respectivement par les bras $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ et $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ du système total en Λ). Lorsque les fréquences des deux champs d'excitation diffèrent légèrement ($\delta = \omega_s - \omega_c$), chaque sous-système à deux niveaux donne lieu à une modulation temporelle d'intensité de même fréquence (voir figure 1.10 i). Par un raisonnement analogue à celui de la partie précédente décrivant le phénomène dans un système à deux niveaux (effet de saturation du milieu plus ou moins efficace en fonction du niveau d'intensité reçu), les populations $N_{-1} - N_e$ et $N_1 - N_e$ oscillent également, en opposition de phase par rapport aux modulations temporelles des intensités reçues respectivement sur chacun des bras (voir figure 1.10 i et ii). Or, comme les polarisations des

champs sonde et pompe sont choisies orthogonales, les modulations temporelles d'intensité sur les deux bras du système en Λ sont en opposition de phase⁵. Par conséquent, les oscillations de population $N_{-1} - N_e$ et $N_1 - N_e$ sur les deux bras sont elles-même aussi en opposition de phase. On obtient ainsi une modulation temporelle de la différence de population entre les deux niveaux fondamentaux $|-1\rangle$ et $|1\rangle$ (voir figure 1.10 iii) : les atomes s'accumulent alternativement sur chacun de ces deux niveaux. Le niveau $|e\rangle$ n'est quant à lui plus peuplé : sa durée de vie n'est donc plus limitante. Ainsi, les oscillations de population repérées initialement sur chacun des bras $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ et $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$, entre niveaux excité et fondamentaux, sont transférées en oscillations de population entre les deux niveaux fondamentaux $|-1\rangle$ et $|1\rangle$. Le taux de relaxation de ces derniers, noté γ_t , détermine alors la largeur de la fenêtre de transparence. En pratique, il s'agit de niveaux de longues durées de vie, générant des résonances très fines spectralement. Par exemple, dans le cas de l'hélium métastable ou du césium à température ambiante, on observe des résonances CPO de l'ordre du kHz limitées par le temps de transit des atomes dans le faisceau, lorsque l'intensité de couplage est suffisamment faible [Lauprêtre et al., 2012; de Almeida et al., 2014].

Des calculs développés en annexe B permettent d'obtenir des expressions pour les différences de population $w^+ = N_e - N_1$ et $w^- = N_e - N_{-1}$, définies respectivement sur chacune des transitions $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ et $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ du système en Λ . En effectuant un développement perturbatif à l'ordre 1 en champ sonde⁶ sur les inversions de populations $w^\pm$ et les intensités $I^\pm$ présentes sur chacun des bras du système en Λ , on peut exprimer les

5. Les faisceaux sonde et de couplage sont polarisés linéairement orthogonalement, respectivement selon les vecteurs unitaires notés $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$. On décompose ces polarisations dans la base des polarisations circulaires $\vec{e}_\pm \equiv \frac{\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y}{\sqrt{2}}$ (base où les transitions optiques sont définies) :

$$\vec{\Omega}_c = i\Omega_c \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix}_{(\vec{e}_+, \vec{e}_-)}, \quad \vec{\Omega}_s = \Omega_s \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}_{(\vec{e}_+, \vec{e}_-)}$$

Noter les signes opposés pour la fréquence de Rabi du champ de couplage, sur chacune des transitions du système en Λ (voir illustration sur la figure 1.9(a)). Ceux-ci sont à l'origine de modulations temporelles d'intensité en opposition de phase sur chacun des bras.

6. On écrit :

$$I^\pm(t) = I_0^\pm + I_1^\pm e^{-i\delta t} + I_{-1}^\pm e^{i\delta t}, \quad (1.3)$$

$$w^\pm(t) = w_0^\pm + w_1^\pm e^{-i\delta t} + w_{-1}^\pm e^{i\delta t}, \quad (1.4)$$

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

parties oscillantes $w_1^\pm$ des inversions de populations, termes qui interviennent précisément dans le calcul de transmission :

$$\begin{aligned} w_1^- &= -\frac{w_0}{2} \left[\frac{3(I_1^- + I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\Gamma_0 + \gamma_t + 3\frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} + \frac{(I_1^- - I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\gamma_t + \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} \right], \\ w_1^+ &= -\frac{w_0}{2} \left[\frac{3(I_1^- + I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\Gamma_0 + \gamma_t + 3\frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} - \frac{(I_1^- - I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\gamma_t + \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} \right], \end{aligned} \quad (1.5)$$

où w_0 est la composante continue de l'inversion de population, de même valeur sur chacun des bras du système en Λ .

Les expressions (1.5) font apparaître deux lorentziennes, de largeurs à mi-hauteur $2(\Gamma_0 + \gamma_t) \approx 2\Gamma_0$ et $2\gamma_t$, à faible puissance de couplage. Grâce au choix particulier des polarisations des champs sonde et couplage⁷, on a $I_1^- = I_1^+$: le premier terme de la parenthèse est nul et seul l'effet de la lorentzienne limitée par le taux de relaxation des niveaux fondamentaux γ_t est à prendre en compte. Ainsi, on obtient le résultat exposé en annexe B : la présence d'une résonance CPO ultrafine, limitée par le taux de relaxation des niveaux fondamentaux, qui s'élargit par saturation.

Le système à trois niveaux représenté en figure 1.9(a) peut être également interprété comme une combinaison de deux sous-systèmes en Λ (l'un formé d'un couplage polarisé σ^+ et d'une sonde σ^- et l'autre constitué d'un couplage σ^- et d'une sonde σ^+), chacun pouvant donner naissance à une fenêtre EIT, lorsque la condition de résonance à deux photons est satisfaite. Pour isoler la résonance CPO des résonances EIT, il faut donc appliquer un champ magnétique longitudinal qui a pour effet de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman : cela décale les conditions de résonance à deux photons où se créent les pics EIT d'une quantité $\delta = \pm 2\Delta_Z$, $\mp \Delta_Z$ étant le décalage Zeeman subi par le sous-niveau Zeeman correspondant à l'état sondé. La figure 1.9(b) montre un profil d'absorption typique, obtenu dans un système à trois niveaux, tel que représenté figure 1.9(a), en présence d'un champ magnétique engendrant un décalage $\Delta_Z/2\pi = 400$ kHz des sous-niveaux Zeeman. Trois résonances sont visibles : la résonance CPO centrale apparaît lorsque la différence de fréquence entre la sonde et le couplage est nulle ($\delta = \omega_s - \omega_c = 0$ kHz) ; les résonances EIT de part et d'autre se manifestent à résonance à deux photons,

7. Comme expliqué en annexe B, le choix de polarisations linéaires orthogonales pour les champs sonde et couplage permet d'éliminer la résonance de CPO caractéristique du système à deux niveaux, de largeur limitée par Γ_0 dans les équations (1.5)).

lorsque $\delta = \pm 2\Delta_z = \pm 2\pi \times 800.10^3$ rad/s. On note que ces résonances sont toutes trois spectralement bien plus fines que les résonances CPO usuelles des systèmes à deux niveaux fermés, dont la largeur est limitée par Γ_0 (comparer les graphes 1.7(b) et 1.9(b)).

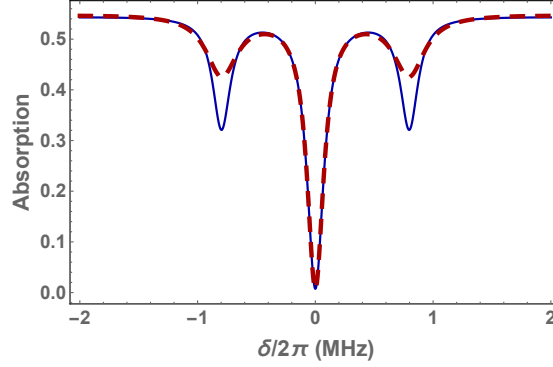


FIGURE 1.11 – Absorption du champ sonde en fonction du désaccord $\delta = \omega_s - \omega_c$, en l'absence d'élargissement inhomogène, pour $\gamma/2\pi = 22.8$ MHz, $\gamma_t/2\pi = 1$ kHz, $\Gamma_0/2\pi = 1.6$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz (bleu) ou $\gamma_{1-1}/2\pi = 75$ kHz (rouge, pointillés), $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz et $\Delta_z/2\pi = 400$ kHz. La résonance centrale est due à des oscillations de population entre les deux niveaux fondamentaux du système en Λ ; les résonances de part et d'autre sont caractéristiques de l'EIT : seules ces dernières s'élargissent quand γ_{1-1} augmente.

La figure 1.11 est un zoom sur les résonances obtenues dans le système à trois niveaux pour deux valeurs différentes du taux de relaxation de la cohérence Raman γ_{1-1} , taux de relaxation régissant la largeur des pics EIT. A faible puissance de couplage, la largeur de la résonance CPO est limitée par le taux de relaxation des niveaux fondamentaux γ_t et la largeur des résonances EIT, localisées de part et d'autre du pic CPO, par le taux de relaxation de la cohérence Raman γ_{1-1} , comme vu précédemment (II.1.1). Ces taux sont tous deux généralement très faibles : par exemple, dans l'hélium métastable, leurs valeurs sont de quelques 10^3 s^{-1} ⁸. En traçant le profil d'absorption pour deux valeurs différentes de la durée de vie de la cohérence Raman, on observe que seules les résonances latérales de type EIT sont modifiées : ceci met en évidence la nature différente des mécanismes à l'origine de ces résonances.

8. Ces deux taux sont donnés par le taux de transit des atomes dans le faisceau laser.

Robustesse des résonances CPO aux effets déphasants

Il convient d'attirer ici l'attention du lecteur sur une caractéristique particulière des résonances de type CPO par rapport aux fenêtres de transparence EIT : elles peuvent être modélisées par des équations de taux, ou équations cinétiques. Il s'agit d'équations de Bloch optiques simplifiées, où les cohérences ont été adiabatiquement éliminées. Les équations d'évolution des éléments de la matrice densité se réduisent donc à de simples équations d'évolution des populations, comme le montre l'annexe B (voir plus précisément la section B.1.2 pour le système à deux niveaux, et la section B.2.2 pour le système à trois niveaux en Λ). La figure 1.12 prouve que le modèle des équations cinétiques suffit à rendre compte des résonances CPO, ce qui n'est pas le cas pour les résonances EIT. Le fait de pouvoir négliger la dynamique des cohérences pour modéliser le phénomène de CPO a des conséquences physiques intéressantes : les résonances CPO peuvent être observées dans un milieu où les cohérences ont une durée de vie très courte. Elles sont robustes aux effets déphasants, comme les gradients de champ magnétique.

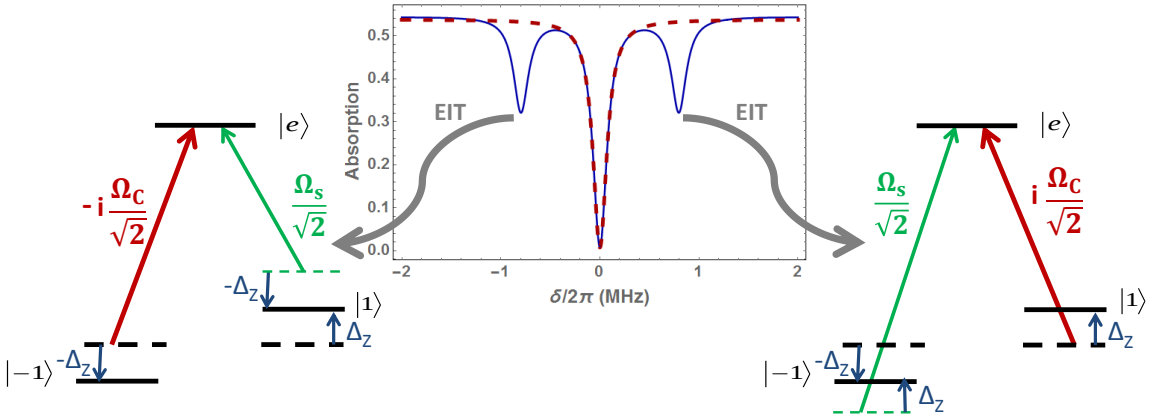


FIGURE 1.12 – Absorption du champ sonde en fonction du désaccord $\delta = \omega_s - \omega_c$, en l'absence d'élargissement inhomogène, pour $\gamma/2\pi = 22.8$ MHz, $\gamma_t/2\pi = 1$ kHz, $\Gamma_0/2\pi = 1.6$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz, $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz, $\Delta_z/2\pi = 400$ kHz, obtenue en utilisant le modèle des équations cinétiques (rouge, pointillés) ou le traitement complet (bleu). Dans le premier cas, seule la résonance CPO est visible, car la modélisation du phénomène EIT nécessite de considérer la dynamique des cohérences. Les systèmes permettant d'obtenir chacun des pics EIT à $\delta = \pm 2\Delta_z$ sont représentés de part et d'autre du graphe. Ces profils d'absorption ont été étudiés lors de la thèse de Thomas Lauprêtre [Lauprêtre, 2012].

Exemples de réalisations expérimentales basées sur le CPO et leurs applications

Les premières applications liées au phénomène de CPO concernent la spectroscopie. De nouvelles méthodes de spectroscopie ont été mises au point dans les années 80. Elles ont permis de mesurer des durées de vie de population très courtes, mesures qui n'auraient pas été possibles en ayant recours à des méthodes plus classiques, conventionnellement utilisées. La première mesure de spectroscopie basée sur la résonance CPO a été effectuée sur $\text{Sm}^{2+}:\text{CaF}_2$ [Lee et al., 1980]. Ce champ d'application s'est ensuite développé ; des mesures de spectroscopie ont été réalisées dans divers milieux. Récemment, Mrozek et al. ont montré que l'interaction de champs micro-ondes dans des centres NV peut donner lieu à des résonances CPO, utiles pour étudier les mécanismes de relaxation des centres NV [Mrozek et al., 2015].

Par ailleurs, une variation spectrale rapide de l'indice de réfraction apparaît autour des résonances de type CPO, engendrant une profonde modification de la vitesse de groupe (voir les relations de Kramers-Kronig illustrées au graphe 1.5). En utilisant le phénomène de CPO dans le cas d'une matrice cristalline à température ambiante (rubis), le groupe de Boyd à l'université de Rochester a pu mesurer une résonance très fine de 36 Hz, et réduire la vitesse de groupe à 57.5 m.s^{-1} [Bigelow et al., 2003a]. Ce groupe a également obtenu différents régimes de vitesse de groupe dans un même cristal d'alexandrite à température ambiante : en fonction de la longueur d'onde d'excitation, le processus CPO induit des régimes de fortes dispersions normales ou anormales pour l'indice de réfraction du matériau, générant ainsi respectivement de la lumière lente ou rapide [Bigelow et al., 2003b]. Ces résultats offrent la possibilité de concevoir des lignes à retard, contrôlables et intégrables.

Des expériences de contrôle de la vitesse de groupe de la lumière par CPO ont par la suite été réalisées dans divers matériaux : fibres optiques dopées à l'erbium (EDFs) [Schweinsberg et al., 2005], films biologiques [Wu and Rao, 2005] où des vitesses ultra-lentes de 0.091 mm.s^{-1} ont été mesurées, cellules à température ambiante [Lauprêtre et al., 2012], et structures semi-conductrices [Grinberg, 2013]. Réalisé dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs, le CPO permet de contrôler la vitesse de groupe de la lumière sur une bande passante importante, de l'ordre du GHz, et présente un intérêt majeur pour les applications RADAR [Berger, 2012].

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

Enfin, l'utilisation du phénomène de CPO au sein de séquences de stockage, en vue de réaliser des mémoires optiques, a été proposée théoriquement en 2010 par le groupe israélien de l'université Bar-Ilan [Eilam et al., 2010]. Ce groupe a étudié le phénomène dans un système à deux niveaux qui se désexcite rapidement vers un niveau intermédiaire de longue durée de vie. Je montrerai dans ce manuscrit, au chapitre 4, expérimentalement et à l'aide de simulations numériques, que l'on peut réaliser du stockage CPO dans un système à trois niveaux en Λ , tel que décrit précédemment à la section II.1.2.

Résonances EIT et CPO

L'EIT et le CPO sont tous deux des phénomènes d'interaction lumière-matière qui permettent de réduire l'absorption d'un champ sonde de faible intensité, à l'aide d'un champ supplémentaire, dit de couplage, plus intense : ils produisent un effet similaire sur le profil d'absorption (et de dispersion) du champ sonde. Cependant, ces deux phénomènes reposent sur des mécanismes physiques fondamentalement différents :

- L'EIT est un processus Raman, qui se manifeste lorsque les champs de couplage et sonde sont appliqués sur deux transitions optiques distinctes et vérifient la condition de résonance à deux photons : $\delta_R = \Delta_s - \Delta_c + 2\Delta_z = 0$. Basé sur l'excitation d'une cohérence entre deux niveaux atomiques, l'EIT est très sensible aux effets déphasants.
- Le CPO apparaît pour des champs sonde et de couplage de fréquences proches, appliqués sur une même transition optique. Il s'agit d'un effet d'oscillations de population, qui a l'avantage d'être robuste aux effets déphasants.

II.2 Stockage EIT

Je présente dans cette partie le principe du stockage EIT. Cette technique a été intensément étudiée dans de nombreux milieux. Je donne ici un aperçu des différentes expériences réalisées et des théories développées sur le sujet.

II.2.1 Séquences de stockage

On utilise la séquence de stockage suivante pour stocker un signal sonde à partir d'une résonance EIT : on allume tout d'abord le faisceau de couplage dont l'intensité est maintenue constante et élevée. L'amplitude du faisceau sonde est quant à elle progressivement augmentée avec une forme exponentielle, puis brusquement ramenée à zéro. Lorsque l'impulsion sonde est bien contenue dans la cellule, on éteint brusquement le faisceau de couplage. Cet instant, noté t_1 (voir figure 1.13) marque le début de la phase de stockage. L'impulsion sonde est alors stockée dans la matière et peut être restituée en rallumant le faisceau de couplage, à l'instant $t_2 = t_1 + T$, où T est le temps de stockage. Je montrerai par la suite, au chapitre 4, que la même séquence peut être utilisée pour réaliser du stockage CPO.

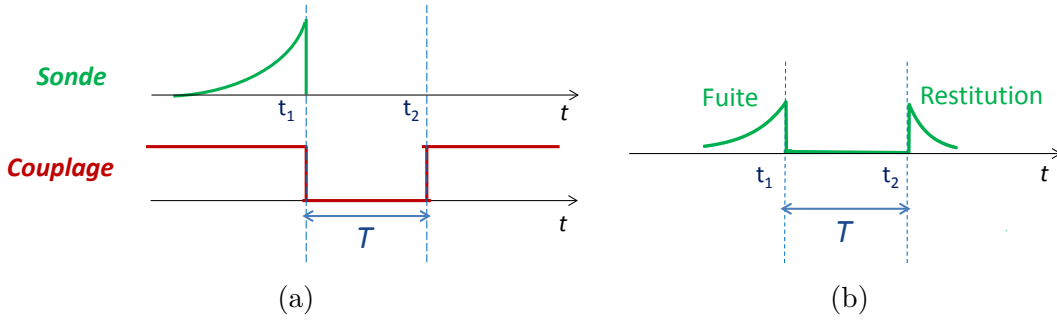


FIGURE 1.13 – **(a)** Séquence de stockage : évolution temporelle des faisceaux de couplage et sonde. L'instant t_1 indique le début du stockage, l'instant t_2 le début de la restitution. T est le temps de stockage. **(b)** Evolution temporelle du signal sonde détecté, après propagation dans le milieu. La partie du signal avant l'instant t_1 est la fuite, la restitution est visible après l'instant t_2 .

Lorsque de telles séquences de stockage sont réalisées (voir figure 1.13(a)), le signal sonde observé à l'oscilloscope, après propagation dans la cellule, se décompose en trois parties (voir figure 1.13(b)) : la fuite⁹, la période de stockage dans la matière de durée $T = t_2 - t_1$, et la phase de restitution de l'impulsion lumineuse.

Pour décrire la propagation d'un champ sonde quantique dans un milieu atomique en conditions d'EIT, Fleischhauer et Lukin ont construit une quasi-particule (bosonique),

9. Fuite : partie du signal qui n'a pas pu être stockée. Sous l'effet de lumière lente, l'impulsion signal peut être spatialement comprimée dans la cellule. Cette compression ne permet pas en pratique de faire contenir toute l'impulsion dans la cellule. Du fait d'une épaisseur optique finie, une partie de l'impulsion s'échappe du milieu avant que le champ de couplage ne soit éteint, et forme alors la fuite.

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

excitation couplée de lumière et matière, appelée “polariton d’état noir” [Fleischhauer and Lukin, 2000]. Ils ont plus précisément introduit le nouveau champ quantique $\hat{\psi}$, solution de l’équation de propagation simplifiée - établie en supposant notamment des variations du champ de contrôle suffisamment lentes (condition adiabatique) :

$$\hat{\psi}(z, t) = \cos(\theta)\hat{\mathcal{E}}(z, t) - \sin(\theta)\hat{\mathcal{S}}(z, t). \quad (1.6)$$

Il s’agit d’une combinaison du champ sonde quantique $\hat{\mathcal{E}}(z, t)$ et du spin $\hat{\mathcal{S}}(z, t)$. Le poids de chacune de ces deux contributions peut être contrôlé en agissant sur l’angle de mélange θ , défini par :

$$\cos(\theta) = \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_c^2 + g^2 N}}, \quad (1.7)$$

où Ω_c est la pulsation de Rabi du champ de couplage, g la constante de couplage atome-champ et N le nombre d’atomes dans le volume de quantification considéré. En jouant sur l’intensité du champ de couplage, la proportion des composantes photonique et atomique peut être modifiée. En particulier, si l’on réduit adiabatiquement le champ de contrôle à 0 ($\Omega_c = 0$), une fois l’impulsion lumineuse contenue dans le milieu, le polariton perd sa composante photonique ($\cos(\theta) = 0$ en facteur de $\hat{\mathcal{E}}(z, t)$ dans l’équation (1.6)) et devient purement atomique : il est totalement converti en une excitation de la cohérence Raman pendant l’étape de stockage. En rallumant le faisceau de couplage ($\Omega_c \neq 0$, $\cos(\theta) \neq 0$), le signal stocké sous forme atomique peut être à nouveau converti en impulsion lumineuse.

Des études théoriques approfondies sur le stockage EIT ont par la suite été menées. Gorshkhov et al. ont notamment publié une série de papiers sur le stockage EIT. Ils se sont en particulier intéressés à l’optimisation des procédures de stockage, dans le but d’obtenir les meilleures efficacités et ont dégagé une stratégie d’optimisation commune à plusieurs techniques de stockage [Gorshkov et al., 2007a].

II.2.2 Exemples de réalisations expérimentales de stockage EIT

La première démonstration expérimentale de stockage EIT date de 2001 : les auteurs de la référence [Phillips et al., 2001] ont mesuré des temps de stockage de l’ordre de la centaine de microsecondes dans une vapeur d’atomes de Rb. Des expériences de stockage par EIT ont par la suite été réalisées dans divers milieux : atomes froids [Liu et al., 2001], cristaux dopés [Turukhin et al., 2001] où des temps de stockage records ont été atteints.

Dans un cristal d'orthosilicate d'yttrium dopé Pr ($\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$) refroidi à température cryogénique, la limite fondamentale est donnée par le temps de relaxation des populations. Celui-ci, de l'ordre de 100 s, laisse présager un fort potentiel de ce cristal pour atteindre de longs temps de stockage. A l'aide de techniques basées sur l'utilisation de champs magnétiques externes et d'impulsions RF, visant à réduire les interactions avec l'environnement, et en ayant recours à des algorithmes puissants d'optimisation des paramètres expérimentaux, les auteurs de l'article [Heinze et al., 2013] ont minimisé les effets de décohérence et se sont rapprochés de cette limite fondamentale : ils ont démontré des temps de stockage de l'ordre de la minute.

Une procédure d'optimisation de stockage a été mise au point théoriquement [Gorshkov et al., 2007a]. Elle permet, par itérations successives, de déterminer la forme du signal incident qui est stockée et restituée avec le maximum d'efficacité, pour une profondeur optique et une forme de couplage données. Cette méthode a été testée et vérifiée expérimentalement dans des atomes de Rb chauds [Novikova et al., 2007], où des efficacités de 43% sont obtenues. Cette valeur correspond aux plus hautes efficacités obtenues, à ce jour, par stockage EIT, dans des vapeurs chaudes. Dans des atomes froids, des efficacités de 78% ont été mesurées [Chen et al., 2013].

Parmi les réalisations expérimentales remarquables, on peut également citer le stockage et la restitution d'images à deux dimensions dans des vapeurs de Rb, en ayant recours à différentes méthodes pour limiter les effets de la diffusion atomique pendant le stockage et conserver une bonne résolution spatiale : stockage de la transformée de Fourier de l'image [Vudyasetu et al., 2008] ou manipulation appropriée de la phase en différents points de l'image [Shuker et al., 2008]. Plus récemment, le stockage d'images a été réalisé dans un cristal ($\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$), où des temps de stockage d'une minute ont pu être atteints [Heinze et al., 2013].

Des expériences de stockage EIT d'états quantiques ont par ailleurs montré que l'impulsion restituée conserve certaines propriétés non classiques. En 2005, deux groupes ont simultanément démontré le stockage et la restitution de photons uniques, dans des atomes de Rb froids et une vapeur d'atomes de Rb chauds [Chanelière et al., 2005; Eisaman et al., 2005]. Par la suite, le stockage réversible d'un état photonique intriqué dans deux ensembles atomiques distants a été effectué [Choi et al., 2008]. Une intrication a ainsi pu être créée "à la demande" entre les deux ensembles atomiques, ce qui présente un intérêt majeur pour la mise en place de réseaux quantiques photoniques, et notamment

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

la réalisation de répéteurs quantiques (voir section I.1). Après plusieurs démonstrations de stockage d'états quantiques utilisant l'observable polarisation pour coder l'information dans des atomes froids [Choi et al., 2008], certains groupes se sont intéressés aux moments orbitaux angulaires de la lumière : une mémoire quantique pour des bits quantiques photoniques encodés en moment angulaire orbital (OAM) de la lumière a été réalisée [Nicolas et al., 2014]. En régime de variables continues, le stockage et la restitution d'états comprimés du vide ont été effectués dans une cellule de vapeur de Rb [Appel et al., 2008] et un nuage d'atomes de Rb froids [Honda et al., 2008].

De manière générale, on note que les atomes préférentiellement utilisés pour les expériences de stockage EIT en cellule sont de type alcalin [Novikova et al., 2012]. Notre groupe s'est quant à lui intéressé à l'hélium métastable qui, contrairement aux atomes alcalins, ne possède pas de sous-niveaux hyperfins. Comme nous allons le voir dans la suite du manuscrit au chapitre 2, nous avons mis à profit la simplicité de la structure atomique de l'hélium métastable pour étudier l'effet d'un désaccord optique sur le stockage d'impulsions lumineuses [Maynard et al., 2014b, 2015].

III Autres processus de stockage

Cette section décrit rapidement quelques techniques de stockage alternatives au stockage EIT vu dans la partie précédente (II) : les principes des protocoles “Raman” et “d'écho de photon” y sont présentés. A la différence de la méthode de stockage EIT qui est basée sur la génération d'une fenêtre de transparence, ces approches alternatives reposent sur l'absorption réversible d'une impulsion lumineuse.

On note que d'autres pistes ont été explorées en vue de réaliser des mémoires, comme l'utilisation d'effets non linéaires de type mélange à quatre ondes. Les auteurs de l'article [Camacho et al., 2009] ont démontré le stockage et la restitution d'un faisceau signal et d'un faisceau complémentaire, généré par mélange à quatre ondes, dans une vapeur chaude de Rb, avec des temps de stockage de $500\mu\text{s}$. Dans ce protocole, les impulsions lumineuses sont stockées sous la forme d'une cohérence entre niveaux atomiques. Il convient de remarquer que le mélange à quatre ondes est généralement considéré comme un effet indésirable, qui apparaît dans des milieux EIT, lorsqu'on travaille avec une profondeur optique importante. Une étude de la propagation des champs dans ces conditions a montré que les faisceaux signal et complémentaire ne peuvent pas être stockés de manière indépendante

[Phillips et al., 2011]. Plus récemment, les mécanismes de stockage dans un système en double Λ , pouvant donner lieu à la fois à de l'EIT et du mélange à quatre ondes, ont été analysés et deux sources possibles pour la création du signal complémentaire ont été identifiées [Wu et al., 2013] : 1) stockage par EIT du signal complémentaire, initialement créé par mélange à quatre ondes pendant la partie écriture, et 2) nouvelle génération de mélange à quatre ondes au cours de la restitution, à partir du champ signal restitué. Dans cet article, les auteurs ont également démontré la restitution d'une image sur le faisceau complémentaire, après stockage, identique à celle portée par le signal à l'entrée, dans une vapeur chaude de Rb.

III.1 Stockage “Raman”

Le stockage “Raman” s'effectue dans un système atomique en Λ , comme utilisé dans le protocole “EIT”, composé de deux niveaux inférieurs (un niveau fondamental $|g\rangle$ et un niveau $|s\rangle$ utilisé pour stocker les atomes) couplés à un même niveau excité $|e\rangle$ (voir figure 1.14). Les faisceaux sonde et couplage, appliqués sur les transitions $|g\rangle \longleftrightarrow |e\rangle$ et $|s\rangle \longleftrightarrow |e\rangle$ respectivement, vérifient la condition de résonance à deux photons et sont fortement désaccordés par rapport aux transitions atomiques.

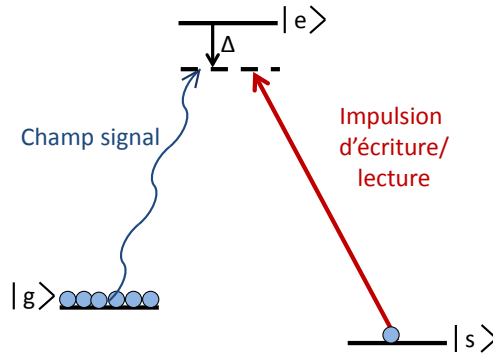


FIGURE 1.14 – Système en Λ utilisé pour la mémoire Raman. Δ est le désaccord des faisceaux par rapport à la résonance atomique.

Malgré une ressemblance apparente avec le protocole “EIT”, les principes physiques de ces deux méthodes diffèrent : la technique d'EIT tire profit de phénomènes d'interférences destructives entre chemins d'absorption, donnant naissance à un “état noir”. Au

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

contraire, dans le schéma Raman, les larges désaccords détruisent cette interférence quantique. Les mémoires “Raman” reposent sur un processus Raman stimulé. L’absorption Raman stimulée d’un photon signal, induite par le champ de couplage intense (impulsion d’écriture) transfère un atome de l’état $|g\rangle$ à l’état $|s\rangle$, imprimant ainsi dans la mémoire le signal photonique incident sous la forme d’une excitation atomique collective. La lecture de la mémoire se fait en appliquant ultérieurement une seconde impulsion (impulsion de lecture), qui a pour effet d’extraire l’excitation stockée dans la cohérence Raman sous la forme d’une impulsion restituée.

En présence d’interactions très éloignées de la transition atomique, l’état excité $|e\rangle$ peut être éliminé de manière adiabatique, ce qui permet de simplifier les équations d’évolution. Basé sur ces équations simplifiées, le schéma Raman a été proposé théoriquement pour le stockage d’états quantiques de la lumière dans des ensembles atomiques [Kozhekin et al., 2000], puis étudié plus en détail et optimisé [Gorshkov et al., 2007b; Nunn et al., 2007]. Le protocole “Raman” est particulièrement intéressant pour sa capacité à stocker des impulsions de larges bandes passantes comme des photons temporellement courts, permettant un traitement des données à des taux élevés. Au cours de ces dernières années, le groupe de Walmsley de l’université d’Oxford s’est intéressé à la réalisation de ce processus dans des vapeurs atomiques de Cs. Il a démontré tout d’abord le stockage et la restitution d’impulsions de durée inférieure à la nanoseconde (bande passante supérieure à 1GHz), avec une efficacité de 15% et un temps de stockage de 12.5 ns [Reim et al., 2010]. Lors d’une autre expérience, le même groupe est parvenu à stocker des champs cohérents de très faible nombre moyen de photons ($\langle n \rangle \ll 1$) avec des efficacités de 20%, la difficulté pour constituer une mémoire quantique étant de réduire le bruit inconditionnel mesuré¹⁰ [Reim et al., 2011]. Récemment, ce groupe a effectué le stockage de photons uniques annoncés de large bande passante, initialement générés par conversion paramétrique spontanée [Michelberger et al., 2015]. Cet article étudie en particulier la source de bruit principale, attribuée à un processus de mélange à quatre ondes. Le stockage d’états de polarisation de la lumière, contenant $10^3 - 10^4$ photons par impulsion [England et al., 2012] a également été réalisé. Je montrerai au chapitre 3 de ce manuscrit que le champ restitué en configuration “Raman” présente un déphasage par rapport au signal incident qui a potentiellement des conséquences pour le stockage d’états non classiques.

10. Bruit inconditionnel : Signal détecté lorsque l’on envoie seulement le faisceau de contrôle, en l’absence de champ sonde à stocker, en entrée.

III.2 Techniques basées sur l'écho de photon

Les approches de type “écho de photon”, comme l'Elargissement Inhomogène Réversible Contrôlé (CRIB) [Afzelius et al., 2010a] ou le Peigne de Fréquences Atomiques (AFC) [Afzelius et al., 2009] exploitent l'élargissement inhomogène¹¹ de certains milieux.

Pour expliquer plus précisément le principe général du stockage basé sur l'écho de photon, on considère un ensemble constitué de N atomes à deux niveaux $\{|g\rangle, |e\rangle\}$. Après absorption d'un photon unique à l'instant $t = 0$, l'état $|\Psi\rangle$ de l'ensemble s'écrit :

$$|\Psi\rangle = \sum_i \Psi_i e^{-i\delta_i t} e^{-ikz_i} |g_1 \dots e_i \dots g_N\rangle, \quad (1.8)$$

où k est le vecteur d'onde du champ signal, z_i la position de l'atome i et δ_i le désaccord de l'atome i par rapport à la fréquence centrale du photon. L'état du photon unique est alors gravé sous la forme d'une excitation collective atomique sur la transition optique $|g\rangle \longleftrightarrow |e\rangle$. Chaque composante de cet état collectif se déphase progressivement, au fur et à mesure du temps en acquérant une phase $e^{-i\delta_i t}$. Tout l'enjeu des mémoires basées sur l'écho de photons est de façonner ingénieusement le système atomique, de manière à contrôler ce déphasage, associé à la distribution inhomogène en fréquence des atomes. Les processus à la base des mémoires de type “écho de photon” visent en particulier à rephaser les différents termes de l'expression (1.8) – c'est-à-dire les différents dipôles atomiques – à un instant précis (après un certain temps de stockage), pour déclencher la réémission du signal absorbé.

Elargissement Inhomogène Réversible Contrôlé (CRIB)

Dans la technique CRIB, la réémission collective de lumière absorbée est obtenue en induisant sur chaque atome i une phase $e^{i\delta_i \tau}$, opposée à la phase accumulée par chacun à l'instant $t = \tau$, soit $e^{-i\delta_i \tau}$. Pour cela, une méthode consiste à exploiter l'effet Stark. On crée tout d'abord une fine raie d'absorption dans le cristal par pompage optique. Ensuite, en appliquant un champ électrique externe spécifique, on peut générer un élargissement inhomogène artificiel, contrôlé et réversible. Le signal lumineux, de spectre comparable à la bande d'absorption créée par cet élargissement inhomogène, est absorbé à l'instant

11. On parle d'élargissement inhomogène lorsque les atomes mis en jeu ont différentes caractéristiques spectrales, par opposition à un élargissement homogène (élargissement pour lequel les atomes sont identiques).

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

$t = 0$ (voir figure 1.15). Un déphasage maîtrisé de l'état collectif au cours du temps (voir l'expression (1.8)) est alors exercé. A l'instant $t = \tau$, on modifie le champ électrique de manière à inverser les désaccords associés à chaque atome : $\delta_i \longrightarrow -\delta_i$. Les atomes accumulent alors un facteur de phase, opposé au facteur vu à l'issue de la période $t = [0, \tau]$. Ils se retrouvent à nouveau en phase au temps $t = 2\tau$, ce qui déclenche la réémission du signal (voir figure 1.15). Ainsi, l'écho est produit par contrôle de l'élargissement inhomogène. La technique CRIB a été proposée théoriquement au milieu des années 2000 [Nilsson and Kröll, 2005; Kraus et al., 2006] et mise en évidence pour la première fois dans un solide dopé à l'euporium $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [Alexander et al., 2006].

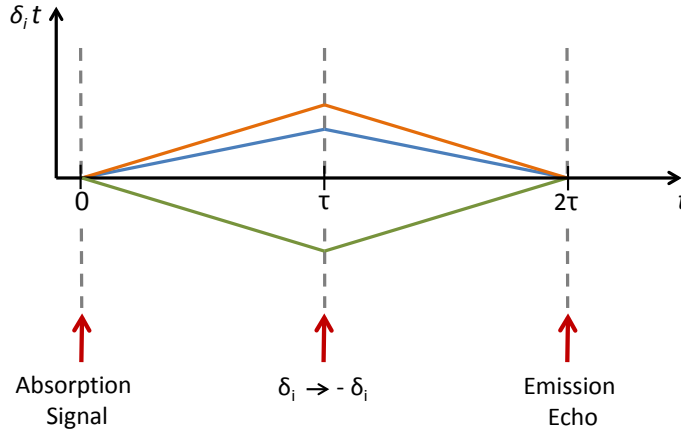


FIGURE 1.15 – Schéma temporel d'une séquence CRIB, avec évolution du terme $\delta_i t$ de la phase $e^{-i\delta_i t}$ accumulée par trois atomes de désaccords δ_i différents. A $t = 0$, le signal lumineux est absorbé. A $t = \tau$, on effectue l'opération : $\delta_i \longrightarrow -\delta_i$. A $t = 2\tau$, l'écho de photon est émis.

On distingue deux types d'élargissement inhomogène, en fonction de la réponse Stark du milieu : élargissement transverse (CRIB transverse) ou longitudinal (CRIB longitudinal aussi appelé Mémoire à Echo de Gradient (GEM)).

On parle d'élargissement transverse lorsque la raie d'absorption est élargie de manière uniforme (identique quelle que soit la position z , à travers le milieu), comme représenté schématiquement sur la figure 1.16(a). Un élargissement de type transverse peut être obtenu dans des verres dopés aux ions de terres rares où l'orientation et l'amplitude des moments dipolaires varie de manière aléatoire selon la position au sein du matériau :

l'application d'un champ électrique constant suffit alors à créer le profil d'absorption montré sur la figure 1.16(a).

L'élargissement longitudinal (GEM) fait quant à lui référence au décalage d'une raie d'absorption étroite en fonction de la profondeur du milieu z . Dans ce cas, chaque atome i vérifie : $\delta_i = \chi z_i$, où χ est un coefficient de proportionalité (voir figure 1.16(b)). Chaque composante spectrale de l'impulsion est alors absorbée lorsqu'elle rencontre le bon écart atomique, au cours de la propagation¹². Cette situation correspond à une profondeur du milieu z particulière. En pratique, on peut obtenir un élargissement longitudinal en appliquant un gradient de champ électrique dans des cristaux dopés aux ions de terres rares où les moments dipolaires sont orientés selon une direction bien définie [Hedges et al., 2010] ou dans une cellule atomique [Hosseini et al., 2011].

Il convient de souligner que pour les deux méthodes (CRIB transverse et longitudinal), le spectre d'absorption intégré sur la composante z est identique, et sa largeur est supérieure à la largeur homogène γ .

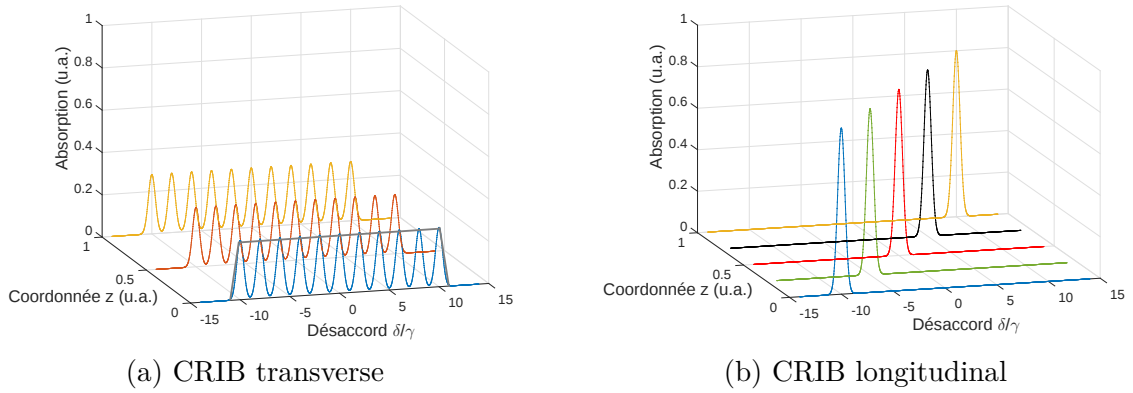


FIGURE 1.16 – Représentation schématique de l'absorption générée par un élargissement inhomogène de type transverse **(a)** ou longitudinal **(b)**. Distribution des atomes, en fonction de la longueur du milieu z et de δ , désaccord atomique par rapport à la fréquence centrale du signal considéré, normalisé à γ , la largeur homogène.

En utilisant des séquences d'échos multiples, les auteurs de l'article [Longdell et al., 2008] ont démontré théoriquement la possibilité d'obtenir des efficacités de 100% à partir du protocole GEM appliqué à un système à deux niveaux. Des efficacités de 69% ont

12. L'impulsion incidente est absorbée sous réserve que son étendue spectrale soit inférieure à la largeur générée par les décalages Stark et que la profondeur optique soit suffisante.

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

été mesurées en travaillant dans un système à deux niveaux, dans un crystal dopé au praseodyme $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$, tout en conservant le caractère quantique à la sortie de la mémoire [Hedges et al., 2010].

On note que pour absorber une fraction ξ d'impulsion lumineuse de largeur spectrale égale à la largeur inhomogène γ_{inh} , il faut que la profondeur optique αL vérifie¹³ :

$$\alpha L > \frac{\gamma_{inh}}{\gamma} \ln(1 - \xi). \quad (1.9)$$

Dans cette formule, on souhaite :

- γ très faible car le taux $\frac{1}{\gamma}$ détermine la durée de vie de la mémoire,
- γ_{inh} très grand afin de permettre le stockage d'impulsions de larges bandes passantes,
- ξ très proche de 1.

Or, par application numérique de la formule (1.9), on trouve qu'avec un rapport $\gamma_{inh}/\gamma \approx 100$, αL doit être supérieur à 300, pour qu'au moins 95% de l'impulsion incidente soit absorbée [Nilsson and Kröll, 2005]. Dans le but d'éviter d'avoir recours à des profondeurs optiques αL trop importantes, on peut relaxer la contrainte sur γ . Pour cela, une solution consiste à utiliser une résonance optique initiale plus large, et travailler dans un système à trois niveaux en Λ , présentant une cohérence entre les deux niveaux atomiques fondamentaux de longue durée de vie. Il est alors possible de transférer l'excitation, initialement présente sur une cohérence optique d'un des bras en Λ , sur la cohérence Raman. La réalisation d'une mémoire GEM, combinée à cette technique de transfert Raman, a tout d'abord été démontrée dans une vapeur de Rb avec des efficacités de 1% [Hétet et al., 2008]. Par la suite, des efficacités de 41% ont été obtenues [Hosseini et al., 2009] dans ce même milieu. Il convient de souligner que le GEM est un protocole phare dans les cellules à température ambiante. Ces deux expériences figurent parmi les nombreux exemples de réalisations expérimentales de GEM dans les vapeurs, avec notamment l'obtention d'une efficacité record de 87% [Hosseini et al., 2011]. On note que cette même valeur d'efficacité record a récemment été obtenue dans un ensemble d'atomes froids de Rb de profondeur optique très importante [Cho et al., 2016].

13. La tranche Δz du milieu doit absorber les fréquences comprises dans la gamme $[\omega, \omega + \gamma]$: soit $\Delta z = \frac{\gamma L}{\gamma_{inh}}$. On utilise cette relation de proportionnalité et la formule $e^{-\alpha \Delta z} < (1 - \xi)$ traduisant le fait que les fréquences appartenant à $[\omega, \omega + \gamma]$ doivent être absorbées avec un taux supérieur à ξ , pour obtenir l'expression (1.9).

Peigne de Fréquences Atomiques (AFC)

Le protocole AFC, proposé par les auteurs de l'article [Afzelius et al., 2009], suppose une distribution des fréquences d'absorption atomique spécifique, concentrée autour de pics très fins régulièrement répartis sur une large gamme de fréquences et formant un "Peigne de Fréquence Atomique". Après absorption d'un photon dont la largeur spectrale couvre plusieurs pics du peigne à $t = 0$, un état collectif est créé. Son expression est donnée par la formule (1.8). Cette formule traduit le fait que le photon est stocké sous la forme d'une excitation unique, délocalisée sur tous les atomes de l'ensemble. Comme vu précédemment, les différentes composantes de cet état collectif se déphasent rapidement. Pour la technique AFC, le rephasage à l'origine de l'émission de l'écho de photon est obtenu après un temps $t = 2\pi/\Delta$, Δ étant l'écart entre les pics du peigne de fréquence atomique (voir figure 1.17). En effet, si l'on suppose les pics suffisamment fins, on peut considérer discrets les désaccords des atomes qui les constituent, et poser $\delta_i = m_i\Delta$, avec m_i entier. On constate alors, en se référant à la formule (1.8), que l'état collectif est rétabli après un temps $t = 2\pi/\Delta$. Dans cette configuration, le temps de stockage est fixé par Δ et donc généralement court. Afin de déclencher l'émission de l'écho de photon à un temps souhaité ultérieur, on convertit temporairement la cohérence optique excitée en une cohérence entre niveaux atomiques de longue durée de vie, au temps $t = 2\pi/\Delta - t_0$, comme illustré sur la figure 1.17. Celle-ci ne présentant pas de structure en peigne de fréquence, l'évolution des phases (voir équation (1.8)) est gelée pendant une période T_s , limitée par la durée de vie de la cohérence atomique. A la fin de cette période, l'excitation est à nouveau transférée sur la cohérence optique de la transition caractérisée par une distribution atomique en peigne de fréquence, et on laisse les phases de l'état collectif finir d'évoluer jusqu'au rephasage, marquant l'émission de l'écho de photon. Le temps de stockage global est ainsi : $T = T_s + 2\pi/\Delta$.

Le protocole AFC a donné lieu à diverses réalisations expérimentales, en particulier dans les solides dopés aux ions de terres rares. Ces derniers présentent généralement les caractéristiques suivantes : large élargissement inhomogène, faible largeur homogène et longue durée de vie de la cohérence atomique qui en font des matériaux particulièrement bien adaptés à la réalisation du procédé AFC.

On peut citer quelques réalisations marquantes de stockage d'états quantiques par AFC : la première démonstration du stockage à l'échelle du photon unique a été réalisée

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

en 2008, dans un cristal YVO_4 dopé au néodyme, avec un temps de stockage de 250 ns et une faible efficacité, d'environ 0.5% [De Riedmatten et al., 2008]. En 2011, deux groupes ont démontré la préservation de l'intrication de deux paires de photons de large bande passante, après stockage et restitution [Saglamyurek et al., 2011; Clausen et al., 2011]. Plus récemment, des photons intriqués ont été restitués aux longueurs d'onde télécoms, dans une fibre optique dopée aux ions erbium refroidie à 1 K, avec une efficacité de 1% et un temps de stockage de 5 ns [Saglamyurek et al., 2015].

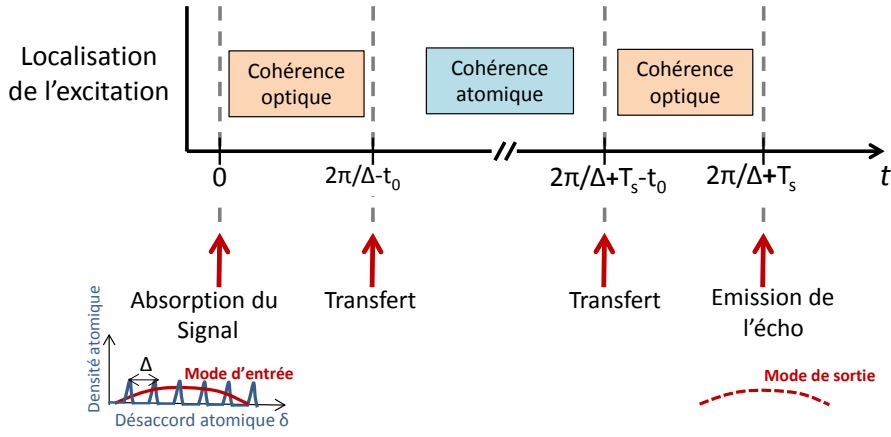


FIGURE 1.17 – Schéma temporel d’une séquence AFC. À $t = 0$, se produit l’absorption du signal lumineux, sur une transition optique élargie inhomogènement, initialement préparée en “Peigne de Fréquences Atomiques”. On note Δ l’écart entre les “dents” du peigne. L’état collectif ainsi créé se déphase puis se rephase après un temps $t = 2\pi/\Delta$. Avant le rephasage, à $t = 2\pi/\Delta - t_0$, la cohérence optique excitée est transférée temporairement (pendant une durée notée T_s) sur une cohérence atomique, de plus longue durée de vie. Les étapes de transfert se font généralement par application d’une impulsion π . Le rephasage à l’origine de l’émission de l’écho de photon se produit à l’instant $t = 2\pi/\Delta + T_s$.

Il est possible d’obtenir de bonnes performances en termes d’efficacité de stockage avec le protocole AFC : les auteurs de l’article [Sabooni et al., 2013] ont démontré des efficacités de 56% en utilisant un cristal $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ dans une cavité.

Le protocole AFC est particulièrement intéressant pour sa capacité de stockage multi-mode. Contrairement aux protocoles CRIB et EIT, le stockage d’un nombre plus important de modes ne requiert pas une augmentation de l’épaisseur optique [Afzelius et al.,

2009]. Le stockage et la restitution de 64 modes temporels [Usmani et al., 2010], réalisés en 2010, mettent en avant les propriétés multimodes remarquables du protocole AFC.

Il convient de souligner que les expériences citées précédemment n'incluent pas l'étape de transfert de l'excitation vers une cohérence atomique de longue durée de vie et contraignent par conséquent la réémission de l'écho de photon à un instant donné, non choisi, généralement à un temps très court après l'absorption. Afzelius et al. ont démontré le fonctionnement d'une séquence AFC globale comme représentée sur la figure 1.17, dans un crystal Y_2SiO_5 dopé au praseodyme [Afzelius et al., 2010b]. Ils ont alors mesuré des temps de stockage de $20 \mu\text{s}$. Récemment, des temps de stockage de 1 ms ont été obtenus dans un crystal $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [Jobez et al., 2015].

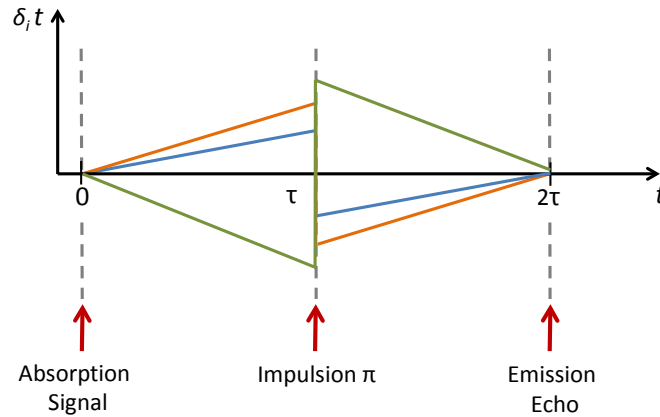


FIGURE 1.18 – Schéma temporel d'une séquence d'écho de photons à deux impulsions avec représentation de la phase accumulée par les dipôles atomiques. À $t = 0$, se produit l'absorption du signal lumineux. Les dipôles atomiques se déphasent au cours du temps. À $t = \tau$, on applique une impulsion π , qui "renverse" l'évolution du déphasage et engendre à $t = 2\tau$ un rephasage des dipôles atomiques et ainsi l'émission d'un écho.

On note qu'une autre technique d'écho de photon a été proposée par le groupe "Processus atomiques et moléculaires dans les solides" du laboratoire Aimé Cotton : le protocole ROSE (pour "Revival Of Silenced Echo"). À la différence des méthodes CRIB ou AFC, ce protocole tire directement profit de l'élargissement inhomogène naturel et ne nécessite

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

pas de phase de préparation préalable. Il s'appuie sur la génération de séquences d'écho de photons à deux impulsions dont le principe est illustré sur la figure 1.18 : une fois l'impulsion sonde absorbée, les cohérences évoluent librement et chaque dipôle atomique accumule un terme de phase inhomogène $e^{-i\delta_i\tau}$. L'application d'une impulsion π de rephasage à l'instant τ peut "renverser" l'évolution du processus de déphasage (voir figure 1.18) et induire l'émission de l'écho à l'instant 2τ . Une simple séquence d'écho de photons à deux impulsions engendre différentes sources de bruits (une limite fondamentale étant notamment liée à l'inversion de population induite par l'opération de rephasage) et ne peut par conséquent être considérée en vue de réaliser une mémoire quantique [Ruggiero et al., 2009]. Le protocole ROSE est basé sur une double séquence d'écho de photons à deux impulsions : l'écho est émis après un deuxième rephasage dans un milieu non inversé, lorsque le premier écho n'a pas emporté toute l'excitation présente dans le milieu. L'émission du premier écho susceptible de laisser une trace de son passage est empêchée en modifiant la condition d'accord de phase spatiale. Ceci garantit la préservation de l'information sur le second signal et permet d'envisager la possibilité de réaliser une mémoire en régime quantique. Deux premières vérifications expérimentales ont été effectuées en régime classique, dans des cristaux de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ et $\text{Er}^{3+}:\text{YSO}$; dans ce dernier, des efficacités de 12% et des temps de stockage de 82 μs à une longueur d'onde télécoms ont été reportés [Damon et al., 2011]. Plus récemment, le même groupe a obtenu des efficacités de 12% avec des signaux de faible intensité et des temps de stockage de 40 μs , dans un cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ [Bonarota et al., 2014].

IV Conclusion du chapitre d'introduction

Nous avons vu que les mémoires quantiques optiques sont des éléments essentiels dans les domaines de l'information quantique, de la communication quantique, ou des mesures de précision.

Pour être utilisées à ces fins, les mémoires quantiques optiques doivent présenter des critères bien particuliers. Par exemple, pour communiquer sur de longues distances, il faut veiller à optimiser les paramètres cités ci-dessous :

- Le *temps de stockage* doit être généralement comparable à la durée nécessaire à l'établissement de l'intrication sur toute la ligne de communication. Typiquement, pour 1000 km de fibre optique, les répéteurs quantiques requièrent des mémoires présentant des temps de stockage de l'ordre de la seconde. Ces durées peuvent néanmoins être réduites en utilisant certaines formes de multiplexage, comme proposé par Collins et al [Collins et al., 2007].
- L'*efficacité de stockage* est un critère fondamental, fortement lié aux autres paramètres. Notamment, le taux de distribution de l'intrication augmente de manière exponentielle avec l'efficacité de stockage. Des simulations numériques montrent que l'efficacité doit être supérieure à 90%, pour obtenir des temps moyens de distribution des paires intriquées de l'ordre de la seconde sur une distance de 600 km, les autres paramètres (efficacité de détection...) étant par ailleurs optimisés [Sangouard et al., 2011].
- La *fidélité*, qui donne une information sur le recouvrement entre l'état quantique à stocker et l'état quantique restitué, doit être optimisée.
- De *larges bandes passantes* sont généralement recherchées. Elles permettent de travailler avec des impulsions courtes temporellement et par conséquent un fort taux de répétition...

De nombreuses techniques sont développées pour stocker des impulsions lumineuses dans des conditions satisfaisant à ces critères. Malgré des résultats très encourageants, aucune réalisation expérimentale ne répond à ce jour aux exigences des futures applications. Certes, de récents résultats mettent en évidence la possibilité de réaliser des mémoires quantiques, présentant certaines des caractéristiques recherchées : efficacité de stockage élevée par exemple, long temps de stockage ou capacité à stocker de nombreux modes... Cependant, ces performances ont été démontrées de manière indépendante, en utilisant

Chapitre 1. Introduction sur les mémoires quantiques optiques

différents milieux et protocoles. Dans le but de réunir toutes les performances requises en une expérience unique, certains groupes s'intéressent à l'association de différentes approches : Waks et al. proposent la réalisation d'une interface quantique optique entre un système atomique et un système à l'état solide [Waks and Monroe, 2009].

Nous concentrons ici nos efforts sur les techniques particulièrement prometteuses de stockage EIT et CPO. La réalisation de ces protocoles de stockage dans l'hélium métastable fait l'objet de ma thèse et est présentée dans les prochains chapitres. Après avoir introduit quelques méthodes expérimentales et outils théoriques au **chapitre 2**, j'exposerai au **chapitre 3** des résultats originaux dans le cadre du stockage EIT optiquement désaccordé, comme la mise en évidence d'une phase supplémentaire imposée à l'impulsion restituée. Enfin, le **chapitre 4** est consacré à la démonstration du stockage CPO. Je montrerai notamment que cette nouvelle technique présente par rapport à toutes les autres méthodes, l'avantage d'être plus robuste aux effets déphasants.

Chapitre 2

Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

Sommaire

I	Dispositif expérimental	59
I.1	L'hélium métastable à température ambiante	59
I.1.1	Définition de l'hélium métastable	59
I.1.2	Premières utilisations de l'hélium métastable	61
I.1.3	Utilisation de l'hélium métastable à température am- biente pour des expériences de stockage EIT et CPO	62
I.2	Montage expérimental	65
I.2.1	Schéma du dispositif expérimental	65
I.2.2	Traitement de données nécessaire pour l'extraction du signal sonde et le calcul d'efficacités de stockage	67
II	Outils théoriques	72
II.1	Système étudié pour les modélisations	72
II.2	Equations de Maxwell-Bloch	74
II.2.1	Equations de propagation	74

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

II.2.2	Equations de Bloch optiques	75
II.3	Remarque : spécificités des stockages EIT et CPO	76
II.3.1	Stockage EIT	76
II.3.2	Stockage CPO	76
III	Conclusion	78

Ce chapitre a pour objet d'introduire les outils expérimentaux et théoriques sur lesquels je m'appuierai aux chapitres 3 et 4 pour expliquer les différents résultats obtenus. Il décrit tout d'abord le dispositif expérimental puis donne, dans une deuxième section, des explications sur le programme de simulation numérique développé pour rendre compte du comportement dynamique du système.

I Dispositif expérimental

Il s'agit tout d'abord de présenter les caractéristiques du milieu étudié, l'hélium métastable à température ambiante, en mettant en avant celles qui jouent un rôle spécifique dans mes travaux de thèse. Je détaille ensuite le dispositif expérimental et explique le principe du traitement de données effectué pour calculer des efficacités de stockage. Celui-ci est basé sur la mise en place d'une détection homodyne, technique expérimentale également utilisée au chapitre 3 pour étudier l'évolution des phases de signaux stockés et restitués.

I.1 L'hélium métastable à température ambiante

I.1.1 Définition de l'hélium métastable

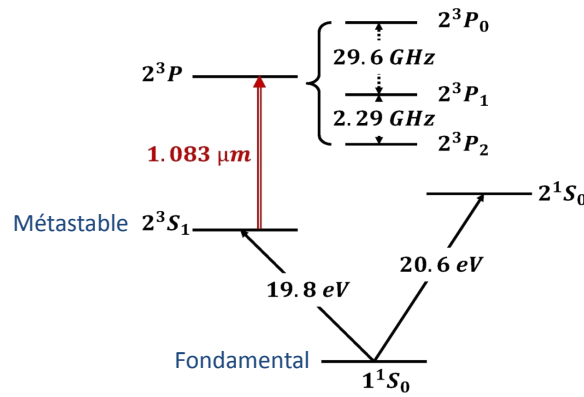


FIGURE 2.1 – Diagramme des niveaux d'énergie de l'atome ^4He . Les valeurs des écarts entre niveaux d'énergie peuvent être trouvées dans la référence [Pastor et al., 2004].

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

La dénomination “hélium métastable” fait référence au niveau 2^3S_1 , noté par la suite He^* , de l'atome ^4He , forme isotopique stable de l'élément hélium. Il s'agit d'un niveau métastable (de durée de vie environ 8000s [Drake, 1971]), souvent considéré dans les expériences comme le niveau fondamental effectif du système étudié. Une fois dans ce niveau, les atomes ne peuvent pas se désexciter par voie optique vers le niveau fondamental réel 1^1S_0 : cette transition dipolaire électrique nécessiterait un retournement de spin, et est par conséquent interdite.

La répartition des niveaux d'énergie de l'atome ^4He est montrée plus précisément sur la figure 2.1. De spin nucléaire nul, ^4He ne possède pas de structure hyperfine, mais seulement une structure fine, constituée de trois niveaux de moment cinétique total $J = 0, 1$ ou 2 . Les travaux présentés dans ma thèse portent sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$, appelée D_1 .

Le tableau ci-dessous donne les valeurs des paramètres principaux, caractéristiques de l'atome ^4He . Le dipôle électrique se calcule à partir de la force d'oscillateur (voir [Lauprêtre, 2012] pour plus d'explications sur ce calcul). Les autres valeurs apparaissant dans le tableau peuvent être trouvées dans les références [Pastor et al., 2004; Courtade et al., 2002].

Transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P$			
Force d'oscillateur	$f = 0.5391$		
Dipôle électrique	$d = 2.14 \cdot 10^{-29} \text{ C.m.}$		
Longueur d'onde (approximative, sans considérer la structure fine du niveau 2^3P)	$\lambda \approx 1083 \text{ nm}$		
Fréquences f_0, f_1, f_2 des transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ respectivement	f_0	f_1	f_2
	276 764 094 678.8 $\pm 2.1 \text{ Hz}$	276 734 477 724.2 $\pm 2.0 \text{ Hz}$	276 732 186 593.0 $\pm 15.0 \text{ Hz}$

Niveau 2^3P	
Taux de relaxation des populations	$\frac{\Gamma_0}{2\pi} = 1.63 \text{ MHz}$
Demi-largeur Doppler à mi-hauteur (T= 300 K)	$\frac{W_D}{2\pi} \approx 0.9 \text{ GHz}$

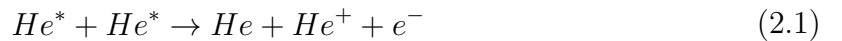
I.1.2 Premières utilisations de l'hélium métastable

L'atome ^4He présente des propriétés particulières qui lui confèrent un intérêt majeur pour de nombreuses applications.

^4He est un atome de structure relativement simple : il possède seulement deux électrons et est de spin nucléaire nul. Il présente des transitions atomiques accessibles dans le proche infrarouge ($2^3S_1 \rightarrow 2^3P$) et peut donc être aisément manipulé par voie optique. Par ailleurs, le niveau métastable 2^3S_1 est caractérisé par une énergie électronique interne importante (20 eV).

Ces propriétés, spécifiques à ^4He , placent cet atome au coeur de nombreuses études. Grâce aux caractéristiques précédemment énumérées, des mesures spectroscopiques de haute précision ont pu être effectuées, fournissant notamment une valeur très précise pour la constante de structure fine [George et al., 2001]. ^4He peut aussi être utile dans le domaine de la nanofabrication atomique par exemple, pour générer des structures à l'échelle nanométrique à partir de faisceaux atomiques qui interagissent chimiquement avec des monocouches auto-assemblées constituées de molécules organiques (technique de lithographie à atomes neutres). La grande énergie interne de He^* permet alors de briser les liaisons des chaînes de monocouches auto-assemblées avec une forte efficacité, de faibles dosages et temps d'exposition [Meschede and Metcalf, 2003].

Cependant, cette très grande énergie peut engendrer des phénomènes parasites : une énergie de 20 eV est en effet suffisante pour ioniser un grand nombre d'espèces. En particulier, l'ionisation Penning, réaction entre deux atomes métastables He^* :



est parfois indésirable.

Pour conserver les atomes He^* et éviter la formation d'atomes dans le niveau fonda-

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

mental, on peut fortement inhiber la réaction (2.1). Pour cela, on polarise les spins électroniques par pompage optique ou utilisation de piège magnétique. Les réactifs constitués de deux atomes métastables polarisés ont alors un spin total de 2, qui diffère du spin total des produits, égal à 1 (un atome He, un ion He^+ et un électron libre e^- de spins 0, $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}$ respectivement). La conservation de spin n'étant pas vérifiée au cours de la réaction (2.1), celle-ci est donc inhibée [Shlyapnikov et al., 1994]. Ce fait a été mis à profit pour développer une méthode de refroidissement “sub-recul” basée sur le “piégeage cohérent de population par sélection de vitesse” (VSCPT) dont le principe, brièvement expliqué dans la partie I.1.3, a par la suite permis d'observer la condensation Bose-Einstein de l'hélium métastable. En 2001, les groupes du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique [Robert et al., 2001] et du laboratoire Kastler Brossel [Dos Santos et al., 2001] ont réalisé un condensat de Bose-Einstein d'atomes He^* , montrant ainsi que le taux de collision inélastique, susceptible de détruire l'échantillon, est suffisamment réduit pour permettre la condensation.

On note aussi que des études ont porté sur la production de molécules exotiques à partir d'atomes He^* , par photoassociation. Des expériences de photoassociation à deux photons ont mis en évidence un système analogue à la configuration en Λ dans lequel il est possible d'observer des résonances noires [Leduc and Cohen-Tannoudji, 2010].

I.1.3 Utilisation de l'hélium métastable à température ambiante pour des expériences de stockage EIT et CPO

Je donne ici des précisions sur les caractéristiques de l'hélium métastable à température ambiante, au regard des applications visées dans cette thèse : stockage basé sur les phénomènes d'EIT et CPO.

Effet du travail à température ambiante sur les phénomènes d'EIT et CPO

Nous travaillons à partir de cellules d'hélium métastable à température ambiante. La simplicité pratique liée à la réalisation d'expériences à température ambiante est séduisante. Il convient cependant de se demander quel est l'effet de l'élargissement Doppler et des collisions sur les processus de stockage EIT et CPO étudiés.

L'agitation thermique des atomes génère un *profil Doppler* de largeur de l'ordre du GHz. On note que l'écart entre les raies D_0 et D_1 (sous-niveaux 2^3P_0 et 2^3P_1 représentés

sur le diagramme 2.1), est très grand devant la largeur Doppler (écart de presque 30 GHz), ce qui offre la possibilité d’étudier l’effet d’un désaccord optique à température ambiante sur une plage relativement importante, sans être gêné par les autres transitions.

De plus, lorsqu’on travaille avec des lasers sonde et couplage copropageants (*i.e.* de même vecteurs d’onde $\vec{k}_s \approx \vec{k}_c$), l’effet de la dispersion des vitesses n’a pas d’influence sur les phénomènes d’EIT et CPO. En effet, comme le désaccord Doppler $(\vec{k}_s - \vec{k}_c) \cdot \vec{v}$ est toujours négligeable dans cette configuration quelle que soit la vitesse $\vec{v}$ de l’atome, les conditions de formation des résonances EIT et CPO (à savoir désaccord à deux photons entre les faisceaux sonde et de couplage nul “ $\delta_R(\vec{v}) = 0$ ” pour l’EIT et différence de fréquences sonde et couplage nulle “ $\delta(\vec{v}) = \omega_s(\vec{v}) - \omega_c(\vec{v}) = 0$ ” pour le CPO) ne dépendent pas de $\vec{v}$.

Par ailleurs, les *collisions* ne posent pas de problème particulier car elles ne détruisent pas les atomes métastables He^* . En effet, comme vu précédemment (I.1.2), en présence de pompage optique, les collisions entre deux atomes métastables He^* n’engendrent pas d’ionisation Penning. De plus, les collisions entre un atome fondamental He et un atome métastable He^* ne sont pas dépolarisantes [Pinard and Laloë, 1980]. He se comporte en réalité comme un gaz tampon, qui permet de confiner plus longtemps les atomes dans le faisceau et d’allonger ainsi la durée de vie des phénomènes observés. Les collisions jouent donc même un rôle positif dans l’établissement des phénomènes d’EIT et CPO que nous observons. Un autre effet bénéfique des collisions est leur capacité à déplacer un atome d’une certaine classe de vitesse à une autre [Goldfarb et al., 2008] : ce sont des collisions dites à “changement de vitesses” (VCC). Ainsi, le pompage optique appliqué sur une largeur spectrale limitée à quelques MHz peut être redistribué sur toute la largeur Doppler de l’ordre du GHz. Cela permet à toutes les classes atomiques de participer au phénomène d’EIT.

Extraction d’un système en Λ en vue de réaliser les phénomènes d’EIT et CPO

Pour nos expériences de stockage EIT et CPO, nous utilisons la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$, à 1083 nm. Séparé d’environ 20 eV du niveau fondamental réel 1^1S_0 , le niveau métastable 2^3S_1 est peuplé en utilisant une décharge radio-fréquence à 27 MHz, comme indiqué sur la figure 2.2. On note que la valeur de “8000 s” de la durée de vie du niveau métastable est donnée pour un atome isolé (sans collision). En pratique, ce temps est plus

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

faible : nous maintenons donc la décharge allumée en permanence lors de nos expériences.

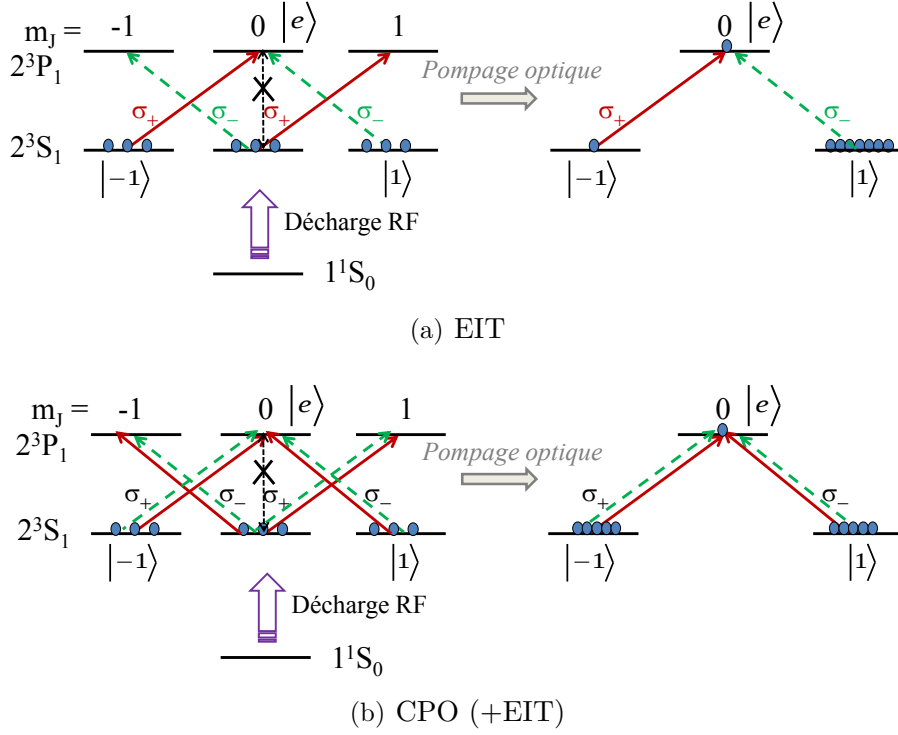


FIGURE 2.2 – Représentation des niveaux d'énergie 1^1S_0 , 2^3S_1 et 2^3P_1 de 4He , et illustration schématique de la répartition des atomes sur ces niveaux dans deux cas : **(a)** configuration EIT, faisceaux de couplage (flèche rouge) et sonde (flèche verte) polarisés circulairement orthogonalement et **(b)** configuration CPO (+EIT), faisceaux de couplage et sonde polarisés linéairement orthogonalement. Lorsque les fréquences des faisceaux de couplage et sonde sont égales, la configuration (b) engendre la création d'un pic CPO et également la formation de pics EIT qui peuvent être "éliminés" en levant la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman, comme expliqué au chapitre 1, page 37. Dans les deux cas (a) et (b), un système en Λ peut être extrait après quelques cycles de pompage optique.

Chacun des niveaux 2^3S_1 et 2^3P_1 , de même moment cinétique total $J = 1$, comprend trois sous-niveaux Zeeman représentés sur la figure 2.2. Si l'on envoie un champ de couplage intense polarisé σ_+ (cas de l'EIT, figure 2.2(a)), comme la transition $m_J = 0 \rightarrow m_J = 0$ est interdite pour une transition $J = 1 \rightarrow J = 1^1$, le sous-niveau $m_J = 0$

1. Il s'agit d'une règle de sélection dipolaire électrique qui découle de la nullité du coefficient de Clebsch-Gordan associé à la transition.

de 2^3S_1 se vide progressivement. Après plusieurs cycles de pompage optique, le système global peut ainsi se résumer à seulement trois états : $m_J = \pm 1$ du niveau 2^3S_1 et $m_J = 0$ du niveau 2^3P_1 , formant le système en Λ $\{|e\rangle, |-1\rangle, |1\rangle\}$ indiqué sur la figure 2.2(a). La majorité des atomes se retrouve alors dans l'état $m_J = 1$ du niveau inférieur. De même, en présence d'un champ de couplage intense polarisé linéairement (combinaison linéaire de polarisations circulaires σ_+ et σ_- , cas du CPO, figure 2.2(b)), le sous-niveau $m_J = 0$ de 2^3S_1 se vide progressivement et l'on peut aussi considérer après quelques cycles de pompage optique que le système est seulement constitué des trois états : $m_J = \pm 1$ du niveau 2^3S_1 et $m_J = 0$ du niveau 2^3P_1 (les deux sous niveaux $m_J = \pm 1$ du niveau 2^3S_1 sont dans ce cas également peuplés), formant le système en Λ $\{|e\rangle, |-1\rangle, |1\rangle\}$. Ainsi, l'hélium permet d'isoler un véritable système atomique en Λ , très pur (sans niveaux hyperfins, et dont l'écart avec les autres niveaux de la structure fine est supérieur à la largeur Doppler), idéal pour étudier le stockage EIT ou CPO en jouant simplement sur les polarisations du laser.

Ce système en Λ sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ de l'hélium ^4He a été précédemment utilisé dans le cadre d'une technique de refroidissement d'atomes métastables sous la limite Doppler (VSCPT) [Aspect et al., 1988]. L'idée consiste à pomper optiquement, par application de faisceaux contrapropageants polarisés σ_+ et σ_- , les atomes dans une superposition cohérente des états fondamentaux $|\pm 1\rangle$ qui n'est noire que lorsque leur vitesse $\vec{v}$ est nulle. Pour des atomes en mouvement, le désaccord Doppler $(\vec{k}_s - \vec{k}_c) \cdot \vec{v} \neq 0$ empêche en effet l'existence de cet état noir. Les atomes immobiles s'accumulent ainsi dans l'état noir tandis que des processus de "changements de vitesses" (marche aléatoire dans l'espace des vitesses associée au recul généré par l'émission spontanée) permettent aux atomes encore en mouvement de "tomber" dans cette région où $\vec{v} \approx \vec{0}$.

I.2 Montage expérimental

I.2.1 Schéma du dispositif expérimental

On utilise le même dispositif expérimental pour les expériences de stockage EIT et CPO. Le schéma du montage, donné sur la figure 2.3, se lit de droite (génération des faisceaux) à gauche (détection). Les faisceaux de couplage et sonde sont issus de la même source lumineuse, une diode laser à 1083 nm. Un premier cube séparateur de polarisations permet de diviser le faisceau initial et crée deux voies différentes pour le couplage et

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

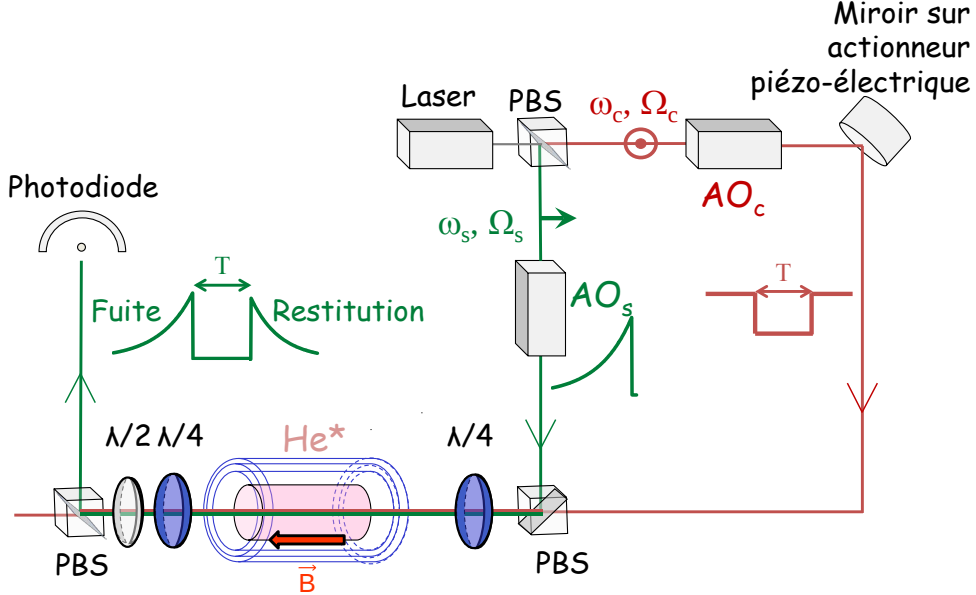


FIGURE 2.3 – Schéma expérimental pour le stockage EIT et CPO dans l'hélium métastable. Les faisceaux de couplage et sonde, de pulsations ω_c et ω_s , et de fréquences de Rabi respectives Ω_c et Ω_s , sont polarisés orthogonalement. Ils sont séparés ou recombinaés à l'aide de séparateurs de faisceaux polarisés (PBS), et contrôlés en fréquence et intensité par des modulateurs acousto-optiques (AO_c et AO_s). Des lames $\lambda/4$ peuvent être ajoutées pour générer des polarisations circulaires (configuration EIT). Un blindage magnétique protège la cellule des champs magnétiques résiduels et un champ magnétique longitudinal $\vec{B}$ peut être appliqué. Un actionneur piezo-électrique est placé sur le bras du couplage pour effectuer une détection homodyne. La détection est réalisée à l'aide d'une photodiode. On ajoute des optiques de polarisations avant celle-ci (lame $\lambda/2$ et PBS) pour sélectionner le signal sonde. *Les éléments utilisés de manière spécifique pour les expériences d'EIT sont représentés en bleu ; le champ magnétique $\vec{B}$ n'est utilisé que pour les expériences de CPO.*

la sonde. On peut alors contrôler l'amplitude et la fréquence des faisceaux de couplage et sonde de manière indépendante, à l'aide de modulateurs acousto-optiques placés sur chacune des voies². L'évolution temporelle des signaux à l'entrée de la cellule est en créneau pour le couplage et de forme exponentielle pour la sonde. Les expériences de

2. Après optimisation du passage des faisceaux à travers les modulateurs acousto-optiques, on peut induire un changement brutal en amplitude sur le faisceau de couplage associé à une constante de temps de 150 ns. Dans ces conditions, 70 % de la puissance de la lumière incidente est diffractée et constitue "l'ordre 1". En l'absence d'onde acoustique, le signal d'ordre 1 n'est pas détectable à l'oscilloscope.

stockage ont été effectuées avec des faisceaux d'environ 3 mm de diamètres³. La puissance du faisceau de couplage est de l'ordre de 17 mW, ce qui correspond à une fréquence de Rabi $\frac{\Omega_c}{2\pi} \approx 30$ MHz. Nous utilisons une impulsion sonde formée d'une exponentielle lentement variable, de temps de montée 2 μ s. Le spectre associé est ainsi lorentzien, ce qui permet d'optimiser spectralement le stockage basé sur des résonances également lorentziennes. La puissance sonde maximale atteinte avant que l'intensité ne soit brusquement ramenée à 0, est de l'ordre de la centaine de μ W. Les faisceaux de couplage et sonde sont ensuite recombinaés grâce à un deuxième cube séparateur et envoyés à travers la cellule. Dans le cas du stockage EIT, on ajoute une lame quart d'onde à l'entrée de la cellule de manière à ce que la sonde et le couplage soient de polarisations circulaires orthogonales (*circ* $\perp$ *circ*) au moment où ils pénètrent dans le milieu. Pour le stockage CPO, on envoie des polarisations linéaires orthogonales (*lin* $\perp$ *lin*). La cellule, de longueur 6 cm, contient un gaz de ^4He sous la pression $P = 1$ torr, et est placée dans un blindage magnétique constitué de trois couches de μ -métal. Les atomes d'hélium sont excités dans le niveau métastable He^* à l'aide d'une décharge radio-fréquence (RF) à 27 MHz. Un solénoïde entourant la cellule permet de générer un champ magnétique longitudinal $\vec{B}$ contrôlable. On l'utilise dans le cas du stockage CPO, pour lever la dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman d'une quantité $\pm\Delta_z$ et ainsi dissocier les résonances EIT qui apparaissent à $\delta = \omega_s - \omega_c = \pm 2\Delta_z$, de la résonance CPO à $\delta = 0$, objet de l'étude. Après la cellule, des optiques de polarisation sont placées afin de ne détecter que le signal sonde sur la photodiode. Celui-ci se compose de trois parties : fuite, temps de stockage, et restitution (voir section II.2.1 du chapitre 1).

Le lecteur pourra se reporter en annexe C, où des valeurs numériques de paramètres expérimentaux complémentaires sont données.

I.2.2 Traitement de données nécessaire pour l'extraction du signal sonde et le calcul d'efficacités de stockage

Le faisceau de couplage n'est pas totalement éliminé par les optiques de polarisation placées avant la détection. Pour obtenir l'intensité sonde restituée en présence de sto-

3. Ce choix a été dicté par les faibles puissances disponibles à la sortie de la diode (limite expérimentale à l'époque des prises de mesure) : une réduction du diamètre des faisceaux permet de travailler avec des pulsations de Rabi plus importantes. Dans ces conditions, les phénomènes observés sont limités par le temps de transit des atomes à travers le faisceau.

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

ckage EIT ou CPO, nous devons tenir compte du terme d'interférence entre la sonde et le couplage. Il est donc nécessaire de procéder à une série d'acquisitions et de traiter numériquement les données comme expliqué ci-dessous, pour extraire l'évolution temporelle du signal sonde en présence d'EIT ou de CPO et calculer les efficacités de stockage associées. Un tel dispositif à l'avantage de nous permettre de mesurer également la phase relative entre le couplage et la sonde, comme expliqué par la suite.

L'intensité mesurée à l'oscilloscope résulte de l'interférence du signal sonde issu de la cellule et de la fraction résiduelle du faisceau de couplage détectée (voir figure 2.4(a)). Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$I(t) = I_c + I_s(t) + \alpha \sqrt{I_c I_s(t)} \cos [\Delta\phi(t)]. \quad (2.2)$$

Dans l'équation (2.2) :

- α est le facteur de contraste, idéalement égal à 2, qui prend en compte l'alignement imparfait des faisceaux. Nous mesurons pour chaque prise de données la chute de contraste induite par un angle β non nul entre les vecteurs d'onde $\vec{k}_c$ et $\vec{k}_s$ des faisceaux de couplage et sonde : on obtient en pratique, après alignement, $\alpha > 1.65$, ce qui correspond à un angle $\beta < 0.01^\circ$ ⁴.
- I_c représente l'intensité du couplage résiduel qui interfère avec le champ sonde. I_c prend une valeur constante, identique sur les parties écriture et restitution et est mesuré en l'absence de faisceau sonde.
- $\Delta\phi(t)$ est la phase relative instantanée entre la sonde et le couplage.
- $I_s(t)$ est l'intensité du faisceau sonde à la sortie de la cellule, dont on souhaite déterminer l'évolution temporelle, sur la partie fuite ($I_s^{(f)}(t)$) et sur la partie restitution ($I_s^{(r)}(t)$).

Pour déterminer l'évolution temporelle de $I_s(t)$, une technique consiste à effectuer une détection homodyne, en utilisant le faisceau de couplage comme oscillateur local. On fait varier la phase du faisceau de couplage via un miroir placé sur un actionneur piezo-électrique, introduit sur le bras du faisceau de couplage (voir schéma du montage expérimental, figure 2.3). En répétant une séquence d'écriture - stockage - restitution pour

4. On suppose pour ce calcul que les deux ondes sont planes. Le contraste s'écrit alors : $2 - \left(\frac{r_0 \beta \pi}{\lambda}\right)^2$, où r_0 est le rayon des faisceaux. En réalité, la structure transverse de l'onde est plus complexe (faisceaux gaussiens non parfaits), ce qui a également un effet sur la chute de contraste.

de nombreuses positions du miroir piezo-électrique, on obtient une accumulation de traces temporelles à l'oscilloscope, dont les enveloppes supérieure et inférieure correspondent respectivement à $I_{\pm}(t) = I_c + I_s(t) \pm \alpha\sqrt{I_c I_s(t)}$ (voir graphe 2.4(b)). I_c étant mesuré au préalable, on déduit de la somme des enveloppes ($I_+ + I_-$), l'évolution temporelle du signal sonde $I_s(t)$ (voir figure 2.5(a)).

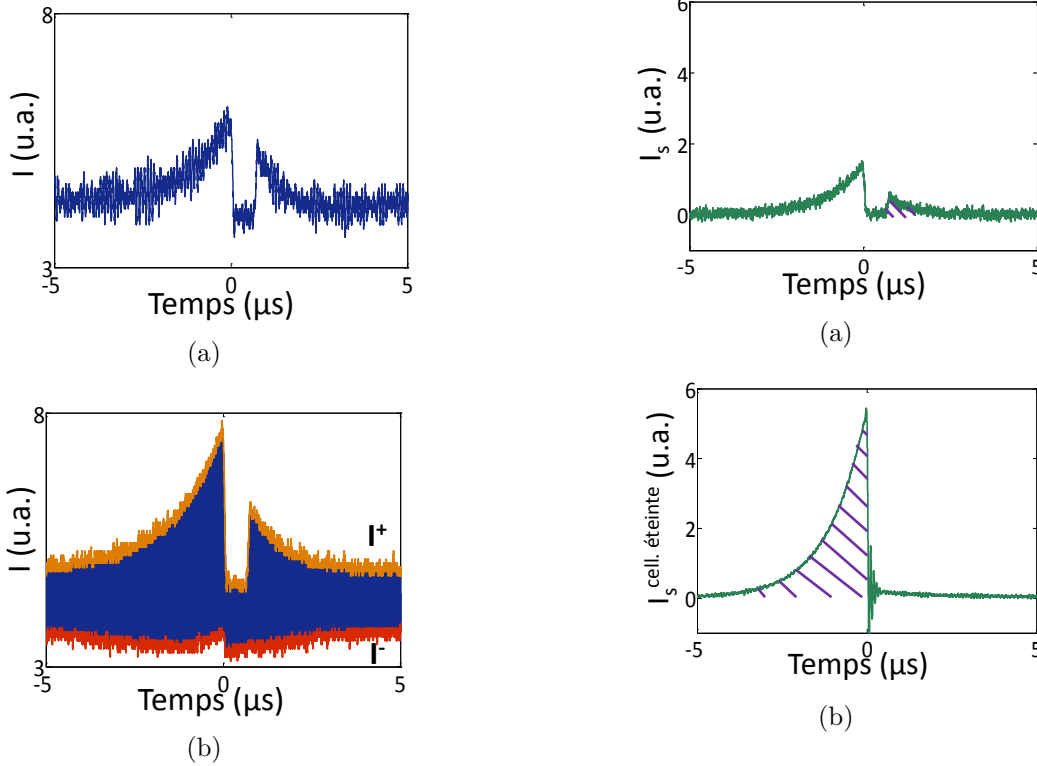


FIGURE 2.4 – Intensité du signal d'interférence entre les faisceaux de couplage résiduel et sonde vue à l'oscilloscope. **(a)** Mesure pour une position spécifique du miroir piezo-électrique. **(b)** Accumulation de mesures, pour de nombreuses positions du miroir piezo-électrique. $I_{\pm}(t)$ sont les enveloppes supérieure et inférieure, représentées respectivement en orange et rouge.

FIGURE 2.5 – Intensité du signal sonde. **(a)** Signal obtenu cellule allumée, après traitement de données. L'aire hachurée correspond à l'énergie sonde restituée. **(b)** Signal obtenu cellule éteinte, mesuré à l'oscilloscope. L'aire hachurée correspond à l'énergie sonde envoyée.

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

L'efficacité de stockage est définie comme l'énergie de l'impulsion sonde restituée, divisée par l'énergie de l'impulsion sonde initialement envoyée (représentée sur la figure 2.5(b)). En pratique, cette dernière est déterminée en mesurant l'aire sous l'impulsion sonde, détectée lorsque la cellule est éteinte et ne contient pas d'atomes métastables.

On note que la différence des enveloppes ($I_+ - I_-$) donne accès au facteur de contraste α . Une fois tous les paramètres de l'équation (2.2) connus, on peut déterminer l'évolution temporelle de la phase relative entre la sonde et le couplage $\Delta\phi(t)$, sur les parties fuite et restitution.

Causes potentielles d'incertitudes 1/2

De manière générale, lorsqu'on effectue une série de mesures, on tâche de réduire au maximum le temps d'acquisition des données (et de le rendre si possible inférieur à 1 heure). Ceci permet de travailler toujours dans les mêmes conditions expérimentales, et de limiter les variations de la longueur d'onde ou de la puissance du laser au cours du temps, causes principales d'incertitudes pouvant affecter les mesures. Néanmoins, malgré ces précautions, des sauts de modes peuvent se produire ; de même la puissance du laser doit être régulièrement vérifiée au cours des prises de données.

Une même mesure est toujours répétée pour plusieurs positions du miroir piezo-électrique, ce qui permet d'obtenir une estimation de l'écart-type sur les résultats de mesures de *phase* présentés au chapitre 3. En ce qui concerne les mesures d'*efficacité de stockage*, nous n'avons pas calculé l'erreur commise sur le tracé de chaque point expérimental ; nous avons cependant vérifié que les efficacités évoluent en très bonne approximation selon une loi exponentielle décroissante en fonction du temps de stockage. L'ajustement par une fonction exponentielle des données expérimentales donne alors les valeurs des incertitudes sur la durée de vie de la mémoire et l'efficacité de stockage à temps nul.

Causes potentielles d'incertitudes 2/2

On note par ailleurs que dans le cas de la technique de stockage CPO introduite au chapitre 4, les efficacités mesurées peuvent être très légèrement sous-estimées. En effet, comme expliqué au chapitre 4, les expériences sont alors réalisées avec des champs signal et couplage de polarisations linéaires orthogonales qui, en présence d'un champ magnétique longitudinal, subissent un phénomène de rotation de polarisation. Pour les valeurs des champs magnétiques appliqués ($B \approx 0.7\text{G}$), les angles de rotation sont très faibles (inférieurs à 0.5°), mais ils dépendent de l'intensité des champs à l'entrée de la cellule. Les angles de rotation associés aux champ sonde θ_1 et couplage θ_2 diffèrent donc légèrement. En pratique, avant chaque série de mesures effectuée lorsque la cellule est allumée (configuration de la figure 2.5(a), présence d'atomes dans l'état métastable et de phénomène de rotation) ou lorsqu'elle est éteinte (configuration de la figure 2.5(b), absence d'atomes métastables et donc de phénomène de rotation de polarisation), on veille à couper au mieux le faisceau de couplage en agissant sur une lame $\lambda/2$ et un polariseur placés avant la photodiode^a. Dans cette dernière configuration, comme les polarisations des champs sonde et couplage tournent d'un angle légèrement différent, les directions de polarisation des champs signal et couplage ne forment plus exactement un angle droit. Il se peut alors qu'en cherchant à couper au mieux le faisceau de couplage, on laisse passer à travers le polariseur une quantité de sonde plus faible que celle effectivement disponible à la sortie de la cellule (voir figure 2.6(b)). Cette erreur a pour effet une sous-estimation des valeurs d'efficacité de stockage.

^a. Ce réglage n'étant pas parfait, une fraction résiduelle du faisceau de couplage est détectée à l'oscilloscope. Celle-ci est prise en compte pour le calcul des efficacités lors du traitement des données.

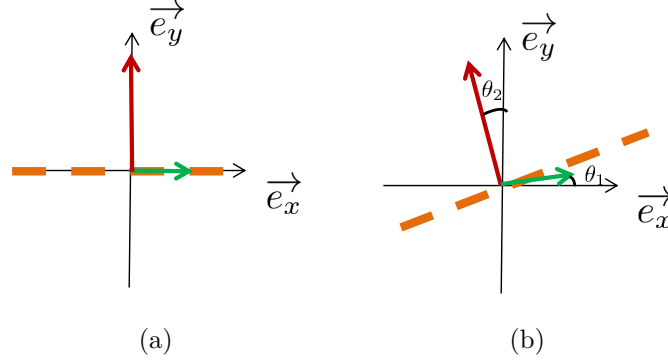


FIGURE 2.6 – Illustration de la manière de “couper” expérimentalement le faisceau de couplage à l’aide des optiques de polarisation placées avant la photodiode **(a)** lorsque la cellule est allumée ou **(b)** lorsqu’elle est éteinte. La ligne orange en pointillé représente la direction de polarisation pour laquelle la lumière est transmise à travers le polariseur. Les flèches verte et rouge indiquent les directions de polarisation des faisceaux signal et couplage respectivement. θ_1 est l’angle de rotation du faisceau signal et θ_2 est celui du faisceau de couplage.

II Outils théoriques

Cette section a pour objet de décrire le principe des simulations numériques utilisées pour le stockage. Les équations sont écrites dans un cas général, valable à la fois pour l’EIT et le CPO.

II.1 Système étudié pour les modélisations

On considère un milieu atomique, supposé unidimensionnel, orienté selon l’axe de quantification z correspondant à la direction de propagation de la lumière, et situé entre les plans $z = 0$ et $z = L$ (L correspond à la longueur de la cellule d’He* utilisée dans les expériences). n_{at} est la densité atomique volumique, que l’on suppose uniforme dans tout le volume d’interaction. Le milieu est constitué d’atomes à trois niveaux, en Λ , de niveaux excité $|e\rangle$ et fondamentaux $\{|1\rangle, |-1\rangle\}$ (voir figure 2.7(a)). Les transitions $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ et $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ définissent les bras du système en Λ . Elles sont caractérisées par les pulsations atomiques respectives ω_{e1} et ω_{e-1} qui prennent en compte une éventuelle levée de la dégénérescence des niveaux fondamentaux $|1\rangle, |-1\rangle$ par application d’un champ magnétique : $\omega_{e\pm 1} = \omega_0 \mp \Delta_z$, avec ω_0 la pulsation naturelle de la transition et $\pm\Delta_z$ le

décalage des niveaux atomiques $|\pm 1\rangle$ respectivement.

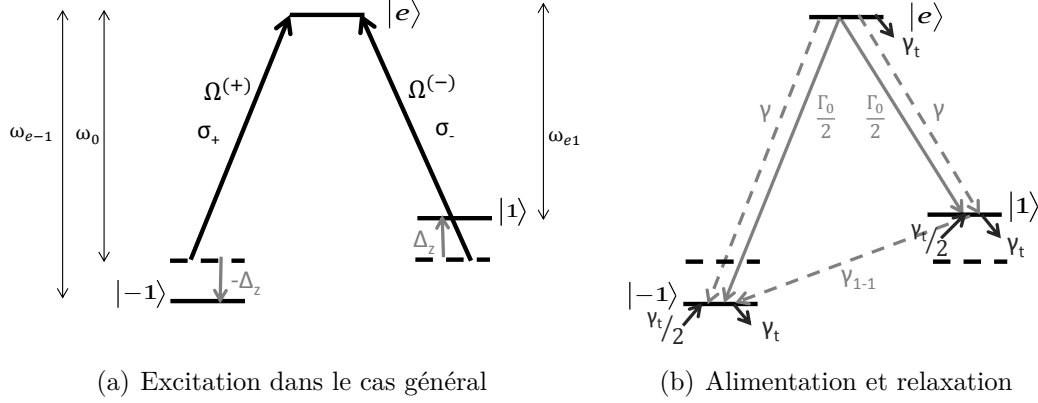


FIGURE 2.7 – Système à trois niveaux. **(a) Excitation dans le cas général** : $\Omega^{(+)}$ et $\Omega^{(-)}$ sont les composantes de la pulsation de Rabi du champ total selon σ_+ et σ_- respectivement. $\pm\Delta_z$ est la levée de dégénérescence des niveaux $|\pm 1\rangle$. **(b) Alimention et relaxation** : le niveau excité $|e\rangle$ se désexcite vers les niveaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ avec le même taux $\frac{\Gamma_0}{2}$. γ est le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé identique sur chaque bras du système en Λ , γ_{1-1} le taux de relaxation de la cohérence Raman et γ_t le taux de transit des atomes à travers le faisceau.

Les atomes sont excités par un champ total $\vec{E}(z, t)$ qui peut comprendre plusieurs composantes fréquentielles. On considère ici une description unifiée, valable à la fois pour l'EIT et le CPO, dans laquelle on fait seulement l'hypothèse que le spectre du champ total $\vec{E}(z, t)$ contient une composante fréquentielle de pulsation ω_c (associée au champ de couplage). Quelle que soit sa polarisation, le champ total peut se décomposer dans la base des polarisations circulaires $\{\vec{\epsilon}_+, \vec{\epsilon}_-\}$ (avec $\vec{\epsilon}_\pm \equiv \frac{\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y}{\sqrt{2}}$).

$$\vec{E}(z, t) = \begin{bmatrix} \mathcal{E}^{(+)}(z, t) \\ \mathcal{E}^{(-)}(z, t) \end{bmatrix}_{(\vec{\epsilon}_+, \vec{\epsilon}_-)} e^{-i\omega_c(t - \frac{z}{c})} + \text{c.c.} \quad (2.3)$$

On définit également les éléments de matrice densité ρ_{ij} dans le référentiel tournant à la pulsation ω_c :

- $\rho_{e\pm 1} = \tilde{\rho}_{e\pm 1} e^{-i\omega_c(t - \frac{z}{c})}$ (cohérences optiques),
- $\rho_{1-1} = \tilde{\rho}_{1-1}$ (cohérence Raman),
- $\rho_{ii} = \tilde{\rho}_{ii}$ pour $i = \{1, -1, e\}$ (populations).

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

Dans la base $\{|e\rangle, |1\rangle, |-1\rangle\}$, la matrice densité $\hat{\rho}$ s'écrit :

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_{ee} & \tilde{\rho}_{e1}e^{-i\omega_c(t-\frac{z}{c})} & \tilde{\rho}_{e-1}e^{-i\omega_c(t-\frac{z}{c})} \\ \tilde{\rho}_{1e}e^{i\omega_c(t-\frac{z}{c})} & \tilde{\rho}_{11} & \tilde{\rho}_{1-1} \\ \tilde{\rho}_{-1e}e^{i\omega_c(t-\frac{z}{c})} & \tilde{\rho}_{-11} & \tilde{\rho}_{-1-1} \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

Dans cette même base, le hamiltonien s'écrit dans l'approximation de l'onde tournante (RWA) :

$$\hat{H} = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega^{(-)}e^{-i\omega_c(t-\frac{z}{c})} & \Omega^{(+)}e^{-i\omega_c(t-\frac{z}{c})} \\ \Omega^{(-)*}e^{i\omega_c(t-\frac{z}{c})} & \omega_{e1} & 0 \\ \Omega^{(+)*}e^{i\omega_c(t-\frac{z}{c})} & 0 & \omega_{e-1} \end{pmatrix},$$

où $\Omega^{(\pm)}$ sont les pulsations de Rabi associées aux composantes du champ $\mathcal{E}^{(\pm)}$, selon les directions de polarisation circulaires $\vec{\varepsilon}_{\pm}$ respectivement : $\Omega^{(\pm)} \equiv \frac{d_{e\mp 1}\mathcal{E}^{(\pm)}(z,t)}{\hbar}$ et où $d_{e\pm 1}$ sont les éléments de matrice pertinents de l'opérateur dipole électrique $\hat{\vec{d}} = d_{e+1}\vec{\varepsilon}_+ |e\rangle \langle 1| + d_{e-1}\vec{\varepsilon}_- |e\rangle \langle -1| + \text{h.c.}$,

II.2 Equations de Maxwell-Bloch

Dans ce paragraphe, j'écris les équations de Maxwell-Bloch qui décrivent la dynamique couplée des atomes et du champ et dont la démonstration détaillée peut être trouvée dans la référence [Lambropoulos and Petrosyan, 2007].

II.2.1 Equations de propagation

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, les équations de propagation s'écrivent :

$$\{c\partial_z + \partial_t\} \Omega^{(\pm)}(z,t) = i c \eta_{\pm} \tilde{\rho}_{e\mp 1}(z,t), \quad (2.5)$$

où $\eta_{\pm} \equiv \frac{n_{at}\omega_c |d_{e\mp 1}|^2}{2\hbar c \epsilon_0}$,

avec n_{at} la densité atomique volumique, ω_c la pulsation du champ de couplage et $d_{e-1,e+1} \equiv \left\langle e \left| \hat{d} \cdot \vec{\varepsilon}_{\pm} \right| \mp 1 \right\rangle$ les éléments pertinents de l'opérateur dipole électrique.

On a ici supposé que les pulsations ω_{autre} des autres composantes fréquentielles du spectre sont très proches de ω_c : $|\omega_{autre} - \omega_c| \ll \omega_c$.

II.2.2 Equations de Bloch optiques

L'équation de Liouville Von-Neumann $i\hbar \frac{d}{dt} \hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] + i\hbar \frac{d}{dt} \hat{\rho}|_{relax}$ permet d'obtenir l'évolution des éléments de la matrice densité :

$$\begin{aligned}
 \partial_t \tilde{\rho}_{ee} &= -(\Gamma_0 + \gamma_t) \tilde{\rho}_{ee} + i \left(\tilde{\rho}_{1e} \Omega^{(-)} + \tilde{\rho}_{-1e} \Omega^{(+)} - \tilde{\rho}_{e1} \Omega^{(-)*} - \tilde{\rho}_{e-1} \Omega^{(+)*} \right), \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e-1} &= -\gamma \tilde{\rho}_{e-1} + i(\Delta_c - \Delta_z) \tilde{\rho}_{e-1} + i \tilde{\rho}_{1-1} \Omega^{(-)} + i(\tilde{\rho}_{-1-1} - \tilde{\rho}_{ee}) \Omega^{(+)}, \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e1} &= -\gamma \tilde{\rho}_{e1} + i(\Delta_c + \Delta_z) \tilde{\rho}_{e1} + i(\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{ee}) \Omega^{(-)} + i \tilde{\rho}_{-11} \Omega^{(+)}, \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1-1} &= \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{ee} + \frac{\gamma_t}{2} - \gamma_t \tilde{\rho}_{-1-1} + i \left(\tilde{\rho}_{e-1} \Omega^{(+)*} - \tilde{\rho}_{-1e} \Omega^{(+)} \right), \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{11} &= \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{ee} + \frac{\gamma_t}{2} - \gamma_t \tilde{\rho}_{11} + i \left(\tilde{\rho}_{e1} \Omega^{(-)*} - \tilde{\rho}_{1e} \Omega^{(-)} \right), \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-11} &= -\gamma_{1,-1} \tilde{\rho}_{-11} + 2i\Delta_z \tilde{\rho}_{-11} + i \left(\tilde{\rho}_{e1} \Omega^{(+)*} - \tilde{\rho}_{-1e} \Omega^{(-)} \right).
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Nous avons noté ici $\Delta_c = \omega_c - \omega_0$ le désaccord optique du champ de couplage par rapport à la pulsation naturelle de la transition atomique ω_0 (en l'absence de champ magnétique), et considéré les termes de relaxation suivants, illustrés sur la figure 2.7(b) :

- Γ_0 , le taux d'émission spontanée de l'atome depuis le niveau excité $|e\rangle$,
- γ_t , le taux de transit des atomes dans le faisceau. Il correspond au taux de perte vers l'extérieur de chacun des niveaux. Comme la population totale est conservée et que l'état excité $|e\rangle$ relaxe très vite de manière égale vers les deux niveaux inférieurs, le taux d'alimentation de l'état excité est nul et le taux d'alimentation pour chacun des niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ est égal à $\frac{\gamma_t}{2}$.
- γ , le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé égal pour les deux bras du système en Λ ,
- $\gamma_{1,-1}$, le taux de relaxation de la cohérence Raman entre les deux niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$.

Les valeurs numériques des paramètres utilisés dans les simulations sont données dans

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

l'annexe C.

Les équations différentielles de Maxwell-Bloch (2.5), (2.6) sont résolues numériquement sous Matlab, avec comme condition initiale, l'évolution temporelle des champs à l'entrée de la cellule. Pour déterminer leurs évolutions à la sortie de la cellule, on s'appuie sur une méthode de discrétisation de Lax [Press et al., 1988]. La cellule est divisée en 100 pas spatiaux de 0.6 mm et la séquence d'écriture - stockage - restitution comprend environ dix millions de pas temporels de durée $\delta t = 2$ ps.

II.3 Remarque : spécificités des stockages EIT et CPO

L'introduction d'un champ global $\vec{E}(z, t)$ décomposé dans la base des polarisations circulaires $\{\vec{\epsilon}_+, \vec{\epsilon}_-\}$ et dont le spectre contient la pulsation ω_c , permet de traiter un cas général d'excitation de système en Λ . Les équations de Maxwell-Bloch (2.5), (2.6) sont valables à la fois pour les stockages EIT et CPO mais les caractéristiques du champ $\vec{E}(z, t)$ sont différentes dans les deux cas, comme montré ci-dessous.

II.3.1 Stockage EIT

Dans le cas du stockage EIT, le champ total $\vec{E}(z, t)$ comprend :

- le champ de couplage $\vec{E}_c(z, t)$, de vecteur unitaire de polarisation $\vec{\epsilon}_+$, pulsation ω_c , désaccord optique $\Delta_c = \omega_c - \omega_0$ et pulsation de Rabi Ω_c ,
- le champ sonde $\vec{E}_s(z, t)$, de vecteur unitaire de polarisation $\vec{\epsilon}_-$, pulsation ω_s , désaccord optique $\Delta_s = \omega_s - \omega_0$ et pulsation de Rabi Ω_s . On note $\delta = \omega_s - \omega_c$.

On note $\delta_R = \Delta_s - \Delta_c + 2\Delta_z$ le désaccord Raman. Finalement, on a :

$$\Omega^{(+)} = \Omega_c,$$

$$\Omega^{(-)} = \Omega_s e^{-i\delta(t - \frac{z}{c})}.$$

II.3.2 Stockage CPO

Dans le cas du stockage CPO, deux champs incidents de polarisations linéaires orthogonales composent le champ total $\vec{E}(z, t)$:

- le champ de couplage $\vec{E}_c(z, t)$, de vecteur unitaire de polarisation $\vec{e}_y = i\frac{\vec{e}_- - \vec{e}_+}{\sqrt{2}}$, pulsation ω_c , désaccord optique $\Delta_c = \omega_c - \omega_0$ et pulsation de Rabi Ω_c ,
- le champ sonde $\vec{E}_s(z, t)$, de vecteur unitaire de polarisation $\vec{e}_x = \frac{\vec{e}_+ + \vec{e}_-}{\sqrt{2}}$, pulsation ω_s , désaccord optique $\Delta_s = \omega_s - \omega_0$ et pulsation de Rabi Ω_s . On note $\delta = \omega_s - \omega_c$.

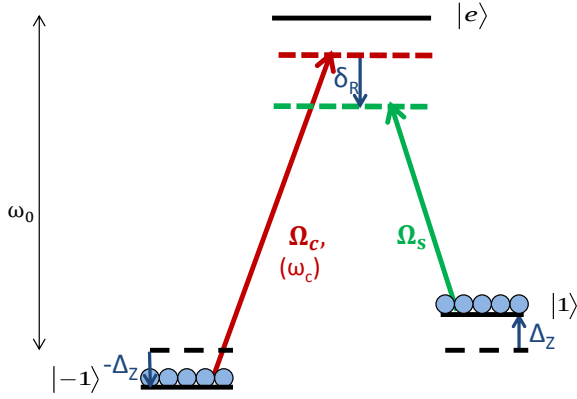


FIGURE 2.8 – Schéma d'excitation en configuration EIT. $\Omega_{c,s}$, $\Delta_{c,s}$ sont les pulsations de Rabi et désaccords optiques relatifs aux faisceaux de couplage et sonde respectivement. On note δ_R le désaccord Raman.

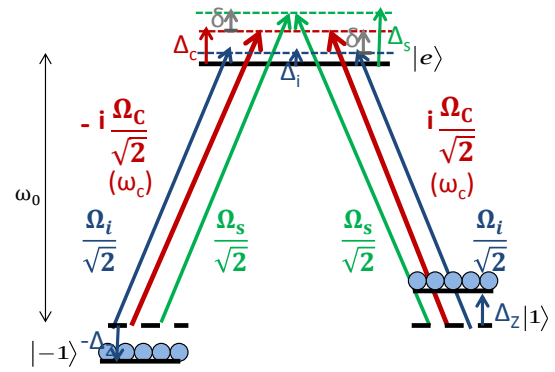


FIGURE 2.9 – Schéma d'excitation en configuration CPO. $\Omega_{c,s,i}$ sont les pulsations de Rabi des faisceaux de couplage, sonde et complémentaire respectivement. $\Delta_c = \omega_c - \omega_0$ est le désaccord optique du faisceau de couplage (on définit de même Δ_s et Δ_i pour les champs sonde et de couplage). On note $\delta = \omega_s - \omega_c = \omega_c - \omega_i$, la différence de pulsations entre les faisceaux “signal - couplage” ou “couplage - complémentaire”.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, à la section II.1.2, la création d'un champ complémentaire $\vec{E}_i(z, t)$ est également à prendre en compte dans l'expression de $\vec{E}(z, t)$: sa pulsation ω_i est symétrique de celle de la sonde par rapport au couplage ($-\delta = \omega_i - \omega_c$) ; il est de désaccord optique $\Delta_i = \omega_i - \omega_0$, vecteur unitaire de polarisation $\vec{e}_x = \frac{\vec{e}_+ + \vec{e}_-}{\sqrt{2}}$ et pulsation de Rabi Ω_i . On a ainsi⁵ :

5. En présence d'un champ magnétique, la direction du champ de couplage de polarisation linéaire subit une légère rotation. L'angle de rotation étant très faible, ce phénomène est ici négligé. Le programme de simulations numériques développé permet néanmoins de déterminer la valeur de cet angle.

Chapitre 2. Outils expérimentaux et théoriques pour l'étude du stockage dans l'hélium métastable à température ambiante

$$\Omega^{(+)} = \frac{\Omega_s}{\sqrt{2}} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} - i \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} + \frac{\Omega_i}{\sqrt{2}} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})},$$

$$\Omega^{(-)} = \frac{\Omega_s}{\sqrt{2}} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} + i \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} + \frac{\Omega_i}{\sqrt{2}} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})}.$$

La composition précise du champ $\vec{E}(z, t)$ dans le cas du stockage EIT (ou CPO) est illustrée sur la figure 2.8 (ou 2.9) où l'on indique seulement les paramètres pertinents pour chacune des deux configurations : le paramètre δ_R pour l'EIT et le paramètre δ pour le CPO. Cette composition est également spécifiée dans les programmes développés, ayant permis d'obtenir les résultats présentés aux chapitres 3 (pour le stockage EIT) et 4 (pour le stockage CPO).

III Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai décrit le dispositif expérimental mis en oeuvre pour les expériences de stockage EIT et CPO. Travailler à partir de l'hélium métastable à température ambiante semble particulièrement adapté à l'étude de ces phénomènes. La simplicité du système constitue un atout important pour une compréhension profonde des processus physiques mis en jeu, ce qui est confirmé dans la suite du manuscrit sur des exemples concrets. J'ai également introduit dans ce chapitre la méthode de détection homodyne, technique expérimentale à laquelle nous avons recours pour mesurer des efficacités de stockage et étudier l'évolution temporelle des phases des signaux sur les parties fuite et restitution, comme on le verra dans la suite du manuscrit, aux chapitres 3 et 4.

Enfin, j'ai présenté les équations de Maxwell-Bloch dont la simulation nous permet de déterminer le comportement dynamique du système dans une grande variété de situations. La flexibilité des programmes réalisés nous autorise, en particulier, à jouer sur les évolutions temporelles et les polarisations des faisceaux incidents et introduire un champ magnétique longitudinal. Les programmes développés s'adaptent par conséquent aussi bien au cas du stockage EIT que du stockage CPO, étudiés aux chapitres 3 et 4.

Chapitre 3

Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

Sommaire

I	Résultats expérimentaux	81
I.1	Efficacités de stockage	81
I.1.1	Etude en fonction du temps de stockage T	81
I.1.2	Etude en fonction du désaccord optique Δ	82
I.1.3	Remarque sur les ordres de grandeurs obtenus	83
I.2	Etude expérimentale de la phase du champ restitué	84
I.2.1	Phase supplémentaire $\varphi_{EIT}(t)$ imposée au champ restitué	84
I.2.2	Evolution temporelle de $\varphi_{EIT}(t)$	87
II	Résultats de simulations numériques et discussions	88
II.1	Déphasage $\varphi_{EIT}(t)$	89
II.1.1	Evolution temporelle de $\varphi_{EIT}(t)$	89
II.1.2	Origine du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$	91
II.1.3	Conséquences pour le stockage Raman à grands désaccords	94
II.2	Efficacités de stockage	95
III	Conclusion	98

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

Ce chapitre présente les résultats obtenus à partir du dispositif expérimental décrit au chapitre 2, utilisé en configuration EIT. La structure atomique simple de l'hélium métastable permet d'étudier les propriétés du stockage d'impulsions lumineuses par EIT en fonction du désaccord optique. Les mesures sont ici toujours effectuées en l'absence de champ magnétique (niveaux $|-1\rangle$ et $|1\rangle$ dégénérés, soit $\Delta_z = 0$) et à résonance à deux photons : $\delta_R = \Delta_s - \Delta_c = 0$ (condition nécessaire pour faire apparaître la résonance EIT). Le désaccord optique $\Delta = \Delta_c = \Delta_s$ est défini par rapport au centre du profil Doppler. L'écart important entre les raies D_0 et D_1 (environ 30 GHz) rend possible la prise de mesures pour des désaccords optiques intermédiaires, compris entre 0 et 2.5 GHz, soit de l'ordre de grandeur de l'élargissement Doppler (voir schéma 3.1), sans devoir prendre en compte l'existence du niveau 2^3P_0 .

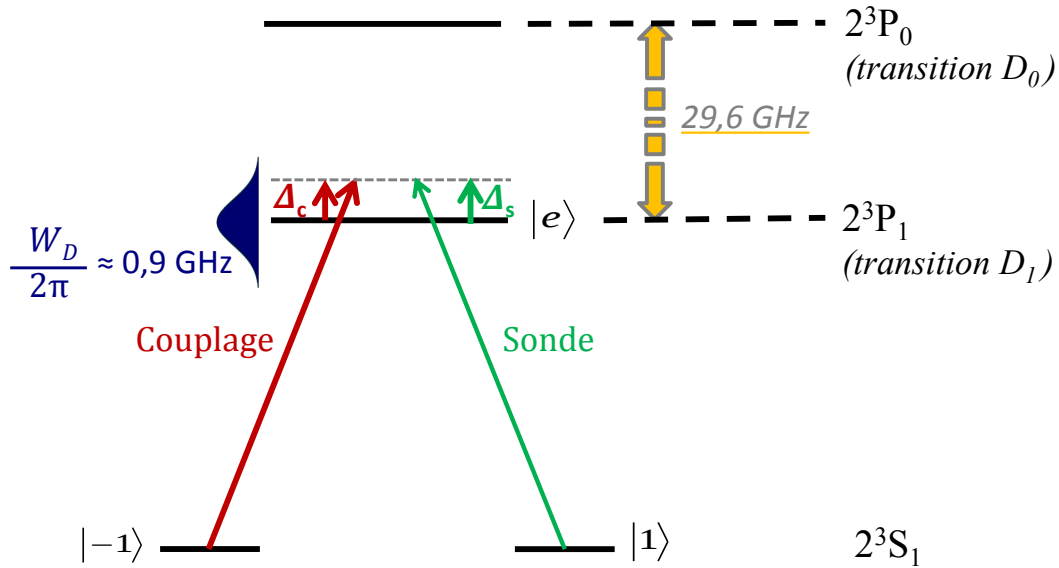


FIGURE 3.1 – Diagramme des niveaux d'énergie où seuls les sous-niveaux Zeeman pertinents des niveaux 2^3S_1 et 2^3P_1 sont représentés. Δ_c et Δ_s sont les désaccords optiques de couplage et sonde respectivement. On fait varier ces désaccords d'une même quantité, de manière à ce que la condition de résonance à deux photons soit toujours satisfaite $\delta_R = \Delta_s - \Delta_c = 0$. L'absence de niveaux hyperfins entre les raies D_0 et D_1 , espacées de presque 30 GHz, autorise l'exploration de désaccords optiques positifs (fréquence du laser supérieure à la fréquence de la transition) sur une plage de quelques GHz. On représente le profil Doppler, caractérisé par la demi-largeur à mi-hauteur $\frac{W_D}{2\pi} \approx 0.9$ GHz.

La première partie de ce chapitre analyse les efficacités de stockage mesurées, puis l'évolution temporelle de la phase des impulsions de fuite et de restitution, pour différentes valeurs du désaccord optique Δ . La deuxième partie expose des graphes issus de simulations numériques et discute des résultats obtenus.

I Résultats expérimentaux

I.1 Efficacités de stockage

Les efficacités de stockage EIT mesurées sont obtenues par une méthode de détection homodyne, qui permet d'extraire du signal d'interférence mesuré, l'intensité et la phase du faisceau sonde (voir paragraphe I.2.2 du chapitre 2 où est expliqué précisément le traitement de données effectué pour déterminer les efficacités de stockage). Cette section examine l'influence du temps de stockage T et du désaccord optique Δ sur les efficacités de stockage.

I.1.1 Etude en fonction du temps de stockage T

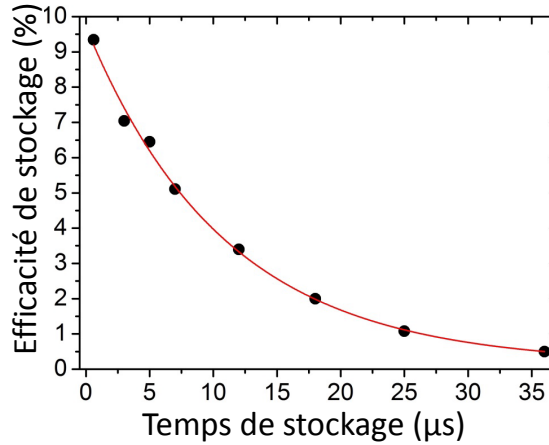


FIGURE 3.2 – Evolution des efficacités de stockage mesurées en fonction du temps de stockage T , pour un désaccord optique $\Delta = 1.5$ GHz et une impulsion sonde de temps de montée $4 \mu s$. La courbe rouge continue représente une modélisation par une fonction exponentielle décroissante, de constante de temps $10.9 \pm 0.9 \mu s$.

Le graphe 3.2 montre une décroissance exponentielle des efficacités de stockage EIT en

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

fonction du temps de stockage T . Pour ces mesures, le désaccord optique est fixé à $\Delta = 1.5$ GHz et les impulsions sondes sont choisies avec un front montant de forme exponentielle, de constante de temps $4\mu\text{s}$. On mesure une constante de temps associée à l'évolution exponentielle des efficacités de stockage de $10.9 \pm 0.9\mu\text{s}$ ¹, ce qui correspond à un taux de relaxation de la cohérence Raman $\frac{\gamma_{1,-1}}{2\pi} = 14.5 \pm 1.2$ kHz. Ce taux est en accord avec la valeur déduite de la mesure de la largeur des résonances EIT en fonction de l'intensité du faisceau de couplage (voir annexe C, section C.2). Il convient de noter que nous utilisons des faisceaux de faibles diamètres (3 mm). Dans ces conditions, $\gamma_{1,-1}$ est alors limité par le taux de transit des atomes à travers le faisceau : $\frac{\gamma_t}{2\pi} \approx 10$ kHz.

I.1.2 Etude en fonction du désaccord optique Δ

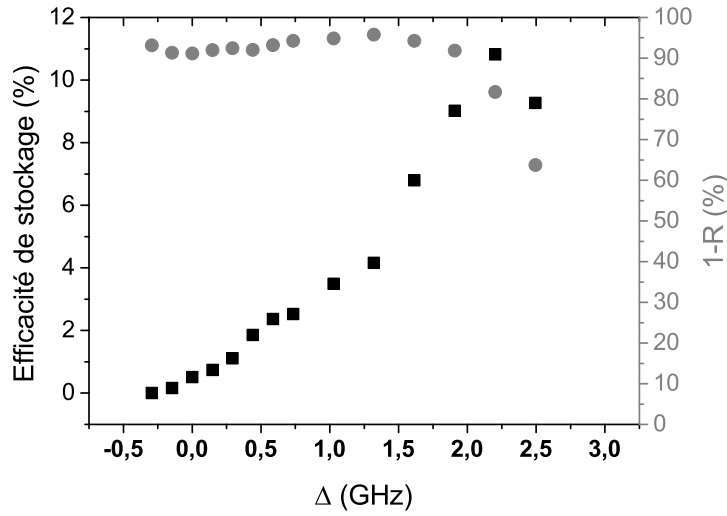


FIGURE 3.3 – Evolution des efficacités de stockage mesurées (carrés) et de la quantité $(1-R)$, où R est le taux de fuite (ronds), en fonction du désaccord optique du faisceau de couplage Δ , pour une impulsion sonde exponentielle de temps de montée $2\mu\text{s}$. Le taux de fuite R est défini comme le rapport entre l'aire de l'impulsion fuite et l'aire de l'impulsion incidente. Le temps de stockage est de $3\mu\text{s}$.

Le graphe 3.3 présente l'évolution des efficacités de stockage mesurées en fonction du désaccord optique, pour un temps de stockage fixé à $T = 3\mu\text{s}$. L'efficacité maximale,

1. On obtient une constante de temps similaire quelle que soit la valeur du désaccord optique Δ (comprise entre 0 et 2.5 GHz).

d'environ 11%, est obtenue pour un désaccord optique non nul, $\Delta = 2.2$ GHz.

Des éléments d'explication qualitative pour l'obtention des meilleures efficacités à désaccord optique non nul seront donnés dans la partie consacrée à la discussion des résultats (II.2).

Pour les graphes tracés en fonction du désaccord optique Δ dans ce manuscrit, il existe une incertitude sur l'estimation du désaccord optique liée au repérage en pratique très délicat de la raie D_1 . La méthode utilisée pour repérer le centre de la raie atomique consiste à noter la valeur de l'intensité d'alimentation I_{al} de la diode qui permet de symétriser au mieux la fenêtre de transparence : dans cette configuration, les faisceaux sonde et couplage sont à résonance avec la transition atomique et le désaccord optique Δ défini par rapport au centre de la largeur Doppler est nul. Or, il est en pratique difficile de déterminer I_{al} avec une précision meilleure que ± 0.2 mA, ce qui correspond à une incertitude sur le désaccord optique de ± 150 MHz environ.

I.1.3 Remarque sur les ordres de grandeurs obtenus

A temps de stockage nul (c'est-à-dire pour une simple propagation en conditions d'EIT), l'efficacité mesurée avec un désaccord optique $\Delta = 2.2$ GHz (désaccord optique qui permet d'obtenir les meilleures efficacités d'après le graphe 3.3), est de 15%. C'est donc l'efficacité maximale que l'on peut espérer atteindre. Cette valeur est certes plus faible que celle obtenue dans des vapeurs de rubidium [Novikova et al., 2007] ou des atomes froids [Chen et al., 2013] mais en accord avec les prédictions théoriques pour nos conditions expérimentales. En effet, la profondeur optique est relativement faible dans notre expérience : $d = -\ln(T_0) < 7$, où T_0 est la transmission linéaire d'une sonde faible, de valeur comprise entre 0.1% et 0.15% en fonction des conditions de décharge RF². Pour cette faible valeur de d , l'efficacité maximale théorique atteignable est inférieure à

2. Cette valeur a été mesurée en présence du faisceau de pompage et avec un faisceau sonde désaccordé de $\Delta_s = 1$ MHz : cette quantité est choisie suffisamment faible par rapport à la largeur Doppler ($\frac{W_D}{2\pi} \approx 0.9$ GHz), mais suffisamment importante pour se placer en dehors de la résonance EIT (de largeur légèrement supérieure à 500 kHz pour une puissance de couplage d'environ 17 mW). On note que cette mesure de transmission linéaire permet d'obtenir une première estimation du nombre d'atomes en considérant simplement un système à trois niveaux en Λ et en exprimant la susceptibilité pour le champ sonde, comme effectué dans la thèse [Lauprêtre, 2012]. Pour une estimation plus rigoureuse, le lecteur pourra se référer à l'annexe C où le nombre d'atomes est déterminé en considérant pour le calcul un système à six niveaux, et en sondant une transition différente (raie D0), ce qui offre la possibilité de faire varier la fréquence du faisceau sonde autour de celle du faisceau de couplage sur tout le profil Doppler, sans générer de résonance EIT. Il est alors possible de déterminer la distribution atomique au sein de la largeur Doppler.

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

30% [Gorshkov et al., 2007c], dans l'approximation adiabatique où $t_s d' \gamma \gg 1$ (t_s est la durée de l'impulsion sonde, $d' = \frac{d}{2}$ et γ est le taux de relaxation de la cohérence optique). Dans notre expérience, ces trois paramètres ont pour valeurs : $t_s = 2 \mu\text{s}$, $d' \lesssim 3$, $\frac{\gamma}{2\pi} \approx 2.2 \times 10^7$ Hz, ce qui donne une constante $t_s d' \gamma$ de quelques centaines. Sachant qu'en présence d'un désaccord optique le pompage n'est pas optimal et que le laser était limité en puissance à l'époque des prises de mesure, l'ordre de grandeur des efficacités de stockage obtenues expérimentalement est cohérent avec la valeur maximale théorique atteignable.

I.2 Etude expérimentale de la phase du champ restitué

I.2.1 Phase supplémentaire $\varphi_{EIT}(t)$ imposée au champ restitué

La détection homodyne utilisée (introduite au chapitre 2, section I.2.2) permet de mettre en évidence une phase supplémentaire φ_{EIT} imposée à l'impulsion de restitution lorsque le désaccord optique des faisceaux de couplage et sonde est non nul ($\Delta \neq 0$). La phase du faisceau de couplage est scannée à l'aide d'un miroir placé sur un actionneur piezo-électrique, suffisamment lentement pour pouvoir la supposer constante durant les étapes d'écriture et restitution³. On définit alors les phases relatives $\Delta\phi^{(f)}(t)$ et $\Delta\phi^{(r)}(t)$ ⁴ des impulsions sonde de fuite et restitution respectivement, par rapport à la phase du faisceau de couplage. Lorsqu'on réalise la détection homodyne dans ces conditions, on observe à l'oscilloscope une variation du signal d'interférence entre une enveloppe supérieure notée I_+ (atteinte lorsque la phase relative entre les faisceaux de couplage et sonde vaut

3. On note que l'actuateur piezo-électrique parcourt plusieurs fois la longueur d'onde $\lambda = 1083 \mu\text{m}$ en une durée d'environ 20 s, correspondant à un aller (distance entre deux demi-tours consécutifs – les instants où le miroir arrive en bout de course peuvent être repérés en observant le signal d'interférence à l'oscilloscope : celui-ci apparaît figé lorsque le miroir marque un léger temps d'arrêt avant de reprendre sa course en sens inverse). Plus précisément, sur un aller, on compte en moyenne 11 passages du signal par un point d'interférence constructive, à l'oscilloscope, ce qui correspond à un déphasage global au cours de cet aller de la phase du couplage φ_c d'environ $\Delta\varphi_{c,global} = 10 \times 2\pi$. On en déduit que le miroir piezo-électrique met environ 2 s pour faire varier la phase du faisceau de couplage d'une quantité 2π (la différence de marche correspondante est alors de $\lambda = 1083 \mu\text{m}$, soit un déplacement du miroir de $e = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} = 0.77 \mu\text{m}$). Cette durée est très grande devant la durée de la séquence de stockage qui est de quelques microsecondes. Autrement dit, la phase ne varie que de quelques microradians pendant la durée de la séquence de stockage. **On peut donc supposer la phase du faisceau de couplage φ_c constante sur une séquence d'écriture - stockage - restitution.** On vérifie que les valeurs trouvées sont cohérentes avec la valeur de course du miroir, donnée dans la fiche technique de l'actionneur piezo-électrique utilisé, et la fréquence de balayage imposée à l'actionneur piezo-électrique.

4. $\Delta\phi^{(f)}(t)$ et $\Delta\phi^{(r)}(t)$ dépendent a priori du temps.

$\Delta\phi^{(f,r)} = 0 [2\pi]$) correspondant à une interférence constructive entre faisceaux de couplage et sonde, et une enveloppe inférieure notée I_- (atteinte lorsque $\Delta\phi^{(f,r)} = \pi [2\pi]$) associée à un phénomène d'interférence destructive (voir figure 3.4). De manière générale, pour une trace quelconque (trace bleue I de la figure 3.4), le niveau de signal sur les parties écriture et restitution donne une information sur les valeurs des phases relatives $\Delta\phi^{(f)}(t)$ et $\Delta\phi^{(r)}(t)$ entre les faisceaux de couplage et de sonde sur chacune de ces périodes. Comme elles correspondent mathématiquement à des phases relatives $\Delta\phi^{(f,r)}$ constantes (0 ou π), les enveloppes supérieure et inférieure ne représentent pas des relevés expérimentaux à un instant donné (traces $I_{\pm}$ de la figure 3.4). Les niveaux d'intensité maximale (et minimale) ne sont pas nécessairement atteints pour une même trace en tout point de la séquence d'écriture - stockage - restitution, mais les enveloppes sont obtenues par accumulation de tous les signaux d'interférence possibles : ce traitement ne présuppose donc pas que les $\Delta\phi^{(f,r)}(t)$ sont constants au cours du temps pour une trace donnée (trace bleue I de la figure 3.4).

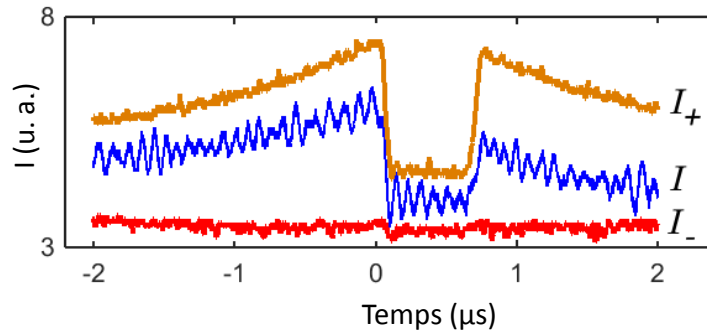


FIGURE 3.4 – Evolution temporelle de l'intensité I du signal d'interférence entre les faisceaux de couplage et sonde (bleu), enregistré pour une position donnée du miroir piezo-électrique. Ce signal est contenu entre les enveloppes supérieures et inférieures $I_{\pm}$ du signal accumulé pour de nombreuses positions de l'actionneur piezo-électrique, représentées en orange et rouge, respectivement. Le temps de stockage est de $T = 0.6 \mu s$ et les désaccords optiques des faisceaux de couplage et sonde sont fixés à $\Delta \approx 1$ GHz.

Les figures 3.5(a), (b), (c) reproduisent les évolutions temporelles des signaux d'interférence enregistrés pour trois positions différentes du miroir piezo-électrique, lorsque la fréquence du laser est proche du centre du profil Doppler, soit à désaccord optique nul ($\Delta = 0$ GHz). Les impulsions sonde de fuite et de restitution interfèrent alors de la même manière avec l'oscillateur local : par exemple, sur la figure 3.5(a), on voit une

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

interférence constructive à la fois pour l'écriture et la restitution ; la figure 3.5(c) présente quant à elle une interférence destructive sur chacune de ces périodes. De manière générale, une simple observation de l'évolution du signal d'interférence à l'oscilloscope suggère que $\Delta\phi^{(f)} \approx \Delta\phi^{(r)}$ lorsque le désaccord optique est nul ($\Delta = 0$).

On réalise la même expérience avec un désaccord optique non nul pour les faisceaux de couplage et sonde, de l'ordre de grandeur de la largeur Doppler : $\Delta = 2.2$ GHz (cas des figures 3.5(d), (e), (f)). Les impulsions visibles sur les étapes d'écriture et restitution ne sont alors plus en phase (voir en particulier la figure 3.5(f)) : $\Delta\phi^{(f)} \neq \Delta\phi^{(r)}$. Nous mettons ainsi en évidence la présence d'une phase supplémentaire, notée φ_{EIT} , imposée à l'impulsion restituée lorsque le désaccord optique est non nul : $\Delta \neq 0$.

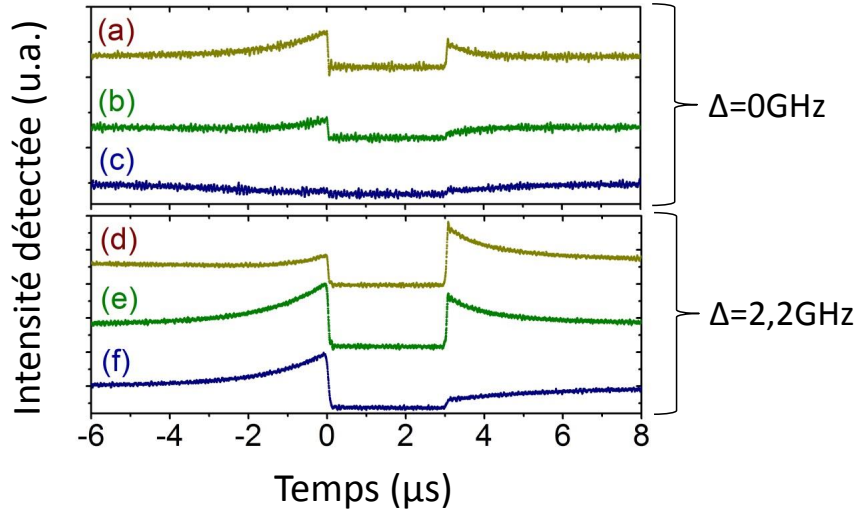


FIGURE 3.5 – Evolution temporelle de l'intensité du signal d'interférence détectée, pour différentes phases du faisceau de couplage (a)-(f). Pour les prises de mesure (a)-(c), la fréquence du laser est choisie proche du centre du profil Doppler : $\Delta = 0$. Dans les cas (d)-(f), le désaccord est fixé à $\Delta = 2.2$ GHz. Les impulsions sur les parties écriture et restitution évoluent en phase dans les cas (a)-(c) ; elles sont déphasées dans les cas (d)-(f).

On définit précisément la phase supplémentaire $\varphi_{EIT}(t)$ de la manière suivante :

$$\boxed{\varphi_{EIT}(t) = \Delta\phi^{(r)}(t) - \Delta\phi^{(f)}.$$

où $\Delta\phi^{(f)}$ supposé constant (ceci sera vérifié par la suite à la fois théoriquement et expéri-

mentalement), est pris comme référence temporelle pour l'évolution de $\Delta\phi^{(r)}(t)$. $\varphi_{EIT}(t)$ ne dépend donc pas de la phase du faisceau de couplage et donc de la position de l'actuateur piezo-électrique. Les données peuvent par conséquent être moyennées sur plusieurs positions du miroir (voir le paragraphe suivant).

I.2.2 Evolution temporelle de $\varphi_{EIT}(t)$

Il s'agit à présent d'étudier plus précisément les propriétés du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$. Pour cela, nous extrayons expérimentalement l'évolution temporelle de $\varphi_{EIT}(t)$ pour différents désaccords Δ .

La figure 3.6 présente l'évolution de $\Delta\phi^{(f)}(t)$ et $\Delta\phi^{(r)}(t)$, obtenue après avoir effectué le traitement de données indiqué en annexe D sur les signaux d'interférence enregistrés (voir la figure 3.4). $\Delta\phi^{(f,r)}(t)$ n'est calculé que sur les zones où l'intensité du faisceau sonde est suffisamment importante. On note que la phase relative $\Delta\phi^{(f)}(t)$ sur la période d'écriture est bien constante, comme annoncé au paragraphe précédent.

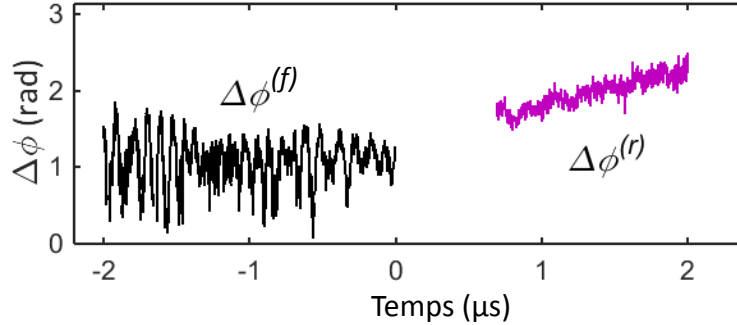


FIGURE 3.6 – Evolution temporelle de $\Delta\phi^{(f,r)}(t)$, obtenue après traitement de données des signaux d'interférence enregistrés, montrés sur la figure 3.4. Le temps de stockage est de $T = 0.6 \mu s$ et les désaccords optiques des faisceaux de couplage et sonde sont fixés à $\Delta = 1$ GHz.

On calcule ensuite $\varphi_{EIT}(t) = \Delta\phi^{(r)}(t) - \Delta\phi^{(f)}$, après avoir effectué une moyenne sur dix résultats d'évolutions temporelles de $\{\Delta\phi^{(f)}, \Delta\phi^{(r)}(t)\}$, obtenus pour différentes positions de l'actionneur piezo-électrique. Le figure 3.7 présente l'évolution temporelle du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$ déterminée expérimentalement, pour différentes valeurs de désaccord optique Δ , comprises entre 0 et 2 GHz. L'origine temporelle du graphe correspond au début de l'étape de restitution, au moment où le faisceau de couplage est rallumé. A cet instant, l'intensité

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

du faisceau sonde commence à augmenter, pour former l'impulsion restituée. L'évolution expérimentale de $\varphi_{EIT}(t)$ n'est tracée qu'à partir de $t \approx 100$ ns, et jusqu'à $t \approx 1 \mu s$, zone où l'intensité du signal sonde est suffisamment importante. On remarque que $\varphi_{EIT}(t)$ n'est pas constant et que sa valeur augmente avec le désaccord optique Δ .

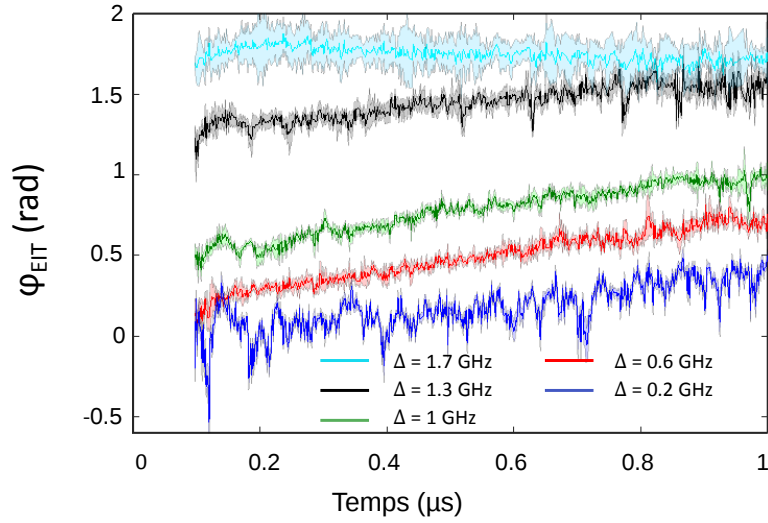


FIGURE 3.7 – Evolution temporelle du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$. Résultats expérimentaux pour différentes valeurs de désaccords optiques : $\Delta = 0.2$ GHz (bleu), 0.6 GHz (rouge), 1 GHz (vert), 1.3 GHz (noir), 1.7 GHz (cyan). Les incertitudes sur les valeurs de Δ sont d'environ ± 150 MHz (voir p.83). Les courbes expérimentales sont obtenues après avoir effectué une moyenne sur 10 mesures, prises pour différentes positions du miroir piezo-électrique (mais à désaccord optique Δ fixe). Les zones de couleurs claires de part et d'autre de ces courbes correspondent à l'écart-type sur la moyenne. L'origine temporelle indique le début de la restitution – instant où le faisceau de couplage est rallumé. Le temps de stockage est de $T = 0.6 \mu s$.

II Résultats de simulations numériques et discussions

Dans cette section, je compare les mesures de déphasage $\varphi_{EIT}(t)$ et d'efficacité de stockage EIT en fonction de Δ exposées dans la partie précédente (I) aux résultats obtenus à l'aide de programmes de simulations numériques dont le principe est expliqué au chapitre 2 (section II).

II.1 Déphasage $\varphi_{EIT}(t)$

II.1.1 Evolution temporelle de $\varphi_{EIT}(t)$

On compare sur la figure 3.8 l'évolution temporelle du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$ obtenue expérimentalement à celle déterminée à partir des programmes de simulations numériques décrits au chapitre 2. On retrouve les mêmes ordres de grandeurs pour le déphasage $\varphi_{EIT}(t)$ et un comportement qualitativement similaire en fonction du désaccord optique Δ . De plus, les résultats de simulations numériques font, comme les résultats expérimentaux, apparaître une dépendance temporelle du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$.

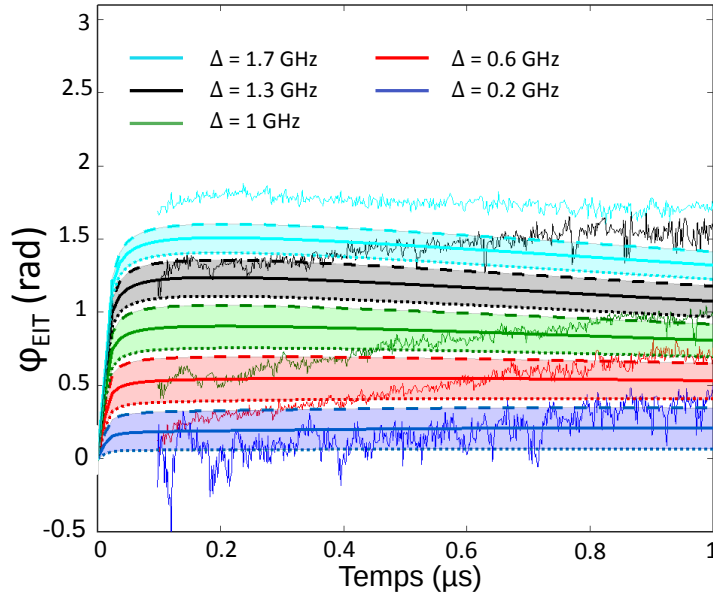


FIGURE 3.8 – Evolution temporelle du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$. Résultats expérimentaux et de simulations numériques pour différentes valeurs de désaccords optiques (lignes continues) : $\Delta = 0.2$ GHz (bleu), 0.6 GHz (rouge), 1 GHz (vert), 1.3 GHz (noir), 1.7 GHz (cyan). Pour chacun de ces désaccords optiques noté Δ_i , on représente d'une même couleur les résultats de simulations numériques pour Δ_i , $\Delta_i - 150$ MHz et $\Delta_i + 150$ MHz. Les courbes associées aux désaccords optiques $\Delta_i - 150$ MHz et $\Delta_i + 150$ MHz apparaissent respectivement en “pointillé” et en “tireté”. La valeur “150 MHz” correspond à l'incertitude - type expérimentale sur la mesure de Δ (voir p.83). L'origine temporelle indique le début de la restitution – instant où le faisceau de couplage est rallumé. Le temps de stockage est de $T = 0.6 \mu\text{s}$.

Bien que les déphasages soient du même ordre de grandeur que ceux obtenus expéri-

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

mentalement, on note des différences au niveau des variations temporelles entre résultats expérimentaux et théoriques (différences de pentes), et en particulier pour les désaccords optiques intermédiaires ($\Delta = 0.6, 1, 1.3$ GHz). Dans les programmes de simulations numériques, la prise en compte simplifiée des Collisions à Changements de Vitesses (VCC) qui permettent de redistribuer les atomes pompés dans le niveau sondé sur tout le profil Doppler, pourrait être à l'origine de ces divergences (voir la section II.2 où l'effet des VCC est discuté plus en détail).

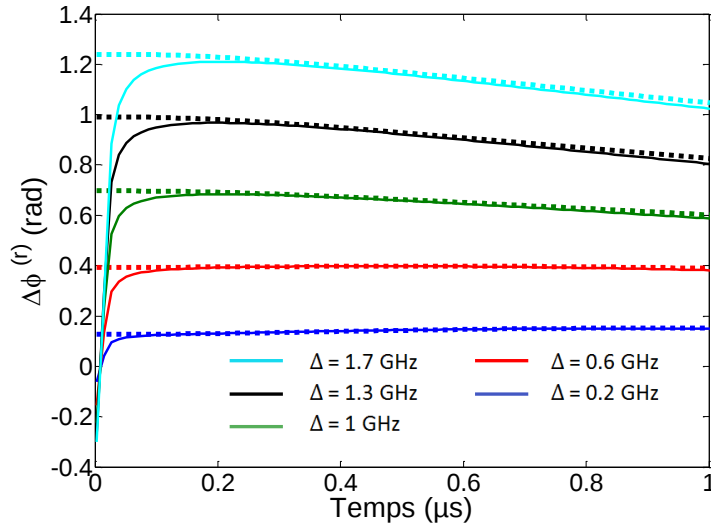


FIGURE 3.9 – Evolution temporelle du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$. Résultats issus de simulations numériques complètes (lignes continues) et résultats obtenus avec une formule analytique approchée “hybride” [Gorshkov et al., 2007c] qui combine simulations numériques et approximation analytique (pointillés), pour différentes valeurs de désaccords optiques : $\Delta = 0.2$ GHz (bleu), 0.6 GHz (rouge), 1 GHz (vert), 1.3 GHz (noir), 1.7 GHz (cyan). L’origine temporelle correspond au début de la restitution – instant où le faisceau de couplage est rallumé.

De plus, on compare les résultats de simulations numériques aux résultats obtenus à l’aide d’une formule analytique approchée “hybride” qui combine simulations numériques (pour les phases d’écriture et de stockage) et approximation analytique (pour la phase de restitution) issue de la référence [Gorshkov et al., 2007c]. Cette formule permet de déterminer l’allure temporelle du champ restitué, en fin de cellule, en connaissant au préalable l’onde de spin en tout point de la cellule, à l’instant t_r^- , juste avant le début de la phase de restitution. En pratique, le programme de simulations numériques calcule les valeurs de la

cohérence Raman $\tilde{\rho}_{-11}(z, t_r^-)$ (en tout point de la cellule, à l'instant t_r^-) qui sont ensuite injectées dans la formule de la référence [Gorshkov et al., 2007c]. On peut alors comparer les résultats obtenus par cette méthode, établie dans l'hypothèse adiabatique (élimination adiabatique de la cohérence $\tilde{\rho}_{e1}$), aux résultats obtenus par simulation numérique complète. Le graphe 3.9 présente cette comparaison, pour différentes valeurs de désaccords optiques. Le très bon accord observé montre la validité de la forme analytique approchée (et donc des hypothèses physiques de la référence [Gorshkov et al., 2007c]) pour traiter de notre cas d'étude.

II.1.2 Origine du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$

Nous cherchons ici à déterminer si le déphasage $\varphi_{EIT}(t)$ observé sur l'impulsion restituée, à désaccord optique non nul, est dû au processus de stockage ou à la simple propagation de l'impulsion sonde dans les conditions d'EIT désaccordée. Pour ce faire, nous analysons la propagation du champ sonde incident $E(z=0, t)$, en présence d'un faisceau de couplage intense, dans les conditions d'EIT désaccordée. Plus explicitement, on effectue la série d'opérations suivante sur le logiciel Mathematica, représentée schématiquement sur la figure 3.10 :

1. **transformée de Fourier** de l'impulsion incidente : $E(z=0, t) \rightarrow \mathcal{E}(z=0, \omega_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(z=0, t) e^{i\omega_s t} dt$,
2. **multiplication par la fonction de transfert** $h(\omega_s) = e^{ik_s n(\omega_s)L}$. Chaque composante spectrale ω_s voit alors un indice optique $n(\omega_s)$:

$$\mathcal{E}(z=L, \omega_s) = \mathcal{E}(z=0, \omega_s) e^{ik_s n(\omega_s)L}$$

où $n(\omega_s) = \sqrt{1 + \chi(\omega_s)} \approx 1 + \frac{1}{2}\chi(\omega_s)$ avec $|\chi(\omega_s)| \ll 1$ ⁽⁵⁾, et L est la longueur du milieu.

3. **transformée de Fourier inverse** du spectre de l'impulsion $\mathcal{E}(z=L, \omega_s)$ obtenu après propagation. L'argument $\text{Arg}[E(z=L, t)]$ correspond à la phase relative $\Delta\phi(t)$ mesurée expérimentalement, la phase du faisceau de couplage étant constante, de valeur nulle.

5. $\chi(\omega_s)$ est la susceptibilité linéaire en champ sonde en présence du phénomène d'EIT

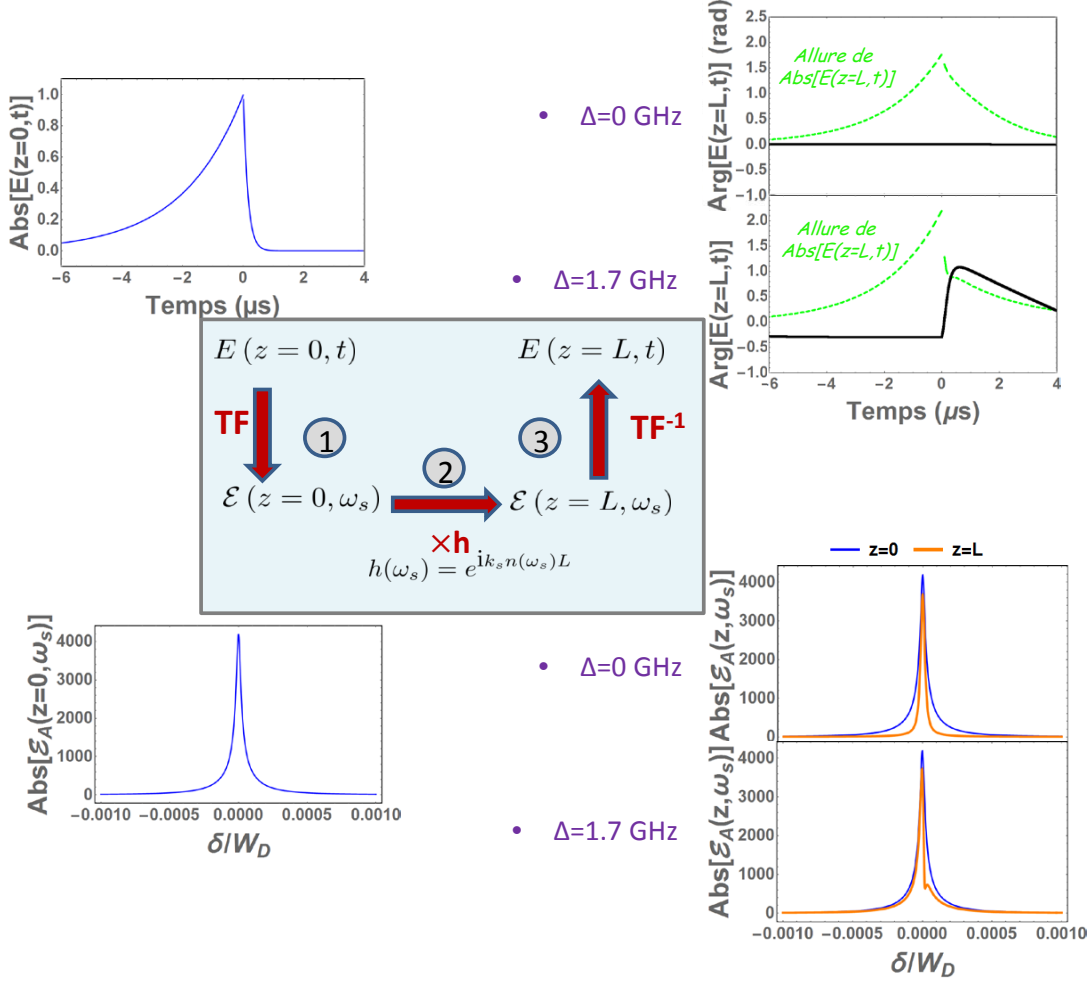


FIGURE 3.10 – Illustration des opérations effectuées sur Mathematica, pour étudier la propagation simple d’une impulsion sonde exponentielle (temps de montée caractéristique de $2\mu s$), suivie par une brusque décroissance exponentielle (constante de temps associée de 150 ns), en présence du phénomène d’EIT. On montre également les résultats de chaque opération, pour différents désaccords optiques ($\Delta = 0$ GHz et $\Delta = 1.7$ GHz). L’indice A de $\mathcal{E}_A(z, \omega_s)$ fait référence à une fonction “adimensionnée” (toutes les variables fréquentielles ont été divisées par la demi-largeur Doppler à mi-hauteur W_D).

Nous comparons alors l’évolution temporelle de la phase relative $\Delta\phi(t)$ entre faisceaux sonde et couplage obtenue par simple propagation (EIT) de la sonde comme indiqué ci-dessus à celle qui résulte de la simulation numérique d’une séquence d’écriture - stockage - restitution complète. Le graphique 3.11 présente les résultats de cette comparaison pour

différentes valeurs de désaccord optique : $\Delta = 0.2$ GHz et $\Delta = 1.7$ GHz. L'allure et les ordres de grandeur de $\Delta\phi(t)$ sont identiques dans les deux cas : la période de stockage agit comme une simple pause dans le processus de propagation. La valeur du temps de stockage, ici fixé à $T = 0.6 \mu s$, n'a donc pas d'influence sur le déphasage mesuré, ce qui a été vérifié expérimentalement.

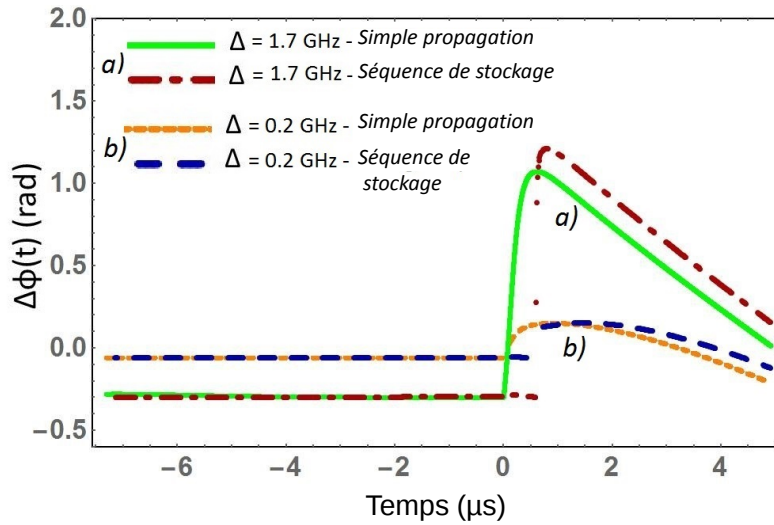


FIGURE 3.11 – Evolution temporelle de la phase relative $\Delta\phi(t)$ lors de la propagation directe d’une impulsion sonde à travers le milieu, dans des conditions d’EIT (“simple propagation”) et au cours des processus de stockage et restitution de cette même impulsion (“séquence de stockage”, temps de stockage de $T = 0.6 \mu s$), pour deux désaccords optiques différents : (a) $\Delta = 1.7$ GHz (ligne continue verte et pointillé-tiret rouge) et (b) $\Delta = 0.2$ GHz (pointillé orange et tiret-bleu). L’origine temporelle correspond au début de la période de stockage.

Ainsi, dans les expériences de stockage EIT désaccordé, le profil de dispersion asymétrique est à l’origine de l’apparition du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$. Ce déphasage est acquis par l’impulsion au cours de sa propagation. La partie de l’impulsion incidente qui subit le phénomène de stockage et constitue par la suite la restitution, présente une décroissance brutale de l’intensité, associée à de nombreuses composantes fréquentielles, et est par conséquent particulièrement sensible à cet effet dispersif. Au contraire, la fuite, signal formé par la partie avant de l’impulsion sonde (montée de l’exponentielle) qui s’est échappée du milieu avant que le faisceau de couplage n’ait été éteint, contient essentiellement des basses fréquences. L’étendue spectrale de l’impulsion de fuite étant très faible par

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

rapport à la largeur EIT, celle-ci ne subit pas de phénomène de déphasage ($\Delta\phi^{(f)}(t)$ est constant comme on peut le vérifier expérimentalement sur la figure 3.6 et théoriquement sur la figure 3.11). Le déphasage observé sur l'impulsion restituée est donc un phénomène de propagation qui a principalement pour origine le profil asymétrique de dispersion généré dans des conditions d'EIT désaccordée.

II.1.3 Conséquences pour le stockage Raman à grands désaccords

Nous avons vu que le choix de l'hélium métastable, atome de structure particulièrement simple, comme milieu d'étude, présente un intérêt majeur. Contrairement aux atomes alcalins, il est dépourvu de structure hyperfine et offre par conséquent la possibilité de faire varier le désaccord optique. En travaillant avec l'hélium métastable, nous avons ainsi pu mettre en évidence le déphasage $\varphi_{EIT}(t)$ à désaccord optique non nul et vérifié l'accord avec la théorie développée.

On s'attend donc, de manière générale, à observer qualitativement le même comportement dans les expériences de stockage EIT désaccordé, en utilisant d'autres espèces atomiques, lorsqu'il est possible d'isoler clairement un système à trois niveaux en Λ . C'est par exemple le cas lorsqu'on travaille avec :

- des atomes froids (la structure hyperfine devient négligeable lorsque la largeur Doppler est faible par rapport à l'écart entre niveaux atomiques),
- une configuration de stockage "Raman" (la structure hyperfine devient négligeable lorsque le désaccord optique est grand devant la largeur Doppler : $\Delta \gg W_D$).

La figure 3.12 montre des résultats de simulations numériques, pour des désaccords optiques importants, $\Delta = 10$ GHz, $\Delta = 15$ GHz et $\Delta = 20$ GHz, très supérieurs à W_D . Pour ces simulations, le nombre d'atomes a été multiplié par 10 par rapport à nos conditions expérimentales et la puissance de couplage fixée à 200 mW. On observe un effet sur la phase de l'impulsion restituée similaire à celui que l'on obtient dans l'hélium métastable, pour des désaccords optiques intermédiaires. Comme précédemment (II.1.1), nous vérifions que les résultats numériques obtenus en configuration Raman sont en accord avec la formule analytique de l'article [Gorshkov et al., 2007c], établie dans l'approximation adiabatique.

Il convient de noter que la méthode de stockage Raman est très prometteuse (voir la présentation de cette technique au chapitre 1) : le stockage Raman d'impulsions de larges bandes passantes (largeur spectrale excédant 1 GHz), avec des efficacités pouvant

monter jusqu'à 30%, a été démontré dans des vapeurs de césium [Reim et al., 2010]. Le fait de pouvoir traiter des impulsions de larges bandes passantes (soit des impulsions temporellement courtes) présente un grand intérêt pour le traitement de données à haut débit. L'existence d'un déphasage imposé à l'impulsion restituée, qui dépend du temps, pourrait cependant poser des problèmes pour le stockage d'états non-classiques de la lumière.

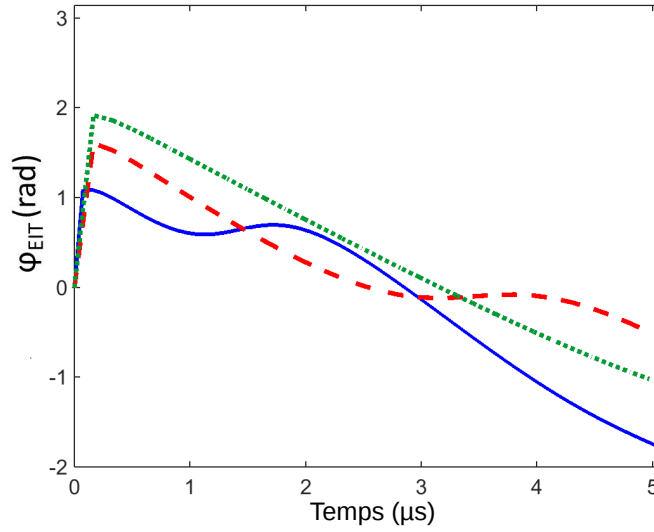


FIGURE 3.12 – Evolution temporelle du déphasage $\varphi_{EIT}(t)$, pour différents désaccords optiques en régime Raman : $\Delta = 10$ GHz (bleu, ligne continue), $\Delta = 15$ GHz (rouge, tireté) et $\Delta = 20$ GHz (vert, pointillé). Les courbes sont obtenues avec le programme de simulation basé sur les équations de Maxwell-Bloch. Le nombre d'atomes est choisi 10 fois supérieur au nombre d'atomes métastables présents dans la cellule d'hélium métastable, et la puissance du faisceau de couplage est fixée à 200 mW. L'origine temporelle correspond au début de la période de restitution.

II.2 Efficacités de stockage

Cette section discute les raisons possibles pour lesquelles les meilleures efficacités sont obtenues à désaccord optique non nul ($\Delta = 2.2$ GHz), comme vu sur la figure 3.3 de la section I.1.

On pourrait penser que cela est dû à une meilleure transmission du faisceau sonde lorsque le désaccord optique augmente, comme on peut le voir sur la figure 3.13 : l'impulsion restituée est alors mieux transmise, d'où une meilleure efficacité de restitution.

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

On s'attendrait néanmoins à observer également une meilleure transmission de l'impulsion de fuite. Or, ce n'est pas le cas d'après la figure 3.3 qui présente l'évolution du taux de fuite (plus précisément $1 - R$, où R est l'aire de l'impulsion de fuite divisée par l'aire de l'impulsion incidente) en fonction du désaccord optique Δ , ainsi que l'évolution des efficacités de stockage mesurées. Le taux de fuite reste quasiment constant jusqu'à $\Delta \approx 1.7$ GHz, alors que les efficacités de stockage augmentent rapidement. Une augmentation de la transmission du signal avec Δ ne suffit donc pas à expliquer la présence d'efficacités de stockage plus importantes à désaccord optique non nul.

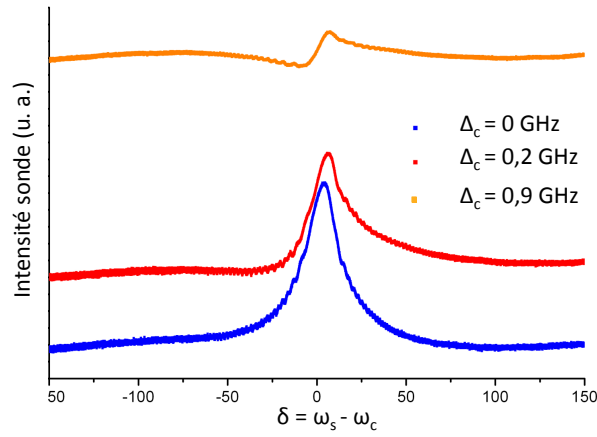


FIGURE 3.13 – Intensité sonde transmise en présence d'EIT, lorsque l'on fait varier la fréquence du faisceau sonde ω_s autour de celle du faisceau de couplage ω_c , pour différentes valeurs de désaccord optique Δ_c . On obtient en se désaccordant des profils asymétriques, dits de “Fano” [Lounis and Cohen-Tannoudji, 1992]. La transmission augmente globalement avec le désaccord optique.

Le fait que la fuite, partie du signal qui n'a pas pu être stockée, reste constante alors qu'on s'attendait à une augmentation, laisse penser qu'il se produit une meilleure conversion du signal lumineux en onde de spin à désaccord optique non nul (meilleure efficacité d'écriture). Ceci pourrait être lié à l'absorption moins importante du faisceau de couplage, lorsqu'on s'éloigne de la résonance : en présence d'un désaccord optique non nul, le faisceau de couplage est moins absorbé, alors que son absorption est relativement importante à résonance (seulement 40% de la puissance du faisceau de couplage envoyée est transmise à travers la cellule). Il est donc probable que dans ces conditions, le stockage EIT en fin de cellule soit meilleur à désaccord optique non nul.

Cependant, nous ne pouvons pas conclure de manière définitive et quantitative sur les raisons de l'évolution des efficacités avec le désaccord optique Δ observée expérimentalement, et notamment le passage par un maximum d'efficacité à Δ non nul. En effet, nos simulations ne permettent pas de mettre en évidence l'absorption du faisceau de couplage (pourtant mesurée expérimentalement de l'ordre de 60% à résonance), probablement du fait de la prise en compte simplifiée des VCC dans les programmes de simulation⁶. Comme leur nom l'indique, les VCC (pour "Velocity-Changing Collisions") permettent de faire passer un atome d'une classe de vitesse à l'autre, lors d'une collision. Elles redistribuent ainsi le pompage sur toute la largeur Doppler. Dans les programmes de simulations numériques, nous supposons que cette redistribution a lieu de manière instantanée et parfaite. Concrètement, nous remplaçons la largeur homogène par sa somme avec une demi-largeur à mi-hauteur Doppler effective W_D , dont la valeur est déterminée en annexe C. Cette approximation, communément utilisée [Figuerola et al., 2006; Goldfarb et al., 2008], pourrait ici présenter des limites et être à l'origine des désaccords observés au niveau quantitatif entre les résultats expérimentaux et de simulations numériques.

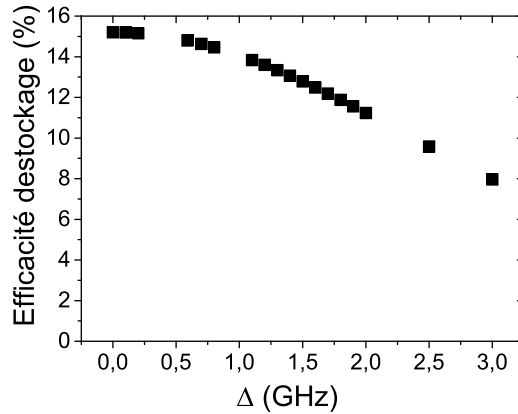


FIGURE 3.14 – Evolution des efficacités de stockage en fonction du désaccord optique Δ , obtenue par simulation numérique d'une séquence de stockage EIT (temps de stockage $T = 0.6 \mu s$, temps de montée de l'impulsion sonde exponentielle de $2 \mu s$).

La figure 3.14 montre l'évolution des efficacités de stockage en fonction du désaccord

6. Pour tenter de remédier partiellement à ce problème, nous choisissons comme paramètre d'entrée dans les programmes de simulations numériques, une intensité moyennée sur la longueur de la cellule, au lieu de considérer l'intensité réellement mesurée à l'entrée de la cellule.

Chapitre 3. Stockage EIT dans l'hélium métastable à température ambiante

optique Δ , obtenue par simulation numérique. Comme l'absorption du faisceau de couplage observée expérimentalement n'est pas reproduite par les simulations numériques, on ne voit pas non plus sur ces résultats la présence d'un maximum d'efficacité de stockage à désaccord optique non nul.

III Conclusion

Grâce à la structure atomique simple de l'hélium métastable, nous avons pu étudier expérimentalement le stockage EIT à désaccord optique non nul. Nous avons observé des propriétés intéressantes aux désaccords optiques intermédiaires, de l'ordre de grandeur de la largeur Doppler ($\Delta \approx W_D$) : c'est en effet dans cette région que nous obtenons les meilleures efficacités. Ceci peut s'expliquer par une meilleure transmission, et un processus plus complexe de redistribution des atomes pompés sur la largeur Doppler, où les VCC jouent un rôle important.

Nous avons également mis en évidence un déphasage supplémentaire $\varphi_{EIT}(t)$ imposé à l'impulsion restituée à désaccord optique non nul. Nous avons montré expérimentalement et numériquement que $\varphi_{EIT}(t)$ n'est pas constant au cours du temps et que son amplitude augmente globalement avec le désaccord optique Δ . On note de manière générale un bon accord entre théorie et expérience pour l'augmentation de la moyenne de $\varphi_{EIT}(t)$ avec Δ , avec néanmoins des différences notables d'évolutions temporelles, attribuées au traitement simplifié du processus d'élargissement Doppler dans les programmes de simulation. L'origine de ce déphasage a pu être expliquée : il est généré par le profil de dispersion asymétrique caractéristique du phénomène d'EIT, lorsque les faisceaux sont optiquement désaccordés. Ces résultats sont importants, dans la mesure où certains groupes de recherche effectuent du stockage Raman, pour lequel cette phase supplémentaire sur l'impulsion restituée est importante.

Chapitre 4

Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

Sommaire

I	Résonance CPO dans un système en Λ en vapeur atomique .	100
II	Résultats expérimentaux	102
II.1	Démonstration expérimentale	102
II.2	Préservation de la phase	107
III	Résultats de simulations numériques	108
III.1	Programme perturbatif	108
III.2	Analyse de la simulation numérique d'une séquence de stockage CPO typique	109
III.3	Insensibilité du stockage CPO aux effets déphasants	112
IV	Comparaison des résultats expérimentaux et de simulations numériques	116
IV.1	Sensibilité des efficacités à la phase relative θ_c entre les faisceaux de couplage et signal	116
IV.2	Effet d'un alignement imparfait sur la dépendance des efficacités en θ_c	119
V	Conclusion	121

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

A la différence de l'EIT qui a donné lieu à une technique de stockage bien connue, le CPO n'est, en tant qu'effet de populations, généralement pas considéré comme un phénomène susceptible d'être à la base de protocoles de stockage. L'idée d'utiliser une résonance CPO pour concevoir une mémoire est une proposition relativement récente, émise en 2010 : le stockage CPO a tout d'abord été mis en évidence, de manière théorique, dans un système à deux niveaux qui se désexcite vers un niveau intermédiaire de longue durée de vie par les auteurs de l'article [Eilam et al., 2010]. La première démonstration expérimentale a ensuite été réalisée en 2014, dans l'hélium métastable à température ambiante [Maynard et al., 2014a], par notre groupe, en utilisant une résonance CPO ultrafine créée par des échanges de populations entre les deux niveaux fondamentaux d'un système en Λ [Lauprêtre et al., 2012].

Après avoir rappelé certaines caractéristiques de la résonance CPO ultrafine générée dans un système en Λ , je présenterai les résultats expérimentaux relatifs à la première démonstration de stockage CPO dans l'hélium métastable. Je montrerai notamment que cette nouvelle forme de stockage a l'avantage d'être robuste aux effets déphasants, illustrés ici par de faibles gradients de champ magnétique. Ce phénomène a ensuite été observé dans une vapeur de césium, dans un système en Λ formé à partir des sous-niveaux Zeeman de la transition hyperfine $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ de la raie D_2 , par l'équipe de José Tabosa à l'université de Pernambuco (Brésil) [de Almeida et al., 2014]. Quelques figures obtenues par ce groupe brésilien avec lequel nous travaillons en collaboration, seront également exposées. Je présenterai ensuite les résultats de simulations des équations de Maxwell-Bloch introduites au chapitre 2, qui mettent en évidence le stockage du signal sous la forme d'oscillations de population pendant la période de stockage, et discuterai enfin, dans une dernière partie, la cohérence entre résultats expérimentaux et de simulations numériques.

I Résonance CPO dans un système en Λ en vapeur atomique

Nous utilisons pour les expériences de stockage CPO une résonance ultrafine créée dans un système en Λ , par échanges de populations entre les deux niveaux fondamentaux, dont le principe de formation est expliqué plus en détail dans l'article [Lauprêtre et al.,

2012] et en annexe B.2. Cette résonance possède des propriétés remarquables :

- Elle est *ultrafine*. Sa largeur est limitée, à faible puissance de couplage, par le taux de relaxation des niveaux fondamentaux du système en Λ qui correspond au taux de transit γ_t . Ce taux est généralement très faible : $\gamma_t/2\pi \approx 10$ kHz pour les expériences effectuées avec l'hélium métastable [Maynard et al., 2014a] et $\gamma_t/2\pi \approx 40$ kHz pour les expériences dans le césium [de Almeida et al., 2014].
- Elle est *robuste* aux gradients de champ magnétique.

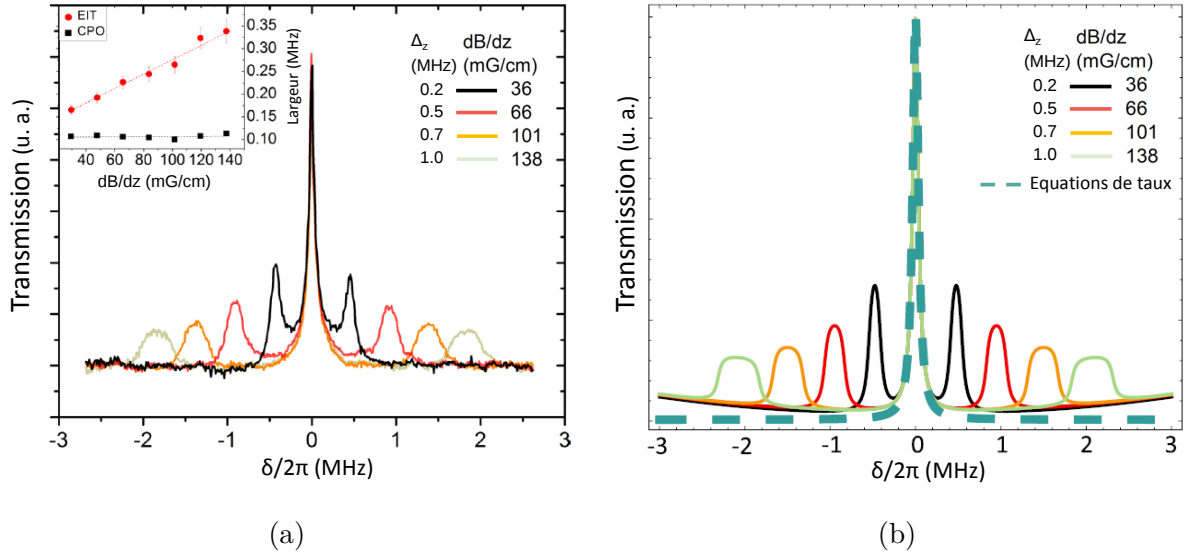


FIGURE 4.1 – Transmission de la sonde en fonction du désaccord $\delta = \omega_s - \omega_c$, pour différentes valeurs de gradients de champ magnétique (et différentes valeurs de composantes continues de champ magnétique engendrant un désaccord Zeeman). **(a)** Résultat expérimental, obtenu dans des vapeurs de césium (groupe de José Tabosa, Brésil). Sur une fenêtre annexe au graphe, sont également présentées les mesures précises des largeurs relatives au pic CPO central (carré noir) et aux pics EIT situés de part et d'autre (ronds rouges), en fonction du gradient de champ magnétique appliqué. **(b)** Résultat de simulation numérique obtenu en utilisant le modèle des équations de taux ou le traitement complet (voir section II.1.2 du chapitre 1 ou annexe B), avec $\gamma_t/2\pi = 40$ kHz, $\Gamma_0/2\pi = 5.2$ MHz, $\gamma/2\pi = \Gamma_0/2$, $W_D/2\pi = 190$ MHz, $\Omega_c/2\pi = 0.4$ MHz et $\Omega_s/2\pi = 70$ kHz. L'utilisation d'équations de taux suffit à rendre compte de la résonance CPO ; en revanche, on doit avoir recours au traitement complet pour modéliser les pics EIT.

Cette dernière propriété est visible dans les deux expériences (hélium métastable et césium), et en particulier clairement mise en évidence sur la figure 4.1 qui présente un

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

résultat obtenu au Brésil, avec une vapeur de césium. On y montre des profils de transmission de la sonde enregistrés en présence de différents gradients de champ magnétique : $\frac{dB}{dz} = 36$ mG/cm, $\frac{dB}{dz} = 66$ mG/cm, $\frac{dB}{dz} = 101$ mG/cm ou $\frac{dB}{dz} = 138$ mG/cm. A ces quatre valeurs correspondent également quatre composantes continues différentes : $B = 0.7$ G, $B = 1.3$ G, $B = 2.1$ G et $B = 2.9$ G associées aux décalages Zeeman $\Delta_z = 0.2$ MHz, $\Delta_z = 0.5$ MHz, $\Delta_z = 0.7$ MHz et $\Delta_z = 1.0$ MHz respectivement. Les résonances EIT sont situées de part et d'autre du pic central à des abscisses différentes, en fonction de la valeur de la composante continue du champ magnétique B , qui induit une variation de la condition de résonance à deux photons obtenue pour des désaccords signal - couplage δ égaux au double du décalage Zeeman : $\delta_R = 0$ si $\delta = \pm 2\Delta_z$ (voir figure 4.2). Comme attendu, les pics EIT qui reposent sur l'excitation d'une cohérence atomique, sensible aux effets déphasants, s'élargissent lorsqu'on augmente la valeur du gradient de champ magnétique. Au contraire, la largeur de la résonance centrale ($\delta = 0$) attribuée au CPO, reste identique en présence de gradient de champ magnétique.

Je montrerai dans la suite du chapitre que la forme de stockage associée à la résonance CPO est, comme la résonance CPO elle-même, insensible aux gradients de champ magnétique.

II Résultats expérimentaux

II.1 Démonstration expérimentale

Les résultats expérimentaux présentés ci-dessous ont été obtenus dans l'hélium métastable à température ambiante, à partir du dispositif expérimental décrit au chapitre 2, utilisé en configuration CPO. Les spécificités de cette configuration sont les suivantes :

- un champ magnétique longitudinal ajustable créé par un solénoïde lève la dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman,
- les faisceaux de couplage et signal sont polarisés linéairement, orthogonalement (lin $\perp$ lin) et de pulsations respectives ω_c et $\omega_s = \omega_c + \delta$. Ces faisceaux sont les champs initialement envoyés (champs incidents). Un champ complémentaire est créé au fur et à mesure de la propagation à travers la cellule, à la pulsation $\omega_i = \omega_c - \delta$, symétrique de celle de la sonde par rapport au couplage.

Pour les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre, toutes les mesures de stockage CPO ont été faites avec des faisceaux signal et couplage de même fréquence ($\delta = 0$), au centre de la raie Doppler ($\Delta_c = \Delta_s = 0$). La représentation du système atomique vue au chapitre 2 est rappelée sur la figure 4.2.

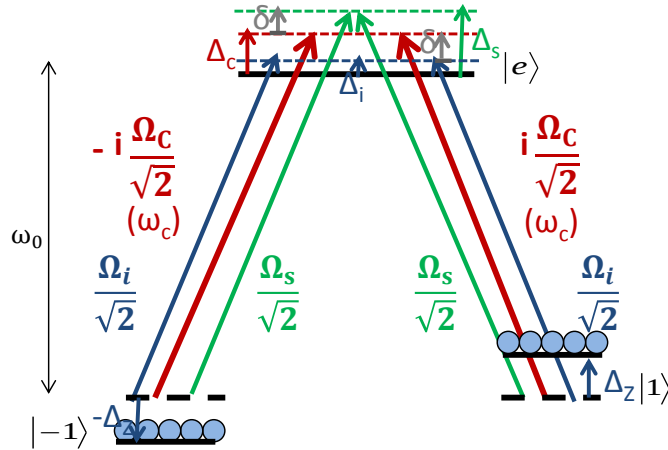


FIGURE 4.2 – Schéma d’excitation du système en Λ en configuration de stockage CPO. $\Omega_{c,s,i}$ sont les pulsations de Rabi des faisceaux de couplage, signal et complémentaire respectivement. $\Delta_c = \omega_c - \omega_0$ est le désaccord optique du faisceau de couplage (on définit de même Δ_s et Δ_i pour les champs sonde et de couplage). On note $\delta = \omega_s - \omega_c = \omega_c - \omega_i$, la différence de pulsations des faisceaux “signal - couplage” ou “couplage - complémentaire”. $\pm\Delta_z$ est la levée de dégénérescence par effet Zeeman des niveaux $|\pm 1\rangle$ respectivement.

Nous générons les mêmes séquences de stockage que pour la technique basée sur l’EIT (voir chapitre 1, section II.2.1). Celles-ci sont rappelées sur la figure 4.3(a) : l’impulsion signal de forme exponentielle est envoyée en présence d’un champ de couplage que l’on éteint brusquement au temps t_1 , lorsque l’impulsion signal est contenue au mieux dans le milieu. On le rallume à l’instant t_2 , après une durée de quelques microsecondes, correspondant au temps de stockage.

Lorsque de telles séquences de stockage sont générées et que l’on fait varier la phase du faisceau de couplage à l’aide d’un miroir placé sur un actionneur piezo-électrique, on observe à l’oscilloscope après rallumage du faisceau de couplage à l’instant t_2 , une impulsion dont l’intensité varie avec la phase de l’oscillateur local, comme montré sur la

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

figure 4.3(b). Il s'agit du signal d'interférence entre le faisceau de couplage résiduel¹ et *l'impulsion restituée*, preuve que l'impulsion sonde incidente a bien subi un phénomène de stockage puis restitution. Les efficacités associées à ce processus de stockage peuvent être déterminées après une étape de traitement de données, comme expliqué au chapitre 2 (section I.2.2). Nous nous assurons que les efficacités mesurées relèvent bien du stockage CPO et non d'une forme de stockage résiduelle de type EIT : le champ magnétique fixé à $B = 0.7$ G pour les résultats de stockage CPO présentés dans ce chapitre, décale les pics EIT de 4 MHz, quantité suffisante (devant la largeur des résonances qui est de l'ordre de la centaine de kHz aux puissances de couplage utilisées) pour garantir que les efficacités de stockage mesurées sont uniquement liées à la résonance centrale CPO. Nous avons par ailleurs vérifié qu'en présence de ce décalage Zeeman ($2\Delta_z/2\pi = 4$ MHz), et avec des faisceaux sonde et de couplage polarisés circulairement (circ $\perp$ circ, configuration EIT), les efficacités EIT mesurées sont nulles quand $\omega_c = \omega_s$.

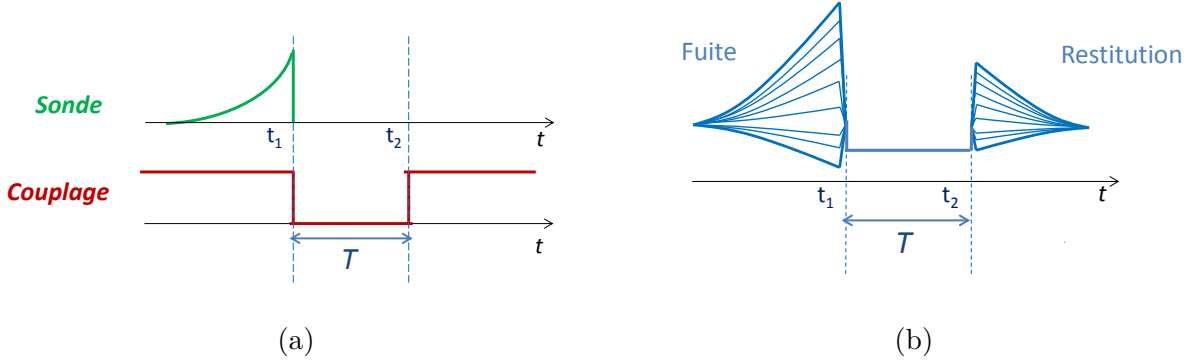
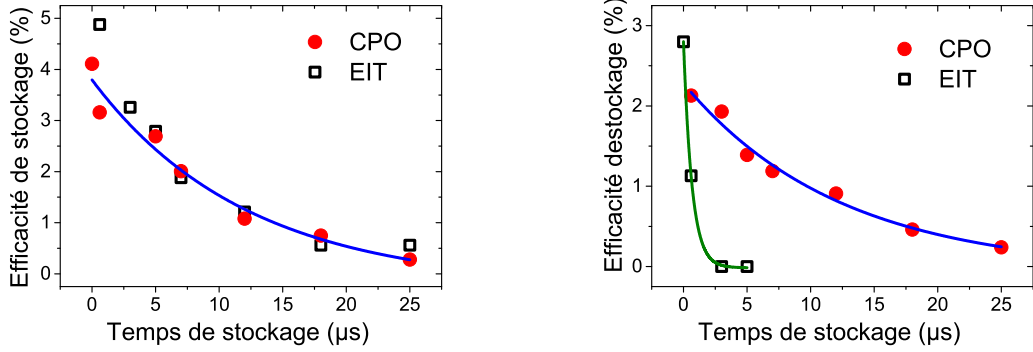


FIGURE 4.3 – **(a)** Séquence de stockage : évolution temporelle des faisceaux de couplage et signal. L'instant t_1 indique le début du stockage, l'instant t_2 le début de la restitution. T est le temps de stockage. **(b)** Intensité du signal d'interférence détecté à l'oscilloscope pour plusieurs positions du miroir piezo-électrique.

La figure 4.4(a) présente les efficacités de stockage CPO et EIT² mesurées en fonction du temps de stockage, lorsque la cellule est placée à l'intérieur du blindage magnétique

1. Nous rappelons ici que les optiques de polarisations situées avant la photodiode ne permettent pas d'éliminer totalement le faisceau de couplage et nous détectons par conséquent une fraction de faisceau de couplage résiduel.

2. Nous passons d'une configuration à l'autre en changeant les polarisations des faisceaux (lin $\perp$ lin pour le CPO et circ $\perp$ circ pour l'EIT) et en appliquant (dans le cas du CPO) ou non (dans le cas de l'EIT) le champ magnétique B .



(a) Cellule à l'intérieur du blindage

(b) Cellule sur le bord du blindage

FIGURE 4.4 – Efficacités de stockage CPO (points rouges) et EIT (carrés noirs) mesurées en fonction du temps de stockage, pour une impulsion sonde exponentielle de temps de montée $4 \mu\text{s}$. Les efficacités de stockage CPO sont mesurées en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$, avec un champ magnétique longitudinal $B = 0.7 \text{ G}$; on se place en configuration $\text{circ} \perp \text{circ}$ pour obtenir les efficacités de stockage EIT. **(a)** La cellule est placée à l'intérieur du blindage magnétique. On observe alors pour les deux formes de stockage, une décroissance des efficacités exponentielle, avec une même constante de temps d'environ $12 \mu\text{s}$ - temps de décroissance associé précisément à la fonction de fit exponentielle des efficacités de stockage CPO représentée en trait continu. **(b)** La cellule est placée au bord du blindage magnétique. Les lignes continues sont des fits exponentiels : les efficacités de stockage CPO décroissent avec une constante de temps égale à $12 \pm 3 \mu\text{s}$, identique à celle mesurée dans le cas (a). Pour le stockage EIT, la constante de temps est beaucoup plus faible ($0.67 \pm 0.02 \mu\text{s}$). Les faisceaux sonde et de couplage sont désaccordés de $\Delta = 1 \text{ GHz}$ lors de la prise de mesure d'efficacités de stockage EIT (car les meilleures efficacités EIT sont obtenues en configuration désaccordée [Maynard et al., 2014b]).

(voir dispositif expérimental présenté au chapitre 2). Les gradients de champ magnétique sont alors négligeables dans la cellule. Dans les deux configurations, nous observons une décroissance exponentielle des efficacités avec une constante de temps égale à $12 \mu\text{s}$. Le stockage EIT est, comme vu précédemment, limité par la durée de vie de la cohérence Raman $\frac{1}{\gamma_{1,-1}} \approx 12 \mu\text{s}$ (voir l'annexe C sur les valeurs des paramètres). La figure 4.4(a), qui montre une décroissance des efficacités avec une même constante de temps pour les deux mécanismes de stockage, ne nous permet pas de déterminer si la nouvelle forme de stockage est limitée par le taux de décroissance de la cohérence Raman $\gamma_{1,-1}$ ou par le taux de relaxation des populations des niveaux métastables : dans les deux cas, ces taux

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

sont donnés par le temps de transit des atomes à travers le faisceau γ_t (car les faisceaux sont choisis de faibles diamètres et $\gamma_{1,-1}$ est limité par γ_t). Dans le but de lever cette indétermination, nous dégradons intentionnellement la durée de vie de la cohérence Raman en plaçant la cellule sur le bord du blindage magnétique, de manière à ce qu'elle soit soumise à un gradient de champ magnétique. Les résultats sont montrés sur la figure 4.4(b). Dans cette nouvelle configuration, les efficacités de stockage EIT décroissent beaucoup plus vite en fonction du temps de stockage. En revanche, la constante de temps associée au nouveau processus reste identique au cas précédent. Ceci prouve que cette nouvelle forme de stockage n'est pas due à un phénomène d'EIT résiduelle ou un processus Raman cohérent. Les oscillations de population étant insensibles aux inhomogénéités de champ magnétique, nous pouvons conclure que la nouvelle forme de stockage observée ici est bien basée sur la résonance CPO ultrafine.

Il convient de souligner que les mesures de stockage EIT pour la figure 4.4(b) ont été effectuées sans champ magnétique longitudinal. En effet, la présence d'un champ magnétique longitudinal ne permet pas ici de réduire les rotations de spin aléatoires induites par les gradients de champ magnétique : les efficacités de stockage EIT mesurées dans ces conditions, avec $B = 0.7$ G, sont beaucoup plus faibles et décroissent plus vite. Ceci est lié à la présence d'imperfections sur le solénoïde utilisé qui engendrent des inhomogénéités de champ magnétique et mettent ainsi en exergue la forte sensibilité du stockage EIT aux gradients de champ magnétiques. De plus, pour mesurer les efficacités de stockage EIT lorsque la cellule est positionnée au bord du blindage et soumise à des inhomogénéités de champs magnétique (cas (b)), on a désaccordé les faisceaux sonde et de couplage de $\Delta = 1$ GHz car c'est en configuration désaccordée que les meilleures efficacités EIT sont obtenues [Maynard et al., 2014b] (voir section II.2 du chapitre 3).

Par ailleurs, on note que les valeurs des efficacités de stockage CPO mesurées au centre (figure 4.4(a)) et au bord du blindage (figure 4.4(b)) diffèrent substantiellement. On explique cette observation tout d'abord par la présence de gradients de champ magnétique en bord de blindage qui diminuent l'efficacité de production d'atomes d'hélium métastable par la décharge RF, ce qui engendre une baisse effective de la profondeur optique du milieu. D'autre part, le simple fait de manipuler la cellule peut légèrement modifier son alignement optique avec les faisceaux laser incidents ainsi que la position des électrodes assurant la décharge RF : l'effet global, vraisemblablement plus faible que celui lié aux gradients de champ magnétique, est encore une modification de la profondeur optique effective de la

vapeur atomique. De meilleures efficacités pourraient être obtenues avec une profondeur optique plus importante. Néanmoins, l'élaboration d'un modèle théorique est nécessaire pour comprendre précisément les limitations de cette nouvelle forme de stockage en termes d'efficacité. De plus, l'utilisation de systèmes en Λ immobiles permettrait de diminuer γ_t et d'allonger par conséquent la durée de vie associée à la mémoire CPO.

II.2 Préservation de la phase

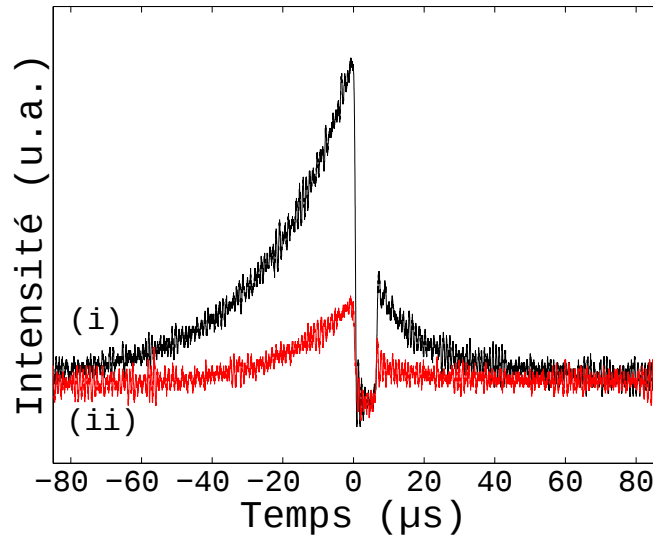


FIGURE 4.5 – Intensité du signal d'interférence détecté pour deux positions différentes de l'actionneur piezo-électrique. Dans les deux cas, les signaux de fuite et de restitution interfèrent de la même manière avec l'oscillateur local : interférence constructive à la fois sur la fuite et la restitution (noir (i)) et interférence destructive sur les deux parties (rouge (ii)).

La détection homodyne mise en place (voir chapitre 2, section I.2.2) permet une mesure de la phase relative entre les faisceaux de fuite et couplage d'une part, et l'impulsion restituée et le couplage d'autre part, et donne par conséquent une information sur la préservation de la phase de l'impulsion sonde, après processus de stockage et restitution. La figure 4.5 présente deux signaux d'interférence enregistrés pour deux positions différentes du miroir piezo-électrique. On note des interférences de mêmes types (constructives dans le cas (i) et destructives dans le cas (ii)) sur les parties fuite et restitution. De manière

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

générale, lorsque la phase du faisceau de couplage est scannée, on observe toujours à l'oscilloscope une même phase relative sur les périodes de fuite et restitution. Ainsi, la phase de l'impulsion sonde incidente est préservée après stockage CPO et restitution. Cette propriété observée dans l'hélium métastable a ensuite été mise à profit pour réaliser du stockage par CPO de moments orbitaux angulaires (OAM) [de Almeida et al., 2015] dans des atomes de césium froids. De Almeida et al. montrent que la structure spatiale transverse de phase d'un champ optique est conservée après stockage CPO et restitution. De plus, ils effectuent le stockage simultané de deux états d'OAM portés par des faisceaux optiques différents, et mettent en évidence la restitution de la somme des charges topologiques associées, montrant ainsi que la conception de portes logiques qui offrent la possibilité de stocker l'information est envisageable à partir de la résonance CPO. Il convient de noter que ceci est vrai pour des faisceaux au centre de la raie Doppler : en effet en présence d'un désaccord optique, il existe, comme pour l'EIT, des effets de propagation (voir chapitre 3).

III Résultats de simulations numériques

III.1 Programme perturbatif

En simulant numériquement les équations de Maxwell-Bloch comme expliqué au chapitre 2 (section II), on peut déterminer le comportement dynamique du système dans le cas particulier d'une séquence de stockage CPO telle que décrite ci-dessus (II.1). Un premier programme – auquel on se référera par la suite sous le nom de “*programme complet*” a été écrit directement à partir des équations de Maxwell-Bloch présentées à la section II du chapitre 2.

Dans les équations du programme complet, les variables relatives aux champs sont $\Omega^{(+)}$ et $\Omega^{(-)}$, c'est-à-dire les pulsations de Rabi du champ *total* projeté dans la base des polarisations circulaires orthogonales $\{\vec{e}_+, \vec{e}_-\}$. Or, pour comprendre le stockage CPO, il peut être intéressant d'isoler le champ signal et de simuler en particulier la propagation des champs $\Omega_s^{(+)}$, $\Omega_s^{(-)}$. Pour cela, nous avons développé un deuxième programme basé sur ces mêmes équations de Maxwell-Bloch, qui inclut un développement perturbatif à l'ordre 1 en champ sonde des variables $\Omega^{(+)}$, $\Omega^{(-)}$ et des éléments de la matrice densité $\tilde{\rho}_{kl}$ ³ :

3. Les indices k et l font référence aux différents niveaux du système en Λ et peuvent prendre la valeur

$$\begin{aligned}\Omega^{(+)} &\equiv \Omega_c^{(+)} + \Omega_s^{(+)} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} + \Omega_i^{(+)} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})}, \\ \Omega^{(-)} &\equiv \Omega_c^{(-)} + \Omega_s^{(-)} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} + \Omega_i^{(-)} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})}, \\ \tilde{\rho}_{kl} &= \tilde{\rho}_{kl,c} + \tilde{\rho}_{kl,s} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} + \tilde{\rho}_{kl,i} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})}.\end{aligned}$$

Ce deuxième programme que l'on appellera par la suite “*programme perturbatif*”, permet de modéliser séparément l'évolution des différentes composantes des champs et des éléments de la matrice densité mis en jeu, et contribue par conséquent fortement à la compréhension du stockage CPO. Toutes les figures présentées dans cette section ont été obtenues avec le programme perturbatif. Les équations de Maxwell-Bloch écrites à l'ordre 0 et 1 en champ sonde, à la base du programme perturbatif, sont données en annexe E.

Il convient de noter que le domaine de validité du programme perturbatif, précisé en annexe E (section E.2), est plus restreint. Cependant, en comparant les résultats obtenus avec les deux programmes, on peut montrer leur cohérence et ainsi prouver que le programme perturbatif est adapté pour l'étude du stockage CPO dans nos conditions expérimentales (voir figure 4.10, p.115).

III.2 Analyse de la simulation numérique d'une séquence de stockage CPO typique

Je présente dans cette partie des résultats de simulations numériques pour une séquence de stockage CPO typique de temps de stockage $T = 3 \mu\text{s}$, réalisée avec un faisceau de couplage à résonance ($\Delta_c/2\pi = 0 \text{ MHz}$) et un champ signal désaccordé par rapport à ce dernier d'une quantité $\delta/2\pi = 100 \text{ kHz}$. Le décalage Zeeman est ici fixé à $\Delta_z/2\pi = 4 \text{ MHz}$.

Tout d'abord, l'évolution temporelle des champs signal et complémentaire à la sortie de la cellule ($z = L$) est montrée sur la figure 4.6. Ce résultat de simulation met bien en évidence le phénomène de stockage : on observe une impulsion restituée à $t = 3 \mu\text{s}$, lorsqu'on rallume le faisceau de couplage. De plus, on remarque la génération d'un signal complémentaire sur la partie fuite. On note aussi que la restitution des champs signal et complémentaire se fait dans les mêmes proportions.

1, e ou -1 . Le tilde signifie que l'on s'est placé dans le référentiel tournant à ω_c , comme nous l'avons vu à la section II du chapitre 2.

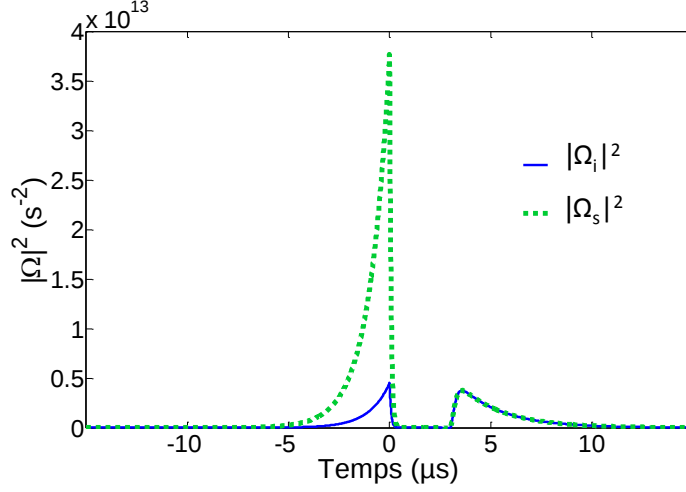


FIGURE 4.6 – Evolution temporelle des intensités des champs signal et complémentaire, à la sortie de la cellule, pour une séquence de stockage CPO typique. Pour cette simulation : $T = 3 \mu s$, $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz et $\delta/2\pi = 100$ kHz.

La figure 4.7 montre l'évolution de l'intensité des champs signal (de pulsation $\omega_s = \omega_c + \delta$) et complémentaire (de pulsation $\omega_i = \omega_c - \delta$) ainsi que de la différence de populations dans les niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ notée $\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{-1-1}$, en fonction de la position z au sein de la cellule, à différents instants t choisis pendant les périodes d'écriture ($t < 0 \mu s$, première ligne de la figure 4.7), stockage ($0 \mu s < t < 3 \mu s$, deuxième ligne de la figure 4.7) ou restitution ($t > 3 \mu s$, troisième ligne de la figure 4.7). L'analyse des résultats de simulations conduit aux remarques suivantes :

1. Sur la période d'écriture (caractérisée par la présence d'un faisceau de couplage intense constant), le faisceau signal incident de forme exponentielle et pulsation ω_s entre progressivement dans le milieu : on observe au cours du temps une augmentation progressive de son intensité au sein de la cellule. Le faisceau complémentaire de pulsation ω_i est créé au fur et à mesure de la propagation. Il est présent à la fin de l'étape d'écriture, dans une moindre mesure par rapport au signal initialement envoyé à la pulsation ω_s . Par ailleurs, dès que le faisceau signal pénètre dans le milieu, on observe une modulation spatiale de la différence de populations $\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{-1-1}$ (et de son opposé $-(\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{-1-1})$ représenté en pointillé sur la figure 4.7). En comparant l'allure de la différence de populations à plusieurs instants choisis au cours de la période d'écriture, on constate la formation d'une *onde de population* qui se

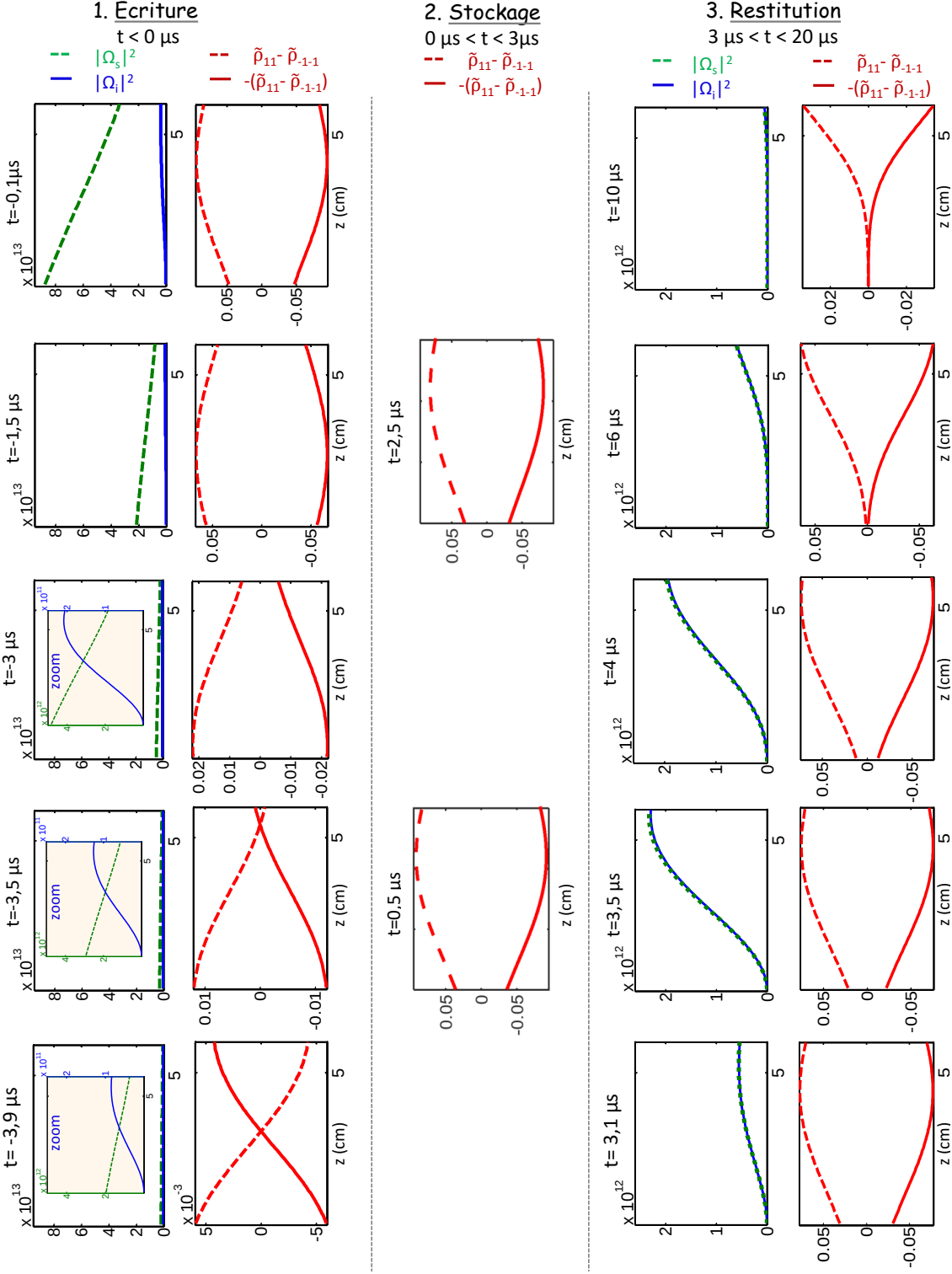


FIGURE 4.7 – Evolution des intensités des champs signal $|\Omega_s|^2$ (vert) et complémentaire $|\Omega_i|^2$ (bleu) ainsi que l'évolution de la différence de populations $\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{-1-1}$ (rouge) et de son opposé (rouge pointillé) pour une séquence de stockage CPO, en fonction de la position z au sein de la cellule, à différents instants t choisis pendant les périodes d'écriture ($t < 0 \mu s$, première ligne), stockage ($0 \mu s < t < 3 \mu s$, deuxième ligne) ou restitution ($t > 3 \mu s$, troisième ligne). Les graphes sous fond coloré, aux trois premiers temps de la période d'écriture sont des zooms. Pour cette simulation : $T = 3 \mu s$, $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz et $\delta/2\pi = 100$ kHz.

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

propage à travers le milieu, et dont l'amplitude suit l'évolution de la quantité de signal présent dans le milieu.

2. Lorsque l'on éteint le faisceau de couplage pour marquer la fin de la période d'écriture et débiter l'étape de stockage, l'onde de population créée lors de l'écriture est stoppée : son allure spatiale se fige et son amplitude décroît temporellement avec un taux γ_t . Cette décroissance est faible sur des temps courts, inférieurs au temps de stockage T .
3. Lorsque l'on rallume le faisceau de couplage, l'onde de population se propage à nouveau mais on n'observe plus d'oscillation de population. L'amplitude de la différence de populations continue à décroître temporellement avec un taux γ_t . Comme remarqué auparavant sur la figure 4.6, on observe que la restitution des champs signal Ω_s et complémentaire Ω_i se fait avec la même intensité.

La figure 4.7 met en évidence le rôle fondamental de l'onde de population dans le processus de stockage : le signal est stocké sous la forme d'une différence de populations pendant la période de stockage. L'efficacité de stockage dépend d'ailleurs de la forme spatiale de l'onde de population à l'instant où l'on éteint le faisceau de couplage, pour initier l'étape de stockage. En particulier, si l'on éteint le faisceau de stockage à un moment où la différence de populations est nulle à une position z donnée dans la cellule (par exemple aux instants $t = -3.9$ ou $-3.5 \mu s$ indiqués sur la figure 4.7, où l'on observe la formation d'un "nœud" de populations), très peu de signal peut être stocké dans la différence de populations et l'énergie restituée est alors très faible.

III.3 Insensibilité du stockage CPO aux effets déphasants

Comme vu au paragraphe précédent, le stockage CPO est basé sur un processus d'oscillations de population. Il s'agit dans cette partie de montrer qu'aucun processus résiduel lié à l'excitation d'une cohérence atomique ne participe au phénomène.

Pour cela, nous comparons dans un premier temps les résultats issus de deux simulations :

- la première est effectuée avec des valeurs de paramètres correspondant aux conditions expérimentales (voir annexe C), et en particulier avec un taux de relaxation de la cohérence Raman $\frac{\gamma_{1,-1}}{2\pi} = 13.5 \text{ kHz}$,

- pour la deuxième simulation, on choisit les mêmes valeurs de paramètres, excepté le taux de relaxation de la cohérence Raman qui est multiplié par 1000.

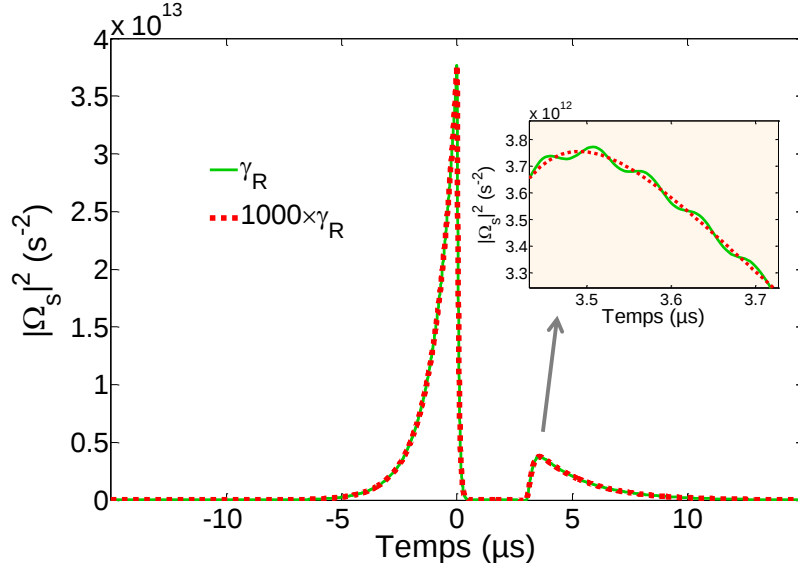


FIGURE 4.8 – Evolution temporelle de l'intensité du champ signal $|\Omega_s|^2$ (vert) à la sortie de la cellule pour une séquence de stockage CPO, avec un taux de relaxation de la cohérence Raman choisi égal à $\gamma_{1,-1}/2\pi = 13.5$ kHz (vert) ou à $1000 \times \gamma_{1,-1}$ (rouge, pointillé). La courbe verte ($\gamma_{1,-1}/2\pi = 13.5$ kHz) présente des oscillations de période $1/(2\Delta_z)$. Les autres valeurs de paramètre sont : $T = 3 \mu\text{s}$, $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz et $\delta/2\pi = 100$ kHz, $\Delta_z/2\pi = 4$ MHz.

La figure 4.8 montre l'évolution temporelle de l'intensité du champ signal issu de chacune des simulations : à première vue les résultats sont identiques (courbes superposées). Comme un fort taux de relaxation de la cohérence Raman élimine toute possibilité de contribution de type EIT au processus de stockage, on montre ainsi que l'impulsion restituée visible sur la figure 4.8 est due au phénomène de CPO. En zoomant sur la restitution, on remarque que la courbe bleue obtenue avec le taux de relaxation de la cohérence Raman $\gamma_{1,-1}$ habituel présente des oscillations de période $\frac{1}{2\Delta_z}$, contrairement à la courbe rouge obtenue avec le taux important $1000 \times \gamma_{1,-1}$. Ces oscillations sont engendrées par le battement entre la réémission de type CPO à la fréquence du signal incident et une très faible réémission résiduelle EIT qui se produit à résonance Raman. Comme Δ_z est grand, même avec une faible valeur du taux de relaxation de la cohérence Raman, le processus qui domine largement est le même que celui qui permet la restitution à fort taux de dé-

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

croissance de la cohérence Raman. C'est donc bien le phénomène de CPO qui permet le stockage.

De plus, comme vu précédemment de manière expérimentale, nous avons pu démontrer à partir des simulations numériques que le stockage CPO est robuste aux effets déphasants, contrairement aux autres formes de stockage qui reposent sur l'excitation d'une cohérence atomique. Nous comparons sur la figure 4.9 les résultats de deux simulations numériques effectuées sans (a), ou avec (b) gradient linéaire de champ magnétique, pour des configurations de stockage EIT et CPO. Pour le stockage CPO, on obtient exactement les mêmes valeurs d'efficacité à des temps de stockage donnés, dans les deux cas (a,b). En revanche, la constante de temps associée à la décroissance des efficacités de stockage EIT est beaucoup plus faible dans le cas (b), lorsqu'on applique un gradient de champ magnétique.

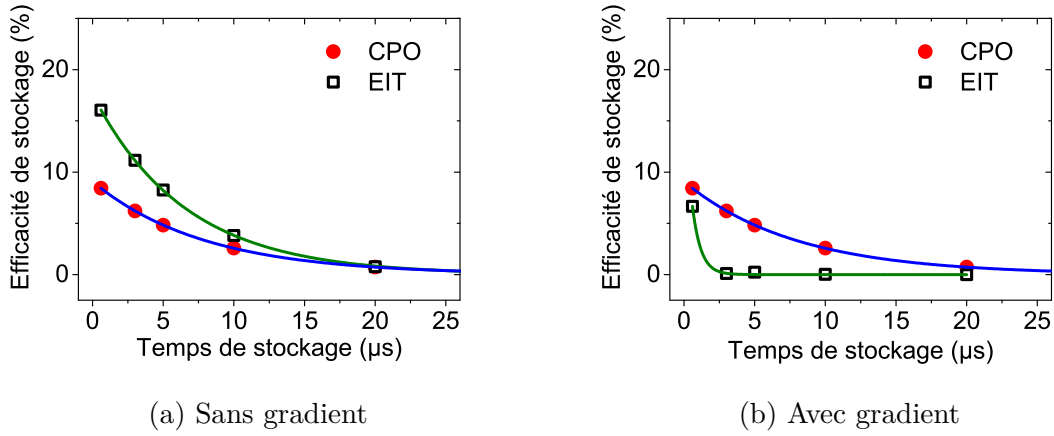


FIGURE 4.9 – Efficacités de stockage CPO (points rouges) et EIT (carrés noirs) calculées numériquement en fonction du temps de stockage, pour une impulsion sonde exponentielle de temps de montée $2 \mu\text{s}$. **(a)** Absence de gradient de champ magnétique : les sous-niveaux Zeeman $|\pm 1\rangle$ sont décalés d'une quantité constante en fonction de la position z au sein de la cellule, égale à $\pm \Delta_z/2\pi = \pm 4 \text{ MHz}$ respectivement. Pour les deux formes de stockage, les efficacités décroissent exponentiellement avec une constante de temps de l'ordre de $10 \mu\text{s}$ (les courbes représentées en continu sont des fonctions de fit). **(b)** Application d'un gradient de champ magnétique linéaire le long de la cellule, de valeur $\Delta B/\Delta z = 4 \text{ MHz/m}$. Pour le stockage CPO, on obtient alors exactement les mêmes efficacités de stockage que dans le cas (a). En revanche, la constante de temps associée au stockage EIT est beaucoup plus faible (inférieure à $1 \mu\text{s}$). Les faisceaux de couplage et sonde sont à accord optique.

Nous vérifions également à partir de ces résultats de simulations numériques (figure 4.9) que le taux de décroissance des efficacités de stockage CPO en fonction du temps de stockage est régi par le taux de transit des atomes à travers le faisceau $\frac{\gamma_t}{2\pi} = 10$ kHz, paramètre limitant la largeur des résonances CPO ultrafines. En revanche, les efficacités de stockage EIT décroissent, en l'absence de gradients de champ magnétique, avec un taux de relaxation qui correspond bien à celui de la cohérence Raman $\frac{\gamma_{1,-1}}{2\pi} = 13.5$ kHz, associée à la résonance EIT.

- Comparaison des programmes complet et perturbatif -

La figure ci-dessous montre l'adéquation entre les résultats de simulations obtenus avec les programmes complet et perturbatif, et justifie ainsi le fait que l'on puisse utiliser le programme perturbatif pour tracer les graphes présentés dans cette section.

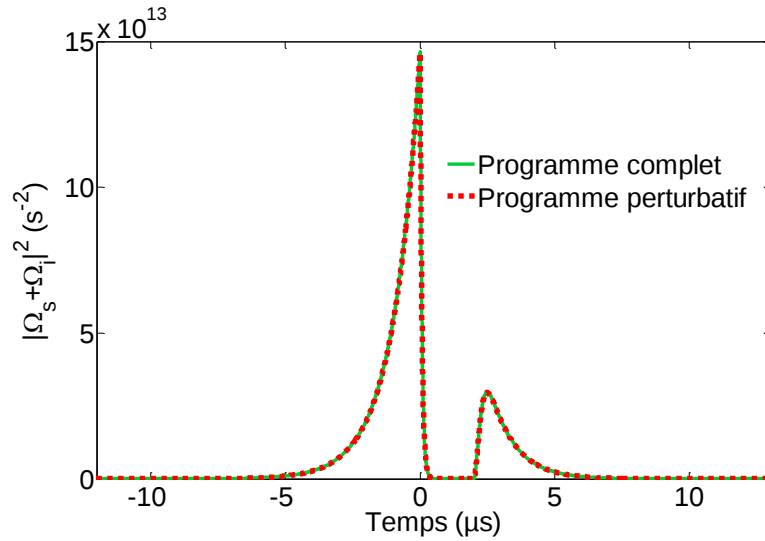


FIGURE 4.10 – Evolution temporelle de l'intensité des champs signal et complémentaire à la sortie de la cellule, tracée à l'aide des programmes perturbatif (rouge) et complet (bleu) pour $\delta = 0$, $\theta_c = \pi/2$, $T = 2 \mu s$, $\Omega_c = 1 \times 10^8 s^{-1}$, $\Omega_{s,i} = 5 \times 10^7 s^{-1}$ (les champs signal et complémentaire sont confondus).

IV Comparaison des résultats expérimentaux et de simulations numériques

Il convient de noter que les résultats expérimentaux présentés au début de ce chapitre (section II) ont été obtenus avec des faisceaux incidents signal et de couplage de mêmes pulsations ($\delta = 0$) tandis que dans la partie suivante (III), j'ai montré des résultats de simulations numériques effectuées avec une différence de pulsations non nulle ($\delta \neq 0$).

En réalité, lorsqu'on effectue une simulation exactement dans les conditions expérimentales ($\delta = 0$), on obtient des efficacités de stockage qui dépendent du déphasage relatif θ_c entre les champs signal et de couplage, et qui sont nulles pour certaines valeurs de θ_c . Ces résultats de simulation semblent, à première vue, contradictoires avec les résultats expérimentaux, pour lesquels cette dépendance en θ_c n'est pas visible (voir détails sur les observations expérimentales exposés dans la suite de ce chapitre, p.119) et les efficacités de stockage mesurées sont de quelques pourcents, avec des faisceaux de mêmes pulsations ($\delta = 0$). Dans la section ci-dessous, j'explique que lorsque $\delta = 0$, on s'attend en effet à une dépendance des efficacités en fonction de θ_c et que l'apparente contradiction entre résultats expérimentaux et résultats de simulations numériques peut être levée en tenant compte de l'alignement imparfait des faisceaux dans l'expérience.

IV.1 Sensibilité des efficacités à la phase relative θ_c entre les faisceaux de couplage et signal

La dépendance des efficacités de stockage en fonction de θ_c observée sur les résultats de simulations numériques peut se comprendre en analysant la composition des champs dans le cas du stockage CPO, donnée au chapitre 2 (section II) et rappelée ici :

$$\Omega^{(+)} = \frac{\Omega_s}{\sqrt{2}} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} - i \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} + \frac{\Omega_i}{\sqrt{2}} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})} \quad , \quad (4.1)$$

$$\Omega^{(-)} = \frac{\Omega_s}{\sqrt{2}} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} + i \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} + \frac{\Omega_i}{\sqrt{2}} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})} \quad , \quad (4.2)$$

dans la base des polarisations circulaires $\{\vec{\epsilon}_+, \vec{\epsilon}_-\}$.

A l'entrée de la cellule (en $z = 0$), seuls les champs signal et de couplage sont présents :

$$\Omega^{(+)} = \frac{\Omega_s}{\sqrt{2}} e^{-i\delta t} - i \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}},$$

$$\Omega^{(-)} = \frac{\Omega_s}{\sqrt{2}} e^{-i\delta t} + i \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}}.$$

On choisit pour simplifier une pulsation de Rabi du champ signal Ω_s réelle à l'entrée de la cellule et une pulsation de Rabi du champ de couplage Ω_c déphasée d'un angle θ_c par rapport à celle du champ signal :

$$\begin{cases} \Omega_s \in \mathbb{R} \\ \Omega_c = |\Omega_c| e^{i\theta_c} \end{cases}, \text{ en } z = 0.$$

Dans le cas où $\delta = 0$, on calcule les intensités à l'entrée de la cellule ($z = 0$), sur chacun des bras du système en Λ , pour deux valeurs différentes de θ_c :

– $\theta_c = 0$:

Les intensités sur chacun des bras du système en Λ s'écrivent :

$$\begin{aligned} I^{(+)} &\propto |\Omega_s - i\Omega_c|^2 \\ &\propto |\Omega_s|^2 + |\Omega_c|^2 - 2\Im m [\Omega_s \Omega_c^*], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I^{(-)} &\propto |\Omega_s + i\Omega_c|^2 \\ &\propto |\Omega_s|^2 + |\Omega_c|^2 - 2\Im m [\Omega_c \Omega_s^*]. \end{aligned}$$

Pour $\theta_c = 0$, les pulsations de Rabi des champs de couplage et signal sont toutes deux réelles ($\Omega_s, \Omega_c \in \mathbb{R}$). Par conséquent, les intensités appliquées sur chacun des bras du système en Λ sont égales : $I^{(+)} = I^{(-)} \propto |\Omega_s|^2 + |\Omega_c|^2$. Ainsi, l'excitation du système en Λ est symétrique et aucune différence de populations entre les niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ ne peut être engendrée. C'est pourquoi on n'observe pas de phénomène de stockage CPO avec le programme de simulations lorsque $\delta = 0$ et que $\theta_c = 0$. De manière plus générale, ceci est vrai lorsque les pulsations de Rabi Ω_s et Ω_c ont la même phase.

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

– $\theta_c = \pi/2$

De même, les intensités sur chacun des bras du système en Λ s'écrivent :

$$I^{(+)} \propto (\Omega_s + |\Omega_c|)^2,$$

$$I^{(-)} \propto (\Omega_s - |\Omega_c|)^2.$$

On constate alors l'apparition d'un déséquilibre dans le processus d'excitation du système en Λ . L'intensité plus importante sur l'un des bras engendre une différence de populations non nulle, dans laquelle le signal peut être stocké.

Ainsi, il est possible de créer une différence de populations entre les niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ et par conséquent d'obtenir des efficacités de stockage non nulles lorsque $\delta = 0$, en ajoutant un facteur de phase sur l'un des champs.

La figure 4.11 montre précisément l'évolution des efficacités de stockage en fonction de la phase θ_c obtenue par simulations numériques, lorsque $\delta = 0$. Ces résultats de simulations numériques mettent bien en évidence la dépendance des efficacités de stockage en θ_c . On retrouve en particulier le fait que l'efficacité est nulle pour $\theta_c = 0[\pi]$. Elle est maximale pour $\theta_c = \frac{\pi}{2}[\pi]$.

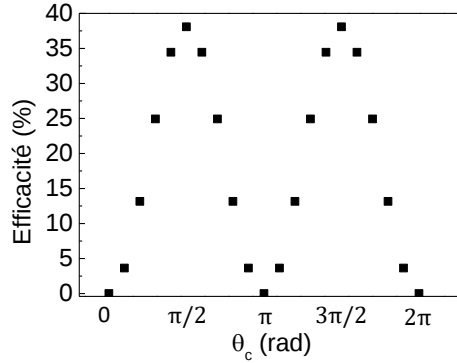


FIGURE 4.11 – Evolution des efficacités de stockage CPO en fonction du paramètre θ_c correspondant au déphasage du faisceau de couplage par rapport aux champs signal et complémentaire. Pour cette simulation : $T = 2 \mu\text{s}$, $\Delta_c/2\pi = 0 \text{ MHz}$, $\delta/2\pi = 0 \text{ kHz}$, $\Delta_z/2\pi = 4 \text{ MHz}$, $\Omega_c = 1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $\Omega_{s,i} = 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ (les champs signal et complémentaire sont confondus).

Pour $\delta \neq 0$, les modulations temporelles en intensité, en opposition de phase sur chacun des bras du système en Λ , engendrent une modulation temporelle de la différence

de populations entre les niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$, quelle que soit la valeur de θ_c (voir explications détaillées sur le processus de génération d'oscillations de population à la section II.1.2 du chapitre 1). Ainsi, pour $\delta \neq 0$, l'onde de population est toujours créée quel que soit θ_c , et l'on obtient par conséquent des efficacités non nulles. Ce sont dans les conditions $\delta \neq 0$ et $\theta_c = 0$ que j'ai tracé les graphes de résultats de simulations numériques (présentés dans la partie III de ce chapitre) et pu montrer en particulier la propagation d'une onde de population (voir figure 4.7).

IV.2 Effet d'un alignement imparfait sur la dépendance des efficacités en θ_c

Il s'agit à présent de commenter les observations expérimentales suivantes qui peuvent, à première vue, paraître contradictoires avec les remarques précédentes. Expérimentalement, on réalise une détection homodyne en utilisant le faisceau de couplage comme oscillateur local. Autrement dit, on fait varier la phase θ_c entre les faisceaux de couplage et signal. Toutes les mesures sont effectuées avec des faisceaux signal et de couplage de même pulsation ($\delta = 0$). Dans ces conditions, d'après l'analyse des résultats de simulations numériques exposée précédemment, on s'attendrait à observer une variation de l'énergie restituée en fonction de la position du miroir piezo-électrique (soit en fonction de la phase θ_c), voire même une absence de restitution pour certaines positions du miroir piezo-électrique (correspondant à $\theta_c = 0[\pi]$). Or, l'évolution du signal d'interférence à l'oscilloscope lorsque le miroir piezo-électrique scanne la phase relative θ_c , ne suggère pas de modification de la forme de l'impulsion restituée. Certes, on observe des variations en intensité du signal d'interférence global entre les faisceaux sonde et couplage sur la partie restitution. Mais ces variations sont du même type que celles observées à l'oscilloscope en configuration EIT (voir chapitre 3) et peuvent simplement être attribuées à la détection homodyne. De plus, dans les expériences réalisées avec une vapeur de césium, la possibilité de mettre un angle entre les vecteurs d'onde des champs signal et couplage et donc d'isoler le faisceau signal, permet de déclarer avec certitude que les efficacités de stockage mesurées sont indépendantes de la phase θ_c . Ce fait est aussi vérifié lors des expériences de stockage de moments orbitaux angulaires dans des atomes de césium froids [de Almeida et al., 2015] : la distribution en intensité est bien conservée après stockage et restitution. Ainsi, toutes les expériences de stockage CPO réalisées jusqu'à présent indiquent que les

Chapitre 4. Stockage CPO dans l'hélium métastable à température ambiante

efficacités de stockage ne présentent pas de dépendance en fonction de la phase θ_c .

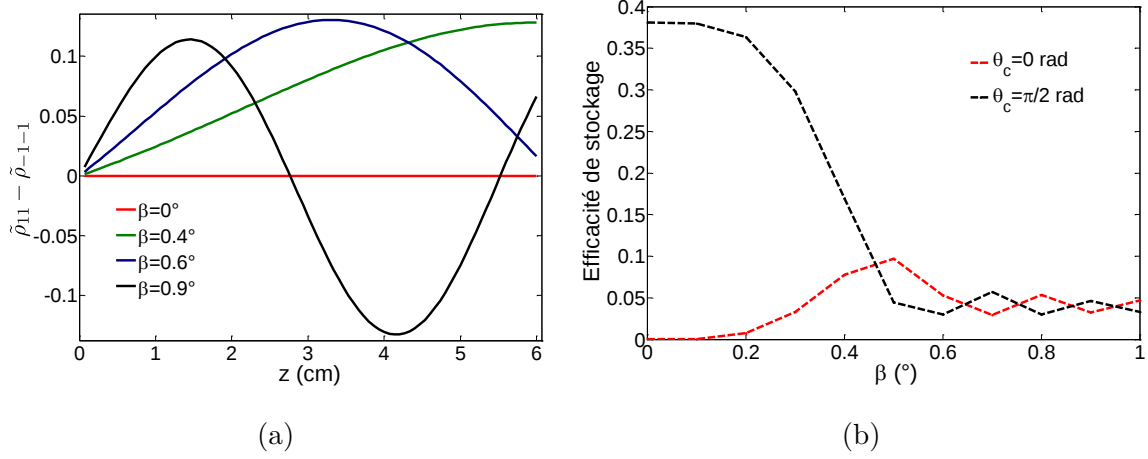


FIGURE 4.12 – **(a)** Evolution spatiale de la différence de populations $\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{-1-1}$ au sein de la cellule en fin de période d'écriture (juste avant d'éteindre le faisceau de couplage pour débuter la phase de stockage), en fonction de l'angle β , pour $\theta_c = 0$ et $\delta = 0$. **(b)** Efficacité de stockage en fonction de l'angle β pour $\theta_c = 0$ ou $\pi/2$ ($\delta = 0$). Pour cette simulation, $T = 2 \mu\text{s}$, $\Omega_c = 1 \times 10^8 \text{s}^{-1}$, $\Omega_{s,i} = 5 \times 10^7 \text{s}^{-1}$ (les champs signal et complémentaire sont confondus). Remarque : les paramètres ne sont pas ici optimisés ; la possibilité d'obtenir des efficacités de stockage plus élevées est actuellement étudiée dans le groupe.

Ce comportement insensible à la phase observé expérimentalement peut s'expliquer par le fait que les faisceaux signal et couplage ne sont pas parfaitement alignés⁴. Soit en effet β l'angle formé par le vecteur d'onde du champ signal par rapport au vecteur d'onde du champ de couplage. En présence d'un angle β non nul, le champ signal acquiert un retard de phase $\phi(z)$ par rapport au champ de couplage au fur et à mesure de sa propagation, ce qui a pour effet de créer une modulation de la différence de populations au sein de la cellule, même lorsque $\theta_c = 0 [\pi]$ (voir la figure 4.12(a)). On note que la différence de populations atteint des valeurs extrémales aux positions z dans la cellule pour lesquelles $\phi(z) = \frac{\pi}{2} [\pi]$. Ainsi, expérimentalement, du fait de la présence d'un angle entre les vecteurs d'onde des faisceaux signal et couplage, on obtient toujours des efficacités de stockage non nulles lorsque $\delta = 0$, quelle que soit la valeur de θ_c imposée par l'actionneur piezo-électrique. De plus, lorsque le déphasage $\phi(z)$ varie fortement au sein de la cellule (typiquement pour

4. Soit de manière incontrôlée comme dans l'hélium métastable, soit de manière volontaire et contrôlée comme dans le césium

un retard de phase acquis après propagation à travers le milieu de longueur L égal à $\phi(L) = \frac{\pi}{2}$, retard que l'on peut obtenir avec un angle relativement faible : $\beta = 0.4^\circ$), la dépendance des efficacités de stockage en θ_c est perdue, comme on peut le voir sur la figure 4.12(b)⁵. Par ailleurs, le fait de travailler avec des faisceaux qui ne sont pas exactement dans le même mode gaussien et dont la structure transversale n'est pas modélisée ici, contribue également à l'élimination de la dépendance en θ_c . Ainsi, la présence d'un angle et la complexité de la structure transversale sont les raisons pour lesquelles, en pratique, nous ne décelons pas de sensibilité des efficacités à la phase θ_c .

V Conclusion

Dans ce chapitre, la démonstration expérimentale et théorique du stockage CPO a été effectuée.

Nous avons observé pour la première fois une forme de stockage basée sur une résonance CPO ultrafine, créée à partir d'échanges de populations entre niveaux fondamentaux d'un système en Λ . Cette nouvelle technique de stockage possède l'avantage par rapport aux autres protocoles d'être robuste aux gradients de champ magnétique, ce qui est particulièrement intéressant pour les futures applications. De plus, nous avons montré expérimentalement, grâce à une méthode de détection homodyne, que la phase est préservée après stockage CPO et restitution, comme dans le cas du stockage EIT. Après la première observation dans l'hélium métastable à température ambiante, ce phénomène a été réalisé dans une vapeur de césium [de Almeida et al., 2014], puis dans des atomes de césium froids où il a été utilisé pour stocker des moments orbitaux angulaires [de Almeida et al., 2015], montrant ainsi la préservation de la structure spatiale transverse de phase du champ après stockage CPO et restitution.

Nous avons modélisé ce phénomène à partir de simulations numériques basées sur des équations de Maxwell-Bloch. Les résultats de simulations mettent en évidence le fait que le signal est stocké sous la forme d'une différence de populations entre les états fondamentaux. Ils indiquent également une dépendance des efficacités en fonction de la phase relative θ_c entre faisceaux de couplage et signal, non observée expérimentalement du fait de la présence d'un angle entre les vecteurs d'onde des faisceaux qui moyenne l'effet

5. On note que l'utilisation de la méthode de mesure des efficacités basée sur la détection homodyne, exposée au chapitre 2 (section I.2.2) est alors justifiée.

de θ_c . Il reste à quantifier l'efficacité maximale atteignable et à identifier, de manière générale, les paramètres susceptibles d'optimiser l'efficacité.

Il convient de souligner que le stockage CPO pourrait être réalisé dans n'importe quel système en Λ qui présente une durée de vie des niveaux fondamentaux suffisamment longue. Il s'agit de la seule condition requise : en particulier, il n'est pas nécessaire de chercher à optimiser la durée de vie des cohérences atomiques pour observer ce phénomène.

Une perspective envisagée pour ce travail de recherche concerne l'étude de la possibilité de stockage d'états quantiques comme par exemple des états comprimés.

Conclusion générale

Mon sujet de thèse proposait de réaliser des expériences de stockage d'impulsions lumineuses dans l'hélium métastable à température ambiante. Pendant ces trois années de doctorat, je me suis plus précisément intéressée à deux techniques de stockage : le stockage par Transparence Electromagnétiquement Induite (EIT), forme de stockage connue, à l'origine de nombreuses études théoriques et expérimentales dans différents milieux, et le stockage par Oscillations Cohérentes de Population (CPO) qui a été observé pour la première fois au cours de ma thèse. J'expose ci-dessous les principaux résultats obtenus avec chacune de ces méthodes.

En ce qui concerne tout d'abord le stockage EIT, le choix de l'hélium métastable, atome de structure particulièrement simple dépourvue de niveaux hyperfins, a permis en travaillant à température ambiante, de mettre en évidence certaines propriétés qui apparaissent à désaccord optique non nul. Nous avons ainsi démontré l'existence d'une phase supplémentaire ajoutée à l'impulsion restituée lorsque les faisceaux sont optiquement désaccordés. Cette phase n'est pas constante au cours du temps. Elle a pu être modélisée et son origine expliquée par des effets de propagation en condition EIT. Ces résultats sont importants dans la mesure où le stockage Raman, autre technique de stockage prometteuse pour sa capacité à traiter des impulsions de larges bandes passantes [Reim et al., 2010], est effectuée avec de grands désaccords et donc en présence de cette phase supplémentaire sur l'impulsion restituée.

En utilisant une résonance CPO ultrafine créée par échanges de populations entre les niveaux fondamentaux d'un système atomique en Λ [Lauprêtre et al., 2012] et une séquence de stockage identique à celle utilisée pour le stockage EIT, nous avons effectué la première démonstration expérimentale de stockage CPO. Le stockage CPO a par la suite été observé dans une vapeur de césium [de Almeida et al., 2014] et utilisé pour stocker des moments orbitaux angulaires dans des atomes de césium froids [de Almeida et al., 2015]. Cette

CONCLUSION GÉNÉRALE

nouvelle technique préserve la phase et, comme elle ne repose pas sur l'excitation d'une cohérence atomique mais sur un phénomène d'oscillations de population, elle présente l'avantage par rapport aux méthodes existantes, d'être robuste aux effets déphasants. Le stockage CPO pourrait par conséquent être réalisé dans un système qui ne présente pas de cohérence atomique de longue durée de vie. Les résultats de simulation sont bien en accord avec les observations expérimentales, et contribuent à la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu. Ils montrent que le signal est stocké sous la forme d'une différence entre les populations des états fondamentaux et que les efficacités sont sensibles aux variations de la phase relative θ_c entre les faisceaux de couplage et signal. Les perspectives de ce travail de recherche sur les mémoires CPO sont larges et détaillées ci-dessous.

Perspectives

L'objectif est à présent d'optimiser le processus de stockage CPO et d'améliorer en particulier les efficacités (qui sont actuellement inférieures à 5%). Pour cela, des pistes ont déjà été identifiées au cours de ma thèse. En nous appuyant sur le programme de modélisation développé, nous avons montré que la présence d'un angle entre les vecteurs d'ondes des champs signal et de couplage ainsi que le fait de travailler avec des faisceaux non rigoureusement dans le même mode gaussien, pouvaient éliminer la dépendance en θ_c (phase relative entre les faisceaux signal et de couplage) et réduire fortement les valeurs des efficacités de stockage mesurées. Pour vérifier expérimentalement ce comportement, nous allons dans un premier temps ajouter une fibre au montage, de manière à produire des faisceaux qui soient parfaitement copropageants et dans le même mode spatial, au moment où ils entrent dans la cellule. Nous pourrons alors tester l'influence de différents paramètres sur l'efficacité de stockage et rechercher les configurations de stockage optimales.

De plus, afin d'appréhender les limitations du stockage CPO, il est nécessaire de mieux en comprendre l'origine physique. Notre groupe développe actuellement un calcul analytique basé sur des équations de Maxwell-Bloch, analogue au calcul du *polariton d'état noir* pour le stockage EIT [Fleischhauer and Lukin, 2000]. Il a déjà identifié une quantité, composée d'un terme photonique, et d'un terme associé à une différence de populations, qui pourrait permettre de décrire le processus de stockage d'une impulsion lumineuse dans un milieu CPO. L'excitation atomique étant sous la forme d'une différence de populations,

CONCLUSION GÉNÉRALE

cette nouvelle quantité a été nommée “*populariton*”. En s’appuyant sur ces calculs, notre groupe espère prochainement apporter des éléments de réponse à la question fondamentale qui reste en suspens : “est-il possible de stocker des états non-classiques de la lumière avec la technique CPO ?”.

Il serait également intéressant d’étudier expérimentalement et théoriquement le stockage CPO dans un système plus simple. Un système à deux niveaux ouvert peut conduire à l’apparition d’une résonance ultrafine limitée par le taux de désexcitation du niveau fondamental vers l’extérieur γ_t , et d’une résonance large limitée par le taux de relaxation des populations du niveau excité Γ_0 . Des expériences préliminaires de stockage dans un système à deux niveaux, auxquelles j’ai pu participer lors d’une mission au Brésil, ont été conduites par l’équipe de José Tabosa de l’université de Pernambuco, dans des atomes de Césium froids. Ces atomes possèdent une structure hyperfine et autorisent par conséquent de multiples transitions. Ils offrent en particulier la possibilité d’extraire un système à deux niveaux en envoyant des polarisations adaptées.

Notre groupe a aussi pour projet l’étude du stockage CPO dans des centres SiV (“Silicon Vacancy”) du diamant. Une résonance CPO ultrafine a déjà été observée dans des centres NV (“Nitrogen Vacancy”) dans le domaine RF, et utilisée pour des mesures de spectroscopie [Mrozek et al., 2015]. Par rapport aux centres NV, les centres SiV ont l’avantage d’être composés de niveaux qui présentent un faible taux de perte vers l’extérieur. Ils permettent ainsi d’extraire un système en Λ avec des niveaux fondamentaux de longue durée de vie. Ces systèmes suscitent aujourd’hui, de manière générale, un vif intérêt : Lukin et al. s’attachent par exemple à réaliser du stockage EIT dans les centres SiV [Rogers et al., 2014]. La difficulté pour cette expérience est de travailler avec une cohérence Raman de longue durée de vie : celle-ci est très perturbée par le champ cristallin. Comme la résonance CPO ultrafine ne repose pas sur l’excitation d’une cohérence atomique, on pense pouvoir l’exploiter plus facilement. Ainsi, notre groupe souhaite tout d’abord mettre en évidence cette résonance dans des centres SiV, puis l’utiliser pour réaliser du stockage CPO.

En parallèle aux expériences de stockage CPO, nous avons observé au cours de mes trois années de thèse, un phénomène d’amplification sensible à la phase dans la cellule d’hélium métastable basé sur des processus de mélange à quatre ondes, qu’il serait intéressant d’analyser plus précisément. Ce phénomène apparaît dans des conditions similaires à l’établissement de la résonance CPO ultrafine, lorsqu’on excite le système atomique en Λ

CONCLUSION GÉNÉRALE

avec des champs pompe, signal et complémentaire polarisés linéairement, les polarisations des champs signal et complémentaire étant identiques et orthogonales à celle de la pompe. Cependant, à la différence des expériences de stockage CPO où le champ complémentaire est créé au fur et à mesure de la propagation à travers le milieu, le champ complémentaire est, lors des expériences d'amplification sensible à la phase, présent dès le début (il fait partie des champs incidents). De plus, dans le cas de l'amplification sensible à la phase, les niveaux métastables sont dégénérés, autorisant ainsi la création de résonances à deux photons. Dans ces conditions, nous avons mesuré un gain maximal de 6, associé à une bande passante de 200 kHz. Le fait d'observer ce phénomène indique que des états comprimés sont produits dans la cellule d'hélium métastable, ouvrant ainsi la voie à des expériences d'optique quantique. Nous comptons une nouvelle fois tirer profit de la structure simple de l'hélium métastable pour comprendre plus en profondeur les processus physiques induits.

Annexes

Annexe A

Transparence

Electromagnétiquement Induite

A.1 Système étudié

On considère un système en Λ , composé de deux états fondamentaux, notés $|1\rangle$ et $|-1\rangle$, couplés à un même état excité $|e\rangle$, comme indiqué sur la figure A.1.

Les champs de couplage et sonde sont appliqués respectivement sur les transitions $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ et $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ du système en Λ et s'écrivent :

$$\begin{aligned}\vec{E}_c(t) &= 2\Re \left[\mathcal{E}_c(t) e^{-i\omega_c t} \vec{\varepsilon}_+ \right], \\ \vec{E}_s(t) &= 2\Re \left[\mathcal{E}_s(t) e^{-i\omega_s t} \vec{\varepsilon}_- \right],\end{aligned}$$

où $\mathcal{E}_{c,s}$ sont les amplitudes complexes des champs de couplage et sonde¹, $\omega_{c,s}$ leurs pulsations respectives, et $\vec{\varepsilon}_\pm \equiv \frac{\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y}{\sqrt{2}}$ les vecteurs unitaires complexes des polarisations circulaires, respectivement σ_+ et σ_- ($\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ définissent une base arbitraire dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation) .

On définit les termes de relaxation suivants :

- Γ_0 , le taux d'émission spontanée de l'atome depuis le niveau excité $|e\rangle$,

1. Afin d'alléger l'écriture et d'éviter en particulier l'apparition d'un facteur $1/2$, dans les équations de Bloch, nous choisissons de définir les pulsations de Rabi par rapport aux amplitudes complexes du champ $\mathcal{E}_{c,s}$: $\Omega_{c,s} = \frac{d_{c,s}\mathcal{E}_{c,s}}{\hbar}$, où $d_{c,s}$ sont des éléments matriciel de l'opérateur dipole électrique $\hat{d}$. Nous utilisons cette convention dans le reste du manuscrit.

- γ , le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé égal pour les deux bras du système en Λ ,
- γ_{1-1} , le taux de relaxation de la cohérence entre les deux niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$, dite cohérence Raman,
- γ_t , le taux de transit des atomes à travers le faisceau. Il est relié au taux d'alimentation et de perte vers l'extérieur des niveaux du système (voir annexe C pour plus de précisions).

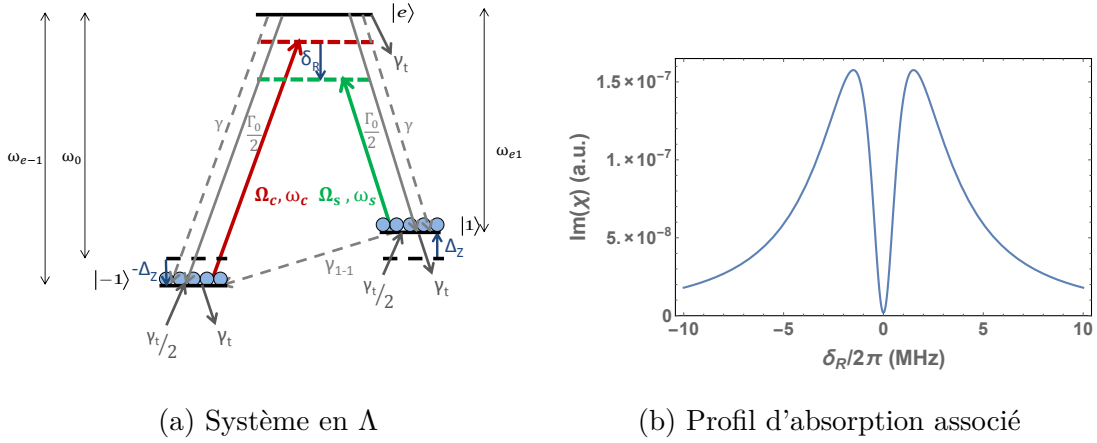


FIGURE A.1 – **(a)** Schéma du système étudié. Le niveau excité $|e\rangle$ se désexcite vers les niveaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ avec un même taux $\frac{\Gamma_0}{2}$, γ est le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé identique sur chaque bras du système en Λ , γ_{1-1} le taux de relaxation de la cohérence Raman et γ_t le taux de transit des atomes à travers le faisceau. $\pm\Delta_z$ est le décalage Zeeman des niveaux atomiques. Ω_c et Ω_s sont les pulsations de Rabi des faisceaux de couplage et sonde, et ω_c et ω_s leurs pulsations respectives. Le champ de couplage couple la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ et le champ sonde la transition $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$. On note δ_R le désaccord à deux photons tenant compte du décalage Zeeman des niveaux fondamentaux. **(b)** Profil d'absorption du faisceau sonde en fonction du désaccord à deux photons δ_R , avec : $\Delta_c = 0$ MHz, $\Delta_z = 0$ MHz, $\gamma/2\pi = 3.5$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz, $\gamma_t/2\pi = 3$ kHz, $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz.

On note ω_0 la pulsation naturelle de la transition et $\pm\Delta_z$ le décalage des niveaux atomiques $|\pm 1\rangle$ respectivement, engendré par application d'un champ magnétique longitudinal, par effet Zeeman. En présence d'un champ magnétique longitudinal, les pulsations associées aux transitions atomiques $|e\rangle \longleftrightarrow |\pm 1\rangle$ sont donc respectivement : $\omega_{e\pm 1} = \omega_0 \mp \Delta_z$.

On ne considère pas d'élargissement inhomogène dans cette annexe.

A.2 Etat noir

Pour donner une vision physique du phénomène d'EIT, on s'intéresse, dans cette section, à un cas particulier de résonance à deux photons, qui permet d'obtenir une expression simplifiée de l'état noir et fait apparaître de manière simple les propriétés de la résonance EIT :

- les états fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ sont dégénérés, soit $\Delta_z = 0$,
- les champs de couplage et sonde de pulsations respectives ω_c et ω_s sont tous deux à résonance avec la transition atomique : $\omega_c = \omega_s = \omega_0$, où ω_0 représente la pulsation naturelle de la transition.

Le hamiltonien du système est donné par $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I$. $\hat{H}_0$ est le hamiltonien naturel de l'atome et $\hat{H}_I$ le hamiltonien d'interaction dipolaire électrique :

$$\hat{H}_I = -\hat{\vec{d}} \cdot \vec{E},$$

où $\hat{\vec{d}}$ est l'opérateur dipole électrique et $\vec{E} = \vec{E}_c + \vec{E}_s$, le champ total.

Dans la base $\{|e\rangle, |1\rangle, |-1\rangle\}$, le hamiltonien total du système s'écrit, dans l'approximation de l'onde tournante (RWA) :

$$\hat{H} = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega_s e^{-i\omega_0 t} & \Omega_c e^{-i\omega_0 t} \\ \Omega_s^* e^{i\omega_0 t} & \omega_0 & 0 \\ \Omega_c^* e^{i\omega_0 t} & 0 & \omega_0 \end{pmatrix}.$$

$\Omega_{c,s} = \frac{d_{c,s} \mathcal{E}_{c,s}}{\hbar}$ sont les pulsations de Rabi des champs de couplage et sonde, avec $d_{c,s} \equiv \langle e | \hat{\vec{d}} \cdot \vec{\varepsilon}_{\pm} | \mp 1 \rangle$ les éléments matriciels de l'opérateur dipole électrique $\hat{\vec{d}}$ pertinents.

On introduit les états quantiques orthogonaux $|C\rangle$ et $|NC\rangle$ qui définissent une nouvelle base pour le niveau fondamental dégénéré :

$$\begin{aligned} |NC\rangle &= \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_s^2 + \Omega_c^2}} |1\rangle - \frac{\Omega_s}{\sqrt{\Omega_s^2 + \Omega_c^2}} |-1\rangle, \\ |C\rangle &= \frac{\Omega_s}{\sqrt{\Omega_s^2 + \Omega_c^2}} |1\rangle + \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_s^2 + \Omega_c^2}} |-1\rangle. \end{aligned}$$

$|NC\rangle$ est un état propre de $\hat{H}$, non couplé à l'état excité $|e\rangle$ par le champ : $\langle e|\hat{H}|NC\rangle = 0$. Le signe “moins” dans l'expression de $|NC\rangle$ implique une interférence destructive pour les deux voies d'absorption. Les atomes du niveau excité $|e\rangle$ peuvent se désexciter vers chacun des états $|NC\rangle$ et $|C\rangle$. Cependant, une fois parvenus dans le niveau $|NC\rangle$, ils se retrouvent piégés. Ainsi, après quelques cycles d'absorption et d'émission spontanée, si la durée de vie de l'état $|NC\rangle$ est suffisamment longue, les atomes s'accumulent dans cet état. Il s'agit d'un phénomène de *pompage optique* des atomes dans l'état noir. Lorsque le champ de couplage est beaucoup plus fort que le champ sonde ($\Omega_c \gg \Omega_s$), l'état noir équivaut au niveau sondé : $|NC\rangle \approx |1\rangle$. Les atomes sont alors piégés dans l'état $|1\rangle$ et ne peuvent plus interagir avec le champ sonde : le milieu devient transparent pour le champ sonde. Il convient de souligner que nous étudions ici une configuration particulière, où les faisceaux sont à accord optique. Le phénomène de transparence électromagnétiquement induite apparaît, de manière plus générale, à résonance à deux photons, lorsque les désaccords pour les champs de couplage et sonde sont égaux.

A.3 Equations de Bloch optiques et susceptibilité pour le champ sonde

Le modèle de l'état noir, développé dans la partie précédente, fournit une image physique simple pour expliquer l'apparition d'une fenêtre de transparence, à résonance à deux photons. L'écriture de la susceptibilité du milieu, à partir des équations de Bloch optiques, nous renseigne plus précisément sur les propriétés de la résonance EIT. Dans cette section, on fait varier la pulsation ω_s du faisceau sonde autour de la pulsation ω_c du champ de couplage (et donc le paramètre $\delta = \omega_s - \omega_c$). On introduit les désaccords optiques $\Delta_{c,s} = \omega_{c,s} - \omega_0$ pour les faisceaux de couplage et sonde respectivement, et le désaccord Raman $\delta_R = \Delta_s - \Delta_c + 2\Delta_z$ qui tient compte du décalage Zeeman $\pm\Delta_z$ des niveaux fondamentaux. Ce dernier paramètre est représenté sur la figure A.1(a).

A.3.1 Equations de Bloch optiques

L'équation de Liouville Von-Neumann $i\hbar \frac{d}{dt}\hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] + i\hbar \frac{d}{dt}\hat{\rho}|_{relax}$ donne l'évolution de la matrice densité atomique $\hat{\rho}$.

Dans la base $\{|e\rangle, |1\rangle, |-1\rangle\}$, le hamiltonien $\hat{H}$ s'écrit, dans l'approximation de l'onde tournante (RWA) :

$$\hat{H} = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega_s e^{-i\omega_s t} & \Omega_c e^{-i\omega_c t} \\ \Omega_s^* e^{i\omega_s t} & \omega_0 - \Delta_z & 0 \\ \Omega_c^* e^{i\omega_c t} & 0 & \omega_0 + \Delta_z \end{pmatrix}.$$

Le vecteur $\frac{d}{dt}\hat{\rho}|_{relax}$ comprend les termes de relaxation :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{ee}|_{relax} &= -(\Gamma_0 + \gamma_t)\rho_{ee}, \\ \frac{d}{dt}\rho_{11}|_{relax} &= \frac{\Gamma_0}{2}\rho_{ee} + \frac{\gamma_t}{2} - \gamma_t\rho_{11}, \\ \frac{d}{dt}\rho_{-1-1}|_{relax} &= \frac{\Gamma_0}{2}\rho_{ee} + \frac{\gamma_t}{2} - \gamma_t\rho_{-1-1}, \\ \frac{d}{dt}\rho_{e1}|_{relax} &= -\gamma\rho_{e1}, \\ \frac{d}{dt}\rho_{e-1}|_{relax} &= -\gamma\rho_{e-1}, \\ \frac{d}{dt}\rho_{1-1}|_{relax} &= -\gamma_{1-1}\rho_{1-1}. \end{aligned}$$

On obtient le système d'équations suivant, gouvernant l'évolution de la matrice densité :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\tilde{\rho}_{ee}}{dt} &= -i[(\tilde{\rho}_{e1}\Omega_s^* - \tilde{\rho}_{1e}\Omega_s) + (\tilde{\rho}_{e-1}\Omega_c^* - \tilde{\rho}_{-1e}\Omega_c)] - (\Gamma_0 + \gamma_t)\tilde{\rho}_{ee} \\ \frac{d\tilde{\rho}_{11}}{dt} &= -i(\tilde{\rho}_{1e}\Omega_s - \tilde{\rho}_{e1}\Omega_s^*) + \frac{\Gamma_0}{2}\tilde{\rho}_{ee} + \frac{\gamma_t}{2} - \gamma_t\tilde{\rho}_{11} \\ \frac{d\tilde{\rho}_{-1-1}}{dt} &= -i(\tilde{\rho}_{-1e}\Omega_c - \tilde{\rho}_{e-1}\Omega_c^*) + \frac{\Gamma_0}{2}\tilde{\rho}_{ee} + \frac{\gamma_t}{2} - \gamma_t\tilde{\rho}_{-1-1} \\ \frac{d\tilde{\rho}_{e1}}{dt} &= [i(\Delta_s + \Delta_z) - \gamma]\tilde{\rho}_{e1} + i(\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{ee})\Omega_s + i\tilde{\rho}_{-11}\Omega_c, \\ \frac{d\tilde{\rho}_{e-1}}{dt} &= [i(\Delta_c - \Delta_z) - \gamma]\tilde{\rho}_{e-1} + i(\tilde{\rho}_{-1-1} - \tilde{\rho}_{ee})\Omega_c + i\tilde{\rho}_{1-1}\Omega_s \\ \frac{d\tilde{\rho}_{1-1}}{dt} &= -\tilde{\rho}_{1-1}(\gamma_{1-1} + i\delta_R) - i\tilde{\rho}_{1e}\Omega_c + i\tilde{\rho}_{e-1}\Omega_s^*, \end{aligned} \right. \quad (A.1)$$

où l'on a posé : $\rho_{e1} = \tilde{\rho}_{e1}e^{-i\omega_s t}$, $\rho_{e-1} = \tilde{\rho}_{e-1}e^{-i\omega_c t}$, $\rho_{1-1} = \tilde{\rho}_{1-1}e^{-i(\omega_c - \omega_s)t}$ et $\forall i \in \{e, 1, -1\}$, $\tilde{\rho}_{ii} = \rho_{ii}$.

On traite le système perturbativement dans la limite où le champ sonde est très faible par rapport au champ de couplage ($\Omega_s \ll \Omega_c$). On résout tout d'abord le système d'équations de Bloch optiques (A.1), à l'ordre 0 et à l'état stationnaire, ce qui donne en particulier $\tilde{\rho}_{e1}^{(0)} = 0$ et les solutions suivantes sur les populations : $\tilde{\rho}_{ee}^{(0)} = \tilde{\rho}_{1-1}^{(0)} = 0$ et $\tilde{\rho}_{11}^{(0)} = 1$, traduisant le fait qu'à l'ordre 0, toutes les populations sont dans l'état sondé $|1\rangle$. Ensuite, on écrit le système (A.1) à l'ordre 1 en champ sonde, en utilisant les expressions obtenues à l'ordre 0. En régime stationnaire, on obtient alors l'expression suivante pour la cohérence optique :

$$\tilde{\rho}_{e1}^{(1)} = \frac{i\Omega_s (\gamma_{1-1} - i\delta_R)}{[\gamma - i(\Delta_c + \delta + \Delta_z)] (\gamma_{1-1} - i\delta_R) + |\Omega_c|^2}. \quad (\text{A.2})$$

A.3.2 Susceptibilité pour le champ sonde

La cohérence $\tilde{\rho}_{e1}^{(1)}$ est reliée à la susceptibilité linéaire du milieu pour le champ sonde. En effet, la polarisation macroscopique créée dans le milieu s'écrit : $\vec{P}(t) = n_{at} \text{Tr} \left[\hat{\rho}(t) \vec{d} \right] = n_{at} \left\{ d_{e1}^* \rho_{e1}(t) \vec{\epsilon}_- + d_{e-1}^* \rho_{e-1}(t) \vec{\epsilon}_+ + \text{c.c.} \right\}$, où n_{at} est la densité volumique d'atomes métastables. On s'intéresse plus précisément à la réponse en champ sonde du système, donnée par la polarisation macroscopique à la fréquence du champ sonde :

$$\begin{aligned} \vec{P}_{\omega_s}(t) &= n_{at} \{ d_{e1}^* \rho_{e1}(t) \vec{\epsilon}_- + \text{c.c.} \} \\ &= n_{at} \left\{ d_{e1}^* \tilde{\rho}_{e1} e^{-i\omega_s t} \vec{\epsilon}_- + \text{c.c.} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

La polarisation induite dans le milieu à la fréquence du champ sonde s'écrit également en fonction de la susceptibilité linéaire pour le champ sonde χ :

$$\vec{P}_{\omega_s} = \epsilon_0 \left\{ \chi \mathcal{E}_s e^{-i\omega_s t} \vec{\epsilon}_- + \text{c.c.} \right\}. \quad (\text{A.4})$$

On déduit des équations (A.3) et (A.4), l'expression de la susceptibilité linéaire pour le champ sonde χ :

$$\chi = \frac{n_{at} |d_{e1}|^2}{\Omega_s \epsilon_0 \hbar} \tilde{\rho}_{e1}.$$

Soit, en tenant compte de l'expression de la cohérence optique (A.2) :

$$\chi = \frac{n_{at} |d_{e1}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{i(\gamma_{1-1} - i\delta_R)}{[\gamma - i(\Delta_c + \delta + \Delta_z)](\gamma_{1-1} - i\delta_R) + |\Omega_c|^2}. \quad (\text{A.5})$$

Partie imaginaire de la susceptibilité, transmission

La figure A.2 montre l'évolution de la partie imaginaire de la susceptibilité $\Im m(\chi)$ en fonction du désaccord Raman δ_R , pour $\Delta_c = 0$. Il s'agit d'une résonance lorentzienne, centrée en $\delta_R = 0$.

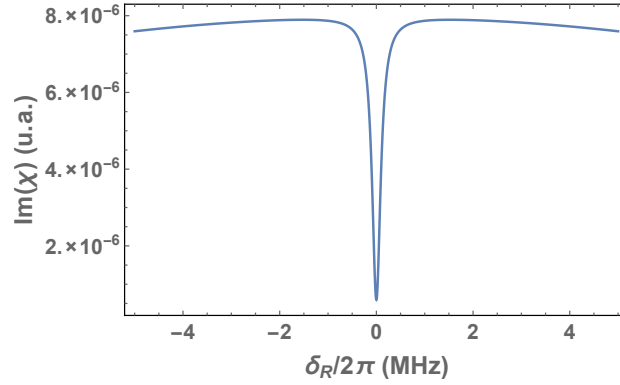


FIGURE A.2 – Evolution de $\Im m(\chi)$ pour $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz, $\Delta_z = 0$ MHz, $\gamma/2\pi = 22.8$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz et $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz.

$\Im m(\chi)$ peut se mettre sous la forme suivante :

$$\Im m(\chi) = \frac{n_{at} |d_{e1}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\gamma} \left(1 - \frac{\frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \left(\gamma_{1-1} + \frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \right)}{\left[\gamma_{1-1} + \frac{\delta_R(\Delta_c + \delta + \Delta_z)}{\gamma} + \frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \right]^2 + \left[\frac{\gamma_{1-1}(\Delta_c + \delta + \Delta_z)}{\gamma} + \delta_R \right]^2} \right), \quad (\text{A.6})$$

et se simplifie ainsi dans les conditions $\Delta_c = 0$ MHz et $|\delta|, |\delta_R|, |\Delta_z|, \gamma_{1-1} \ll \gamma, |\Omega_c|$:

$$\Im m(\chi) \approx \frac{n_{at} |d_{e1}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\gamma} \left(1 - \frac{\frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \left(\gamma_{1-1} + \frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \right)}{\left(\gamma_{1-1} + \frac{|\Omega_c|^2}{\gamma} \right)^2 + \delta_R^2} \right). \quad (\text{A.7})$$

L'expression ci-dessus (A.7) fait également apparaître une résonance lorentzienne, dont

la largeur à mi-hauteur est donnée par :

$$W = 2\gamma_{1-1} + \frac{2|\Omega_c|^2}{\gamma}.$$

La transmission du champ sonde pour un milieu de longueur L est directement liée à la partie imaginaire de la susceptibilité $\Im m(\chi)$ par la formule suivante :

$$T(\delta_R) = e^{\frac{-\omega_0}{c} \Im m[\chi(\delta_R)]L}.$$

On montre sur la figure A.3, l'effet de différents paramètres sur les profils de transmission EIT :

- (a) une augmentation du taux de relaxation Raman γ_{1-1} engendre un élargissement et une chute du contraste de la résonance,
- (b) la fenêtre de transparence s'élargit par saturation lorsque l'on augmente Ω_c ,
- (c) en présence d'un champ magnétique longitudinal, la condition de résonance à deux photons où apparaît le pic EIT, est décalée par effet Zeeman d'une quantité $\delta = -2\Delta_z$,
- (d) l'application de faisceaux optiquement désaccordés ($\Delta_c \neq 0$) change l'allure de la résonance. Celle-ci n'apparaît plus lorentzienne, elle est dissymétrique² lorsque $\Delta_c \neq 0$.

Partie réelle de la susceptibilité $\Re e(\chi)$, dispersion

La figure A.4 montre l'évolution de la partie réelle de la susceptibilité $\Re e(\chi)$ en fonction du désaccord Raman δ_R , pour deux valeurs différentes de désaccord optique. Dans les deux cas, l'allure de $\Re e(\chi)$ est mise en regard de l'évolution de $\Im m(\chi)$, ces deux grandeurs étant liées par les relations de Kramers-Kronig.

Les graphes A.4(a,b) font apparaître différentes évolutions de $\Re e(\chi)$:

- (a) présence d'une pente positive pour $\Re e(\chi)$ autour de $\delta_R = 0$, sur le premier profil obtenu à désaccord optique Δ_c nul,
- (b) présence d'une pente négative pour $\Re e(\chi)$ lorsque la condition de résonance Raman n'est pas satisfaite ($\delta_R > 0$), sur le deuxième graphe tracé à désaccord optique Δ_c non nul.

2. Ces profils dissymétriques obtenus à désaccord optique non nul sont dits "de Fano".

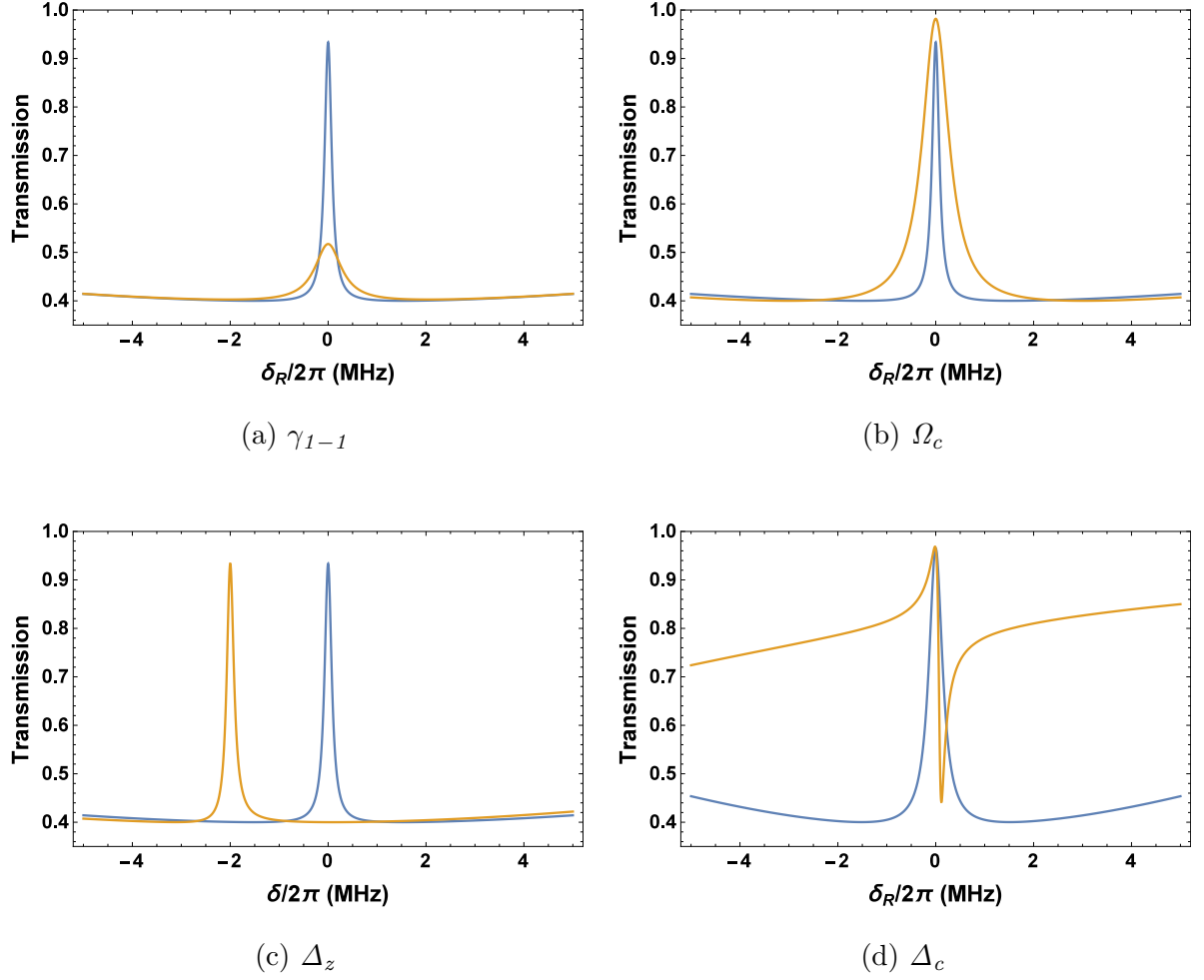


FIGURE A.3 – **Courbes bleues** : transmission du champ sonde en fonction du désaccord Raman δ_R (**a**, **b**, **d**) ou de la différence de pulsations $\delta = \omega_s - \omega_c$ (**c**), pour $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz, $\Delta_z/2\pi = 0$ MHz, $\gamma/2\pi = 22.8$ MHz (sauf pour le graphe (**d**) où l'on a choisi $\gamma/2\pi = 11.4$ MHz, $\gamma_{I-1}/2\pi = 5$ kHz, $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz. **Courbes oranges** : *idem* avec, pour chaque graphe, la modification de la valeur d'un des paramètres précédents : (**a**) $\gamma_{I-1}/2\pi = 250$ kHz, (**b**) $\Omega_c/2\pi = 6$ MHz, (**c**) $\Delta_z/2\pi = 1$ MHz, (**d**) $\Delta_c/2\pi = 20$ MHz.

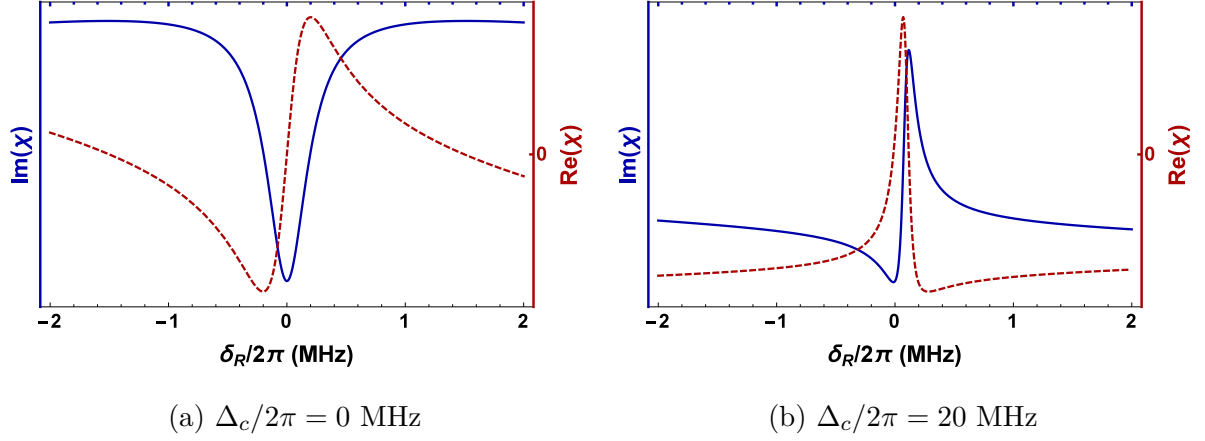


FIGURE A.4 – Evolution des parties imaginaire $\Im m(\chi)$ (bleu) et réelle $\Re e(\chi)$ (rouge, pointillé) de la susceptibilité en fonction du désaccord Raman δ_R , pour $\Delta_z/2\pi = 0$ MHz, $\gamma/2\pi = 11.4$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz, $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz, et deux valeurs différentes de désaccord optique : **(a)** $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz et **(b)** $\Delta_c/2\pi = 20$ MHz.

Ces régions de pentes positive (a) et négative (b) pour la dispersion sont associées à des phénomènes de lumière lente ou rapide, comme on peut le voir sur la formule ci-dessous ³ :

$$v_g(\omega_0) = \frac{c}{1 + \frac{\omega_0}{2} \frac{d\Re e(\chi(\omega))}{d\omega} \Big|_{\omega_0}}. \quad (\text{A.8})$$

On représente sur la figure A.5 le retard de groupe $\tau_g = \frac{L}{v_g} - \frac{L}{c} = \frac{L}{c} \frac{\omega_0}{2} \frac{d\Re e(\chi(\omega))}{d\omega} \Big|_{\omega_0}$ introduit par un milieu de longueur L en fonction du désaccord Raman δ_R ainsi que les profils de transmission, obtenus en présence ou non d'un désaccord optique pour le faisceau de couplage.

Ces graphes illustrent la possibilité de mettre à profit le phénomène d'EIT pour contrôler la vitesse de groupe de la lumière. Réalisé à accord optique nul, il peut être utilisé pour créer de la lumière lente avec une transmission importante. Dans une configuration désaccordée, il permet la génération de pics d'absorption, associés à de la lumière rapide ou des vitesses de groupe négatives.

3. On suppose ici (hypothèse fréquente) que la susceptibilité du milieu est petite devant 1 : soit $|\chi| \ll 1$. L'indice de réfraction s'écrit alors en fonction de la susceptibilité : $n(\omega) = \sqrt{1 + \chi(\omega)} \approx 1 + \frac{\chi(\omega)}{2}$.

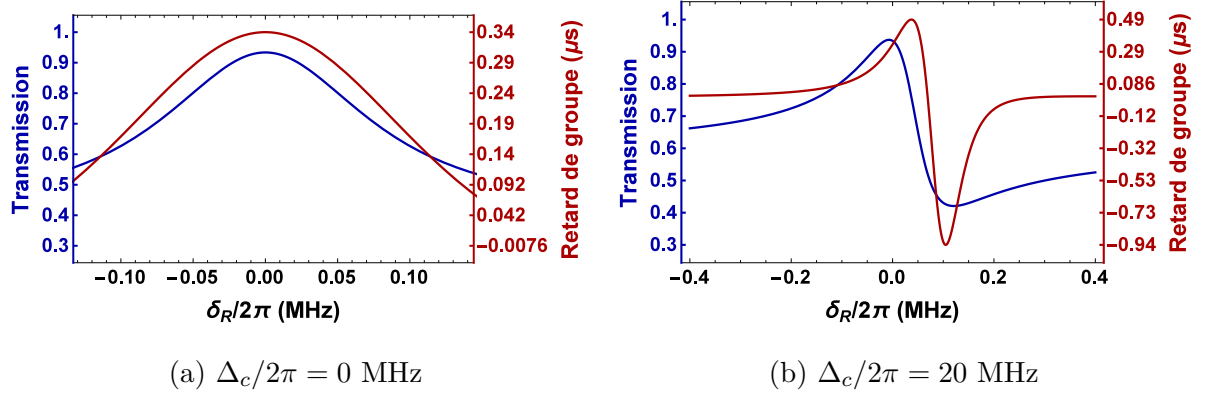


FIGURE A.5 – Transmission du champ sonde (bleu) et retard de groupe (rouge) en fonction du désaccord Raman δ_R , pour $\Delta_z/2\pi = 0$ MHz, $\gamma/2\pi = 11.4$ MHz, $\gamma_{1-1}/2\pi = 5$ kHz, $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz, et deux valeurs différentes de désaccord optique : (a) $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz et (b) $\Delta_c/2\pi = 20$ MHz. La longueur de la cellule est fixée à $L = 2$ cm et la densité atomique volumique du milieu vaut $n_{at} = 2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

Annexe B

Oscillations Cohérentes de Population

Cette annexe propose un modèle théorique basé sur des équations cinétiques¹. Ce modèle suppose que le milieu est optiquement fin, en particulier le signal complémentaire n'a pas le temps de se créer au cours de la propagation des champs. Je ne m'intéresse ici qu'au champ signal car il s'agit uniquement de montrer, de manière simple, l'apparition de la fenêtre de transparence CPO. J'étudie deux configurations différentes de systèmes atomiques : un système à deux niveaux dans une première partie puis un système plus complexe, à trois niveaux. Des calculs détaillés sur la modélisation du phénomène CPO peuvent être trouvés dans la thèse de Thomas Lauprêtre [Lauprêtre, 2012].

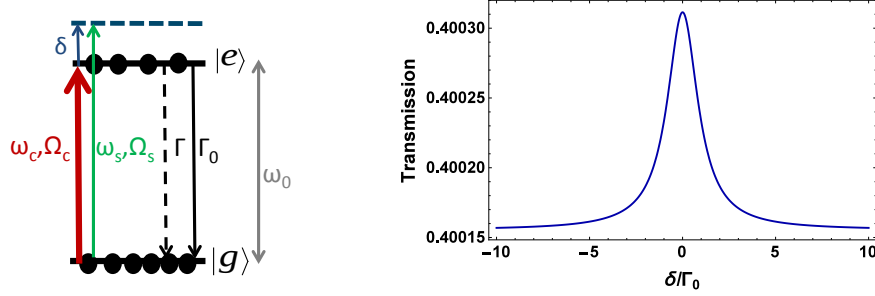
B.1 CPO dans un système à deux niveaux

B.1.1 Système étudié

On considère un système atomique fermé à deux niveaux, notés $|e\rangle$ et $|g\rangle$, de populations respectives N_e et N_g , caractérisé par une pulsation de la transition optique associée ω_0 et un taux de relaxation des populations du niveau excité Γ_0 . Pour simplifier les équations du modèle théorique développé par la suite, on choisit un système à deux niveaux fermé idéal, de durée de vie du niveau fondamental infinie. Deux champs électromagné-

1. Les équations cinétiques sont de simples équations d'évolution des populations (équations de taux ou "rate equations"), obtenues par élimination adiabatique des cohérences.

tiques sont appliqués : une pompe de pulsation ω_c proche de ω_0 , et une sonde légèrement désaccordée par rapport à la pompe, de pulsation $\omega_s = \omega_c + \delta$. Les pulsations de Rabi des champs de pompe et sonde vérifient : $\Omega_s \ll \Omega_c$. On suppose ces deux champs cohérents entre eux.



(a) Système à deux niveaux fermé (b) Profil de transmission associé

FIGURE B.1 – **(a)** Système à deux niveaux notés $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Γ_0 est le taux d'émission spontanée, Γ le taux de relaxation de la cohérence optique. ω_c et ω_s sont les pulsations des champs de couplage et sonde, Ω_c et Ω_s leurs pulsations de Rabi respectives. On note $\delta = \omega_s - \omega_c$ la différence de pulsations entre les deux champs. **(b)** Profil de transmission du champ sonde en fonction du désaccord normalisé δ/Γ_0 obtenu à partir du modèle théorique présenté à la section B.1.2, pour $\sigma\Gamma_0 = 1,43 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$, $I_0/\Gamma_0^2 = 2,74 \times 10^{-16} \text{ J.s.m}^{-2}$ et $I_1/\Gamma_0^2 = I_{-1}/\Gamma_0^2 = 2,57 \times 10^{-17} \text{ J.s.m}^{-2}$.

B.1.2 Modèle théorique

Dans le cas du système à deux niveaux fermé représenté sur la figure B.1(a), on obtient les équations d'évolution suivantes pour les populations :

$$\begin{cases} \frac{dN_e}{dt} = -\Gamma_0 N_e + \frac{I\sigma}{\hbar\omega_0} (N_g - N_e) \\ \frac{dN_g}{dt} = \Gamma_0 N_e - \frac{I\sigma}{\hbar\omega_0} (N_g - N_e), \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

où σ est la section efficace d'absorption et I l'intensité totale.

Le battement entre les champs de couplage et sonde, supposés cohérents, crée une modulation temporelle d'intensité. L'intensité totale modulée peut s'écrire sous la forme : $I(t) = \Re [I_0 + I_1 e^{-i\delta t} + I_{-1} e^{i\delta t}]$, avec $I_0 \propto |\Omega_c|^2$, $I_1 \propto \Omega_c^* \Omega_s$ et $I_{-1} \propto \Omega_c \Omega_s^*$. Dans ce développement, on néglige la création du champ complémentaire (on fait l'hypothèse

d'un milieu optiquement fin) ; on ne s'intéresse qu'aux pulsations de Rabi relatives aux champs de couplage et sonde, notées Ω_c et Ω_s , qui vérifient $\Omega_s \ll \Omega_c$. La relation $I_1 = I_{-1}^*$ étant établie, l'intensité totale s'écrit alors plus simplement : $I(t) = I_0 + I_1 e^{-i\delta t} + I_{-1} e^{i\delta t}$, avec $I_1, I_{-1} \ll I_0$.

On effectue un développement analogue pour les populations : $N_e(t) = N_{e,0} + N_{e,1} e^{-i\delta t} + N_{e,-1} e^{i\delta t}$, $N_g(t) = N_{g,0} + N_{g,1} e^{-i\delta t} + N_{g,-1} e^{i\delta t}$. On définit la différence de populations $w(t) = N_e(t) - N_g(t)$, qui peut également s'écrire sous la forme $w(t) = w_0 + w_1 e^{-i\delta t} + w_{-1} e^{i\delta t}$. Ce paramètre nous renseigne directement sur le profil d'absorption du champ sonde. En effet, dans un système à deux niveaux où la cohérence optique peut être adiabatiquement éliminée $\left(\frac{d\tilde{\rho}_{eg}}{dt} = 0\right)^2$, on a la relation³ : $\tilde{\rho}_{eg} \propto w$. Ainsi, la transmission en champ sonde qui s'écrit $T = e^{\frac{-\omega_0}{c} \Im m(\chi)L}$ avec $\chi \propto \tilde{\rho}_{eg,1}$ ⁴, est simplement donnée par la partie oscillante de la différence de population à la fréquence $-\delta$: w_1 . Nous cherchons donc à déterminer le paramètre w_1 , qui apportera une information sur la transmission du champ sonde. Pour cela, on réécrit tout d'abord le système (B.1), en incluant le développement perturbatif sur les variables populations $N_{e,g}$ et intensité I :

$$\left\{ \begin{array}{l} -i\delta N_{e,1} e^{-i\delta t} + i\delta N_{e,-1} e^{i\delta t} = -\Gamma_0(N_{e,0} + N_{e,1} e^{-i\delta t} + N_{e,-1} e^{i\delta t}) \\ \quad + \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}(I_0 + I_1 e^{-i\delta t} + I_{-1} e^{i\delta t})(N_{g,0} + N_{g,1} e^{-i\delta t} + N_{g,-1} e^{i\delta t} - N_{e,0} - N_{e,1} e^{-i\delta t} - N_{e,-1} e^{i\delta t}) \\ -i\delta N_{g,1} e^{-i\delta t} + i\delta N_{g,-1} e^{i\delta t} = \Gamma_0(N_{e,0} + N_{e,1} e^{-i\delta t} + N_{e,-1} e^{i\delta t}) \\ \quad - \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}(I_0 + I_1 e^{-i\delta t} + I_{-1} e^{i\delta t})(N_{g,0} + N_{g,1} e^{-i\delta t} + N_{g,-1} e^{i\delta t} - N_{e,0} - N_{e,1} e^{-i\delta t} - N_{e,-1} e^{i\delta t}). \end{array} \right. \quad (\text{B.2})$$

En identifiant les composantes fréquentielles à $-\delta$, on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} -i\delta N_{e,1} = -\Gamma_0 N_{e,1} + \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}(I_1 N_{g,0} - I_1 N_{e,0} + I_0 N_{g,1} - I_0 N_{e,1}) \\ -i\delta N_{g,1} = \Gamma_0 N_{e,1} - \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}(I_1 N_{g,0} - I_1 N_{e,0} + I_0 N_{g,1} - I_0 N_{e,1}). \end{array} \right. \quad (\text{B.3})$$

2. On s'est placé dans le référentiel tournant à la fréquence ω_c : $\rho_{eg} = \tilde{\rho}_{eg} e^{-i\omega_c t}$.

3. La cohérence $\tilde{\rho}_{eg}$ suit adiabatiquement l'inversion de populations.

4. Le fait que la susceptibilité en champ sonde χ_{ω_s} soit proportionnelle à la composante de la cohérence optique qui évolue à la fréquence du champ sonde notée $\tilde{\rho}_{eg,1}$, a déjà été développé dans l'annexe précédente, p.134, et provient de l'expression de la polarisation du milieu à la fréquence du champ sonde P_{ω_s} .

La somme des équations du système (B.3) ci-dessus donne : $N_{e,1} = -N_{g,1}$. En tenant compte de cette relation, on obtient :

$$N_{e,1} = -N_{g,1} = \frac{-I_1 w_0 \frac{\sigma}{\hbar \omega_0}}{\Gamma_0 - i\delta + 2 \frac{\sigma}{\hbar \omega_0} I_0}. \quad (\text{B.4})$$

On en déduit :

$$w_1 = -\Gamma_0 \frac{I_1}{I_{sat}} \frac{w_0}{\Gamma_0 - i\delta + \Gamma_0 \frac{I_0}{I_{sat}}}, \quad (\text{B.5})$$

avec $I_{sat} = \frac{\Gamma_0 \hbar \omega_0}{2\sigma}$. On peut par ailleurs obtenir l'expression de la composante continue de l'inversion de population w_0 , en résolvant le système (B.2) à l'ordre 0 en champ sonde et en se plaçant dans le cas d'un système fermé ($N_{e,0} + N_{g,0} = 1$) :

$$\begin{cases} 0 = \Gamma_0 N_{e,0} - \frac{\sigma}{\hbar \omega_0} (I_0 N_{g,0} - I_0 N_{e,0}) \\ 1 = N_{e,0} + N_{g,0}. \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

On déduit donc l'expression de la composante continue de l'inversion de population :

$$w_0 = -\frac{1}{1 + \frac{I_0}{I_{sat}}}. \quad (\text{B.7})$$

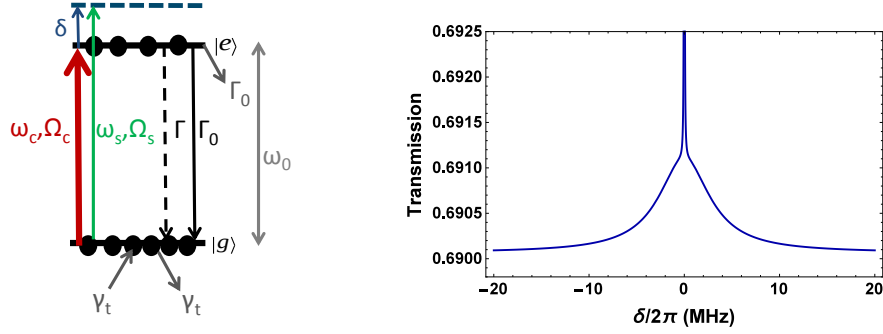
En injectant cette expression (B.7) dans la formule trouvée pour w_1 (B.5), on obtient :

$$w_1 = \frac{1}{1 + \frac{I_0}{I_{sat}}} \frac{I_1}{I_{sat}} \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0 - i\delta + \Gamma_0 \frac{I_0}{I_{sat}}}. \quad (\text{B.8})$$

La transmission du champ sonde est donnée par le terme w_1 (B.8). Nous reconnaissons la formule d'une lorentzienne complexe, dont la largeur à mi-hauteur de la partie réelle (terme qui intervient précisément dans le calcul de la transmission) est : $W = 2\Gamma_0 + 2\Gamma_0 \frac{I_0}{I_{sat}}$.

La figure B.1(b) présente le profil de transmission pour ce cas simple du système à deux niveaux fermé, idéal (de durée de vie du niveau fondamental infinie) : ce profil fait apparaître une résonance CPO lorentzienne limitée par le taux de relaxation du niveau excité Γ_0 qui s'élargit par saturation. Dans le cas plus général de systèmes à deux niveaux fermés (systèmes possédant un taux d'alimentation et de relaxation vers l'extérieur non nuls, mais qui se compensent), on peut également montrer l'existence d'une résonance

CPO présentant les mêmes caractéristiques.



(a) Système à deux niveaux ouvert (b) Profil de transmission associé

FIGURE B.2 – **(a)** Système à deux niveaux notés $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Γ_0 est le taux d'émission spontanée, Γ le taux de relaxation de la cohérence optique. On fixe les taux d'alimentation et de perte vers l'extérieur du niveau $|g\rangle$ égaux à γ_t et le taux de perte vers l'extérieur du niveau excité $|e\rangle$ égal à Γ_0 . ω_c et ω_s sont les pulsations optiques des champs de couplage et sonde, Ω_c et Ω_s leurs pulsations de Rabi respectives. On note $\delta = \omega_s - \omega_c$ la différence de pulsations entre les deux champs. **(b)** Profil de transmission du champ sonde en fonction de δ pour $\Gamma_0/2\pi = 1.6$ MHz, $\gamma_t/2\pi = 3$ kHz, $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz et $\hbar\omega_0/\sigma = 4,6 \times 10^{-4}$ W.m⁻².s.

Un système à deux niveaux ouvert comme représenté sur la figure B.2(a), avec des taux d'alimentation et de perte vers l'extérieur du niveau $|g\rangle$ très faibles (égaux à $\gamma_t \ll \Gamma_0$) et un taux de perte vers l'extérieur du niveau excité $|e\rangle$ plus important, de l'ordre de grandeur de Γ_0 , donne lieu à une résonance CPO fine limitée par γ_t aux faibles puissances de couplage et qui s'élargit par saturation. En effet, en écrivant pour le système ouvert B.2(a), les équations cinétiques de manière analogue au système à deux niveaux fermé, on obtient dans les conditions de faibles désaccords $\delta \ll \Gamma_0$ (et en choisissant le taux de perte vers l'extérieur du niveau $|e\rangle$ rigoureusement égal à Γ_0 pour simplifier les calculs) une réponse de la forme suivante :

$$w_1 = -w_0 \frac{I_1 \sigma}{2\hbar\omega_0} \frac{1}{(\gamma_t - i\delta) + \frac{I_0 \sigma}{2\hbar\omega_0}}.$$

Une analyse à grand désaccord (voir référence [Lauprêtre, 2012]) indique que la fenêtre de transmission usuelle du CPO, limitée par le taux de relaxation du niveau excité Γ_0 est toujours présente. La figure B.2(b) montre le profil de transmission global obtenu pour

le système ouvert B.2(a) : on observe une résonance fine par-dessus la résonance CPO habituelle.

B.2 CPO dans un système à trois niveaux en Λ

B.2.1 Système étudié

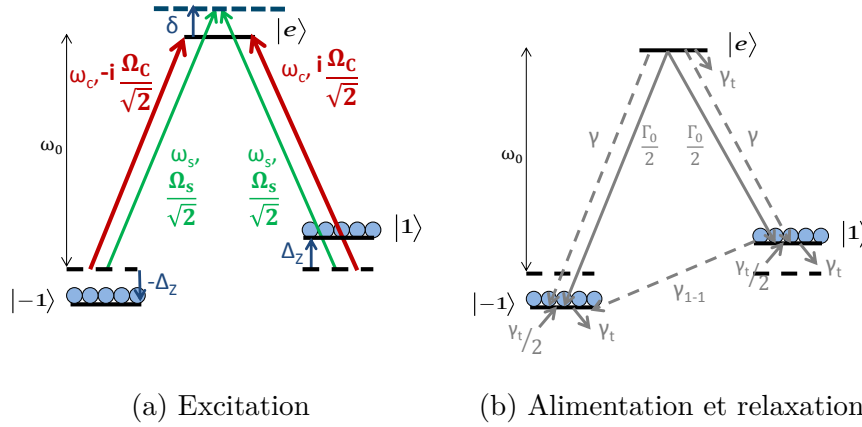


FIGURE B.3 – Système à trois niveaux. **(a) Excitation** : Ω_c et Ω_s sont les pulsations de Rabi des faisceaux de couplage et sonde, et $\omega_c \approx \omega_0$ et ω_s leurs pulsations respectives. On note $\delta = \omega_s - \omega_c$ la différence de pulsation entre les deux champs. Les polarisations sont choisies linéaires orthogonales. $\pm\Delta_z$ est le décalage Zeeman des niveaux fondamentaux $|\pm 1\rangle$, induit lorsque l'on applique un champ magnétique longitudinal dans le but de décaler la condition de résonance à deux photons où apparaît la fenêtre EIT. **(b) Alimentation et relaxation** : le niveau excité $|e\rangle$ se désexcite vers les niveaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ avec le même taux $\frac{\Gamma_0}{2}$, γ est le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé identique sur chaque bras du système en Λ , γ_{1-1} le taux de relaxation de la cohérence Raman, γ_t le taux de transit des atomes à travers le faisceau.

Soit un système atomique en forme de Λ , composé de deux niveaux fondamentaux non dégénérés, notés $|1\rangle$ et $|-1\rangle$, couplés à un même niveau excité $|e\rangle$, comme indiqué sur la figure B.3. N_1 , N_{-1} , N_e sont les populations respectives de ces niveaux et $\pm\Delta_z$ est le décalage Zeeman des niveaux fondamentaux $|\pm 1\rangle$ respectivement. Deux champs électromagnétiques cohérents sont appliqués : une pompe de pulsation ω_c proche de ω_0 , et une sonde légèrement désaccordée par rapport à la pompe, de pulsation $\omega_s = \omega_c + \delta$. Leurs pulsations de Rabi vérifient : $\Omega_s \ll \Omega_c$. On choisit des polarisations linéaires orthogonales

pour les champs de couplage et sonde ; l'axe de quantification est parallèle à la direction de propagation.

On définit les termes de relaxation suivants :

- Γ_0 , le taux d'émission spontanée de l'atome depuis le niveau excité $|e\rangle$,
- γ_t , le taux de transit des atomes à travers le faisceau. Il correspond au taux de perte des populations vers l'extérieur, supposé identique pour les trois niveaux. Le taux d'alimentation des niveaux est également relié au taux de transit : le taux d'alimentation de chacun des niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ vaut $\frac{\gamma_t}{2}$. L'état excité $|e\rangle$ relaxant généralement très vite de manière égale vers les deux niveaux inférieurs, on considère que son taux d'alimentation est nul.
- γ , le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé égal pour les deux bras du système en Λ ,
- $\gamma_{1,-1}$, le taux de relaxation de la cohérence Raman, entre les deux niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$.

B.2.2 Modèle théorique

Les équations cinétiques pour le système à trois niveaux en Λ , illustré sur la figure B.3, sont écrites ci-dessous ; elles peuvent également être trouvées dans la référence [de Almeida et al., 2014] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_e}{dt} = -(\Gamma_0 + \gamma_t)N_e + \frac{I^- \sigma}{\hbar\omega_0}(N_{-1} - N_e) + \frac{I^+ \sigma}{\hbar\omega_0}(N_1 - N_e) \\ \frac{dN_{-1}}{dt} = \gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2}N_e - \gamma_t N_{-1} - \frac{I^- \sigma}{\hbar\omega_0}(N_{-1} - N_e) \\ \frac{dN_1}{dt} = \gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2}N_e - \gamma_t N_1 - \frac{I^+ \sigma}{\hbar\omega_0}(N_1 - N_e), \end{array} \right. \quad (\text{B.9})$$

où σ est la section efficace d'absorption, I^- et I^+ sont les intensités totales (la création du champ complémentaire est ici négligée) sur les bras $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ et $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ respectivement du système en Λ . Le raisonnement est analogue à celui du paragraphe précédent (B.1.2) pour le système à deux niveaux. On effectue un développement perturbatif au

premier ordre en champ sonde sur les intensités et populations :

$$I^\pm(t) = I_0^\pm + I_1^\pm e^{-i\delta t} + I_{-1}^\pm e^{i\delta t}, \quad (\text{B.10})$$

$$N_j(t) = N_{j,0} + N_{j,1} e^{-i\delta t} + N_{j,-1} e^{i\delta t}, \quad (\text{B.11})$$

où l'indice $j = e, -1, 1$ désigne les niveaux atomiques. De même, les différences de population $w^- = N_e - N_{-1}$ et $w^+ = N_e - N_1$, définies respectivement sur les transitions $|e\rangle \longleftrightarrow |-1\rangle$ et $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ du système en Λ , s'écrivent en tenant compte du développement perturbatif : $w^\pm(t) = w_0^\pm + w_1^\pm e^{-i\delta t} + w_{-1}^\pm e^{i\delta t}$. A partir du système (B.9), en s'intéressant successivement aux termes d'ordre 0 et 1, on obtient les expressions suivantes pour les parties oscillantes de l'inversion de population sur chacun des bras du système en Λ :

$$w_1^- = -\frac{w_0}{2} \left[\frac{3(I_1^- + I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\Gamma_0 + \gamma_t + 3\frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} + \frac{(I_1^- - I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\gamma_t + \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} \right], \quad (\text{B.12})$$

$$w_1^+ = -\frac{w_0}{2} \left[\frac{3(I_1^- + I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\Gamma_0 + \gamma_t + 3\frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} - \frac{(I_1^- - I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\gamma_t + \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} \right], \quad (\text{B.13})$$

où

$$w_0 = -\frac{\Gamma_0 + \gamma_t}{\Gamma_0 + \gamma_t + 3\frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0}}, \quad (\text{B.14})$$

est la composante continue de l'inversion de population, de même valeur sur chacun des bras du système en Λ ($w_0 = w_0^+ = w_0^-$).

Les équations (B.12) et (B.13) font toutes deux apparaître des termes correspondant à des lorentziennes de largeurs à mi-hauteur $2(\Gamma_0 + \gamma_t)$ et $2\gamma_t$, à faible puissance de couplage. Ces résonances s'élargissent par saturation lorsqu'on augmente la puissance de couplage. Les faisceaux de couplage et sonde étant polarisés orthogonalement, les composantes des fréquences de Rabi sur chacune des transitions du système en Λ sont de signes opposés pour le champ de couplage, et de mêmes signes pour la sonde :

$$\vec{\Omega}_c \propto \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix}_{(\vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-)} \quad \text{et} \quad \vec{\Omega}_s \propto \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}_{(\vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-)}$$

(voir figure B.3(a)).

Par conséquent, les battements en intensité sur les deux bras du système en Λ sont en opposition de phase, et I_1^+ , I_1^- ont des signes opposés. Les premiers termes des équations (B.12) et (B.13), qui correspondent aux résonances CPO usuelles, de largeur $2(\Gamma_0 + \gamma_t)$, caractéristiques des systèmes fermés à deux niveaux, s'annulent. Seules les lorentziennes correspondant aux deuxième termes, de largeur limitée par le taux de relaxation des niveaux fondamentaux γ_t sont à considérer. Il convient de souligner l'importance du choix des polarisations : pour des polarisations linéaires parallèles⁵ c'est le contraire, la deuxième lorentzienne disparaît et seule la première, de largeur $2(\Gamma_0 + \gamma_t)$, est à prendre en compte. Les profils de transmission⁶ pour ces deux configurations de polarisation sont représentés sur la figure B.4.

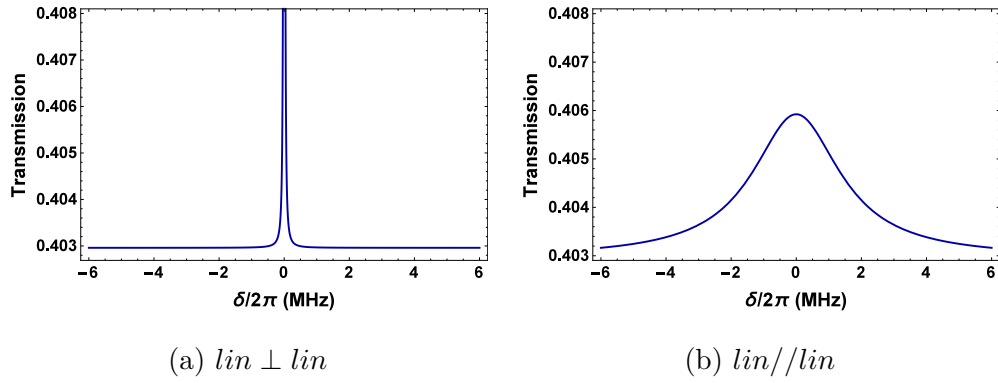


FIGURE B.4 – Profil de transmission du système à trois niveaux pour des champs de couplage et sonde de polarisations linéaires **(a) orthogonales** ($lin \perp lin$), **(b) parallèles** ($lin // lin$). Les graphes sont tracés avec la méthode des équations cinétiques en prenant les valeurs numériques suivantes : $\Gamma_0/2\pi = 1.6$ MHz, $\gamma_t/2\pi = 3$ kHz, $\Omega_c/2\pi = 3$ MHz et $\hbar\omega_0/\sigma = 4,6 \cdot 10^{-4}$ W.m⁻².s.

Ainsi, en choisissant des champs de polarisations linéaires orthogonales, une résonance CPO ultrafine dont la largeur est limitée par le taux de transit des atomes dans le faisceau γ_t , peut être générée dans un système à trois niveaux. Le taux γ_t est généralement très faible, en particulier bien plus faible que Γ_0 , paramètre qui limite la largeur des résonances

5. c'est-à-dire $\vec{\Omega}_c \propto \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}_{(\vec{\epsilon}_+, \vec{\epsilon}_-)}$ et $\vec{\Omega}_s \propto \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}_{(\vec{\epsilon}_+, \vec{\epsilon}_-)}$

6. Le calcul de la transmission à partir des expressions d'inversion de population (B.12, B.13) est détaillé dans la référence [Lauprêtre, 2012].

CPO usuelles dans les systèmes à deux niveaux fermés.

Annexe C

Valeurs numériques des paramètres expérimentaux

Les valeurs numériques des principaux paramètres expérimentaux sont données dans cette annexe. Certaines sont extraites de la référence [Courtade et al., 2002], d'autres ont été déterminées expérimentalement. Ce sont ces valeurs que nous utilisons dans les programmes de simulation de stockage présentés à la section II du chapitre 2.

C.1 Densité volumique atomique et élargissement Doppler

Nous cherchons à déterminer la largeur du profil de vitesse σ_v et la densité volumique atomique n_{at} définie par $n_{at}L\mathcal{S} = N$, N étant le nombre total d'atomes dans la cellule, L la longueur et $\mathcal{S}$ la surface de la base de la cellule de forme cylindrique. Nous supposons que le milieu est homogène (c'est-à-dire de densité atomique constante).

Nous déduisons σ_v et n_{at} de la mesure de la transmission d'une sonde faible polarisée circulairement σ_- , excitant la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$ (D_0). On applique un faisceau de couplage, de polarisation circulaire orthogonale σ_+ sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ (D_1), reproduisant le phénomène de pompage optique utilisé dans les expériences de stockage EIT. Le schéma d'excitation des raies D_0 et D_1 est représenté sur la figure C.1. Nous considérons pour les calculs un système à six états $\{e, -1, 1, 0, e', E\}$; l'état $|2^3P_1, m_j = -1\rangle$ qui n'a qu'un effet d'ordre supérieur sur le système d'intérêt en Λ $\{e, -1, 1\}$, n'est pas

pris en compte.

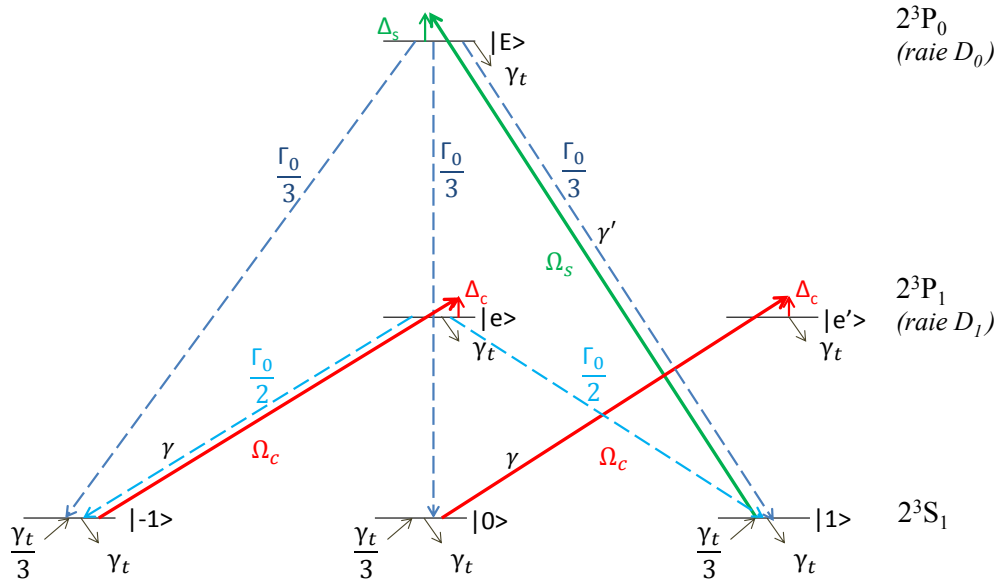


FIGURE C.1 – Système à six états $\{e, -1, 1, 0, e', E\}$. On note Γ_0 le taux d'émission spontanée de chacun des niveaux excités représentés, γ (γ') le taux de relaxation des cohérences optiques pour chaque transition de la raie D_1 (D_0), γ_t le taux de transit des atomes à travers le faisceau.

Nous mesurons la transmission du faisceau sonde pour différentes valeurs de désaccord optique $\Delta_s = \omega_s - \omega_0$, où ω_s est la pulsation du signal sonde et ω_0 est la pulsation naturelle de la transition optique $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$, prise au centre de la largeur Doppler. On explique ci-dessous les étapes de calcul suivies pour remonter aux valeurs de la densité n_{at} et de la largeur du profil de vitesse σ_v , à partir de ces mesures.

C.1.1 Calcul analytique de la transmission en intensité du faisceau sonde

Les atomes, appartenant à la classe de vitesse $[v, v + dv]$ et localisés dans la tranche $[z, z + dz]$ à l'instant t , sont caractérisés par l'élément de matrice densité¹ :

$$\rho_{ij}(v, z, t) \times n_{at} \mathcal{A} dz \times p(v) dv ,$$

où les indices $i, j \in \{e, -1, 1, 0, e', E\}$ désignent les différents états du système considéré (voir figure C.1), $\mathcal{A}$ correspond à l'aire commune aux sections des deux faisceaux et $p(v)$ est la densité de probabilité de vitesse donnée par la loi de Maxwell-Boltzmann :

$$p(v) = \frac{e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}}}{\sigma_v \sqrt{2\pi}}.$$

On résout tout d'abord les équations de Bloch optiques à l'état stationnaire pour un atome à six niveaux, situé en z et animé d'une vitesse v , en tenant compte de l'effet Doppler sur la sonde (désaccord effectif $\Delta_s - k_s v$) et le couplage (désaccord effectif $\Delta_c - k_c v$). On obtient en particulier l'expression de $\rho_{E1}^{(st)}(v, z)$.

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable et à l'état stationnaire, l'équation de propagation du champ sonde s'écrit sous la forme suivante :

$$\partial_z \Omega_s = i \frac{k_s d_{E1}}{2\hbar\epsilon_0} \mathcal{P}_s,$$

où $\mathcal{P}_s$ est la densité volumique de polarisation à la fréquence ω_s donnée par :

$$\mathcal{P}_s \mathcal{A} dz = d_{E1} \int_{-\infty}^{\infty} p(v) dv \times n_{at} \mathcal{A} dz \times \rho_{E1}^{st}(v, z),$$

et $d_{E1} = d_{1E}^* = d$ est l'élément matriciel pertinent de l'opérateur dipôle électrique $\hat{d}$.

Ainsi,

$$\Omega_s(z) = \mathcal{R}(\Delta_s, \Delta_c, z) \Omega_s(0),$$

1. $\rho(v, z, t)$ représente en réalité une matrice densité moyennée sur un élément mésoscopique de milieu, c'est-à-dire contenant "suffisamment" d'atomes mais suffisamment "petit" pour être considéré ponctuel à l'échelle des longueurs d'onde optiques.

où

$$\mathcal{R}(\Delta_s, \Delta_c, z) \equiv \exp \left[i \frac{k_s}{2} z \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dv p(v) \chi_{at}(\Delta_s - k_s v) \right\} \right], \quad (\text{C.1})$$

avec

$$\chi_{at} = \frac{n_{at} |d|^2 \rho_{E1}^{(\text{st})}}{\hbar \epsilon_0 \Omega_s}. \quad (\text{C.2})$$

On peut obtenir une expression analytique approchée de la fonction $\mathcal{T}(\Delta_s, \Delta_c, L) = |\mathcal{R}(\Delta_s, \Delta_c, L)|^2$, transmission en intensité du champ sonde², dans la limite où $\gamma \ll \sigma_v$:

$$\mathcal{T}(\Delta_s, \Delta_c) \approx \exp \left[-\frac{n_{at} |d|^2 L}{\sigma_v \hbar \epsilon_0} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \times \frac{\mathcal{F}(\Delta_s, \Delta_c)}{3} e^{-\frac{\Delta_s^2}{2k_s^2 \sigma_v^2}} \right], \quad (\text{C.3})$$

où

$$\mathcal{F}(\Delta_s, \Delta_c) = \frac{1 + \frac{2}{1 + \frac{\gamma_t (\Delta_c - \Delta_s)^2 + \gamma^2}{|\Omega_c|^2}}}{1 + \frac{4|\Omega_s|^2}{\Gamma_0 \gamma} \left\{ 1 + \frac{\frac{\Gamma_0}{3\gamma_t}}{1 + \frac{\gamma}{\gamma_t} \frac{|\Omega_c|^2}{(\Delta_c - \Delta_s)^2 + \gamma^2}} \right\}}.$$

γ est le taux de relaxation des cohérences optiques (largeur homogène), γ_t , le taux de transit atomique à travers le faisceau et Γ_0 , le taux de relaxation des populations. Des détails sur les valeurs numériques de ces taux sont donnés dans la section suivante (C.2).

C.1.2 Détermination expérimentale de la densité volumique atomique et de la largeur du profil de vitesse

Nous effectuons des mesures de transmission en intensité du champ sonde pour différentes valeurs de Δ_s . En faisant un “fit” des résultats expérimentaux obtenus par la fonction C.3, on détermine les valeurs des paramètres n_{at} et σ_v , laissés libres.

Pour un désaccord optique nul du faisceau de couplage ($\Delta_c = 0$), on obtient :

2. Le calcul d'intégrale fait précisément apparaître : $\mathcal{I} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dv \frac{p(v)}{(\delta - k_s v) + i\gamma}$. Cette intégrale peut être calculée en supposant que la largeur homogène est très faible par rapport à la largeur de $p(v)$ (soit par rapport à la largeur Doppler) : $\gamma \ll \sigma_v$. On peut alors faire l'approximation $\gamma \rightarrow 0$ dans le calcul de l'intégrale $\mathcal{I}$ et utiliser la formule de Sokhotsky :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{1}{x + i\gamma} = -i\pi \delta(x) + \mathcal{P} \left(\frac{1}{x} \right).$$

$$n_{at} = (2.19 \pm 0.01) \times 10^{17} \text{ m}^{-3},$$

et

$$\sigma_v = 719 \pm 1 \text{ m/s},$$

ce qui correspond à une demi-largeur à mi-hauteur Doppler (évaluée pour la transition D_1 utilisée lors des expériences d'EIT et CPO) :

$$\frac{W_D}{2\pi} = 0.782 \pm 0.001 \text{ GHz.} \quad (\text{C.4})$$

Cette dernière valeur est très proche de la valeur théorique fournie par la statistique de Maxwell-Boltzman, à 300 K : $\frac{W_D}{2\pi} = 0.86 \text{ GHz}$.

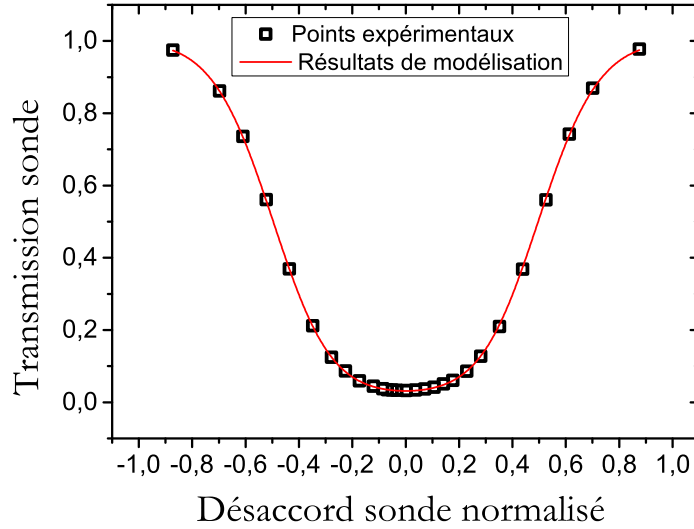


FIGURE C.2 – Transmission en intensité du faisceau sonde en fonction de son désaccord optique normalisé $\tilde{\Delta}_s = \frac{\Delta_s}{\Delta_{s,0}}$, avec $\Delta_{s,0} = 1.4 \times 10^{10} \text{ Hz}$: points expérimentaux et courbe de modélisation (ligne continue), obtenue à partir de la fonction de fit C.3, pour un faisceau de couplage appliqué à résonance $\Delta_c = 0 \text{ GHz}$.

Remarque 1 : Nous pouvons également obtenir les profils de distribution atomique lorsque le faisceau de couplage est désaccordé (voir par exemple sur la figure C.3, les profils obtenus aux désaccords optiques $\Delta_c = 1 \text{ GHz}$ et $\Delta_c = 2 \text{ GHz}$). On vérifie par les

ajustements que la largeur Doppler mesurée est indépendante de Δ_c . La répartition des classes de vitesse est peu modifiée lorsque Δ_c varie : on note seulement un léger décalage et une faible modification de l'allure gaussienne de la courbe de transmission pour le désaccord optique intermédiaire $\Delta_c = 1$ GHz. En revanche, le niveau d'absorption du faisceau sonde dépend de Δ_c : le pompage des atomes dans l'état $|g\rangle$ est plus efficace lorsque Δ_c diminue.

Remarque 2 : $N = n_{at}LS$ est le nombre total d'atomes métastables dans la cellule. En configuration de stockage CPO, le nombre d'atomes à considérer est légèrement inférieur à la valeur déterminée précédemment. En effet, le champ magnétique longitudinal appliqué de manière à isoler la résonance CPO a un effet sur la décharge RF qui permet d'exciter les atomes dans le niveau métastable : le nombre d'atomes à considérer en présence de champ magnétique est plus faible.

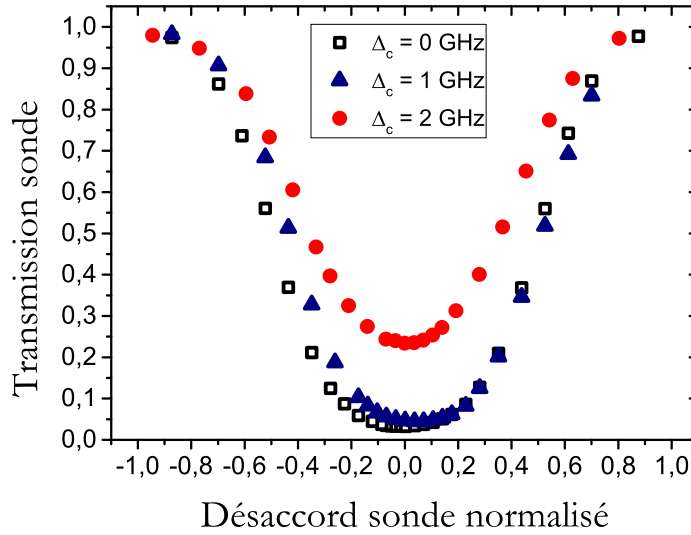


FIGURE C.3 – Transmission en intensité du faisceau sonde en fonction de son désaccord optique normalisé $\frac{\Delta_s}{\Delta_{s,0}}$, avec $\Delta_{s,0} = 1,4 \times 10^{10}$ Hz, obtenue expérimentalement pour différents désaccords optiques du faisceau de couplage Δ_c .

C.2 Taux de relaxation

Je donne ici les valeurs des taux de relaxation du système en $\Lambda \{|e\rangle, |-1\rangle, |1\rangle\}$, extrait à partir de la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ de l'hélium ^4He , représenté sur la figure C.4.

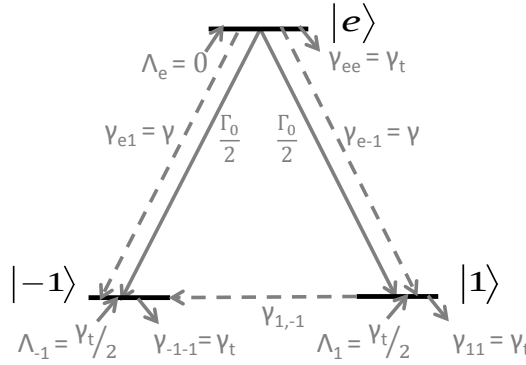


FIGURE C.4 – Système à trois niveaux $\{|e\rangle, |-1\rangle, |1\rangle\}$. Le niveau excité $|e\rangle$ se désexcite vers les niveaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ avec le même taux $\frac{\Gamma_0}{2}$. γ_{e1} et γ_{e-1} sont les taux de relaxation des cohérences optiques, supposés identiques sur chaque bras du système en Λ ($\gamma_{e1} = \gamma_{e-1} = \gamma$), γ_{1-1} le taux de relaxation de la cohérence Raman et γ_t le taux de transit des atomes à travers le faisceau. On note $\gamma_{ii, \{i=1, -1, e\}}$ le taux de relaxation vers l'extérieur de chacun des niveaux considérés. Pour chaque niveau, ce taux de perte vers l'extérieur est égal à γ_t et au double du taux d'alimentation des niveaux fondamentaux notés $\Lambda_{i, \{i=1, -1\}}$.

- Γ_0 : taux de relaxation par émission spontanée des populations de l'état $|e\rangle$ (correspondant au niveau 2^3P de ^4He)

$$\frac{\Gamma_0}{2\pi} = 1.63 \text{ MHz},$$

soit une durée de vie

$$\tau_0 = 97.8 \text{ ns.}$$

On suppose que les deux taux d'émission spontanée depuis $|e\rangle$ vers $|\pm 1\rangle$ sont identiques et égaux à $\frac{\Gamma_0}{2}$.

– **$\gamma_{e1}, \gamma_{e-1}$: taux de relaxation de la cohérence optique**

Ce taux est supposé identique pour chaque bras du système en Λ , $\gamma_{e1} = \gamma_{e-1} = \gamma$. La largeur homogène de la résonance atomique comprend une contribution liée à l'émission spontanée et des contributions créées par d'autres processus de relaxation comme les collisions ($\Gamma_{coll} = 10^8 \text{ s}^{-1}/\text{mbar}$) ou le taux de transit atomique à travers le faisceau (déterminé dans la suite de cette annexe, celui-ci est de l'ordre de la dizaine de kHz, et donc négligeable devant Γ_{coll}) :

$$\gamma = \frac{\Gamma_0}{4} + \Gamma_{coll} + \gamma_t,$$

soit pour notre cellule remplie d'hélium sous une pression d'un Torr (1.3 mbar) :

$$\frac{\gamma}{2\pi} = 2.2 \times 10^7 \text{ Hz.}$$

Remarque : pour prendre en compte tous les atomes distribués sur les différentes classes de vitesses au sein de la raie Doppler, nous remplaçons le taux de relaxation de la cohérence optique γ par sa somme avec la demi-largeur à mi-hauteur Doppler effective W_D , déterminée précédemment (expression (C.4)) : $\gamma \rightarrow \gamma + W_D$. Cette méthode donne des résultats satisfaisants en raison de la redistribution efficace du pompage par les collisions à changements de vitesses [Figuerola et al., 2006; Goldfarb et al., 2008]. Toutes nos simulations sont effectuées avec ce modèle de substitution de la largeur homogène par une largeur Doppler effective.

– **$\gamma_{1,-1}$: taux de relaxation de la cohérence Raman**

Détermination expérimentale de $\gamma_{1,-1}$

Une méthode consiste à mesurer la largeur de la résonance EIT en fonction de l'intensité du faisceau de couplage. On obtient alors une évolution linéaire, dont l'ordonnée à l'origine correspond à $\gamma_{1,-1}$. En effet, comme montré en annexe A, la largeur de la résonance EIT notée W dépend de l'intensité du

$$\text{faisceau de couplage selon la loi : } W = 2\gamma_{1,-1} + \frac{2|\Omega_c|^2}{\gamma}.$$

On mesure par cette méthode, pour un faisceau de diamètre $d=3$ mm :

$$\frac{\gamma_{1,-1}}{2\pi}(d) = 13.5 \pm 0.6 \text{ kHz.}$$

Le tracé de l'évolution des efficacités de stockage EIT mesurées expérimentalement en fonction du temps de stockage permet de retrouver ce résultat : on obtient par cette deuxième méthode une constante de temps associée à la décroissance exponentielle de $10.9 \pm 0.9 \mu\text{s}$ (soit $\frac{\gamma_{1,-1}}{2\pi} = 14.5 \pm 1.2 \text{ kHz}$) (voir graphe 3.2 du chapitre 3).

Remarque : le taux de relaxation de la cohérence Raman mesuré $\gamma_{1,-1}$ prend en compte tous les processus de relaxation : collisions, gradients de champs, et en particulier le temps passé par les atomes dans le faisceau (temps de transit, associé au taux de relaxation γ_t) : $\gamma_{1,-1} = \gamma_t + \gamma_{\text{autre}}$, où γ_{autre} désigne les processus de relaxation autres que γ_t . Pour les expériences présentées dans ce manuscrit, le diamètre des faisceaux utilisé est faible (3 mm) et $\gamma_{1,-1}$ est alors limité par le taux de transit des atomes dans le faisceau. Comme montré ci-dessous, la mesure de $\gamma_{1,-1}$ pour plusieurs diamètres de faisceaux permet d'estimer expérimentalement la contribution due au transit γ_t .

– γ_t : taux de transit des atomes à travers le faisceau

Détermination expérimentale de γ_t

Au cours de la thèse de Joyee Ghosh, des mesures ^a de $\gamma_{1,-1}$ ont été effectuées pour différents diamètres de faisceaux :

- des diamètres faibles ($d \approx 3$ mm) pour lesquels $\gamma_{1,-1}(d) = \gamma_t(d) + \gamma_{autre}$,
- des diamètres larges ($D \approx 1$ ou 2 cm) pour lesquels $\gamma_t(D) \ll \gamma_{autre}$ et donc

$$\gamma_{1,-1}(D) = \gamma_t(D) + \gamma_{autre} \approx \gamma_{autre}.$$

On constate que $\gamma_{1,-1}$ est faible et varie très peu pour des diamètres de faisceaux suffisamment importants, ce qui corrobore le fait que γ_t aux grands diamètres D est négligeable et suggère que les autres contributions γ_{autre} (non liées au transit atomique) ne sont pas affectés par le diamètre des faisceaux.

Par ailleurs, la relation $\gamma_t(d) \approx \gamma_{1,-1}(d) - \gamma_{1,-1}(D)$ nous donne accès, expérimentalement, à γ_t .

^{a.} voir valeurs données dans la référence [Ghosh, 2009].

On obtient pour un diamètre faible $d = 3$ mm :

$$\frac{\gamma_t}{2\pi}(d) \approx 10 \text{ kHz.}$$

Déterminé expérimentalement, ce taux peut être relié aux taux d'alimentation et de perte vers l'extérieur des états du système (voir figure C.4). En effet, dans un gaz à température ambiante, des atomes quittent en permanence la zone d'interaction avec le faisceau. Chacun des niveaux $|i = e, 1, -1\rangle$ possède donc un taux de perte vers l'extérieur γ_{ii} égal à γ_t . De même, de nouveaux atomes alimentent en continu la zone d'interaction délimitée par le faisceau, et l'on doit donc prendre en considération les termes de source correspondants : Λ_i . En régime de conservation des populations que nous supposons atteint, le nombre d'atomes entrant dans la zone d'interaction est égal au nombre d'atomes qui en sortent : $\Lambda_e + \Lambda_1 + \Lambda_{-1} = \gamma_{ee}\sigma_{ee} + \gamma_{11}\sigma_{11} + \gamma_{-1-1}\sigma_{-1-1}$, soit $\Lambda_e + \Lambda_1 + \Lambda_{-1} = \gamma_t(\sigma_{ee} + \sigma_{11} + \sigma_{-1-1}) = \gamma_t$. Or, les nouveaux atomes à considérer, entrent en jeu suite à une excitation par la décharge RF. Ils ont une probabilité égale d'être dans l'un des trois états $|e\rangle$, $|1\rangle$ et $|-1\rangle$. Cependant l'état excité relaxe très vite, avec un même taux, vers les deux niveaux inférieurs du système en Λ . On peut par conséquent poser : $\Lambda_e = 0$ et $\Lambda_1 = \Lambda_{-1} = \frac{\gamma_t}{2}$.

Annexe D

Traitement des données

Je donne ici des précisions sur la méthode de traitement de données expérimentales utilisée pour extraire l'évolution temporelle des phases relatives entre les faisceaux de couplage et sonde, sur les parties fuite ($\Delta\phi^{(f)}$) et restitution ($\Delta\phi^{(r)}(t)$) d'une séquence de stockage EIT typique. Cette méthode a permis d'obtenir les résultats exposés au chapitre 3, sur le déphasage supplémentaire $\varphi_{EIT}(t) = \Delta\phi^{(r)}(t) - \Delta\phi^{(f)}$ imposé à l'impulsion restituée lorsque le désaccord optique Δ , identique pour les deux faisceaux, est non nul. Elle est basée sur une technique de détection homodyne qui utilise le faisceau de couplage comme oscillateur local.

L'intensité détectée à l'oscilloscope correspond au signal d'interférence entre les faisceaux de couplage et sonde :

$$I(t) = I_c + I_s(t) + \alpha\sqrt{I_c I_s(t)} \cos[\Delta\phi(t)], \quad (\text{D.1})$$

avec α le facteur de contraste, I_c l'intensité de couplage résiduel qui interfère avec le champ sonde, supposée constante sur les parties d'écriture et restitution, et $I_s(t)$ l'intensité du faisceau sonde à la sortie de la cellule. Les évolutions temporelles de l'intensité sonde, sur les parties fuite et restitution sont respectivement notées $I_s^{(f)}(t)$ et $I_s^{(r)}(t)$. On obtient les enveloppes $I_{\pm}$ du signal d'interférence par accumulation de relevés expérimentaux correspondant à différentes positions du miroir piezo-électrique et on déduit $I_s^{(f)}(t)$ et $I_s^{(r)}(t)$ de leur somme, ainsi que α de la différence ($I_+ - I_-$).

Ayant ainsi au préalable déterminé les termes apparaissant dans la formule d'interférence (D.1), on peut alors extraire les phases relatives sur les parties fuite $\Delta\phi^{(f)}$ et

restitution $\Delta\phi^{(r)}(t)$, et en déduire le déphasage recherché : $\varphi_{EIT}(t) = \Delta\phi^{(r)}(t) - \Delta\phi^{(f)}$.

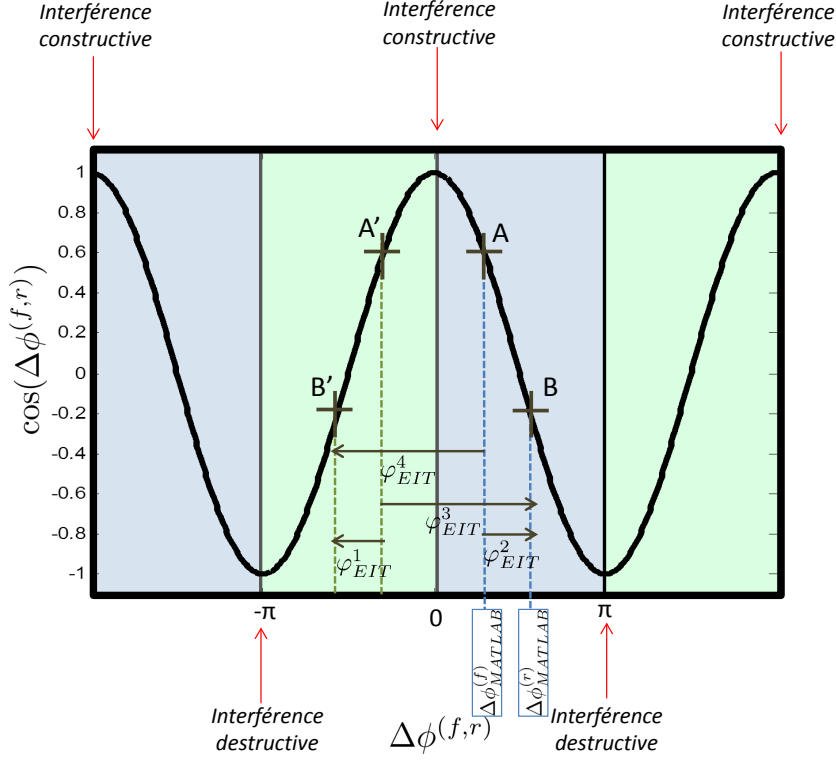


FIGURE D.1 – Schéma qui représente différentes valeurs possibles prises par les phases relatives $\Delta\phi^{(f,r)}$. Elles sont déduites des valeurs $\Delta\phi_{MATLAB}^{(f,r)}$, obtenues avec le logiciel Matlab, en considérant la parité et la périodicité de la fonction cosinus. $\varphi_{EIT}^{1,2,3,4}(t)$ indiquent les valeurs possibles pour le déphasage.

Il convient de prêter attention aux points suivants lors du traitement de données :

- **Oscillations parasites**

Les signaux enregistrés présentent des oscillations parasites de période environ égale à 90 ns sur les signaux enregistrés. Ce bruit est généré par les modulateurs acousto-optiques. En ajustant la position des modulateurs acousto-optiques, on peut atténuer cet effet. Cependant, ce réglage est difficile et lors des mesures effectuées, des oscillations sont toujours visibles sur les signaux enregistrés (voir par exemple figure D.2). Connaissant l'origine des oscillations, nous éliminons numériquement les fréquences parasites sur une plage d'environ 1 MHz, en début de traitement des données.

- **Analyse des valeurs de phases relatives $\Delta\phi^{(f)}$ et $\Delta\phi^{(r)}(t)$, obtenues avec le logiciel Matlab**

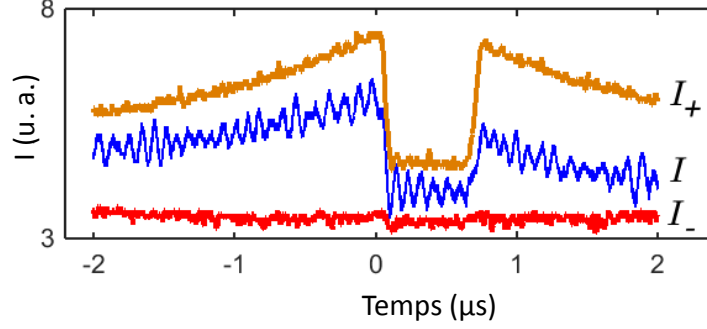


FIGURE D.2 — Evolution temporelle de l'intensité I du signal d'interférence entre les faisceaux de couplage et sonde, enregistré pour une position donnée du miroir piezo-électrique (bleu). Ce signal est contenu entre les enveloppes supérieures et inférieures $I^{(\pm)}$ du signal accumulé pour de nombreuses positions de l'actionneur piezo-électrique, représentées en orange et rouge, respectivement. Il présente des oscillations parasites de période environ égale à 90 ns. Le temps de stockage est de $T = 0.6 \mu\text{s}$ et les désaccords optiques des faisceaux de couplage et sonde sont fixés à $\Delta \approx 1 \text{ GHz}$.

Après application de la fonction “Arccos” sur le logiciel Matlab, on obtient des valeurs pour $\Delta\phi_{MATLAB}^{(f)}$ et $\Delta\phi_{MATLAB}^{(r)}(t)$ comprises dans l'intervalle $[0, \pi]$. La fonction cosinus étant périodique et paire, les phases relatives sont en réalité connues à $2k\pi$ près ($k \in \mathbb{Z}$), avec une indétermination sur le signe. Pour la *fuite*, on peut donc avoir : $\Delta\phi^{(f)} = +\Delta\phi_{MATLAB}^{(f)} + 2k\pi$ (cadrans du cosinus représentés en bleu sur la figure D.1) ou $\Delta\phi^{(f)} = -\Delta\phi_{MATLAB}^{(f)} + 2k\pi$ (cadrans du cosinus représentés en vert). On note A et A', les points ayant pour ordonnée $\cos(\Delta\phi_{MATLAB}^{(f)})$ respectivement sur les cadrans bleus et verts centraux ($k = 0$). De même, pour la *restitution*, $\Delta\phi^{(r)}(t) = +\Delta\phi_{MATLAB}^{(r)}(t) + 2k\pi$ (cadrans bleus) ou $\Delta\phi^{(r)}(t) = -\Delta\phi_{MATLAB}^{(r)}(t) + 2k\pi$ (cadrans verts). On note B et B' les points ayant pour ordonnée $\cos(\Delta\phi_{MATLAB}^{(r)}(t))$ sur les cadrans centraux ($k = 0$). On localise ainsi précisément sur le schéma (utilisation de “points” comme marqueurs), les parties de la courbe où la phase relative peut prendre les valeurs possibles $\Delta\phi^{(r)}(t) = \pm\Delta\phi_{MATLAB}^{(r)}(t) + 2k\pi$ pour la restitution. En réalité, il existe une légère dépendance temporelle de la phase relative à la restitution $\Delta\phi^{(r)}(t)$: la position exacte varie légèrement autour des points repérés, en fonction du temps ; mais je ne représente pas ici cette dépendance temporelle dans le but de rendre plus clairs le schéma et les explications associées.

Si l'on considère les deux cadrans centraux, on peut définir quatre déphasages globaux entre la restitution et la fuite $\varphi_{EIT}(t) = \Delta\phi^{(r)}(t) - \Delta\phi^{(f)}$: $\varphi_{EIT}^1(t)$, $\varphi_{EIT}^2(t)$, $\varphi_{EIT}^3(t)$ et $\varphi_{EIT}^4(t)$ respectivement définis entre les points A' et B', A et B, A' et B, et A et B'. Pour savoir quel déphasage est pertinent, il convient d'analyser au préalable l'évolution des signaux d'interférence avec la phase de l'oscillateur local, au moment de la prise de mesure. Différents comportements sont visibles en fonction du désaccord optique Δ , comme expliqué ci-dessous.

Pour des désaccords optiques faibles (jusqu'à $\Delta \approx 1.5$ GHz), le déphasage $\varphi_{EIT}(t)$ est faible. On observe à l'oscilloscope une oscillation des signaux d'interférence qui évoluent généralement dans le même sens sur les parties écriture et restitution : les signaux d'interférence à l'écriture et à la restitution montent et se dirigent vers le point d'interférence constructive (enveloppe orange sur la figure D.2) ou au contraire, descendent et évoluent tous deux vers le point d'interférence destructive (enveloppe rouge sur la figure D.2). Dans ces conditions, $\Delta\phi^{(f)}$ et $\Delta\phi^{(r)}(t)$ se situent sur le même cadran du cosinus, à l'instant de la prise de mesure : par conséquent, seuls les déphasages $\varphi_{EIT}^1(t)$ et $\varphi_{EIT}^2(t)$ doivent être retenus. Ensuite, le choix entre $\varphi_{EIT}^1(t)$ et $\varphi_{EIT}^2(t) = -\varphi_{EIT}^1(t)$ peut se faire en déterminant si la restitution est globalement en avance ou en retard sur la fuite. Pour cela, une méthode consiste à enregistrer simultanément la séquence de stockage et le signal sinusoïdal délivré par le Générateur Basse Fréquence, permettant d'alimenter le miroir piezo-électrique.

Lorsque le désaccord optique devient plus important, le déphasage augmente et la probabilité pour que les impulsions sur la partie écriture et restitution évoluent dans des sens opposés au moment de l'acquisition des données (l'une des impulsions se dirige vers un point d'interférence tandis que l'autre vient de le quitter) devient plus grande. Dans ces conditions, $\Delta\phi^{(f)}(t)$ et $\Delta\phi^{(r)}(t)$ sont représentés sur deux cadrans colorés adjacents, selon le schéma D.1. Les déphasages à considérer sont donc, dans ce cas, $\varphi_{EIT}^3(t)$ et $\varphi_{EIT}^4(t)$.

Annexe E

Equations à la base du programme perturbatif

Cette annexe décrit en détail le développement perturbatif des équations de Maxwell-Bloch en champ sonde, utilisé au chapitre 4. La figure E.1 rappelle les notations introduites au chapitre 2 pour les différentes caractéristiques du système en Λ $\{|e\rangle, |1\rangle, |-1\rangle\}$ considéré.

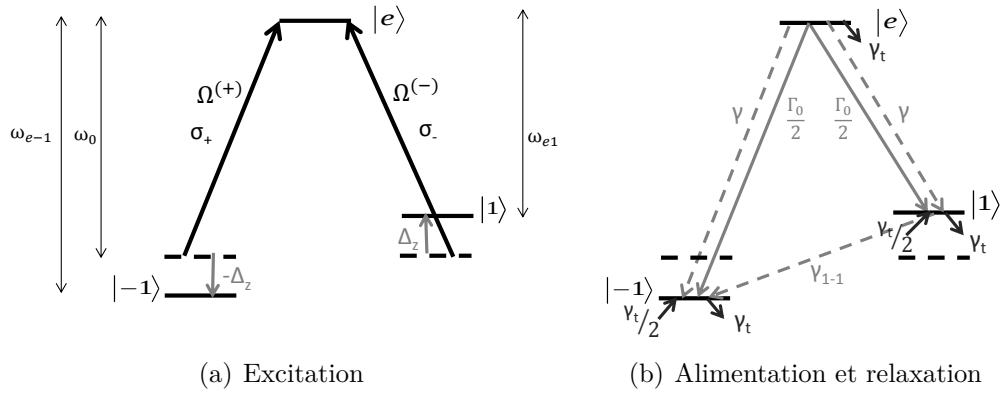


FIGURE E.1 – Système en Λ . **(a) Excitation** : $\Omega^{(+)}$ et $\Omega^{(-)}$ sont les composantes de la pulsation de Rabi du champ total selon σ_+ et σ_- respectivement. $\pm\Delta_z$ est la levée de dégénérescence des niveaux $|\pm 1\rangle$. **(b) Alimentation et relaxation** : le niveau excité $|e\rangle$ se désexcite vers les niveaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$, avec le même taux $\frac{\Gamma_0}{2}$. γ est le taux de relaxation des cohérences optiques, sur chacun des bras du système en Λ , γ_{1-1} le taux de relaxation de la cohérence Raman et γ_t le taux de transit des atomes à travers le faisceau.

E.1 Rappel des équations de Maxwell-Bloch générales

On part du système d'équations de Maxwell-Bloch générales, introduites au chapitre 2 (section II) :

$$\begin{aligned}
 \partial_t \tilde{\rho}_{ee} &= -(\Gamma_0 + \gamma_t) \tilde{\rho}_{ee} + i \left(\tilde{\rho}_{1e} \Omega^{(-)} + \tilde{\rho}_{-1e} \Omega^{(+)} - \tilde{\rho}_{e1} \Omega^{(-)*} - \tilde{\rho}_{e-1} \Omega^{(+)*} \right) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e-1} &= -\gamma \tilde{\rho}_{e-1} + i(\Delta_c - \Delta_z) \tilde{\rho}_{e-1} + i \tilde{\rho}_{1-1} \Omega^{(-)} + i(\tilde{\rho}_{-1-1} - \tilde{\rho}_{ee}) \Omega^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e1} &= -\gamma \tilde{\rho}_{e1} + i(\Delta_c + \Delta_z) \tilde{\rho}_{e1} + i(\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{ee}) \Omega^{(-)} + i \tilde{\rho}_{-11} \Omega^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1-1} &= \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{ee} + \frac{\gamma_t}{2} - \gamma_t \tilde{\rho}_{-1-1} + i \left(\tilde{\rho}_{e-1} \Omega^{(+)*} - \tilde{\rho}_{-1e} \Omega^{(+)} \right) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{11} &= \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{ee} + \frac{\gamma_t}{2} - \gamma_t \tilde{\rho}_{11} + i \left(\tilde{\rho}_{e1} \Omega^{(-)*} - \tilde{\rho}_{1e} \Omega^{(-)} \right) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-11} &= -\gamma_{1,-1} \tilde{\rho}_{-11} + 2i \Delta_z \tilde{\rho}_{-11} + i \left(\tilde{\rho}_{e1} \Omega^{(+)*} - \tilde{\rho}_{-1e} \Omega^{(-)} \right),
 \end{aligned} \tag{E.1}$$

$$\{c\partial_z + \partial_t\} \Omega^{(\pm)}(z, t) = i c \eta \tilde{\rho}_{e\mp 1}(z, t). \tag{E.2}$$

Dans ces équations, on a noté $\Omega^{(\pm)}$ les composantes des pulsations de Rabi dans la base des polarisations circulaires $\{\vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-\}$, et $\tilde{\rho}_{kl}$ (où k et l font référence aux différents niveaux du système en Λ : $|1\rangle$, $|e\rangle$ ou $|-1\rangle$), les éléments de matrice densité définis dans le référentiel tournant à la pulsation du champ de couplage ω_c :

- $\rho_{e\pm 1} = \tilde{\rho}_{e\pm 1} e^{-i\omega_c(t - \frac{z}{c})}$ (*cohérences optiques*),
- $\rho_{1-1} = \tilde{\rho}_{1-1}$ (*cohérence Raman*),
- $\rho_{kk} = \tilde{\rho}_{kk}$ pour $k \in \{1, -1, e\}$ (*populations*).

De plus, on a défini $\Delta_c = \omega_c - \omega_0$, le désaccord optique du champ de couplage par rapport à la pulsation naturelle de la transition atomique ω_0 (en l'absence de champ magnétique) et $\pm \Delta_z$, la levée de dégénérescence des niveaux $|\pm 1\rangle$ respectivement, par effet Zeeman. Le terme η qui apparaît dans l'équation de propagation (E.2), s'exprime en fonction de la densité volumique atomique n_{at} et de l'élément matriciel $d = d_{e+1} = d_{e-1}$ de l'opérateur dipole électrique $\hat{d} = d \vec{\varepsilon}_+ |e\rangle \langle 1| + d \vec{\varepsilon}_- |e\rangle \langle -1| + \text{h.c.}$:

$$\eta \equiv \frac{n_{at} \omega_c |d|^2}{2 \hbar c \epsilon_0}. \tag{E.3}$$

On a par ailleurs introduit les termes de relaxation suivants, représentés sur la figure E.1(b) :

- Γ_0 , le taux d'émission spontanée de l'atome depuis le niveau excité $|e\rangle$,
- γ_t , le taux de transit des atomes dans le faisceau. Il correspond au taux de perte vers l'extérieur de chacun des niveaux. Comme la population totale est conservée et que l'état excité $|e\rangle$ relaxe très vite de manière égale vers les deux niveaux inférieurs, le taux d'alimentation de l'état excité est nul et le taux d'alimentation pour chacun des niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$ est égal à $\frac{\gamma_t}{2}$.
- γ , le taux de relaxation des cohérences optiques, supposé égal pour les deux bras du système en Λ ,
- $\gamma_{1,-1}$, le taux de relaxation de la cohérence Raman, cohérence entre les deux niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|-1\rangle$.

E.2 Développement perturbatif des équations de Maxwell-Bloch

Comme le champ de contrôle est bien plus intense que le champ sonde et le champ complémentaire qu'il engendre, on traite ces derniers comme de petites perturbations du système. On met ainsi les pulsations de Rabi et éléments de matrice densité sous la forme :

$$\begin{aligned}\Omega^{(+)} &\equiv \Omega_c^{(+)} + \Omega_s^{(+)} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} + \Omega_i^{(+)} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})}, \\ \Omega^{(-)} &\equiv \Omega_c^{(-)} + \Omega_s^{(-)} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} + \Omega_i^{(-)} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})},\end{aligned}\tag{E.4}$$

$$\tilde{\rho}_{kl} = \tilde{\rho}_{kl,c} + \tilde{\rho}_{kl,s} e^{-i\delta(t-\frac{z}{c})} + \tilde{\rho}_{kl,i} e^{i\delta(t-\frac{z}{c})},\tag{E.5}$$

en supposant $|\Omega_{s/i}^{(\pm)}| \ll |\Omega_c^{(\pm)}|$ et $|\tilde{\rho}_{kl,s/i}| \ll |\tilde{\rho}_{kl,c}|$.

On peut alors réécrire le système d'équations de Maxwell-Bloch (E.1, E.2) à l'ordre 0 puis 1 en champ sonde.

Ordre 0

La réécriture du système d'équations de Bloch (E.1) à l'ordre 0 donne :

$$\begin{aligned}
 \partial_t \tilde{\rho}_{ee,c} &= i \left(\tilde{\rho}_{1e,c} \Omega_c^{(-)} + \tilde{\rho}_{-1e,c} \Omega_c^{(+)} - \tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_c^{(-)*} - \tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_c^{(+)*} \right) - (\Gamma_0 + \gamma_t) \tilde{\rho}_{ee,c} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e-1,c} &= -[\gamma - i(\Delta_c - \Delta_z)] \tilde{\rho}_{e-1,c} + i \tilde{\rho}_{1-1,c} \Omega_c^{(-)} - i(\tilde{\rho}_{ee,c} - \tilde{\rho}_{-1-1,c}) \Omega_c^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e1,c} &= -[\gamma - i(\Delta_c + \Delta_z)] \tilde{\rho}_{e1,c} - i(\tilde{\rho}_{ee,c} - \tilde{\rho}_{11,c}) \Omega_c^{(-)} + i \tilde{\rho}_{-11,c} \Omega_c^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1-1,c} &= -\gamma_t \tilde{\rho}_{-1-1,c} - i \left(\tilde{\rho}_{-1e,c} \Omega_c^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_c^{(+)*} \right) + \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{ee,c} + \frac{\gamma_t}{2} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{11,c} &= -\gamma_t \tilde{\rho}_{11,c} + \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{ee,c} - i \left(\tilde{\rho}_{1e,c} \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_c^{(-)*} \right) + \frac{\gamma_t}{2} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-11,c} &= -[\gamma_{1,-1} - 2i\Delta_z] \tilde{\rho}_{-11,c} - i \left(\tilde{\rho}_{-1e,c} \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_c^{(+)*} \right).
 \end{aligned} \tag{E.6}$$

En utilisant la relation de conjugaison sur les éléments de matrices densités ($\forall k, l \in \{e, 1, -1\}$, $\tilde{\rho}_{kl,c} = \tilde{\rho}_{lk,c}^*$) et en considérant que la somme des populations est conservée ($\tilde{\rho}_{ee,c} = 1 - (\tilde{\rho}_{11,c} + \tilde{\rho}_{-1-1,c})$), on peut simplifier le système précédent (E.6), comme suit :

$$\begin{aligned}
 \partial_t \tilde{\rho}_{e-1,c} &= -[\gamma - i(\Delta_c - \Delta_z)] \tilde{\rho}_{e-1,c} + i \tilde{\rho}_{1-1,c} \Omega_c^{(-)} - i(1 - \tilde{\rho}_{11,c} - 2\tilde{\rho}_{-1-1,c}) \Omega_c^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e1,c} &= -[\gamma - i(\Delta_c + \Delta_z)] \tilde{\rho}_{e1,c} - i(1 - 2\tilde{\rho}_{11,c} - \tilde{\rho}_{-1-1,c}) \Omega_c^{(-)} + i \tilde{\rho}_{-11,c} \Omega_c^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1-1,c} &= -\left(\gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2}\right) \tilde{\rho}_{-1-1,c} - \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{11,c} - i \left(\tilde{\rho}_{e-1,c}^* \Omega_c^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_c^{(+)*} \right) + \frac{\Gamma_0 + \gamma_t}{2} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{11,c} &= -\left(\gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2}\right) \tilde{\rho}_{11,c} - \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{-1-1,c} - i \left(\tilde{\rho}_{e1,c}^* \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_c^{(-)*} \right) + \frac{\Gamma_0 + \gamma_t}{2} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{1-1,c} &= -[\gamma_{1,-1} + 2i\Delta_z] \tilde{\rho}_{1-1,c} + i \left(\tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_c^{(-)*} - \tilde{\rho}_{e1,c}^* \Omega_c^{(+)} \right).
 \end{aligned} \tag{E.7}$$

L'équation de propagation à l'ordre 0 s'écrit :

$$\{c\partial_z + \partial_t\} \Omega_c^{(\pm)}(z, t) = i c \eta_{\pm} \tilde{\rho}_{e\mp 1,c}(z, t). \tag{E.8}$$

Ordre 1

De même, on écrit les termes d'ordre 1 du système. En utilisant la relation de conjugaison $\forall k, l \in \{e, 1, -1\}$, $\tilde{\rho}_{kl,i} = \tilde{\rho}_{lk,s}^*$ qui découle de l'hermiticité de la matrice densité, on

élimine les éléments de matrice densité $\tilde{\rho}_{kl,i}$ et on ne conserve que les variables $\tilde{\rho}_{lk,s}$:

$$\begin{aligned}
 \partial_t \tilde{\rho}_{ee,s} &= -(\Gamma_0 + \gamma_t - i\delta) \tilde{\rho}_{ee,s} \\
 &\quad - i \left(\tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_i^{(-)*} + \tilde{\rho}_{e1,s} \Omega_c^{(-)*} + \tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_i^{(+)*} + \tilde{\rho}_{e-1,s} \Omega_c^{(+)*} \right. \\
 &\quad \left. - \tilde{\rho}_{1e,c} \Omega_s^{(-)} - \tilde{\rho}_{1e,s} \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{-1e,c} \Omega_s^{(+)} - \tilde{\rho}_{-1e,s} \Omega_c^{(+)} \right) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e-1,s} &= -[\gamma - i(\Delta_c - \Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{e-1,s} + i \tilde{\rho}_{1-1,c} \Omega_s^{(-)} + i \tilde{\rho}_{1-1,s} \Omega_c^{(-)} \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{ee,c} - \tilde{\rho}_{-1-1,c}) \Omega_s^{(+)} - i(\tilde{\rho}_{ee,s} - \tilde{\rho}_{-1-1,s}) \Omega_c^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e1,s} &= -[\gamma - i(\Delta_c + \Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{e1,s} - i(\tilde{\rho}_{ee,s} - \tilde{\rho}_{11,s}) \Omega_c^{(-)} \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{ee,c} - \tilde{\rho}_{11,c}) \Omega_s^{(-)} + i \tilde{\rho}_{-11,s} \Omega_c^{(+)} + i \tilde{\rho}_{-11,c} \Omega_s^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1-1,s} &= -(\gamma_t - i\delta) \tilde{\rho}_{-1-1,s} + \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{ee,s} - i \left(\tilde{\rho}_{-1e,s} \Omega_c^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1,s} \Omega_c^{(+)*} \right) \\
 &\quad - i \left(\tilde{\rho}_{-1e,c} \Omega_s^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_i^{(+)*} \right) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{11,s} &= -(\gamma_t - i\delta) \tilde{\rho}_{11,s} + \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{ee,s} - i \left(\tilde{\rho}_{1e,s} \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,s} \Omega_c^{(-)*} \right) \\
 &\quad - i \left(\tilde{\rho}_{1e,c} \Omega_s^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_i^{(-)*} \right) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-11,s} &= -[\gamma_{1,-1} - i(2\Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{-11,s} - i \left(\tilde{\rho}_{-1e,s} \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,s} \Omega_c^{(+)*} \right) \\
 &\quad - i \left(\tilde{\rho}_{-1e,c} \Omega_s^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_i^{(+)*} \right) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1e,s} &= -[\gamma + i(\Delta_c - \Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{-1e,s} - i \tilde{\rho}_{-11,s} \Omega_c^{(-)*} - i \tilde{\rho}_{-11,c} \Omega_i^{(-)*} \\
 &\quad + i(\tilde{\rho}_{ee,s} - \tilde{\rho}_{-1-1,s}) \Omega_c^{(+)*} + i(\tilde{\rho}_{ee,c} - \tilde{\rho}_{-1-1,c}) \Omega_i^{(+)*} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{1e,s} &= -[\gamma + i(\Delta_c + \Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{1e,s} + i(\tilde{\rho}_{ee,s} - \tilde{\rho}_{11,s}) \Omega_c^{(-)*} \\
 &\quad + i(\tilde{\rho}_{ee,c} - \tilde{\rho}_{11,c}) \Omega_i^{(-)*} - i \tilde{\rho}_{1-1,s} \Omega_c^{(+)*} - i \tilde{\rho}_{1-1,c} \Omega_i^{(+)*} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{1-1,s} &= -[\gamma_{1,-1} + i(2\Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{1-1,s} + i \left(\tilde{\rho}_{e-1,s} \Omega_c^{(-)*} - \tilde{\rho}_{1e,s} \Omega_c^{(+)} \right) \\
 &\quad + i \left(\tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_i^{(-)*} - \tilde{\rho}_{1e,c} \Omega_s^{(+)} \right).
 \end{aligned} \tag{E.9}$$

On simplifie alors le système (E.9) en écrivant des relations sur les populations. A l'ordre 1, on obtient $\partial_t [\tilde{\rho}_{ee,s} + \tilde{\rho}_{-1-1,s} + \tilde{\rho}_{11,s}] = -(\gamma_t - i\delta) [\tilde{\rho}_{ee,s} + \tilde{\rho}_{-1-1,s} + \tilde{\rho}_{11,s}]$; on peut donc poser $[\tilde{\rho}_{ee,s} + \tilde{\rho}_{-1-1,s} + \tilde{\rho}_{11,s}] = 0$ à tout instant.

Finalement, avec $\tilde{\rho}_{ee,s} = -(\tilde{\rho}_{11,s} + \tilde{\rho}_{-1-1,s})$ et $\tilde{\rho}_{ee,c} = 1 - (\tilde{\rho}_{11,c} + \tilde{\rho}_{-1-1,c})$, les seules

équations de Bloch à prendre en compte à l'ordre 1 sont :

$$\begin{aligned}
 \partial_t \tilde{\rho}_{e-1,s} &= -[\gamma - i(\Delta_c - \Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{e-1,s} + i\tilde{\rho}_{1-1,c} \Omega_s^{(-)} + i\tilde{\rho}_{1-1,s} \Omega_c^{(-)} \\
 &\quad - i(1 - \tilde{\rho}_{11,c} - 2\tilde{\rho}_{-1-1,c}) \Omega_s^{(+)} + i(\tilde{\rho}_{11,s} + 2\tilde{\rho}_{-1-1,s}) \Omega_c^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e1,s} &= -[\gamma - i(\Delta_c + \Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{e1,s} + i(\tilde{\rho}_{-1-1,s} + 2\tilde{\rho}_{11,s}) \Omega_c^{(-)} \\
 &\quad - i(1 - 2\tilde{\rho}_{11,c} - \tilde{\rho}_{-1-1,c}) \Omega_s^{(-)} + i\tilde{\rho}_{-11,s} \Omega_c^{(+)} + i\tilde{\rho}_{-11,c} \Omega_s^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1-1,s} &= -\left(\gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2} - i\delta\right) \tilde{\rho}_{-1-1,s} - \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{11,s} - i(\tilde{\rho}_{-1e,s} \Omega_c^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1,s} \Omega_c^{(+)*}) \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{-1e,c} \Omega_s^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_i^{(+)*}) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{11,s} &= -\left(\gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2} - i\delta\right) \tilde{\rho}_{11,s} - \tilde{\rho}_{-1-1,s} \frac{\Gamma_0}{2} - i(\tilde{\rho}_{1e,s} \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,s} \Omega_c^{(-)*}) \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{1e,c} \Omega_s^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_i^{(-)*}) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-11,s} &= -[\gamma_{1,-1} - i(2\Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{-11,s} - i(\tilde{\rho}_{-1e,s} \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,s} \Omega_c^{(+)*}) \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{-1e,c} \Omega_s^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c} \Omega_i^{(+)*}) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1e,s} &= -[\gamma + i(\Delta_c - \Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{-1e,s} - i\tilde{\rho}_{-11,s} \Omega_c^{(-)*} - i\tilde{\rho}_{-11,c} \Omega_i^{(-)*} \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{11,s} + 2\tilde{\rho}_{-1-1,s}) \Omega_c^{(+)*} + i(1 - \tilde{\rho}_{11,c} - 2\tilde{\rho}_{-1-1,c}) \Omega_i^{(+)*} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{1e,s} &= -[\gamma + i(\Delta_c + \Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{1e,s} - i(\tilde{\rho}_{-1-1,s} + 2\tilde{\rho}_{11,s}) \Omega_c^{(-)*} \\
 &\quad + i(1 - \tilde{\rho}_{-1-1,c} - 2\tilde{\rho}_{11,c}) \Omega_i^{(-)*} - i\tilde{\rho}_{1-1,s} \Omega_c^{(+)*} - i\tilde{\rho}_{1-1,c} \Omega_i^{(+)*} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{1-1,s} &= -[\gamma_{1,-1} + i(2\Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{1-1,s} + i(\tilde{\rho}_{e-1,s} \Omega_c^{(-)*} - \tilde{\rho}_{1e,s} \Omega_c^{(+)*}) \\
 &\quad + i(\tilde{\rho}_{e-1,c} \Omega_i^{(-)*} - \tilde{\rho}_{1e,c} \Omega_s^{(+)*}) .
 \end{aligned} \tag{E.10}$$

Par ailleurs, les équations de propagation à l'ordre 1 s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 \{c\partial_z + \partial_t\} \Omega_s^{(\pm)}(z, t) &= i c \eta_{\pm} \tilde{\rho}_{e\mp 1,s}(z, t), \\
 \{c\partial_z + \partial_t\} \Omega_i^{(\pm)}(z, t) &= i c \eta_{\pm} \tilde{\rho}_{\mp 1e,s}^*(z, t).
 \end{aligned} \tag{E.11}$$

Précisions sur le domaine de validité des équations

On a tout d'abord fait l'hypothèse à la base du développement perturbatif, d'un champ signal faible : $|\Omega_s| \ll |\Omega_c|$. Ensuite, pour pouvoir écrire séparément des équations sur les variables Ω_s et Ω_i quand on s'intéresse à l'ordre 1, il faut supposer que les spectres des

champs signal et complémentaire ne se recouvrent pas, c'est-à-dire que l'écart entre les fréquences centrales des impulsions signal et complémentaire est suffisamment important par rapport à la largeur des spectres. Pour une impulsion exponentielle de temps de montée $t_s = 2 \mu s$, ceci est vérifié lorsque $\delta > 80 \text{ kHz}$. On note que le programme perturbatif fonctionne également pour $\delta = 0 \text{ kHz}$: dans ce cas, les impulsions signal et complémentaire sont en réalité confondues.

Ainsi, le programme perturbatif écrit à partir des équations établies au-dessus peut être utilisé dans les cas où :

- $\delta = 0 \text{ kHz}$,
- $\delta > \frac{1}{t_s}$.

Cependant, lorsque δ est faible et non nul (pour $0 < \delta \leq \frac{1}{t_s}$), le programme perturbatif donne également des résultats cohérents, comme on peut le voir sur la figure E.2.

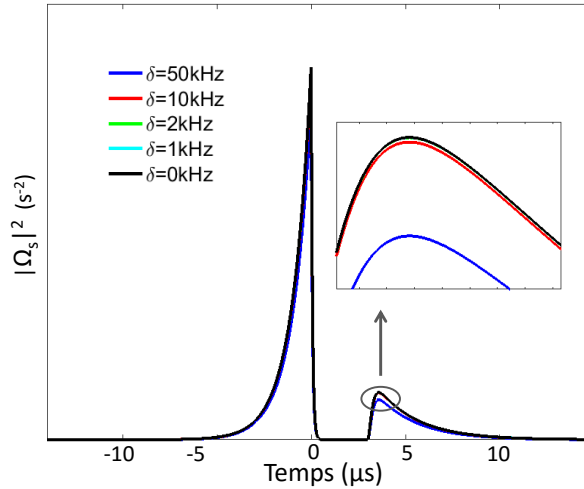


FIGURE E.2 – Evolution temporelle de l'intensité du champ signal à la sortie de la cellule, pour une séquence de stockage typique de temps de stockage $T = 3 \mu s$. Le temps de montée de l'impulsion signal incidente est $t_s = 2 \mu s$. Les courbes sont tracées pour différentes valeurs de δ .

En réalité, on aurait pu développer un programme perturbatif qui considère un ordre 1 global, c'est-à-dire ne définir qu'une seule variable pour le champ de faible intensité qui inclut à la fois le champ signal Ω_s et le champ complémentaire Ω_i créé au cours de la propagation à travers le milieu. Alors, il n'aurait pas été nécessaire de veiller à ce que

la condition $\delta > \frac{1}{t_s}$ soit satisfaite. Cependant, le fait de considérer un seul champ total de faible intensité aurait rendu l'analyse des résultats de simulations numériques plus délicate. On préfère en pratique séparer les variables Ω_s et Ω_i dans les équations à la base du programme, afin de pouvoir étudier par la suite l'évolution spécifique de chacune d'entre elles.

E.3 Résumé des équations obtenues après développement perturbatif

Voici le résumé des équations de Maxwell-Bloch à prendre en compte :

$$\begin{aligned} \{c\partial_z + \partial_t\} \Omega_c^{(\pm)}(z, t) &= i c \eta_{\pm} \tilde{\rho}_{e\mp 1, c}(z, t), \\ \{c\partial_z + \partial_t\} \Omega_s^{(\pm)}(z, t) &= i c \eta_{\pm} \tilde{\rho}_{e\mp 1, s}(z, t), \\ \{c\partial_z + \partial_t\} \Omega_i^{(\pm)}(z, t) &= i c \eta_{\pm} \tilde{\rho}_{\mp 1e, s}^*(z, t), \end{aligned} \quad (\text{E.12})$$

$$\begin{aligned} \partial_t \tilde{\rho}_{e-1, c} &= -[\gamma - i(\Delta_c - \Delta_z)] \tilde{\rho}_{e-1, c} + i \tilde{\rho}_{1-1, c} \Omega_c^{(-)} - i(1 - \tilde{\rho}_{11, c} - 2\tilde{\rho}_{-1-1, c}) \Omega_c^{(+)} \\ \partial_t \tilde{\rho}_{e1, c} &= -[\gamma - i(\Delta_c + \Delta_z)] \tilde{\rho}_{e1, c} - i(1 - 2\tilde{\rho}_{11, c} - \tilde{\rho}_{-1-1, c}) \Omega_c^{(-)} + i \tilde{\rho}_{-11, c} \Omega_c^{(+)} \\ \partial_t \tilde{\rho}_{-1-1, c} &= -\left(\gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2}\right) \tilde{\rho}_{-1-1, c} - \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{11, c} - i(\tilde{\rho}_{e-1, c}^* \Omega_c^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1, c} \Omega_c^{(+)*}) + \frac{\Gamma_0 + \gamma_t}{2} \\ \partial_t \tilde{\rho}_{11, c} &= -\left(\gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2}\right) \tilde{\rho}_{11, c} - \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{-1-1, c} - i(\tilde{\rho}_{e1, c}^* \Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1, c} \Omega_c^{(-)*}) + \frac{\Gamma_0 + \gamma_t}{2} \\ \partial_t \tilde{\rho}_{1-1, c} &= -[\gamma_{1, -1} + 2i\Delta_z] \tilde{\rho}_{1-1, c} + i(\tilde{\rho}_{e-1, c} \Omega_c^{(-)*} - \tilde{\rho}_{e1, c}^* \Omega_c^{(+)}), \end{aligned} \quad (\text{E.13})$$

$$\begin{aligned}
 \partial_t \tilde{\rho}_{e-1,s} &= -[\gamma - i(\Delta_c - \Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{e-1,s} + i\tilde{\rho}_{1-1,c}\Omega_s^{(-)} + i\tilde{\rho}_{1-1,s}\Omega_c^{(-)} \\
 &\quad - i(1 - \tilde{\rho}_{11,c} - 2\tilde{\rho}_{-1-1,c})\Omega_s^{(+)} + i(\tilde{\rho}_{11,s} + 2\tilde{\rho}_{-1-1,s})\Omega_c^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{e1,s} &= -[\gamma - i(\Delta_c + \Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{e1,s} + i(\tilde{\rho}_{-1-1,s} + 2\tilde{\rho}_{11,s})\Omega_c^{(-)} \\
 &\quad - i(1 - 2\tilde{\rho}_{11,c} - \tilde{\rho}_{-1-1,c})\Omega_s^{(-)} + i\tilde{\rho}_{-11,s}\Omega_c^{(+)} + i\tilde{\rho}_{-11,c}\Omega_s^{(+)} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1-1,s} &= -\left(\gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2} - i\delta\right) \tilde{\rho}_{-1-1,s} - \frac{\Gamma_0}{2} \tilde{\rho}_{11,s} - i(\tilde{\rho}_{-1e,s}\Omega_c^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1,s}\Omega_c^{(+)*}) \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{-1e,c}\Omega_s^{(+)} - \tilde{\rho}_{e-1,c}\Omega_i^{(+)*}) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{11,s} &= -\left(\gamma_t + \frac{\Gamma_0}{2} - i\delta\right) \tilde{\rho}_{11,s} - \tilde{\rho}_{-1-1,s} \frac{\Gamma_0}{2} - i(\tilde{\rho}_{1e,s}\Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,s}\Omega_c^{(-)*}) \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{1e,c}\Omega_s^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c}\Omega_i^{(-)*}) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-11,s} &= -[\gamma_{1,-1} - i(2\Delta_z + \delta)] \tilde{\rho}_{-11,s} - i(\tilde{\rho}_{-1e,s}\Omega_c^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,s}\Omega_c^{(+)*}) \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{-1e,c}\Omega_s^{(-)} - \tilde{\rho}_{e1,c}\Omega_i^{(+)*}) \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{-1e,s} &= -[\gamma + i(\Delta_c - \Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{-1e,s} - i\tilde{\rho}_{-11,s}\Omega_c^{(-)*} - i\tilde{\rho}_{-11,c}\Omega_i^{(-)*} \\
 &\quad - i(\tilde{\rho}_{11,s} + 2\tilde{\rho}_{-1-1,s})\Omega_c^{(+)*} + i(1 - \tilde{\rho}_{11,c} - 2\tilde{\rho}_{-1-1,c})\Omega_i^{(+)*} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{1e,s} &= -[\gamma + i(\Delta_c + \Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{1e,s} - i(\tilde{\rho}_{-1-1,s} + 2\tilde{\rho}_{11,s})\Omega_c^{(-)*} \\
 &\quad + i(1 - \tilde{\rho}_{-1-1,c} - 2\tilde{\rho}_{11,c})\Omega_i^{(-)*} - i\tilde{\rho}_{1-1,s}\Omega_c^{(+)*} - i\tilde{\rho}_{1-1,c}\Omega_i^{(+)*} \\
 \partial_t \tilde{\rho}_{1-1,s} &= -[\gamma_{1,-1} + i(2\Delta_z - \delta)] \tilde{\rho}_{1-1,s} + i(\tilde{\rho}_{e-1,s}\Omega_c^{(-)*} - \tilde{\rho}_{1e,s}\Omega_c^{(+)*}) \\
 &\quad + i(\tilde{\rho}_{e-1,c}\Omega_i^{(-)*} - \tilde{\rho}_{1e,c}\Omega_s^{(+)*}).
 \end{aligned} \tag{E.14}$$

Ces équations peuvent être résolues numériquement sous Matab. Elles sont à la base du programme de simulations numériques auquel on se réfère, au chapitre 4, sous le nom de “programme perturbatif”.

Bibliographie

- Abi-Salloum, T. Y. (2010). Electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting : Two similar but distinct phenomena in two categories of three-level atomic systems. *Physical Review A*, **81**(5) :053836.
- Afzelius, M., Chanelière, T., Cone, R. L., Kröll, S., Moiseev, S. A., Sellars, M., et al. (2010a). Photon-echo quantum memory in solid state systems. *Laser & Photonics Reviews*, **4**(2) :244–267.
- Afzelius, M., Simon, C., De Riedmatten, H., and Gisin, N. (2009). Multimode quantum memory based on atomic frequency combs. *Physical Review A*, **79**(5) :052329.
- Afzelius, M., Usmani, I., Amari, A., Lauritzen, B., Walther, A., Simon, C., Sangouard, N., Minář, J., De Riedmatten, H., Gisin, N., and Kröll, S. (2010b). Demonstration of atomic frequency comb memory for light with spin-wave storage. *Physical review letters*, **104**(4) :040503.
- Alexander, A., Longdell, J., Sellars, M., and Manson, N. (2006). Photon echoes produced by switching electric fields. *Physical review letters*, **96**(4) :043602.
- Appel, J., Figueroa, E., Korystov, D., Lobino, M., and Lvovsky, A. (2008). Quantum memory for squeezed light. *Physical Review Letters*, **100**(9) :093602.
- Appel, J., Windpassinger, P. J., Oblak, D., Hoff, U. B., Kjærgaard, N., and Polzik, E. S. (2009). Mesoscopic atomic entanglement for precision measurements beyond the standard quantum limit. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **106**(27) :10960–10965.
- Aspect, A., Arimondo, E., Kaiser, R., Vansteenkiste, N., and Cohen-Tannoudji, C. (1988). Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. *Physical Review Letters*, **61**(7) :826.

BIBLIOGRAPHIE

- Balabas, M., Karaulanov, T., Ledbetter, M., and Budker, D. (2010). Polarized alkali-metal vapor with minute-long transverse spin-relaxation time. *Physical Review Letters*, **105**(7) :070801.
- Bennett, C. H., Brassard, G., Crépeau, C., Jozsa, R., Peres, A., and Wootters, W. K. (1993). Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Physical Review Letters*, **70**(13) :1895.
- Berger, P. (2012). *Lumière lente et rapide dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour des applications en optique micro-onde et aux RADAR*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI.
- Bigelow, M. S., Lepeshkin, N. N., and Boyd, R. W. (2003a). Observation of ultraslow light propagation in a ruby crystal at room temperature. *Physical Review Letters*, **90**(11) :113903.
- Bigelow, M. S., Lepeshkin, N. N., and Boyd, R. W. (2003b). Superluminal and slow light propagation in a room-temperature solid. *Science*, **301**(5630) :200–202.
- Boller, K.-J., Imamoglu, A., and Harris, S. E. (1991). Observation of electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, **66**(20) :2593.
- Bonarota, M., Dajczgewand, J., Louchet-Chauvet, A., Le Gouët, J., and Chanelière, T. (2014). Photon echo with a few photons in two-level atoms. *Laser Physics*, **24**(9) :094003.
- Boyd, R. W., Raymer, M. G., Narum, P., and Harter, D. J. (1981). Four-wave parametric interactions in a strongly driven two-level system. *Physical Review A*, **24**(1) :411.
- Brandt, S., Nagel, A., Wynands, R., and Meschede, D. (1997). Buffer-gas-induced line-width reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz. *Physical Review A*, **56**(2) :R1063.
- Briegel, H.-J., Dür, W., Cirac, J. I., and Zoller, P. (1998). Quantum repeaters : The role of imperfect local operations in quantum communication. *Physical Review Letters*, **81**(26) :5932.
- Budker, D., Kimball, D., Rochester, S., and Yashchuk, V. (1999). Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation. *Physical Review Letters*, **83**(9) :1767.

- Budker, D. and Romalis, M. (2007). Optical magnetometry. *Nature Physics*, **3**(4) :227–234.
- Budker, D., Yashchuk, V., and Zolotarev, M. (1998). Nonlinear magneto-optic effects with ultranarrow widths. *Physical Review Letters*, **81**(26) :5788.
- Bussi eres, F., Sangouard, N., Afzelius, M., de Riedmatten, H., Simon, C., and Tittel, W. (2013). Prospective applications of optical quantum memories. *Journal of Modern Optics*, **60**(18) :1519–1537.
- Camacho, R. M., Vudyasetu, P. K., and Howell, J. C. (2009). Four-wave-mixing stopped light in hot atomic rubidium vapour. *Nature Photonics*, **3**(2) :103–106.
- Chaneli ere, T., Matsukevich, D., Jenkins, S., Lan, S.-Y., Kennedy, T., and Kuzmich, A. (2005). Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, **438**(7069) :833–836.
- Chen, Y.-H., Lee, M.-J., Wang, I.-C., Du, S., Chen, Y.-F., Chen, Y.-C., and Ite, A. Y. (2013). Coherent optical memory with high storage efficiency and large fractional delay. *Physical Review Letters*, **110**(8) :083601.
- Chiu, C.-K., Chen, Y.-H., Chen, Y.-C., Ite, A. Y., Chen, Y.-C., and Chen, Y.-F. (2014). Low-light-level four-wave mixing by quantum interference. *Physical Review A*, **89**(2) :023839.
- Cho, Y.-W., Campbell, G., Everett, J., Bernu, J., Higginbottom, D., Cao, M., Geng, J., Robins, N., Lam, P., and Buchler, B. (2016). Highly efficient optical quantum memory with long coherence time in cold atoms. *Optica*, **3**(1) :100–107.
- Choi, K. S., Deng, H., Laurat, J., and Kimble, H. (2008). Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory. *Nature*, **452**(7183) :67–71.
- Clausen, C., Usmani, I., Bussi eres, F., Sangouard, N., Afzelius, M., de Riedmatten, H., and Gisin, N. (2011). Quantum storage of photonic entanglement in a crystal. *Nature*, **469**(7331) :508–511.
- Collins, O., Jenkins, S., Kuzmich, A., and Kennedy, T. (2007). Multiplexed memory-insensitive quantum repeaters. *Physical Review Letters*, **98**(6) :060502.
- Courtade, E., Marion, F., Nacher, P.-J., Tisteve, G., Kiersnowski, K., and Dohnalik, T. (2002). Magnetic field effects on the 1 083 nm atomic line of helium. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, **21**(1) :25–55.

BIBLIOGRAPHIE

- Damon, V., Bonarota, M., Louchet-Chauvet, A., Chanelière, T., and Le Gouët, J. (2011). Revival of silenced echo and quantum memory for light. *New Journal of Physics*, **13**(9) :093031.
- de Almeida, A., Barreiro, S., Martins, W., de Oliveira, R., Felinto, D., Pruvost, L., and Tabosa, J. (2015). Storage of orbital angular momenta of light via coherent population oscillation. *Optics Letters*, **40**(11) :2545–2548.
- de Almeida, A., Sales, J., Maynard, M.-A., Lauprêtre, T., Bretenaker, F., Felinto, D., Goldfarb, F., and Tabosa, J. (2014). Light storage via coherent population oscillation in a thermal cesium vapor. *Physical Review A*, **90**(4) :043803.
- De Riedmatten, H., Afzelius, M., Staudt, M. U., Simon, C., and Gisin, N. (2008). A solid-state light–matter interface at the single-photon level. *Nature*, **456**(7223) :773–777.
- Dos Santos, F. P., Léonard, J., Wang, J., Barrelet, C., Perales, F., Rasel, E., Unnikrishnan, C., Leduc, M., and Cohen-Tannoudji, C. (2001). Bose-Einstein condensation of metastable helium. *Physical Review Letters*, **86**(16) :3459.
- Drake, G. W. (1971). Theory of relativistic magnetic dipole transitions : Lifetime of the metastable 2^3S state of the heliumlike ions. *Physical Review A*, **3**(3) :908.
- Duan, L.-M., Lukin, M., Cirac, J. I., and Zoller, P. (2001). Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, **414**(6862) :413–418.
- Eilam, A., Azuri, I., Sharypov, A. V., Wilson-Gordon, A. D., and Friedmann, H. (2010). Spatial optical memory based on coherent population oscillations. *Optics Letters*, **35**(5) :772–774.
- Eisaman, M., André, A., Massou, F., Fleischhauer, M., Zibrov, A., and Lukin, M. (2005). Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature*, **438**(7069) :837–841.
- Ekert, A. K. (1991). Quantum cryptography based on Bell’s theorem. *Physical Review Letters*, **67**(6) :661.
- England, D., Michelberger, P., Champion, T., Reim, K., Lee, K., Sprague, M., Jin, X., Langford, N., Kolthammer, W., Nunn, J., et al. (2012). High-fidelity polarization storage in a gigahertz bandwidth quantum memory. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **45**(12) :124008.

- Figueroa, E., Vewinger, F., Appel, J., and Lvovsky, A. (2006). Decoherence of electromagnetically induced transparency in atomic vapor. *Optics Letters*, **31**(17) :2625–2627.
- Fleischhauer, M. and Lukin, M. (2000). Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, **84**(22) :5094.
- Fleischhauer, M. and Scully, M. O. (1994). Quantum sensitivity limits of an optical magnetometer based on atomic phase coherence. *Physical Review A*, **49**(3) :1973.
- George, M., Lombardi, L., and Hessels, E. (2001). Precision microwave measurement of the 2^3P_1 - 2^3P_0 interval in atomic helium : A determination of the fine-structure constant. *Physical Review Letters*, **87**(17) :173002.
- Ghosh, J. (2009). *Coherent manipulation and storage of light in three-level atomic media*. PhD thesis, Jawaharlal Nehru University, New Delhi.
- Goldfarb, F., Ghosh, J., David, M., Ruggiero, J., Gilles, H., Ghosh, R., Bretenaker, F., et al. (2008). Observation of ultra-narrow electromagnetically induced transparency and slow light using purely electronic spins in a hot atomic vapor. *Europhysics Letters*, **82**(5) :54002.
- Gorshkov, A. V., André, A., Fleischhauer, M., Sørensen, A. S., and Lukin, M. D. (2007a). Universal approach to optimal photon storage in atomic media. *Physical Review Letters*, **98**(12) :123601.
- Gorshkov, A. V., André, A., Lukin, M. D., and Sørensen, A. S. (2007b). Photon storage in Λ -type optically dense atomic media. I. cavity model. *Physical Review A*, **76**(3) :033804.
- Gorshkov, A. V., André, A., Lukin, M. D., and Sørensen, A. S. (2007c). Photon storage in Λ -type optically dense atomic media. II. free-space model. *Physical Review A*, **76**(3) :033805.
- Griffith, W. C., Knappe, S., and Kitching, J. (2010). Femtotesla atomic magnetometry in a microfabricated vapor cell. *Optics Express*, **18**(26) :27167–27172.
- Grinberg, P. (2013). *Slow light in two dimensional semi-conductor photonic crystals*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI.
- Harris, S., Field, J., and Imamoglu, A. (1990). Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, **64**(10) :1107.

BIBLIOGRAPHIE

- Harris, S., Field, J., and Kasapi, A. (1992). Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. *Physical Review A*, **46**(1) :R29.
- Harris, S. and Hau, L. V. (1999). Nonlinear optics at low light levels. *Physical Review Letters*, **82**(23) :4611.
- Hau, L. V., Harris, S. E., Dutton, Z., and Behroozi, C. H. (1999). Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, **397**(6720) :594–598.
- Hedges, M. P., Longdell, J. J., Li, Y., and Sellars, M. J. (2010). Efficient quantum memory for light. *Nature*, **465**(7301) :1052–1056.
- Heinze, G., Hubrich, C., and Halfmann, T. (2013). Stopped light and image storage by electromagnetically induced transparency up to the regime of one minute. *Physical Review Letters*, **111**(3) :033601.
- Hensen, B., Bernien, H., Dréau, A., Reiserer, A., Kalb, N., Blok, M., Ruitenberg, J., Vermeulen, R., Schouten, R., Abellán, C., et al. (2015). Loophole-free bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres. *Nature*, **526**(7575) :682–686.
- Hétet, G., Hosseini, M., Sparkes, B., Oblak, D., Lam, P. K., and Buchler, B. C. (2008). Photon echoes generated by reversing magnetic field gradients in a rubidium vapor. *Optics Letters*, **33**(20) :2323–2325.
- Honda, K., Akamatsu, D., Arikawa, M., Yokoi, Y., Akiba, K., Nagatsuka, S., Tanimura, T., Furusawa, A., and Kozuma, M. (2008). Storage and retrieval of a squeezed vacuum. *Physical Review Letters*, **100**(9) :093601.
- Hosseini, M., Sparkes, B. M., Campbell, G., Lam, P. K., and Buchler, B. C. (2011). High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour. *Nature Communications*, **2** :174.
- Hosseini, M., Sparkes, B. M., Hétet, G., Longdell, J. J., Lam, P. K., and Buchler, B. C. (2009). Coherent optical pulse sequencer for quantum applications. *Nature*, **461**(7261) :241–245.
- Imamoğlu, A. (2002). High efficiency photon counting using stored light. *Physical Review Letters*, **89**(16) :163602.
- Jain, M., Xia, H., Yin, G., Merriam, A., and Harris, S. (1996). Efficient nonlinear frequency conversion with maximal atomic coherence. *Physical Review Letters*, **77**(21) :4326.

BIBLIOGRAPHIE

- James, D. F. and Kwiat, P. G. (2002). Atomic-vapor-based high efficiency optical detectors with photon number resolution. *Physical Review Letters*, **89**(18) :183601.
- Jobez, P., Laplane, C., Timoney, N., Gisin, N., Ferrier, A., Goldner, P., and Afzelius, M. (2015). Coherent spin control at the quantum level in an ensemble-based optical memory. *Physical Review Letters*, **114**(23) :230502.
- Kash, M. M., Sautenkov, V. A., Zibrov, A. S., Hollberg, L., Welch, G. R., Lukin, M. D., Rostovtsev, Y., Fry, E. S., and Scully, M. O. (1999). Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas. *Physical Review Letters*, **82**(26) :5229.
- Kozhekin, A., Mølmer, K., and Polzik, E. (2000). Quantum memory for light. *Physical Review A*, **62**(3) :033809.
- Kraus, B., Tittel, W., Gisin, N., Nilsson, M., Kröll, S., and Cirac, J. (2006). Quantum memory for nonstationary light fields based on controlled reversible inhomogeneous broadening. *Physical Review A*, **73**(2) :020302.
- Lambropoulos, P. and Petrosyan, D. (2007). *Fundamentals of quantum optics and quantum information*. Springer.
- Lauprêtre, T. (2012). *Processus cohérents et applications des phénomènes de lumière lente et rapide dans l'hélium métastable à température ambiante*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI.
- Lauprêtre, T., Kumar, S., Berger, P., Faoro, R., Ghosh, R., Bretenaker, F., and Goldfarb, F. (2012). Ultranarrow resonance due to coherent population oscillations in a Λ -type atomic system. *Physical Review A*, **85**(5) :051805.
- Leduc, M. and Cohen-Tannoudji, C. (2010). Ultracold metastable helium : from atoms to exotic molecules. *Laser Physics*, **20**(1) :13–22.
- Lee, J. H., Song, J., Scarparo, M., and Levenson, M. D. (1980). Coherent population oscillations and hole burning observed in $Sm^{+2} : CaF_2$ using polarization spectroscopy. *Optics letters*, **5**(5) :196–198.
- Liu, C., Dutton, Z., Behroozi, C. H., and Hau, L. V. (2001). Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, **409**(6819) :490–493.

- Longdell, J. J., Hetet, G., Lam, P. K., and Sellars, M. (2008). Analytic treatment of controlled reversible inhomogeneous broadening quantum memories for light using two-level atoms. *Physical Review A*, **78**(3) :032337.
- Lounis, B. and Cohen-Tannoudji, C. (1992). Coherent population trapping and fano profiles. *Journal de Physique II*, **2**(4) :579–592.
- Lu, C.-Y., Browne, D. E., Yang, T., and Pan, J.-W. (2007). Demonstration of a compiled version of Shor’s quantum factoring algorithm using photonic qubits. *Physical Review Letters*, **99**(25) :250504.
- Lvovsky, A. I., Sanders, B. C., and Tittel, W. (2009). Optical quantum memory. *Nature photonics*, **3**(12) :706–714.
- Maynard, M.-A., Bouchez, R., Lugani, J., Bretenaker, F., Goldfarb, F., and Brion, E. (2015). Time-dependent phase shift of a retrieved pulse in off-resonant electromagnetically-induced-transparency-based light storage. *Physical Review A*, **92**(5) :053803.
- Maynard, M.-A., Bretenaker, F., and Goldfarb, F. (2014a). Light storage in a room-temperature atomic vapor based on coherent population oscillations. *Physical Review A*, **90**(6) :061801.
- Maynard, M.-A., Labidi, T., Mukhtar, M., Kumar, S., Ghosh, R., Bretenaker, F., and Goldfarb, F. (2014b). Observation and measurement of an extra phase shift created by optically detuned light storage in metastable helium. *Europhysics Letters*, **105**(4) :44002.
- Meschede, D. and Metcalf, H. (2003). Atomic nanofabrication : atomic deposition and lithography by laser and magnetic forces. *Journal of Physics D : Applied Physics*, **36**(3) :R17.
- Michelberger, P., Champion, T., Sprague, M., Kaczmarek, K., Barbieri, M., Jin, X., England, D., Kolthammer, W., Saunders, D., Nunn, J., et al. (2015). Interfacing GHz-bandwidth heralded single photons with a warm vapour Raman memory. *New Journal of Physics*, **17**(4) :043006.
- Mikhailov, E. E., Sautenkov, V. A., Novikova, I., and Welch, G. R. (2004). Large negative and positive delay of optical pulses in coherently prepared dense Rb vapor with buffer gas. *Physical Review A*, **69**(6) :063808.

- Mrozek, M., Wojciechowski, A., Rudnicki, D., Zachorowski, J., Kehayias, P., Budker, D., and Gawlik, W. (2015). Coherent population oscillations with nitrogen-vacancy color centers in diamond. *arXiv preprint arXiv :1512.03996*.
- Nicolas, A., Veissier, L., Giner, L., Giacobino, E., Maxein, D., and Laurat, J. (2014). A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits. *Nature Photonics*, **8**(3) :234–238.
- Nielsen, M. A. and Chuang, I. L. (2010). *Quantum computation and quantum information*. Cambridge university press.
- Nilsson, M. and Kröll, S. (2005). Solid state quantum memory using complete absorption and re-emission of photons by tailored and externally controlled inhomogeneous absorption profiles. *Optics Communications*, **247**(4) :393–403.
- Novikova, I., Gorshkov, A. V., Phillips, D. F., Sørensen, A. S., Lukin, M. D., and Walsworth, R. L. (2007). Optimal control of light pulse storage and retrieval. *Physical Review Letters*, **98**(24) :243602.
- Novikova, I., Walsworth, R. L., and Xiao, Y. (2012). Electromagnetically induced transparency-based slow and stored light in warm atoms. *Laser & Photonics Reviews*, **6**(3) :333–353.
- Nunn, J., Walmsley, I., Raymer, M., Surmacz, K., Waldermann, F., Wang, Z., and Jaksch, D. (2007). Mapping broadband single-photon wave packets into an atomic memory. *Physical Review A*, **75**(1) :011401.
- Pastor, P. C., Giusfredi, G., De Natale, P., Hagel, G., De Mauro, C., and Inguscio, M. (2004). Absolute frequency measurements of the $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ atomic helium transitions around 1083 nm. *Physical Review Letters*, **92**(2) :023001.
- Phillips, D., Fleischhauer, A., Mair, A., Walsworth, R., and Lukin, M. D. (2001). Storage of light in atomic vapor. *Physical Review Letters*, **86**(5) :783.
- Phillips, N. B., Gorshkov, A. V., and Novikova, I. (2011). Light storage in an optically thick atomic ensemble under conditions of electromagnetically induced transparency and four-wave mixing. *Physical Review A*, **83**(6) :063823.
- Pinard, M. and Laloë, F. (1980). The role of the pauli principle in metastability exchange collisions. *Journal de Physique*, **41**(8) :799–818.

BIBLIOGRAPHIE

- Press, W. H., Teukolsky, S., Vetterling, W., and Flannery, B. (1988). Numerical recipes in C. *Cambridge University Press*, **1** :3.
- Reim, K., Michelberger, P., Lee, K., Nunn, J., Langford, N., and Walmsley, I. (2011). Single-photon-level quantum memory at room temperature. *Physical Review Letters*, **107**(5) :053603.
- Reim, K., Nunn, J., Lorenz, V., Sussman, B., Lee, K., Langford, N., Jaksch, D., and Walmsley, I. (2010). Towards high-speed optical quantum memories. *Nature Photonics*, **4**(4) :218–221.
- Robert, A., Sirjean, O., Browaeys, A., Poupard, J., Nowak, S., Boiron, D., Westbrook, C. I., and Aspect, A. (2001). A bose-einstein condensate of metastable atoms. *Science*, **292**(5516) :461–464.
- Rogers, L. J., Jahnke, K. D., Metsch, M. H., Sipahigil, A., Binder, J. M., Teraji, T., Sumiya, H., Isoya, J., Lukin, M. D., Hemmer, P., et al. (2014). All-optical initialization, readout, and coherent preparation of single silicon-vacancy spins in diamond. *Physical Review Letters*, **113**(26) :263602.
- Rowe, M. A., Kielpinski, D., Meyer, V., Sackett, C. A., Itano, W. M., Monroe, C., and Wineland, D. J. (2001). Experimental violation of a Bell’s inequality with efficient detection. *Nature*, **409**(6822) :791–794.
- Ruggiero, J., Le Gouët, J.-L., Simon, C., and Chanelière, T. (2009). Why the two-pulse photon echo is not a good quantum memory protocol. *Physical Review A*, **79**(5) :053851.
- Sabooni, M., Li, Q., Kröll, S., and Rippe, L. (2013). Efficient quantum memory using a weakly absorbing sample. *Physical Review Letters*, **110**(13) :133604.
- Saglamyurek, E., Jin, J., Verma, V. B., Shaw, M. D., Marsili, F., Nam, S. W., Oblak, D., and Tittel, W. (2015). Quantum storage of entangled telecom-wavelength photons in an erbium-doped optical fibre. *Nature Photonics*, **9**(2) :83–87.
- Saglamyurek, E., Sinclair, N., Jin, J., Slater, J. A., Oblak, D., Bussières, F., George, M., Ricken, R., Sohler, W., and Tittel, W. (2011). Broadband waveguide quantum memory for entangled photons. *Nature*, **469**(7331) :512–515.
- Sangouard, N., Simon, C., De Riedmatten, H., and Gisin, N. (2011). Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. *Reviews of Modern Physics*, **83**(1) :33.

- Santarelli, G., Laurent, P., Lemonde, P., Clairon, A., Mann, A. G., Chang, S., Luiten, A. N., and Salomon, C. (1999). Quantum projection noise in an atomic fountain : A high stability cesium frequency standard. *Physical Review Letters*, **82**(23) :4619.
- Schleier-Smith, M. H., Leroux, I. D., and Vuletić, V. (2010). States of an ensemble of two-level atoms with reduced quantum uncertainty. *Physical Review Letters*, **104**(7) :073604.
- Schwarz, S. and Tan, T. Y. (1967). Wave interactions in saturable absorbers. *Applied Physics Letters*, **10**(1) :4–7.
- Schweinsberg, A., Lepeshkin, N., Bigelow, M., Boyd, R., and Jarabo, S. (2005). Observation of superluminal and slow light propagation in erbium-doped optical fiber. *Europhysics Letters*, **73**(2) :218.
- Scully, M. O. and Fleischhauer, M. (1992). High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media. *Physical Review Letters*, **69**(9) :1360.
- Sewell, R., Koschorreck, M., Napolitano, M., Dubost, B., Behbood, N., and Mitchell, M. (2012). Magnetic sensitivity beyond the projection noise limit by spin squeezing. *Physical review letters*, **109**(25) :253605.
- Shah, V., Knappe, S., Schwindt, P. D., and Kitching, J. (2007). Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell. *Nature Photonics*, **1**(11) :649–652.
- Sharypov, A. and Wilson-Gordon, A. (2011). Narrowband-biphoton generation due to long-lived coherent population oscillations. *Physical Review A*, **84**(3) :033845.
- Shlyapnikov, G., Walraven, J., Rahmanov, U., and Reynolds, M. (1994). Decay kinetics and bose condensation in a gas of spin-polarized triplet helium. *Physical Review Letters*, **73**(24) :3247.
- Shor, P. W. (1999). Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM Review*, **41**(2) :303–332.
- Shuker, M., Firstenberg, O., Pugatch, R., Ron, A., and Davidson, N. (2008). Storing images in warm atomic vapor. *Physical Review Letters*, **100**(22) :223601.
- Simon, C., Afzelius, M., Appel, J., de La Giroday, A. B., Dewhurst, S., Gisin, N., Hu, C., Jelezko, F., Kröll, S., Müller, J., et al. (2010). Quantum memories. *The European Physical Journal D*, **58**(1) :1–22.

BIBLIOGRAPHIE

- Simon, C. and Irvine, W. T. (2003). Robust long-distance entanglement and a loophole-free Bell test with ions and photons. *Physical Review Letters*, **91**(11) :110405.
- Turukhin, A., Sudarshanam, V., Shahriar, M., Musser, J., Ham, B., and Hemmer, P. (2001). Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid. *Physical Review Letters*, **88**(2) :023602.
- Usmani, I., Afzelius, M., De Riedmatten, H., and Gisin, N. (2010). Mapping multiple photonic qubits into and out of one solid-state atomic ensemble. *Nature Communications*, **1** :12.
- Vudyasetu, P. K., Camacho, R. M., and Howell, J. C. (2008). Storage and retrieval of multimode transverse images in hot atomic rubidium vapor. *Physical Review Letters*, **100**(12) :123903.
- Waks, E. and Monroe, C. (2009). Protocol for hybrid entanglement between a trapped atom and a quantum dot. *Physical Review A*, **80**(6) :062330.
- Wu, J., Liu, Y., Ding, D.-S., Zhou, Z.-Y., Shi, B.-S., and Guo, G.-C. (2013). Light storage based on four-wave mixing and electromagnetically induced transparency in cold atoms. *Physical Review A*, **87**(1) :013845.
- Wu, P. and Rao, D. (2005). Controllable snail-paced light in biological bacteriorhodopsin thin film. *Physical Review Letters*, **95**(25) :253601.

Titre : Stockage d'impulsions lumineuses dans l'hélium métastable à température ambiante

Mots clés : EIT, CPO, mémoire quantique, optique non linéaire, hélium métastable

Résumé : La nécessité de synchroniser les différentes étapes des protocoles d'information et de communication quantiques implique l'utilisation de mémoires quantiques. Différents systèmes physiques sont aujourd'hui explorés, parmi lesquels les ions en matrice cristalline, les atomes froids et les vapeurs atomiques. Le protocole de stockage le plus couramment utilisé se fonde sur le phénomène de Transparence Electromagnétiquement Induite (EIT) : une impulsion lumineuse est gravée dans la cohérence Raman entre les deux états fondamentaux d'un système atomique à trois niveaux en Λ . Bien qu'elle ouvre des perspectives prometteuses, en termes d'efficacité, de fidélité et de temps de stockage, cette technique est néanmoins sensible aux effets déphasants, tels que des gradients de champs magnétiques.

Dans ce mémoire, j'étudie tout d'abord le stockage d'impulsions lumineuses classiques

par EIT dans une vapeur d'hélium métastable à température ambiante. Les résultats expérimentaux obtenus sont en accord avec les simulations numériques des équations de Maxwell-Bloch complètes du système et montrent notamment l'existence d'une phase supplémentaire acquise par l'impulsion restituée en configuration désaccordée. Cette phase s'explique par la propagation du faisceau sonde dans un milieu dispersif. Dans une deuxième partie, je mets expérimentalement en évidence, dans le même système, une nouvelle forme de stockage basée sur le phénomène d'Oscillations Cohérentes de Population (CPO), par nature plus robuste aux effets déphasants que l'EIT. Les simulations numériques permettent d'analyser plus précisément les mécanismes à l'œuvre dans une mémoire CPO et, notamment, l'influence de la phase relative entre les faisceaux signal et de couplage sur les efficacités de stockage.

Title : Light storage in metastable helium at room temperature

Keywords : EIT, CPO, quantum memory, nonlinear optics, metastable helium

Abstract : The need to synchronise quantum information and communication protocols implies the use of quantum memories. Different physical systems are investigated nowadays, among which ions in crystals, cold atoms and atomic vapours. The most common protocol is based on the Electromagnetically Induced Transparency (EIT) phenomenon: a light pulse is engraved in the Raman coherence of both ground states of an atomic Λ -type three-level system. Though it opens promising perspectives, with respect to efficiency, fidelity and storage time, this technique is, however, sensitive to dephasing effects such as magnetic field gradients.

In this thesis, I first study the storage of classical light pulses via EIT in a room-temperature metastable helium vapor. The

obtained experimental results agree with the numerical simulation of the complete Maxwell-Bloch equations of the system. In particular, the existence of an extra phase acquired by the retrieved pulse is demonstrated in the detuned configuration, which can be explained by the propagation of the signal beam in the medium. In the second part, I experimentally isolate, in the same system, a new storage protocol based on the Coherent Population Oscillation (CPO) phenomenon, which is by nature more robust than EIT to dephasing effects. The numerical simulations allow us to precisely analyse the mechanisms involved in a CPO memory and, in particular, the influence of the relative phase between the signal and coupling beams on the storage efficiencies.