



HAL
open science

Étude des corrélations d'intensité dans la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids

Pierre Lassegues

► **To cite this version:**

Pierre Lassegues. Étude des corrélations d'intensité dans la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Côte d'Azur, 2023. Français. NNT : 2023COAZ4014 . tel-04075987

HAL Id: tel-04075987

<https://theses.hal.science/tel-04075987>

Submitted on 20 Apr 2023

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

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



THÈSE DE DOCTORAT

Étude des corrélations d'intensité dans la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids

Pierre LASSEGUES

Institut de Physique de Nice

présentée en vue de l'obtention
du grade de docteur en Physique
de l'université Côte d'Azur

dirigée par : Mathilde Hugbart

soutenue le : 27/02/2023

Devant le Jury composé de :

Patrizia Vignolo, professeure des universités,
INPHYNI (Nice, France)

Joachim von Zanthier, Professur für
Experimentalphysik, FAU (Erlangen,
Allemagne)

Franck Pereira Dos Santos, Directeur de
Recherche, LNE-SYRTE (Paris, France)

Alexandre Gauguet, Maître de Conférence,
LCAR (Toulouse, France)

Mathilde Hugbart, Directrice de Recherche,
INPHYNI (Nice, France)

Étude des corrélations d'intensité dans la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids

Jury :

Président :

Patrizia Vignolo, professeure des universités, INPHYNI (Nice, France)

Rapporteurs :

Joachim von Zanthier, Professur für Experimentalphysik, FAU (Erlangen, Allemagne)

Franck Pereira Dos Santos, Directeur de Recherche, LNE-SYRTE (Paris, France)

Examineur :

Alexandre Gauguet, Maître de Conférence, LCAR (Toulouse, France)

Directeur de thèse :

Mathilde Hugbart, Directrice de Recherche, INPHYNI (Nice, France)

Résumé

Ce manuscrit présente les travaux d'étude de la cohérence de la lumière réalisés durant ma thèse à l'aide d'un système expérimental basé sur la technologie des atomes froids. La spécificité de notre groupe est l'étude et la caractérisation des comportements collectifs, classiques ou quantiques, dans l'interaction lumière-matière. Dans ce but, nous illuminons un nuage d'atomes froids à l'aide d'un faisceau laser afin d'observer au même instant les fonctions de corrélations temporelles d'ordre un $g^{(1)}(\tau)$ et d'ordre deux $g^{(2)}(\tau)$ (aussi connue sous le nom de fonction de corrélation de l'intensité). Pour une lumière chaotique polarisée et cohérente spatialement, $g^{(2)}(\tau)$ est relié au module de $g^{(1)}(\tau)$ via la formule $g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2$. Cette équation est communément appelée la relation de Siegert. Nous avons dans notre groupe effectué des études à basse saturation dans les régimes de diffusion simple et multiple. Nous nous concentrons dans ce travail à l'étude de la lumière diffusée à haut paramètre de saturation, pour différentes épaisseurs optiques. La première étape étant la caractérisation de la cohérence temporelle en régime saturé en diffusion simple, ouvrant la voie vers l'étude en régime de diffusion multiple. Sont détaillés dans ce manuscrit les étalonnages expérimentaux et identification des sources d'incertitude nous permettant la validation expérimentale de la relation de Siegert en régime saturé. Cette étude a permis d'identifier, pour un nuage d'atome macroscopique, la transition entre un régime de diffusion où les mécanismes de perte de cohérence de la lumière sont d'origine thermique à un régime où ceux-ci proviennent de l'émission spontanée.

Mots clef : atomes froids, diffusion, cohérence, corrélation d'intensité, chaotique, saturation

Abstract

This manuscript presents the work on the study of the coherence of light carried out during my thesis using an experimental system based on cold atom technology. The specificity of our group is to study, detect and characterize cooperative behavior, either classical or quantum, in the light matter interaction. To do so, laser beams illuminate a cold atomic cloud and we collect the scattered light to study its properties. Our experiment benefits from a setup that allows us to observe at the same time the temporal first-order correlation function $g^{(1)}(\tau)$ and the temporal second-order correlation function $g^{(2)}(\tau)$ (also known as the intensity correlation function). For spatially-coherent polarized chaotic light, $g^{(2)}(\tau)$ is related to the modulus of $g^{(1)}(\tau)$ as follows: $g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2$. This equation is commonly called the Siegert relation. Research have already been done in our group for low saturation limit in simple and multiple scattering regime that validate this relation. We are now studying strong saturation regime for clouds of different optical depths. The first step is the characterization of temporal coherence in the saturated regime in single scattering, opening the way to the study in the multiple scattering regime. Detailed in this manuscript are the experimental calibrations and identification of the sources of uncertainty allowing us the experimental validation of the Siegert relation in saturated regime.

Keywords: cold atoms, diffusion, coherence, intensity correlation, chaotic, saturation

Remerciements

À tous, merci.

Remerciements - Les vrais

Au commencement, l'Univers fut créé. Cela a mis beaucoup de gens très en colère et fut globalement considéré comme une mauvaise idée. Remarque qui peut être étendue au fait de faire des remerciements en trois mots si l'on en croit les nombreuses protestations que j'ai reçu à la publication de la première version de ce manuscrit. Vous pensiez réellement que j'allais laisser passer l'occasion de raconter ma vie ?

Je commence donc ces remerciements - les vrais par toutes les personnes qui m'ont permis de me mener à bien mon projet de recherche dans les meilleures conditions. A commencer par Robin dont le contact a toujours été stimulant et enrichissant, William qui m'a accordé un temps précieux et avec qui les échanges faciles m'ont permis de me sentir bien dans l'équipe. Aurélie et Virginia qui m'ont suivi avec attention. Nathalie et François-Régis qui ont canalisé tous ces scientifiques fous et l'ensemble du personnel de l'INPHYNI qui m'a de façon unanime communiqué de la bienveillance et du soutien pendant mon séjour à Nice.

Une mention spéciale à Mathilde, ma directrice de thèse dont les qualités ne sont plus à prouver. Ton exceptionnelle force de caractère et ta positivité à toute épreuve ont été d'une importance capitale dans l'aboutissement de ce travail et pour mon moral tout au long de ces années. Je suis fier d'avoir été ton premier doctorant et te souhaite tout le bonheur possible dans ta vie personnelle comme professionnelle.

Merci aux membres du Jury d'avoir pris le temps de lire ma thèse et de s'intéresser à mon travail, mention spéciale à Alexandre Gauguet qui a été mon professeur durant mes deux années de master et qui m'a fait découvrir le domaine des atomes froids.

Vient maintenant la liste des personnes qui m'ont soutenu et épaulé pendant ces presque 4 années de vie sur Nice. Et Dieu sait que cette liste est longue. A commencer par les membres du Five Star boxing club qui m'ont permis de me dépasser et d'évacuer mes doutes, mon stress et mes anxiétés à coups de tatanes et autres tortures physiques. Merci aux Coachs, John, Gaëtan et particulièrement Camille pour son soutien, sa bonne humeur et son amitié. Merci à ce club car j'ai pu y rencontrer les meilleurs amis que j'ai eu sur Nice. Cass, dont l'énergie, la grâce et le caractère sont sans égal. Boris, avec qui je partage tant de choses et que j'ai l'impression de connaître depuis toujours et Mathou, mon amie, ma confidente, le pilier qui m'a supporté durant tout ce temps. La quantité de souvenirs heureux vous incluant est immense et je pourrais remplir des pages rien qu'avec votre éloge. Grâce à Mathou j'ai pu rencontrer Anna, dont la bonne humeur et l'enthousiasme se sont vite révélés indispensables. A nous trois, nous avons formés une petite famille à Nice. Et autour de ce noyau dur ont gravité Raph, Bassem, Rostain, Laura, Emilie, Marine, Clément, et plus récemment Héloïse. Merci aux copains du labo, d'abord Hector, le premier, l'inoubliable copain des Houches. Hodeï, Askatasuna ! Loïc, mon amitié t'es acquise même si l'on s'éloigne. Tu es fiancé ? Quelle histoire ! Juliette, le bureau de la Mite-Yeah ! Benjamin son humour (et ses t-shirts) incroyable(s), et Vincent, aussi bienveillant qu'il est grognon. Antonin (et oui !) pour la soirée passée à voir les étoiles.

Pierre, mon modèle. Adrian, pour ses goûts musicaux. Gianni, inoubliable, qui m'entraîne toujours dans des aventures incroyables (Grasspop !!) et dont je sais que l'amitié durera. Et enfin Martial, Philosophe et curieux. Merci pour les longues discussions et ton soutien dans nos péripéties au labo et en dehors. Tu es un type brillant et tu vas me manquer. Et enfin tous les autres : Stephan, Alexei (soft yeu), Amy, Jesus, Romain, Alvaro et j'en oublie.

Les copains de la bande de Valrose qui m'ont intégré avec tant de bienveillance que j'en reste éberlué ! Merci à Romain dont la passion est communicative, Adi le mec le plus chill du monde, Marjo, douce et très à l'écoute et Tess qui veille sur cette bande comme une maman poule. Merci à Romane pour m'avoir fait découvrir son monde et sa passion, tu vis dans un univers incroyable.

Merci à tous les autres qui ont été là pour moi. Les copains de la maison, en particulier Nathan, Chloé, Tangui, et Ashley. Oyana et mes amis de longue date : Jp qui a tout vu depuis le début et Jo, le grand frère que je n'ai jamais eu. Merci à Sophie de m'avoir accompagné si longtemps et merci de rester si proche de moi, même si tu es à l'autre bout du monde.

Enfin merci à ma famille. Mon père qui m'a donné la chance d'aller aussi loin et Angèle qui le soutien. Ma mère dont j'ai hérité de la sapidité pour l'amphigouri et des quêtaineries humoristiques. Ma sœur Sophie qui est un modèle de résilience, de volonté et qui est devenue une personne que j'admire. Ezi, vivement que t'apprenne à parler que je puisse te raconter des bêtises. Anisse, je n'aurais pas pu souhaiter un meilleur beau-frère, merci de prendre soin de Maelys, **la petite sœur la plus géniale du monde et dont la contribution à cette thèse a été absolument colossale !!**

Heureux qui, comme Ulysse, a fait un beau voyage. Cette thèse en aura été un long, plein de péripéties. Que ce soit une invasion de punaises, une pandémie ou une fracture du pied, les voyages sous la neige ou 20m d'eau, en Suisse ou proche des étoiles, les aventures furent nombreuses et j'ai bien cru que celles-ci seraient le point culminant de mon existence. Merci à Nana de m'avoir montré que ce n'était pas le cas et de m'avoir ouvert à un monde tout aussi riche que celui que je quitte. Le prochain chapitre s'annonce grandiose ! J'ai hâte !

PS : Si je ne vous ai pas nommé personnellement n'y voyez là que maladresse d'un étourdi et non pas un signe que je ne vous apprécie pas.

Encore une fois et du fond du cœur,

À tous, merci !

Table des Matières

Introduction	1
1 Cohérence temporelle	5
1.1 Fonction de corrélation du premier ordre	6
1.1.1 Degré de cohérence temporelle du premier ordre	6
1.1.2 Lien avec le spectre en fréquence	9
1.2 Au delà de la fonction de corrélation du premier ordre	10
1.2.1 Degré de cohérence temporelle du second ordre	11
1.2.2 Fonction de corrélation temporelle d'ordre n	15
1.3 Lumière chaotique	16
1.3.1 Définition	16
1.3.2 Relation de Siegert	16
1.3.3 Exemples de lumière chaotique	18
1.3.4 Corrélations du champ électrique	25
1.3.5 Corrélations d'intensité	27
1.3.6 Conclusion	28
1.4 Application à la lumière diffusée par un nuage d'atomes froids	28
1.4.1 Hypothèses	29
1.4.2 Notions	30
1.4.3 Régime de diffusion cohérente	32
1.4.4 Régime de diffusion incohérente	33
1.5 Conclusion	35
2 Expérience : lumière diffusée par un nuage d'atomes froids et corrélations d'intensité	37
2.1 Principe de la création d'un nuage d'atomes froids	37
2.1.1 Refroidissement Doppler	37
2.1.2 Piège Magnéto-Optique	41
2.1.3 Piège Magnéto-Optique Sombre	42
2.2 Dispositif expérimental : Production d'un nuage d'atomes froids	43
2.2.1 Sources laser	43
2.2.2 Enceinte à vide	45
2.2.3 Champ magnétique	45
2.3 Grandeurs caractéristiques du nuage	46
2.3.1 Imagerie par absorption	46
2.3.2 Nombre d'atomes	47
2.3.3 Température	47
2.3.4 Mesure de l'épaisseur optique au centre du nuage	48

2.4	Deux types de sondes pour étudier la lumière diffusée	51
2.4.1	Petite sonde à profil Gaussien	51
2.4.2	Grande sonde à profil plat (FLAT-TOP)	51
2.5	Dispositif expérimental : Mesure des fonctions de corrélation temporelles de la lumière diffusée	61
2.5.1	Mesure de la fonction de corrélation du second ordre	61
2.5.2	Mesure de la fonction de corrélation du premier ordre	65
2.6	Conclusion	69
3	Fonction de corrélation - Comparaison : expérience - théorie	71
3.1	Expérience	71
3.2	Fonction de corrélation expérimentale	73
3.2.1	Résultats bruts	73
3.2.2	Analyse liminaire	75
3.3	Prise en compte des limitations du dispositif de mesures	75
3.3.1	Étude de la dispersion temporelle du système de mesure	76
3.3.2	Non-linéarité du taux de comptage	80
3.4	Prise en compte des imperfections dans l'interaction lumière-atomes	82
3.4.1	Différences expérience - théorie atome unique	82
3.4.2	Effet de température et de l'orientation du système de capture	83
3.4.3	Effet d'ombre dans le nuage	84
3.4.4	Effet des variations d'intensité dans le profil de la sonde	85
3.4.5	Effet de la poussée du nuage par la lumière	86
3.5	Modèle : ajustement des spectres	90
3.6	Conclusion	97
4	Temps de cohérence : étude de la transition classique - quantique	99
4.1	Introduction	99
4.2	Validation de la relation de Siegert	100
4.2.1	Dispositif expérimental	100
4.2.2	Résultats expérimentaux	102
4.2.3	Discussion	107
4.2.4	Conclusion	109
4.3	Temps de cohérence	110
4.3.1	Expérience	110
4.3.2	Méthode de détermination de τ_c	111
4.3.3	Résultats	115
4.3.4	Origine des fluctuations	117
4.4	Conclusion	119
	Conclusion	121
A	Caractérisation du bruit expérimental	127
A.1	Caractérisation du bruit	127
A.1.1	Rapport signal à bruit pour différentes configurations	127
A.1.2	Étude du signal avec détecteur de photons uniques	129
A.1.3	Évolution du bruit expérimental	130

B	Détails des calculs	133
B.0.1	Cas $I_{10} = 0$	133
B.0.2	Cas $I_{10} \gg I_0$	134
B.0.3	Cas général	135
B.0.4	Étude du signal analogique	136
C	Time Tagger Ultra 8 Test Report	139
D	SPCM linearity Test Report	143

Introduction

Cohérence de la lumière

La notion de cohérence est employée dans le domaine de la physique pour qualifier les propriétés de phénomènes ondulatoires. En optique, ce terme est utilisé pour désigner la tendance du champ électrique en différents points de l'espace ou du temps à avoir des valeurs corrélées. C'est à dire que l'on peut établir une relation entre ces variables ou leurs variations. Pour la cohérence temporelle, plus une onde présentera des corrélations pour des délais importants, plus celle-ci sera considérée comme cohérente. En optique, la cohérence est une notion fondamentale des processus d'interférométrie. Cette notion a été mise en avant grâce à l'expérience des fentes d'Young en 1801 [1], nous présentant les premières figures de cohérence spatiale en étudiant les corrélations du champ électrique. De nouveau mise en avant par Michelson [2] en 1887, la cohérence qualifiait alors essentiellement la capacité d'un champ à donner naissance à des interférences. La définition de cohérence a évolué ensuite, notamment via les expériences de Hanbury-Brown et Twiss en 1955 [3], qui ont utilisé les corrélations d'intensité de la lumière pour mesurer le diamètre d'étoiles. Ces travaux ainsi que ceux d'autres illustres scientifiques tel R.J. Glauber, ont permis d'étendre la notion de cohérence qui ne qualifiait plus uniquement les corrélations au premier ordre du champ électrique mais aussi les ordres supérieurs (voir [4]). Cette nouvelle dimension dans la notion de cohérence a permis d'enrichir notre compréhension des phénomènes ondulatoires et de la nature de la lumière, nous permettant de distinguer des champs en considérant leurs propriétés de corrélations dans les différents ordres.

La nature de la lumière est au cœur d'un débat fondamental dans le domaine de la physique : la dualité onde-corpuscule. La question de la dualité onde-corpuscule et les différentes interprétations pour essayer d'expliquer son comportement ont conduit au développement des théories classiques et quantiques de la cohérence. Les états cohérent de la lumière ont été introduits pour la première fois par Erwin Schrödinger en 1926 [5] pour décrire des paquets d'ondes pour lesquels l'incertitude est minimale. Ce fut un outil crucial dans le développement de la théorie de Roy J. Glauber.

La lumière naturelle est rarement cohérente, elle existe le plus souvent dans des états que nous qualifierons de chaotiques, pour lesquels des relations peuvent être faites entre les fonctions de corrélation. Nous nous intéressons particulièrement au lien entre les ordres un ($g^{(1)}$) et deux ($g^{(2)}$) des fonctions de corrélation temporelles qui, pour une lumière chaotique porte le nom de **relation de Siegert**, définit comme il suit :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \quad (1)$$

Contexte historique

L'histoire de la relation de Siegert commence en 1943, pendant la seconde guerre mondiale, quand les technologies radar étaient au cœur d'un effort de recherche intensif. Dans ce con-

texte, la relation entre les corrélations du champ électrique et les corrélations d'intensité a été proposée par A.J.F Siegert [6] dans un rapport militaire classifié qui ne fut rendu public qu'en 1960. Cette relation fut nommée plus tard "relation de Siegert" en particulier dans le domaine de l'optique mésoscopique [7, 8]. Elle eut de grosses répercussions sur les domaines de la radio-astronomie et de l'optique.

Alors que les travaux de A.J.F. Siegert étaient toujours classifiés, Hanbury-Brown et Twiss réalisèrent une avancée colossale dans le domaine de la radio-astronomie. En 1952, ils proposèrent et démontrèrent l'efficacité d'un nouveau type d'interféromètre où l'intensité des ondes radio est collectée par deux télescopes puis enregistrée et corrélée, qu'ils testèrent d'abord pour le Soleil puis pour les sources radio de Cygnus et Cassiopée. La taille angulaire de ces sources put être déterminée en mesurant les corrélations spatiales de l'intensité pour différentes configurations de séparations entre les deux télescopes [3] (voir figure 1). Dans leur papier de 1954 [9] ils écrivirent "It is further shown that the correlator output, when suitably normalized, is equal to the square of the correlation coefficient measured by the Michelson interferometer" (Il est en outre montré que la sortie du corrélateur, lorsqu'elle est convenablement normalisée, est égale au carré du coefficient de corrélation mesuré par l'interféromètre de Michelson). Cette déclaration lie les corrélations d'intensité avec les corrélations du champ électrique, établissant une fois de plus la relation de Siegert qui est restée relativement inconnue. Elle a été redécouverte indépendamment à ce moment.

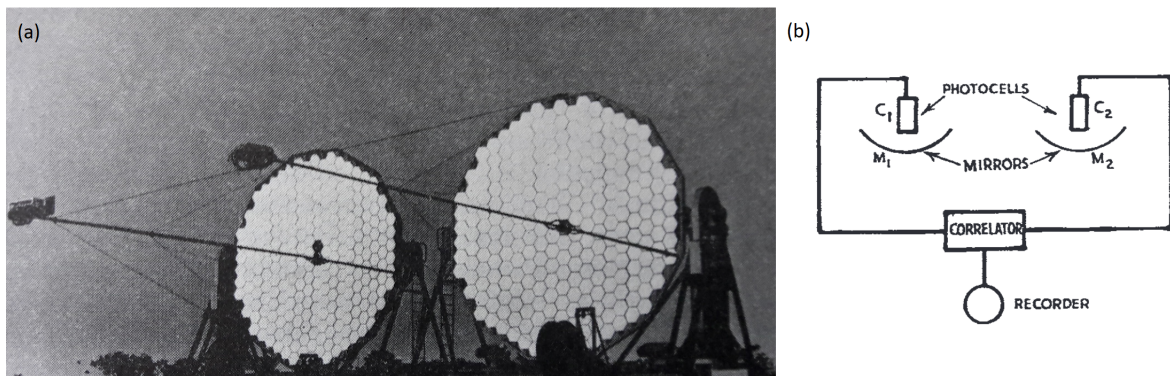


Figure 1: (a) *Interféromètre de Hanbury-Brown et Twiss.* (b) *Schéma simplifié du système (issu de [3]).*

Ces travaux ont été étendus pour la lumière visible. Cela dit, Hanbury-Brown et Twiss reçurent une forte opposition de la part de nombreux physiciens qui préféraient penser à la lumière en terme de photons. En effet une corrélation d'intensité temporelle (ou spatiale) s'appuie sur la détection d'au moins 2 photons. Ce qui était intrigant à cette époque est que les physiciens étaient convaincus, suivant l'avis de Dirac, que les "interférences entre deux photons ne pouvaient jamais arriver" [10, p9].

Hanbury-Brown et Twiss ont testé leurs idées avec succès via une démonstration en laboratoire [11] et plusieurs mois plus tard avec de la lumière provenant d'une étoile [3]. Les résultats furent contestés du fait que d'autres groupes ne parvenaient pas à reproduire les expériences en laboratoire et il fut annoncé que si ceux-ci étaient justes, ils causeraient un changement majeur dans notre compréhension de la mécanique quantique [12]. Néanmoins, il a été démontré plus tard que les autres expériences n'étaient simplement pas assez sensibles [13]. Ces premières expériences ont été réalisées avec des

détecteurs d'ondes continues, pour lesquels une approche ondulatoire classique est suffisante et la notion de photon est inutile. Dans un régime de comptage de photons, nous pouvons toujours supposer que le processus de quantification n'intervient que lors de la détection d'une quantité a priori continue. Dans ce cas la valeur instantanée de l'intensité $I(t)$ donne la probabilité de détecter un photon et l'approche classique est toujours valide. Cela dit, si l'on insiste à décrire la lumière en terme de photons, une autre description physique est nécessaire. Un premier argument a été donné par Purcell en 1956 [14] : le groupement de photons est une conséquence de la statistique de Bose-Einstein à laquelle ils obéissent. L'interprétation fut développée plus avant par Hanbury-Brown et Twiss [15] et Kahn [16] et vérifiée dans une expérience faite une fois de plus par Hanbury-Brown et Twiss dans le régime de comptage de photons [17]. Finalement une autre interprétation en termes d'interférence à deux photons fut donnée par Fano quelques années plus tard [18].

L'expérience de Hanbury-Brown et Twiss et sa compréhension dans le cadre de la mécanique quantique peuvent être considérées comme la naissance de l'optique quantique moderne, en particulier, comme reconnu par Glauber dans son discours lors de la réception du prix Nobel [19]. Ce fut le déclencheur du développement de la théorie quantique de la cohérence optique [4, 20, 21], basée en particulier sur les fonctions de corrélations. Dans ce contexte la relation de Siegert, qui fournit une relation entre les corrélations d'ordre un et deux du champ est un outil particulièrement important pour sonder la nature quantique de la lumière. Les expériences utilisant les corrélations d'intensité ont été utilisées comme signature pour distinguer la lumière d'un laser de celle d'une source classique [22]. Cette expérience illustre le fait que les statistiques de photons d'ordres supérieurs sont des outils fondamentaux pour identifier les états non-classiques de la lumière ne pouvant pas être identifiés comme tels par les corrélations du champ ou le spectre optique. L'utilisation des corrélations d'intensité a aussi permis les expériences novatrices de la violation des inégalités de Bell et les effets des sources de photons uniques dans les années 80 [23–26] récompensés par un prix Nobel il y a quelques jours au moment où j'écris ce mémoire. Ces travaux ont ouvert le chemin vers le domaine des technologies quantiques modernes.

La force des atomes froids

Depuis la découverte du refroidissement Doppler en 1975 [27, 28] puis du piège magnéto-optique en 1987 [29], la physique des atomes froids a atteint une telle maturité qu'elle est aujourd'hui omniprésente dans les expériences de métrologie du temps et des fréquences [30], la simulation de problèmes fondamentaux dans la matière condensée [31], ainsi que dans la plupart des mesures de haute précision en physique atomique [32]. Les atomes froids permettent en effet de réaliser des systèmes dont les paramètres peuvent être ajustés de manière indépendante et précise, en faisant des milieux "idéaux" remarquablement bien contrôlés expérimentalement.

Dans le cadre de nos expériences, l'utilisation de vapeur atomique comme milieu diffusant présente un avantage certain : l'absence d'absorption ou de phonons lors de la propagation. De surcroît, leur faible température diminue l'impact de l'effet Doppler et limite donc la redistribution en fréquence dans la lumière diffusée. L'analyse en transmission d'un rayon laser envoyé à travers une vapeur atomique nous permet d'étudier la cohérence de la lumière dans un système où nous maîtrisons avec précision les variables. Nous étudierons en particulier dans ce mémoire un élément caractéristique des diffuseurs

atomiques : la saturation et son influence sur la diffusion de la lumière.

Ce régime saturé n'a pour l'instant jamais été observé dans la lumière diffusée par les objets cosmiques et n'est accessible qu'en laboratoire.

Plan du manuscrit

Au début de ma thèse, nous travaillions à l'observation des effets collectifs dans le degré de cohérence du second ordre de la lumière diffusée par un nuage d'atomes froids en régime saturé. L'objectif était l'observation d'harmoniques additionnelles dans le spectre de la lumière diffusée. En cas de succès, elles auraient pu conduire à la validation de théories émises pour ce régime prévoyant l'existence d'harmoniques additionnelles ou une asymétrie provoquée par les effets collectifs. [33, 34]. Cet objectif n'est pas abandonné mais il a fallu dans un premier temps étudier le domaine de la diffusion incohérente en régime de diffusion simple, ce qui nous a permis de réaliser les travaux présentés dans cette thèse, notamment les améliorations du système de sonde ainsi que les études sur la validité de la relation de Siegert en régime saturé.

Le premier chapitre du mémoire est consacré à la présentation des notions utilisées tout au long de ce manuscrit, celles-ci, en particulier le degré de cohérence, sont fondamentales. La dissertation sur la notion de lumière chaotique est un point clé pour comprendre les enjeux de ces travaux. J'y effectue aussi une présentation des concepts utiles à l'étude des nuages d'atomes froids ainsi qu'une présentation des travaux effectués précédemment dans notre équipe afin de situer ce travail dans notre projet de recherche.

Le second chapitre décrit le système expérimental et détaille les points essentiels d'une expérience d'atomes froids utilisant un piège magnéto-optique. Y sont présentés les valeurs accessibles par notre système expérimental ainsi que les spécificités de notre dispositif de sonde. J'y détaille aussi les deux configurations expérimentales que nous avons utilisées pour nos mesures.

Dans **le troisième chapitre**, un lien est fait entre les paramètres expérimentaux et leurs impacts sur les figures des fonctions de corrélation. La prise en compte des imperfections expérimentales a permis la réalisation d'un modèle numérique permettant de comparer les résultats expérimentaux aux valeurs théoriques.

Dans **le dernier chapitre**, je présente nos résultats sur la transition entre un régime Doppler et un régime saturé pour les mécanismes de décohérence de la lumière sondée dans notre milieu atomique. La transition est explorée en ajustant l'équilibre entre les mécanismes de décohérence provenant de la température ou de l'émission spontanée via l'intensité de la sonde. Ces résultats illustrent la capacité des expériences d'atomes froids à sonder les transitions entre régimes classique et quantique dans les systèmes macroscopiques. Je présente aussi une preuve expérimentale de la validité de la relation de Siegert dans le régime saturé qui nous permet d'étendre les observations faites sur les corrélations de l'intensité de la lumière aux corrélations du champ électrique.

Chapitre 1

Cohérence temporelle

Introduction

Ce premier chapitre présente les concepts fondamentaux et bases théoriques indispensable pour comprendre et interpréter les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres suivants.

La cohérence de la lumière est étudiée via les fonctions de corrélation du champ. C'est essentiellement par elles que nous récolterons les informations sur les phénomènes physiques étudiés et c'est pourquoi nous prendrons soin de définir et présenter cet outil, ses caractéristiques et les informations que l'on peut en tirer. Un parallèle est fait durant tout ce chapitre entre les approches classiques et quantiques. La théorie classique est utile pour une compréhension des phénomènes physiques et la plupart des concepts sont transposables à la théorie quantique. Cela dit, la quantification introduit des effets caractéristiques qui nous permettent une représentation en terme de statistique de photons ou de considérer la non-commutabilité des opérateurs de champ pour expliquer le comportement des instruments de mesures ¹. D'une manière générale, l'approche quantique permet une meilleure interprétation des résultats du fait qu'elle explique des phénomènes tel l'antibunching qui ne sont pas autorisés dans les théories classiques.

Nous nous concentrons dans ce travail sur l'étude des corrélations temporelles de la lumière, à distinguer des corrélations spatiales. Pour une étude plus générale des corrélations, le lecteur curieux pourra se référer aux travaux de Glauber [35] ou Steck [36].

Ce chapitre est organisé de la manière suivante :

- Premièrement, une définition des fonctions de corrélation d'ordre un, deux et supérieures pour des approches classiques et quantiques.
- Deuxièmement, une définition de la lumière dite chaotique et ses propriétés.
- Enfin, l'application des notions présentées à la lumière diffusée par des atomes froids.

¹L'ordre normal des opérateurs dans la fonction de corrélation traduit le fait que nos détecteurs de photon unique absorbent les photons, les annihilant du point de vue du champ.

1.1 Fonction de corrélation du premier ordre

Soit un champ électrique monochromatique de fréquence ω en un point donné de l'espace :

$$\mathbf{E}(t) = \hat{e}E_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (1.1)$$

où \hat{e} est le vecteur unitaire de polarisation et E_0 l'amplitude de l'onde. Nous pouvons écrire $\mathbf{E}(t)$ en notation complexe afin de le décomposer en ses composantes positives et négatives.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t) &= \hat{e}E_0 \frac{e^{-i\phi}}{2} e^{-i\omega t} + \hat{e}E_0 \frac{e^{i\phi}}{2} e^{i\omega t} \\ &= \mathbf{E}^{(+)}(t) + \mathbf{E}^{(-)}(t) \end{aligned}$$

Classiquement cette notation permet d'alléger les calculs car on peut écrire le champ électrique en utilisant un seul terme et en ajoutant son complexe conjugué $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}^{(+)}(t) + \text{c.c.}$ Si l'on traite le champ de manière quantique, cette décomposition a un aspect plus fondamental car les deux composantes sont associées aux rôles de création et annihilation de photons. C'est pourquoi nous adopterons ce formalisme afin de faire le lien entre les deux approches. [35, p4].

1.1.1 Degré de cohérence temporelle du premier ordre

Approche classique

La fonction de corrélation temporelle normalisée du champ électrique est définie par :

$$g^{(1)}(t_1, t_2) := \frac{\langle E^{(-)}(t_1)E^{(+)}(t_2) \rangle}{\sqrt{\langle |E^{(-)}(t_1)|^2 \rangle \langle |E^{(+)}(t_2)|^2 \rangle}} \quad (1.2)$$

Lorsque l'on étudie la fonction d'auto-corrélation d'un champ unique, on se réfère à cette fonction comme le **degré de cohérence temporelle du premier ordre** :

$$g^{(1)}(\tau) := \frac{\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t + \tau) \rangle}{\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t) \rangle} \quad (1.3)$$

avec $\tau = t_2 - t_1$. Le symbole $\langle \dots \rangle$ signifie que l'on prend la moyenne temporelle sur un intervalle long T .

$$\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t + \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_T E^{(-)}(t)E^{(+)}(t + \tau) dt \quad (1.4)$$

L'équation 1.3 étant normalisée, nous avons $g^{(1)}(0) = 1$. La valeur de $g^{(1)}$ nous renseigne sur la cohérence de la lumière [37, p. 98]

$$\text{pour } |g^{(1)}| \begin{cases} = 1 \\ \neq 0 \text{ ou } 1 \\ = 0 \end{cases} \text{ la lumière est } \begin{cases} \text{parfaitement cohérente au premier ordre} \\ \text{partiellement cohérente} \\ \text{incohérente} \end{cases}$$

Pour toute onde n'étant pas parfaitement monochromatique, ce qui est le cas de toute onde réelle, la cohérence va être détruite par l'évolution aléatoire au cours du temps de la phase du champ électrique. Nous avons la propriété suivante :

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(1)}(\tau) \rightarrow 0 \quad (1.5)$$

Si le champ électrique est stationnaire, on peut établir que la fonction de corrélation est symétrique en τ :

$$g^{(1)}(-\tau) = [g^{(1)}(\tau)]^* \quad (1.6)$$

Nous déduisons des équations (1.3) et (1.5) que la cohérence d'une source lumineuse décroît en fonction du délai τ . Celle-ci diminue progressivement suivant une loi qui va dépendre de la nature de la source étudiée. C'est pourquoi il est utile de définir un temps de cohérence qui va permettre de quantifier le délai à partir duquel on considère que la cohérence est perdue. [38, p. 177]

$$\tau_c \approx 1/\Delta\omega \quad (1.7)$$

Cette définition générale établit le temps de cohérence en fonction de la largeur spectrale $\Delta\omega$ de la lumière étudiée. Elle sera approfondie lorsque nous déterminerons les différents types de lumière que nous pouvons rencontrer.

Nous ferons parfois référence à la version non normalisée de la fonction de corrélation temporelle du premier ordre :

$$G^{(1)}(\tau) := \langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t + \tau) \rangle \quad (1.8)$$

Mesure de $g^{(1)}(\tau)$ à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder

Un exemple simple permettant de mesurer $g^{(1)}$ est l'étude du contraste des franges lumineuses d'un interféromètre de Mach-Zehnder [39] (figure 1.1).

Le champ électrique en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$E_{out}^{(+)}(t) = \mathcal{R}\mathcal{T}E_{in}^{(+)}(t_1) + \mathcal{T}\mathcal{R}E_{in}^{(+)}(t_2)$$

avec $t_1 = t - (l_1/c)$ et $t_2 = t - (l_2/c)$. \mathcal{R} et \mathcal{T} correspondent aux coefficients complexes de réflexion et transmission des deux cubes, considérés identiques.

L'intensité du champ électrique est définie par :

$$I(t) := |E(t)|^2/2\eta_0 = 2|E^{(+)}(t)|^2/\eta_0 \quad (1.9)$$

avec η_0 l'impédance caractéristique du vide :

$$\eta_0 := \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = \mu_0 c = \frac{1}{\epsilon_0 c} \quad (1.10)$$

avec c la vitesse de la lumière, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide et μ_0 la perméabilité magnétique du vide L'intensité moyenne de la lumière émise en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle I_{out}(t) \rangle &= \frac{2}{\eta_0} |\mathcal{R}|^2 |\mathcal{T}|^2 \left(\langle |E_{in}^{(+)}(t_1)|^2 \rangle + \langle |E_{in}^{(+)}(t_2)|^2 \rangle + 2\text{Re} \langle E_{in}^{(-)}(t_1) E_{in}^{(+)}(t_2) \rangle \right) \\ &= \frac{4}{\eta_0} |\mathcal{R}|^2 |\mathcal{T}|^2 \langle I_{in}(t) \rangle (1 + \text{Re} \{ g^{(1)}(\tau) \}) \end{aligned}$$

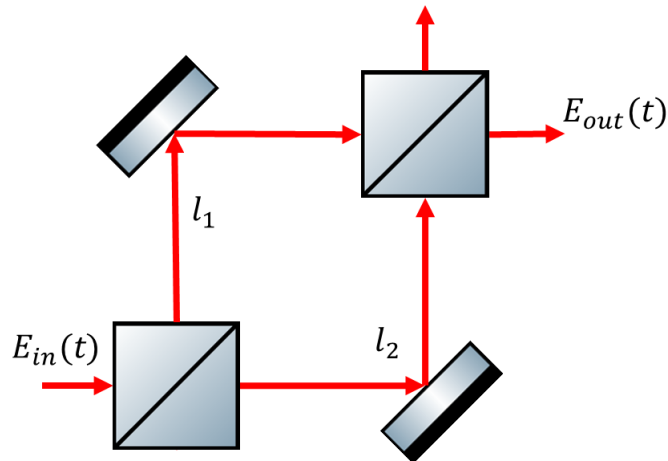


Figure 1.1: *Interféromètre de Mach-Zehnder.* L'interféromètre sépare en deux un faisceau lumineux E_{in} au niveau d'un premier cube puis les fait interférer au niveau d'un second, chacun des faisceaux suit un chemin de longueur respective l_1 et l_2 . La lumière en sortie est un mélange des ondes de chacun des bras de l'interféromètre. Les coefficients de transmission \mathcal{T} et de réflexion \mathcal{R} des deux cubes sont ici identiques.

ici $\tau = (l_1 - l_2)/c$.

La figure obtenue en sortie comporte des franges d'interférences. La visibilité \mathcal{V} de ces franges est définie par :

$$\mathcal{V} := \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.11)$$

En écrivant $g^{(1)}(\tau) = |g^{(1)}(\tau)|e^{-i\phi(\tau)}$ on peut dire que $\text{Re}\{g^{(1)}(\tau)\} = |g^{(1)}(\tau)| \cos \phi(\tau)$. Le cosinus variant de -1 à 1, nous avons $I_{max} \propto (1 + |g^{(1)}|)$ et $I_{min} \propto (1 - |g^{(1)}|)$ on en déduit que

$$\mathcal{V} = |g^{(1)}(\tau)| \quad (1.12)$$

Nous retrouvons donc le degré de cohérence d'ordre un qui est ici mesuré via la visibilité des franges d'interférences. Historiquement c'est cette caractéristique qui a longtemps été retenue comme symbole de la cohérence de la lumière.

Approche quantique

L'approche est appelée "quantique" lorsque nous considérons que le champ étudié n'est pas continu mais composé de quantas. Pour le champ électrique, il s'agira de prendre en compte l'aspect corpusculaire de ce dernier, à savoir qu'il est composé de photons. Dans ce cadre, les composantes complexes $E^{(+)}(t)$ et $E^{(-)}(t)$ peuvent respectivement être associées aux phénomènes d'absorption et d'émission de photons. Ces phénomènes sont, du point de vue du champ électrique, appelés annihilation et création de photons. Lors d'une mesure du champ électrique, par exemple lors de la détection de photons par effet photo-électrique, la sonde ne peut que capter des photons et ne détecte donc que les absorptions. C'est en fait l'observation du champ $E^{(+)}(t)$ qui est faite et non pas celle du champ $E(t)$. Dans le formalisme de Dirac on remplace $E^{(+)}(t)$ et $E^{(-)}(t)$ par leurs opérateurs respectifs

$\hat{E}^{(+)}(t)$ et $\hat{E}^{(-)}(t)$ que l'on peut écrire en termes d'opérateurs annihilation et création :

$$\hat{E}(t) = \hat{E}^{(+)}(t) + \hat{E}^{(-)}(t) = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0}}\hat{a}(t) + \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0}}\hat{a}^\dagger(t) \quad (1.13)$$

La fonction de corrélation temporelle du premier ordre devient donc :

$$g^{(1)}(\tau) := \frac{\langle \hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(+)}(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(+)}(t) \rangle} = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t) \rangle} \quad (1.14)$$

Par convention nous veillerons à respecter *l'ordre normal* en conservant les opérateurs annihilations sur la droite car les processus de détection sont liés à l'absorption de photons. [38, pp. 573–579] et [37, p175].

1.1.2 Lien avec le spectre en fréquence

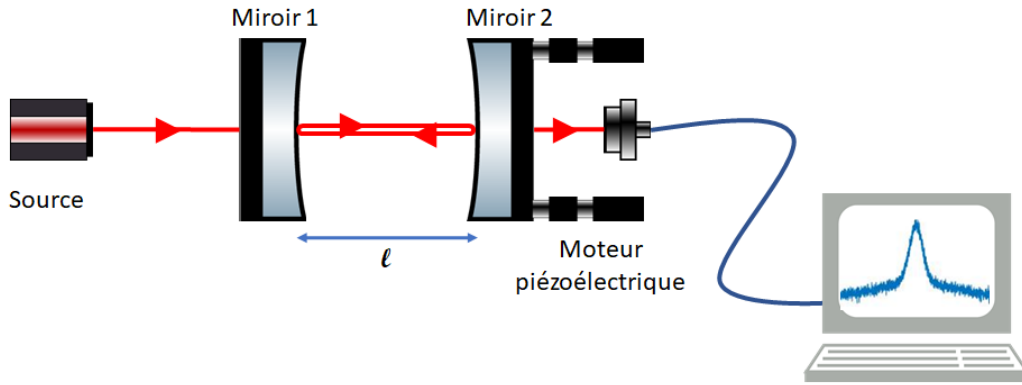


Figure 1.2: *Interféromètre Fabry-Perot. Il est constitué de deux miroirs confocaux formant une cavité. Un des miroirs est monté sur un moteur piézoélectrique qui permet de faire varier la longueur de la cavité et d'effectuer un balayage spectral. Le déphasage entre deux rayons successifs est donné par $\Delta\phi = 2knl$ avec $k = 2\pi/\lambda$, n est l'indice de réfraction et l la longueur de la cavité. Lorsque la lumière est en phase avec la longueur de la cavité, l'intensité lumineuse détectée est maximale.*

Comme nous allons le voir tout au long de ce manuscrit, il est souvent plus facile d'étudier les propriétés de cohérence de la lumière dans le domaine spectral. Il est possible d'observer directement le spectre d'un faisceau lumineux à l'aide de dispositifs expérimentaux comme un interféromètre de Fabry-Perot (voir figure 1.2). Dans nos expériences nous déduisons le spectre de la lumière diffusée à partir de la fonction de corrélation. Pour ce faire nous utilisons le théorème de Wiener-Khintchine [40, 41]. Celui-ci lie l'autocorrélation d'une fonction à sa densité spectrale de puissance (DSP). La DSP est définie comme le carré du module de la transformée de Fourier d'une fonction

$$S(f) := |\mathcal{F}[f]|^2 \quad (1.15)$$

et le théorème de Wiener-Khintchine s'écrit :

$$\mathcal{F} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f^*(t)f(t+\tau)dt \right] = S(f) \quad (1.16)$$

avec $\mathcal{F}[\dots]$ la transformée de Fourier. Pour des raisons évidentes, la transformée de Fourier de nos données expérimentales est calculée numériquement et de ce fait les intégrales ne se font pas sur un intervalle de temps infini mais pour une période T donnée. La fonction d'auto-corrélation devient donc

$$\langle f^*(\tau)f(t+\tau) \rangle_T := \frac{1}{T} \int_T f^*(t)f(t+\tau)dt \quad (1.17)$$

Nous définissons de la même manière une transformée de Fourier de temps fini

$$\mathcal{F}_T := \frac{1}{T} \int_T f(t)e^{i\omega t}dt \quad (1.18)$$

En veillant à prendre un temps T suffisamment long pour que le spectre soit correctement résolu. Nous pouvons donc réécrire (1.16) sous la forme suivante en l'appliquant au champ électrique.

$$\mathcal{F}_T [\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t+\tau) \rangle_T] = \frac{1}{T} \left| \int_T E^{(+)}(t)e^{i\omega t}dt \right|^2 \quad (1.19)$$

où l'on retrouve $G^{(1)}(\tau)$, la fonction de corrélation d'ordre un non-normalisée exprimée en fonction du spectre de $E^{(+)}(t)$

$$\mathcal{F}_T [G^{(1)}(\tau)] = S(E^{(+)}(\omega)) \quad (1.20)$$

Cette relation est aussi vraie pour la fonction de corrélation normalisée.

$$\mathcal{F} [g^{(1)}(\tau)] = s(\omega) \quad (1.21)$$

avec la densité spectrale normalisée définie par

$$s(\omega) := \frac{S(E^{(+)}(\omega))}{\int_0^\infty S(E^{(+)}(\omega)) d\omega} \quad (1.22)$$

Cette relation issue de [36, p64] nous permet donc d'étudier les caractéristiques du champ dans le domaine fréquentiel où, comme nous le verrons plus tard, il est parfois plus facile d'observer et d'interpréter certains effets.

1.2 Au delà de la fonction de corrélation du premier ordre

Les corrélations du champ électrique étudiées dans les expériences d'interférométrie ont longtemps été le seul critère de définition de la cohérence de la lumière. Avec le développement des technologies laser, les scientifiques ont pu accéder à des champs dont la cohérence dépasse ce cadre [42]. Le développement des études de coïncidences entre photons ont poussé à établir que la cohérence ne se limitait pas aux corrélations du premier ordre mais que l'on pouvait étendre l'étude sur de nombreux ordres de corrélation. En réalité, une cohérence totale ne peut être établie qu'en validant une infinité de conditions pour une infinité d'ordres [35, p. 1]. C'est pourquoi nous allons définir ici les fonctions de corrélation d'ordre supérieur et discuter de certaines de leur propriétés.

1.2.1 Degré de cohérence temporelle du second ordre

Le **degré de cohérence du second ordre** est la fonction d'auto-corrélation de l'intensité d'un champ [36, p71]. C'est un cas particulier des fonctions de corrélations d'ordre deux pour des champs pouvant être distincts. Elle a été mise en avant expérimentalement par les travaux de Hanbury Brown et Twiss en 1955 [3] dans le domaine spatial. Contrairement à la fonction du premier ordre, il y a des différences fondamentales entre les approches classique et quantique. Nos études concernent les corrélations temporelles de la lumière. C'est pourquoi les développements sont faits ici dans cette dimension.

Approche classique

La fonction de corrélation temporelle normalisée de l'intensité du champ électrique est définie par :

$$g^{(2)}(\tau) := \frac{\langle E^{(-)}(t)E^{(-)}(t+\tau)E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t) \rangle}{\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t) \rangle^2} = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (1.23)$$

Nous avons vu que les valeurs de $g^{(1)}(\tau)$ évoluaient entre 0 et 1. Pour établir le domaine de valeurs de $g^{(2)}(\tau)$ nous avons recours à l'inégalité de Cauchy qui pour des temps t et $t + \tau$ nous permet d'établir :

$$2I(t)I(t+\tau) \leq I(t)^2 + I(t+\tau)^2 \quad (1.24)$$

Si l'on étend ce raisonnement à une somme de N mesures de l'intensité nous obtenons :

$$\left\{ \frac{I(t_1) + I(t_1) + \dots + I(t_N)}{N} \right\}^2 \leq \frac{I(t_1)^2 + I(t_2)^2 + \dots + I(t_N)^2}{N} \quad (1.25)$$

Ce qui revient à dire qu'en terme de moyenne statistique :

$$\langle I(t) \rangle^2 \leq \langle I(t)^2 \rangle \quad (1.26)$$

Ceci nous permet de conclure que pour un délai nul l'équation (1.23) satisfait la propriété [37, p. 108] :

$$g^{(2)}(0) \geq 1 \quad (1.27)$$

De plus, nous pouvons établir par un traitement similaire [37, p. 109] :

$$g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau) \quad (1.28)$$

Le degré de cohérence d'ordre deux ne peut jamais excéder sa valeur au délai nul. A l'instar du premier ordre, dans le cas où la lumière est émise de manière stationnaire, nous pouvons en déduire que la fonction de corrélation d'ordre 2 est elle aussi symétrique :

$$g^{(2)}(\tau) = g^{(2)}(-\tau) \quad (1.29)$$

En revanche, il n'y a pas a priori de limite supérieure à la fonction (1.23).

Nous ferons parfois référence à la version non normalisée de la fonction de corrélation temporelle du second ordre :

$$G^{(2)}(\tau) := \langle I(t)I(t+\tau) \rangle \quad (1.30)$$

Approche quantique

D'un point de vue quantique, l'intensité du champ est définie par [37, p175] :

$$\hat{I}(t) := \epsilon_0 c^2 \{ \hat{E}^{(-)}(t) \times \hat{B}^{(+)}(t) - \hat{B}^{(-)}(t) \times \hat{E}^{(+)}(t) \} \quad (1.31)$$

Avec $\hat{B}^{(\pm)}$ les composantes complexes du champ magnétique. On peut en déduire une relation proche de celle donnée dans le cas classique (1.9). L'opérateur intensité équivaut à un opérateur de magnitude :

$$\hat{I} = \frac{2}{\eta_0} \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(+)}(t) \quad (1.32)$$

Comme défini dans l'équation (1.13), les composantes complexes du champ électrique sont proportionnelles aux opérateurs annihilation et création et de ce fait :

$$I \propto \hat{a}^\dagger \hat{a} \quad (1.33)$$

Nous pouvons donc faire le lien entre l'intensité du faisceau et le nombre de photons qui le composent. De la même manière que pour la fonction de corrélation de premier ordre, nous pouvons écrire $g^{(2)}$ en termes d'opérateurs annihilation et création :

$$g_{1,2}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}_1^\dagger(t) \hat{a}_2^\dagger(t+\tau) \hat{a}_2(t+\tau) \hat{a}_1(t) \rangle}{\langle \hat{a}_2^\dagger(t) \hat{a}_2(t) \rangle \langle \hat{a}_1^\dagger(t) \hat{a}_1(t) \rangle} = \frac{\langle n_2(t) n_1(t+\tau) \rangle}{\langle n_1(t) \rangle \langle n_2(t) \rangle} \quad (1.34)$$

avec $n_i(t) := \hat{a}_i(t)^\dagger \hat{a}_i(t)$ le nombre de particules à l'instant t . Il s'agit ici de la forme générale de $g^{(2)}(\tau)$ qui s'applique pour des champs quelconques. Dans le cadre du degré de cohérence d'ordre deux d'un champ monomode (la fonction d'auto-corrélation du champ), l'application successive des opérateurs annihilation et création doit prendre en compte les relations de commutation $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$. Pour un mode unique du champ :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n(t)(n(t+\tau) - 1) \rangle}{\langle n(t) \rangle^2} \quad (1.35)$$

Les propriétés (1.27) et (1.28) ne s'appliquent pas à la fonction de corrélation définie selon (1.35) [37, p184] en effet, la variance étant une quantité positive :

$$(\Delta n)^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 \geq 0 \quad (1.36)$$

il en découle que

$$1 - \frac{1}{\langle n \rangle} \leq g^{(2)}(\tau) \text{ pour } \langle n \rangle \geq 1 \quad (1.37)$$

et la limite basse est 0 pour $\langle n \rangle < 1$. La raison principale de cette différence entre les valeurs possibles du degré de cohérence d'ordre deux pour les théories classique ou quantique repose sur la forme différente de leurs numérateurs, à savoir $\langle I^2 \rangle$ et $\langle n(n-1) \rangle$. Comme nous allons le voir dans l'exemple suivant, ces quantités décrivent les résultats d'expériences de type Hanbury-Brown et Twiss où l'on mesure successivement l'intensité ou le nombre de photons. D'un point de vue classique, la mesure ne perturbe pas la valeur de l'intensité alors que dans le cas quantique la mesure modifie le champ, réduisant ici le nombre de photons de un. C'est cet effet qui est à l'origine des différences fondamentales entre les théories classiques et quantiques [37, p229].

L'approche quantique a pour grand intérêt la représentation de la fonction de corrélation en terme de statistique de photons pour laquelle des comportements caractéristiques sont identifiés tel **l'effet photon bunching** (en français : groupement de photons). Cet effet est l'équivalent, pour l'approche quantique, des fluctuations d'intensité qui apparaissent dans la lumière classique. C'est cet effet qui nous assure que $g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0)$.

Une fluctuation de haute intensité se traduira par un groupement fort de photons. Par comparaison, la lumière cohérente n'a pas de variations dans ses fluctuations d'intensité et de fait, le flux de photons moyen ne varie pas. Sa fonction de corrélation restera constante $g^{(2)}(\tau) = 1$ (voir figure 1.3). Une remarque est à faire sur la lumière appelée **lumière anti-bunchée**. (en français : dégroupement de photons). Celle-ci concerne des sources dont le délai minimal entre deux émissions de photons ne peut jamais être inférieur à une certaine valeur. Dans ce cas, l'émission simultanée de plusieurs photons est impossible. Citons par exemple les sources de photons unique ou plus simplement la lumière émise par un atome seul. Une particularité de ce type de lumière est que sa fonction de corrélation d'ordre deux satisfait l'inégalité:

$$g^{(2)}(\tau) > g^{(2)}(0) \quad (1.38)$$

Ce type de comportement n'est décelable que pour une approche quantique du traitement du signal.

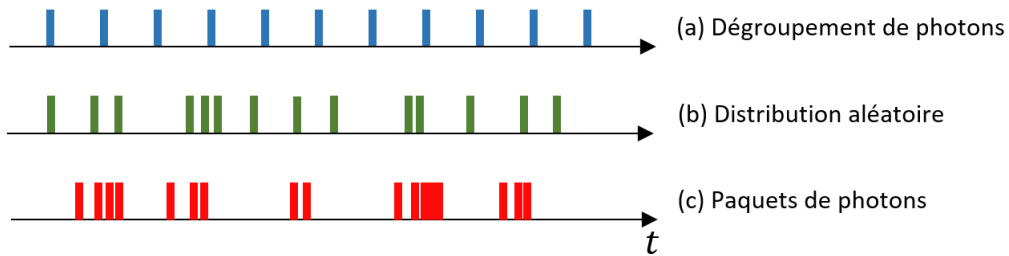


Figure 1.3: Temps d'arrivée de photons en fonction du temps pour de la lumière antibunchée (a) $g^{(2)}(0) < 1$, lumière cohérente (b) $g^{(2)}(0) = 1$, lumière bunchée (c) $g^{(2)}(0) > 1$.

Expérience de Hanbury-Brown et Twiss

Historiquement, la première mise en évidence expérimentale du degré de corrélation d'ordre supérieur à un revient à Robert Hanbury-Brown et Richard Q. Twiss qui ont utilisé les corrélations d'intensité pour mesurer la taille d'étoiles en observant le degré de cohérence spatiale de la lumière émise par celles-ci [3]. Nous allons ici détailler l'expérience d'un point de vue classique puis quantique. En considérant comme pour l'interféromètre de Mach-Zehnder que les coefficients de réflexion et de transmission \mathcal{R} et \mathcal{T} sont égaux, nous avons $I_1 = I_2 = I_{in}/2$. L'intensité du champ pour l'autre entrée du cube est considérée comme nulle $I_0 = 0$, voir figure (1.4). On en déduit que :

$$g_{1,2}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t+\tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle} = \frac{\langle I_{in}(t)I_{in}(t+\tau) \rangle}{\langle I_{in}(t) \rangle^2} = g_{in,in}^{(2)}(\tau) \quad (1.39)$$

La corrélation croisée entre les deux faisceaux en sortie équivaut à la mesure du degré de cohérence du second ordre du faisceau incident.

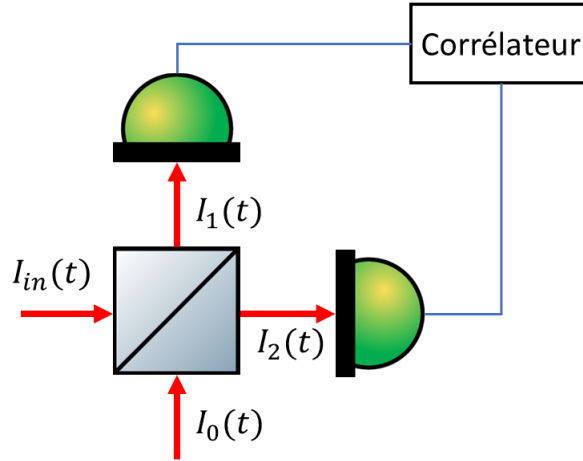


Figure 1.4: Expérience de type Hanbury-Brown et Twiss. Le faisceau incident est divisé en deux au niveau du cube et capté individuellement par chacun des deux détecteurs. Les signaux sont en suite transmis à un corrélateur qui calcule les corrélations croisées entre les deux faisceaux en sortie du cube.

D'un point de vue quantique les intensités $I_i(t)$ sont exprimées via leurs opérateurs correspondants $\hat{I}_i(t)$ que nous remplaçons directement par équivalence (eq 1.33) par les opérateurs \hat{n} . Les opérateurs \hat{n}_1 et \hat{n}_2 s'écrivent respectivement :

$$\begin{aligned}\hat{n}_1 &= |\mathcal{R}|^2 \hat{a}_{in}^\dagger \hat{a}_{in} + \mathcal{R}^* \mathcal{T} \hat{a}_{in}^\dagger \hat{a}_0 + \mathcal{T}^* \mathcal{R} \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_{in} + |\mathcal{T}|^2 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \\ \hat{n}_2 &= |\mathcal{T}|^2 \hat{a}_{in}^\dagger \hat{a}_{in} + \mathcal{T}^* \mathcal{R} \hat{a}_{in}^\dagger \hat{a}_0 + \mathcal{R}^* \mathcal{T} \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_{in} + |\mathcal{R}|^2 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0\end{aligned}\quad (1.40)$$

En considérant en entrée un faisceau incident dans le premier bras et que le second reste dans l'état vide nous pouvons écrire notre état initial comme $|n_{in}\rangle_1 |0\rangle_2$. Le numérateur de notre équation devient alors :

$$\begin{aligned}\langle n_1 n_2 \rangle &= \mathcal{R}^* \mathcal{R} \mathcal{T}^* \mathcal{T} \langle 0|_2 \langle n_{in}|_1 \hat{a}_{in}^\dagger \hat{a}_{in} \hat{a}_{in}^\dagger \hat{a}_{in} |n_{in}\rangle_1 |0\rangle_2 + \mathcal{R}^* \mathcal{T} \mathcal{R}^* \mathcal{T} \langle 0|_2 \langle n_{in}|_1 \hat{a}_{in}^\dagger \hat{a}_0 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_{in} |n_{in}\rangle_1 |0\rangle_2 \\ &= \mathcal{R}^* \mathcal{R} \mathcal{T}^* \mathcal{T} \langle n_{in}| \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{a} |n_{in}\rangle + \mathcal{R}^* \mathcal{T} \mathcal{R}^* \mathcal{T} \langle n_{in}| \hat{a}^\dagger \hat{a} |n_{in}\rangle \\ &= |\mathcal{R}|^2 |\mathcal{T}|^2 \langle n_{in}| \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{a}^\dagger \hat{a} |n_{in}\rangle \\ &= |\mathcal{R}|^2 |\mathcal{T}|^2 \langle n_{in}| \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} |n_{in}\rangle \\ &= |\mathcal{R}|^2 |\mathcal{T}|^2 \langle n_{in}| (n_{in} - 1) \rangle\end{aligned}\quad (1.41)$$

Deux remarques importantes sur cette équation : premièrement nous retrouvons bien $\langle n(n-1) \rangle$ au numérateur, ce qui nous prouve que bien que l'on ait séparé le faisceau en deux bras distincts, on étudie toujours le degré de cohérence du champ incident et non pas la fonction de corrélation de deux champs quelconques. Nous pouvons voir aussi qu'il est indispensable de considérer le mode vide du champ dans le second bras pour obtenir le second terme de cette équation. C'est le couplage, en entrée du système, entre le mode incident et le mode vide qui permet de séparer le faisceau sans détruire les propriétés de cohérence de la lumière incidente. En incluant cette égalité dans la fonction de corrélation nous obtenons :

$$g_{1,2}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n_1 n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle} = \frac{\langle n_{in} (n_{in} - 1) \rangle}{\langle n_{in} \rangle^2} = g_{in,in}^{(2)}(\tau) \quad (1.42)$$

L'équation (1.42) nous montre l'équivalent de l'équation (1.39) via une approche quantique, illustrant le lien entre la mesure de la fonction de corrélation d'ordre deux d'un mode unique du champ ou de la mesure de celle de deux modes issus d'un même mode incident. Nous retrouvons donc que même via une approche purement quantique, **la corrélation croisée entre les deux faisceaux en sortie équivaut à la mesure du degré de cohérence du second ordre du faisceau incident**[37, p222].

1.2.2 Fonction de corrélation temporelle d'ordre n

Nous avons vu que le terme "cohérence" ne peut être résumé par la seule caractérisation de $g^{(1)}$. Longtemps limité à la capacité qu'ont deux ondes à créer des franges d'interférences, cette définition est restée satisfaisante tant qu'on se limitait à mesurer l'intensité du champ électrique. Dès les expériences de Hanbury-Brown et Twiss en 1955, le concept de cohérence a dû être étendu pour inclure les corrélations d'intensité. Avec le développement des technologies laser, il a été mis en évidence que des régularités d'ordres bien supérieurs pouvaient apparaître dans les fluctuations du champ et qu'une fois de plus la définition de cohérence devait être étendue. Ces propriétés sont décrites par les fonctions de corrélations d'ordre supérieur $g^{(n)}$.

Nous pouvons généraliser la définition des degrés de cohérence d'ordre n comme il suit [35, p8, p67]²:

$$g^{(n)}(t_1 \dots t_n, t_{n+1} \dots t_{2n}) := \frac{\langle \prod_{j=1}^n E^{(-)}(t_j) \prod_{j=n+1}^{2n} E^{(+)}(t_j) \rangle}{\langle (E^{(-)}(t) E^{(+)}(t)) \rangle^n} \quad (1.43)$$

La relation (1.6) est applicable aux ordres supérieurs :

$$g^{(n)}(t_1 \dots t_n) = [g^{(n)}(t_n \dots t_1)]^* \quad (1.44)$$

On peut de plus démontrer qu'il existe des relations de commutations entre les valeurs des composantes complexes du champ à différents temps :

$$\begin{aligned} [E^{(+)}(t_1), E^{(+)}(t_2)] &= 0 \\ [E^{(-)}(t_1), E^{(-)}(t_2)] &= 0 \end{aligned} \quad (1.45)$$

De ce fait, $g^{(n)}$ reste inchangé par permutation de ses éléments $(t_1 \dots t_n)$ ou $(t_{n+1} \dots t_{2n})$

Les propriétés étudiées pour $g^{(2)}$ sont applicables aux degrés m :

$$g^{(m)}(t_1, t_2 \dots t_m) := \frac{\langle \prod_{j=1}^m \hat{a}_j^\dagger \prod_{j=1}^m \hat{a}_j \rangle}{\langle (\hat{a}^\dagger \hat{a}) \rangle^m} = \frac{\langle \prod_{j=0}^{m-1} \hat{n} - j \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^m} \quad (1.46)$$

J'utilise ici la notation m pour le degré de cohérence pour qu'il ne soit pas confondu avec le nombre de photons n associé à l'opérateur \hat{n} .

Une propriété notable de l'approche quantique du phénomène est que nous ne pouvons pas déterminer le degré de cohérence d'un faisceau lumineux pour un ordre supérieur au nombre de photons collectés. En effet pour chaque mesure successive, le nombre de photon

²Une remarque est à faire sur la notation de $g^{(n)}$: nous avons considéré que les fonctions de corrélation d'ordre 1 et 2 ne dépendaient que d'une seule variable τ . C'est un cas particulier de fonctions de corrélation plus générales où chacune des variables peut être choisie indépendamment. Dans ce formalisme $g^{(1)}(\tau)$ s'écrit $g^{(1)}(t_1, t_2)$ avec $\tau = t_2 - t_1$ et $g^{(2)}(\tau)$ s'écrit $g^{(2)}(t_1, t_2, t_2, t_1)$. Ceci n'est plus vrai pour $n \geq 3$.

total diminue de un. Les conditions de factorisations sont respectées pour $j \leq n$ alors que toute fonction de corrélation d'ordre $j > n$ s'annule. Cela démontre entre autres que nous ne pouvons pas associer un nombre de photons fini à un état parfaitement cohérent car celui-ci doit respecter une infinité de conditions, à savoir

$$|g^{(n)}| = 1 \text{ pour } n \in \mathbb{N}^* \quad (1.47)$$

Dans l'espoir de pouvoir définir la cohérence complète d'un faisceau lumineux sans avoir à établir une infinité de fonctions de corrélation il nous vient une question : existe-t-il un lien entre les fonctions de corrélation et sous quelles conditions ? [35, p10, p432]

1.3 Lumière chaotique

Il n'est pas à priori expérimentalement possible d'étudier la cohérence complète (à tous les ordres) d'un faisceau lumineux par la mesure de l'ensemble de ses corrélations. Cela dit, il est possible, sous certaines conditions, de construire une relation qui nous permet de déterminer l'évolution d'une fonction de corrélation d'ordre n à partir de la fonction d'ordre inférieur $n-1$ et de ce fait, établir par récurrence le degré de cohérence complet. Cette relation est vraie, comme nous allons le voir, uniquement pour la lumière dite chaotique.

1.3.1 Définition

Selon R.J.Glauber [35, p514] une manière de définir un champ électrique chaotique est de dire qu'il qualifie la lumière émise par grand nombre de diffuseurs indépendants. Si nous prenons une source de lumière quelconque composée d'une multitude de sources uniques monochromatiques dont la phase est aléatoire, nous pouvons utiliser le théorème central limite qui nous dit que la somme de variables aléatoires $S_n = X_1 + X_2 + \dots + X_n$ converge vers une loi normale de distribution :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} S_n \rightarrow \mathcal{N}(n\mu, n\sigma^2) \quad (1.48)$$

avec $n\mu$ son espérance et $\sigma\sqrt{n}$ son écart-type. On peut souligner que la distribution des valeurs de la variable aléatoire n'a pas à être uniforme ni normale, c'est le cas pour l'amplitude complexe du champ électrique émis par chacun des diffuseur pris indépendamment. Nous retiendrons donc cette définition pour la lumière chaotique.

Lumière chaotique := Lumière dont la distribution d'amplitude complexe suit une loi normale

(1.49)

1.3.2 Relation de Siegert

La relation de Siegert a été introduite en 1943 [6] dans le cadre de recherches sur le traitement du signal. Elle a permis d'établir une relation entre les fonctions de corrélation d'ordre un et deux que nous allons détailler ici.

Le champ électrique d'une source lumineuse dite chaotique émis par un ensemble de N sources indépendantes s'écrit comme la somme des champs diffusés par chacune :

$$\mathbf{E}(t) = \hat{\epsilon} \sum_{j=1}^n E_j \cos(\omega t + \phi_j(t)) \quad (1.50)$$

Afin d'alléger les notations pour cette démonstration, nous considérons que les champs ont tous la même polarisation. Le champ est considéré comme stationnaire. Nous pouvons décomposer la fonction de corrélation d'ordre deux non normalisée $G^{(2)}$ en ses contributions d'émetteurs seuls et ses contributions de paires d'émetteurs :

$$G^{(2)} = \langle E^{(-)}(t)E^{(-)}(t+\tau)E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t) \rangle = \sum_{i=1}^N \langle E_i^{(-)}(t)E_i^{(-)}(t+\tau)E_i^{(+)}(t+\tau)E_i^{(+)}(t) \rangle + \sum_{i \neq j} \left(\langle E_i^{(-)}(t)E_j^{(-)}(t+\tau)E_j^{(+)}(t+\tau)E_i^{(+)}(t) \rangle + \langle E_i^{(-)}(t)E_j^{(-)}(t+\tau)E_i^{(+)}(t+\tau)E_j^{(+)}(t) \rangle \right)$$

Chaque source étant indépendante nous ne gardons que les termes contenant le produit des deux composantes complexes d'un même champ. Pour les autres, leur phase relative étant aléatoire, la valeur des moyennes temporelles est nulle. La stationnarité du champ nous permet de considérer les termes en $\langle E(t)^{(-)}E(t)^{(+)} \rangle$ et $\langle E(t+\tau)^{(-)}E(t+\tau)^{(+)} \rangle$ comme équivalents et de les sommer.

$$G^{(2)} = N \langle E_i^{(-)}(t)E_i^{(-)}(t+\tau)E_i^{(+)}(t+\tau)E_i^{(+)}(t) \rangle + N(N-1) \left(\langle E_i^{(-)}(t)E_i^{(+)}(t) \rangle^2 + |\langle E_i^{(-)}(t)E_i^{(+)}(t+\tau) \rangle|^2 \right)$$

En assumant que le nombre d'émetteurs est très grand on peut considérer que les contributions d'émetteurs seuls sont négligeables devant celles de paires d'émetteurs et nous pouvons simplifier cette équation via l'approximation suivante :

$$G^{(2)} = N^2 \left(\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t) \rangle^2 + |\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t+\tau) \rangle|^2 \right) \quad (1.51)$$

Après normalisation on obtient l'équation

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \quad \text{pour } (N \gg 1) \quad (1.52)$$

C'est cette équation que nous appelons la **relation de Siegert**³. A retenir, les conditions de validité de la relation de Siegert sont les suivants :

- Il y a un très grand nombre d'émetteurs
- Les émetteurs sont indépendants (la phase relative entre la lumière émise par deux émetteurs différents est aléatoire)

Nous pouvons en déduire une condition importante. Sachant (1.52) et que par définition $g^{(1)}(0) = 1$ nous avons :

$$g^{(2)}(0) = 2 \quad (1.53)$$

³Démonstration issue de [37, p110].

De plus il nous vient d'après l'équation (1.5) :

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) \rightarrow 1 \quad (1.54)$$

Ces deux propriétés sont valables pour tout type de lumière validant la relation de Siegert et seront utilisées dans ce manuscrit comme facteurs discriminants. Nous noterons que le même développement peut être considéré pour une approche quantique du problème. La fonction (1.34) peut être développée comme il suit via les règles de factorisations propres à la lumière chaotique [43, p. 56] [37, p. 249] :

$$\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle = \langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle \langle \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \rangle + \langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t+\tau) \rangle \langle \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle \quad (1.55)$$

qui après normalisation et pour un processus stationnaire nous permet de retrouver l'équation (1.52).

De manière plus générale, les travaux de R.J Glauber ont montré que pour la lumière chaotique toute fonction de corrélation d'ordre n pouvait être établie à partir des équations d'ordre précédent [35, p515] :

$$G^{(n)}(x_1 \dots x_n y_1 \dots y_n) = \sum_P \prod_{j=1}^n G^{(1)}(x_j y_{P_j}) \quad (1.56)$$

Si la variable x prend toutes les valeurs de 1 à n, la variable associée y constitue toutes les n! permutations possible de ce jeu de valeurs, avec P l'ensemble des permutations. Ce théorème est une généralisation d'un théorème utilisé en théorie des processus stochastiques [44, p41]. En considérant une variable de distribution Gaussienne pour construire la fonction de corrélation d'ordre n on peut voir que la fonction d'ordre supérieur peut toujours être écrite à partir des fonctions de l'ordre précédent, et par récurrence comme la somme de fonctions d'ordre un.

Il est possible d'obtenir des informations sur la cohérence complète d'un système dès lors que celui-ci est chaotique. La validité ou violation de la relation de Siegert nous permet donc d'obtenir des informations sur la nature de la lumière comme cela a déjà été fait pour de nombreuses sources telles que la lumière diffusée par des échantillons de polystyrène [45][46], du brouillard [47], des sources dites "pseudo-thermiques" [48] ou des sources laser [49].

1.3.3 Exemples de lumière chaotique

Nous avons vu la définition de lumière chaotique en section (1.3.1). La condition de randomisation de l'amplitude complexe du champ électrique peut être atteinte via des phénomènes physiques très différents dont les exemples les plus simples, comme la lumière thermique, ont souvent été confondus avec la définition même de champ chaotique. C'est pourquoi nous avons vu l'apparition de termes tels que "pseudo-thermique". La lumière thermique est assimilée au rayonnement d'un corps noir à l'équilibre thermodynamique mais plus généralement sa définition couvre *les radiations émises par la matière pour lesquelles l'énergie et/ou le spectre sont caractérisés par la température du matériau*. Au niveau microscopique, cela sera traduit par le mouvement des particules. Par continuité,

une lumière pseudo-thermique sera une lumière dont les caractéristiques sont les mêmes que celles de la lumière thermique mais pour laquelle les mécanismes à son origine seront différents [50]. Afin d'illustrer ces différents mécanismes et nous rapprocher de l'étude de la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids nous allons étudier le champ émis par un grand nombre d'émetteurs ponctuels dans différentes conditions. Pour valider que le champ émis est bien chaotique, nous allons vérifier que le champ électrique émis par chacun des diffuseur se comporte bien comme une variable aléatoire. Nous considérons ici le cas d'une lumière classique traitée comme un phénomène ondulatoire et nous observons le champ électrique à un point quelconque fixe de l'espace.

Diffusion cohérente à température nulle

Commençons par le cas le plus simple, celui de diffuseurs répartis de manière aléatoire dans l'espace sans aucun déplacement, ce qui correspondrait à un nuage d'atomes à température nulle. Dans le régime de diffusion cohérente, chaque diffuseur ré-émet une onde ayant les mêmes caractéristiques que l'onde incidente que l'on considère comme une source idéale monochromatique, (voir équation 1.1). En considérant chaque source rayonnant une onde monochromatique, le champ électrique total s'écrit :

$$\mathbf{E}(t) = \hat{\epsilon} \sum_{j=1}^n E_j \cos(\omega t + \phi_j) \quad (1.57)$$

Nous remarquons qu'ici contrairement à l'équation (1.50) la phase n'est pas une variable du temps et $\phi_{tot} = \sum_{j=1}^n \phi_j$. Les variations du champ se font de manière cyclique sur une période $2\pi/\omega$. Ici, les phases relatives entre deux champs ne sont pas aléatoires au cours du temps, la valeur des moyennes temporelles est non nulle. Les émetteurs ne sont pas indépendants. Ce régime ne peut donc pas être considéré comme chaotique.

Régime Doppler

Le premier régime de lumière chaotique que nous allons étudier est celui obtenu par élargissement Doppler. L'effet Doppler est le décalage de fréquence d'une onde, constaté entre un observateur et une source, proportionnel à la vitesse relative entre eux. Dans le cadre de la lumière diffusée par les atomes, on considèrera le décalage en fréquence entre l'onde incidente et la lumière émise par l'atome. Le décalage en fréquence est donné par $\delta\omega(\theta) = \Delta\mathbf{k}\mathbf{v}$ avec $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_{out} - \mathbf{k}_{in}$ et \mathbf{v} la vitesse de l'atome par rapport à l'observateur, voir figure (1.5).

Le champ électrique de la lumière diffusée par un ensemble d'émetteurs dans ces conditions s'écrit :

$$\mathbf{E}(t) = \hat{\epsilon} \sum_{j=1}^n E_j \cos((\omega + \Delta\mathbf{k}\mathbf{v}_j)t + \phi_j) \quad (1.58)$$

pour laquelle la distribution gaussienne des fréquences élargies par effet Doppler s'écrit :

$$p_G(\omega) = (2\pi\sigma_G^2)^{-1/2} e^{-(\omega_0 - \omega)^2 / 2\sigma_G^2} \quad (1.59)$$

avec σ_G^2 la variance de la distribution Gaussienne

$$\sigma_G = |k_{in}| (2(1 - \cos(\theta))k_B T / M)^{1/2} \quad (1.60)$$

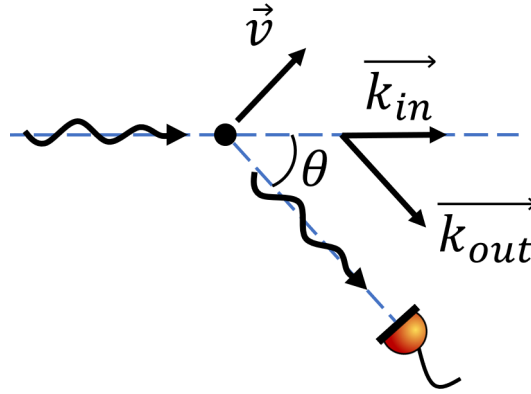


Figure 1.5: Représentation schématique des variations de fréquence induites par effet Doppler dans la lumière diffusée par les atomes. \vec{k}_{in} correspond au vecteur d'onde de la source lumineuse et \vec{k}_{out} à celui de l'onde diffusée. \vec{v} représente la vitesse de l'atome et sa direction

où M est la masse de l'atome, k_{in} le nombre d'onde de la source lumineuse, k_B la constante de Boltzmann et T la température.

Ce système ne pourra être considéré strictement chaotique que dans le cas où le nombre de diffuseurs est infini.⁴ Nous faisons l'approximation que pour un grand nombre de diffuseurs, l'effet Doppler peut être source du caractère chaotique de l'onde.

L'effet Doppler est à l'origine des lumières appelées thermiques, celui-ci provenant de l'agitation des atomes ou molécules, ou pseudo-thermiques où le mouvement a une autre origine que la température (par exemple un disque tournant dans certaines conditions [48]).

Régime collisionnel

Un second régime chaotique est le régime collisionnel. Lorsque le système est suffisamment dense, les diffuseurs entrent en contact, et durant le choc, les niveaux d'énergie sont modifiés et l'émission de lumière est interrompue [37, p. 83]. Il en résulte un saut de phase aléatoire pour la lumière émise par les diffuseurs impliqués dans la collision :

$$\mathbf{E}(t) = \hat{\epsilon} \sum_{j=1}^n E_j \cos(\omega t + \phi_j(t)) \quad (1.61)$$

$\phi(t)$ est ici une fonction qui va varier de manière discontinue à chacune des collisions. La phase reste constante pour les périodes de vol libre puis change de manière abrupte à chaque choc. Son évolution est proportionnelle à la probabilité $p_L(\tau)d\tau$ que l'atome ait une période de vol libre d'un temps supérieur à une valeur τ suivant la loi [37, p. 76] :

$$p_L(\tau)d\tau = (1/\tau_0)e^{-\tau/\tau_0}d\tau \quad (1.62)$$

⁴Dans le cas contraire le champ émis présentera des variations cycliques de période correspondant au plus petit commun multiple des périodes de chacun des diffuseurs considérés. Cela dit, les périodes considérées deviennent extrêmement grandes pour des systèmes contenant 10^8 à 10^9 diffuseurs (Nombre typique d'atome dans les nuages que nous manipulons (voir 2.3.2)). A titre d'exemple, un champ électrique composé d'une somme de seulement quatre ondes de longueurs légèrement différentes (780,780.01,780.02 et 780.03 nm) voit sa période temporelle dépasser les 5 ans.

avec τ_0 la durée moyenne de vol libre donnée par :

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{4d^2 N}{V} \left(\frac{\pi k_B T}{M} \right)^{1/2} \quad (1.63)$$

où d est la distance moyenne entre deux diffuseurs, V le volume considéré, k_B la constante de Boltzmann, T la température, N le nombre d'atomes et M la masse de l'atome. Ce régime collisionnel diffère du régime Doppler car il peut certes être une conséquence de l'agitation thermique, auquel cas on sommerait les deux effets mais on peut aussi imaginer une situation où les diffuseurs restent fixes (milieu solide ou atomes piégés dans un réseau) où l'on vient par exemple les bombarder de gaz neutre. Le point important est que le régime collisionnel est en lui-même générateur de champ chaotique, même dans le cas où l'effet de la température est nul.

Dans le cadre d'un gaz d'atomes dans le vide, ceux-ci étant libres de se déplacer, il sera impossible d'obtenir un régime collisionnel sans considérer l'agitation thermique. Le champ s'écrira dans ce cas comme la formule (1.58) mais l'évolution de $\phi(t)$ comprendra les variations dues au déplacement ainsi que les changements brutaux dus aux collisions. Pour le nuage que nous utilisons dans nos expériences, celui-ci est suffisamment dilué pour que nous puissions négliger les effets de collisions.

Régime radiatif

Si l'on considère des atomes réels, ceux-ci présentent des niveaux d'énergie dont la largeur spectrale n'est pas nulle. C'est à dire que pour un diffuseur, si la source de lumière illuminant le diffuseur est à large spectre ($\Delta_L \gg \Gamma$) avec Γ la largeur naturelle de la transition considérée, la lumière diffusée en sortie présentera une largeur spectrale correspondant à celle de la transition atomique considérée. Le spectre d'un tel champ aura une distribution du type [37, p. 60] :

$$p_L(\omega) = \frac{\gamma_{sp}/\pi}{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma_{sp}^2} \quad (1.64)$$

où γ_{sp} est le taux d'émission spontané de la transition considérée défini par :

$$\gamma_{sp} := \frac{1}{2} \frac{e^2 \omega_0^3 \alpha^2}{3\pi \epsilon_0 \hbar c^3} \quad (1.65)$$

avec e la charge de l'électron, ω_0 la fréquence centrale de la transition considérée, ϵ_0 la permittivité du vide, α le moment dipolaire et c la vitesse de la lumière. De même que pour le régime Doppler, le spectre sera formé de la somme de différentes fréquences et sera considéré comme chaotique pour un grand nombre de diffuseurs indépendants. Un point intéressant est soulevé par cette remarque : la lumière réelle n'est jamais parfaitement monochromatique, même pour les sources laser les plus stables ($\Delta_L < 100\text{kHz}$). Le temps de cohérence d'une source $\Delta t \approx 1/\Delta_L$ et sa longueur de cohérence est

$$l = c\Delta t \quad (1.66)$$

Cette longueur correspond, par exemple, à la distance parcourue par la lumière entre notre milieu diffusant et nos instruments de mesures. Un laser de largeur spectrale de

100KHz aura une longueur de cohérence d'environ 3km, ce qui est plusieurs ordres de grandeur plus grand que les distances parcourues par la lumière dans nos expériences ($\sim 1\text{m}$). C'est pourquoi même si de manière stricte on ne peut se défaire du régime radiatif et de son caractère chaotique, nous pouvons avec une très bonne approximation considérer qu'il n'intervient pas pour nos expériences.

Régime incohérent

Nous avons jusqu'ici présenté différents phénomènes apparaissant pour de la lumière diffusée de manière cohérente. Or, les travaux présentés dans cette thèse concernent essentiellement de la lumière diffusée pour des atomes dont la transition est saturée⁵, c'est à dire lorsque le taux de photons illuminant les diffuseurs dépasse le taux maximal que ces derniers peuvent diffuser. Le spectre de la lumière diffusée lorsqu'un atome est amené à saturation par un champ incident de haute intensité a été décrit par B.R Mollow en 1969 [51]. Le modèle considère que la lumière émise par un atome peut être scindée en deux parties distinctes :

$$\mathbf{E}(t) = \langle E(t) \rangle + \delta E(t) = E_{coh} + E_{incoh} \quad (1.67)$$

une composante cohérente E_{coh} provenant de la valeur moyenne du dipôle, dont la phase est bien définie et dépendante de la phase de l'onde incidente, et une composante incohérente E_{incoh} qui correspond aux fluctuations du champ, liée à la partie fluctuante du dipôle atomique. Par définition, cette partie n'a pas de phase bien définie [52, p367].

La contribution respective de chacune de ces parts à l'intensité de la lumière émise va dépendre de I , l'intensité du faisceau incident, et de son rapport avec I_{sat} , l'intensité de saturation de la transition considérée. Nous utiliserons le rapport de ces deux grandeurs pour qualifier le régime considéré. Ce rapport est appelé le **paramètre de saturation** et se note :

$$s := \frac{I}{I_{sat}} \quad (1.68)$$

La part de l'intensité représentée par les parts cohérentes et incohérentes va dépendre du paramètre de saturation s selon les formules suivantes (voir [52, p367]):

$$I_{coh} = \frac{1}{2} \frac{s}{(1+s)^2} \quad (1.69)$$

$$I_{incoh} = \frac{1}{2} \frac{s^2}{(1+s)^2} \quad (1.70)$$

Nous avons donc le rapport $I_{incoh}/I_{coh} = s$. Pour une intensité incidente faible la diffusion est alors essentiellement cohérente. À haute intensité la lumière diffusée de manière cohérente tend vers zéro. En revanche, l'intensité de la lumière incohérente augmente et devient presque indépendante de s (voir figure 1.6). Cela peut être expliqué en considérant que l'atome oscille entre les niveaux fondamentaux et excités et ne peut émettre plus de $\Gamma/2$ photons par unité de temps peu importe l'intensité de la lumière incidente. La diffusion est dans ce cas essentiellement incohérente.

Dans le cadre de la diffusion par le nuage avec un faisceau incident de faible intensité, le spectre de la lumière diffusé peut s'écrire :

$$I_{coh}(\omega) = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \delta(\omega - \omega_L) \quad (1.71)$$

⁵Le régime incohérent pourra être aussi appelé régime saturé.

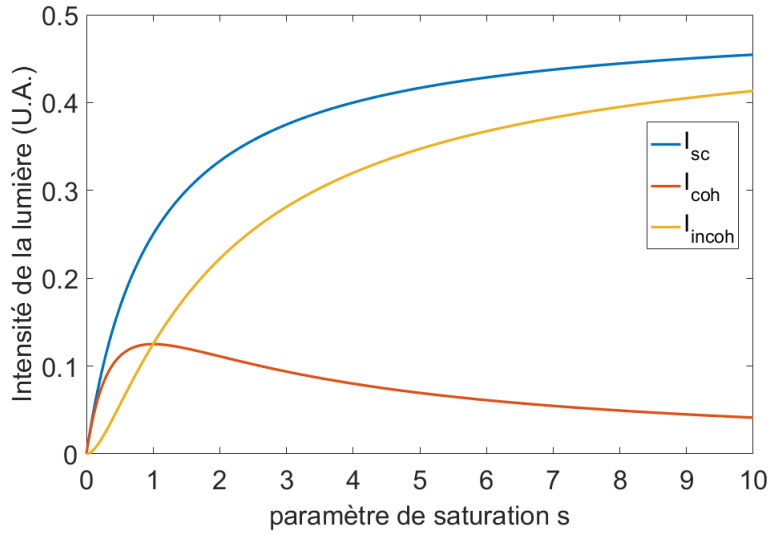


Figure 1.6: Évolution des parts cohérente et incohérente de la lumière diffusée en fonction du paramètre de saturation. I_{SC} correspond à la somme des deux parts

avec δ la fonction de Dirac et ω_L la fréquence de la source laser incidente. Lorsque l'intensité de la lumière incidente est très grande devant I_{sat} , le spectre de la lumière diffusée n'est plus monochromatique. Son expression a été établie pour la première fois par B.R Mollow [51]:

$$I_{incoh}(\omega) = \frac{1}{\Gamma} \frac{s^2}{8\pi(1 + s + 4\frac{\delta_L^2}{\Gamma^2})} \frac{\frac{\delta^2}{\Gamma^2} + \frac{s}{4} + 1}{\left(\frac{1}{4} + \frac{s}{4} + \frac{\delta_L^2}{\Gamma^2} - 2\frac{\delta^2}{\Gamma^2}\right)^2 + \frac{\delta^2}{\Gamma^2} \left(\frac{5}{4} + \frac{s}{2} + \frac{\delta_L^2}{\Gamma^2} - \frac{\delta^2}{\Gamma^2}\right)} \quad (1.72)$$

avec $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ la différence de fréquence entre la lumière incidente et la transition atomique considérée, $\delta = \omega - \omega_L$ et Γ la largeur naturelle de la transition considérée. Pour un champ intense le spectre de la lumière diffusée de manière incohérente tend vers la somme de trois lorentziennes (voir figure 1.7). Chacune de ces Lorentziennes à une amplitude relative de 1, 3 et 1 et une largeur de $3\Gamma/2$, Γ et $3\Gamma/2$. On s'y réfère généralement comme le **triplet de Mollow**.

Les pics secondaires sont séparés du pic central d'une fréquence correspondant à la pulsation de Rabi généralisée :

$$\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + \delta_L^2} \quad (1.73)$$

avec Ω_R la pulsation de Rabi :

$$\Omega_R = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{sat}}} \quad (1.74)$$

La position des pics secondaires est donc directement liée au paramètre de saturation s . Si l'on étudie la lumière diffusée de manière incohérente par un grand nombre d'émetteurs nous validons les conditions vues précédemment car la phase aléatoire de chacun des diffuseur nous permet de les considérer comme indépendants. Le champ total peut s'écrire comme celui de l'équation (1.61). Nous considérons donc que la lumière émise dans ce régime est elle aussi chaotique.

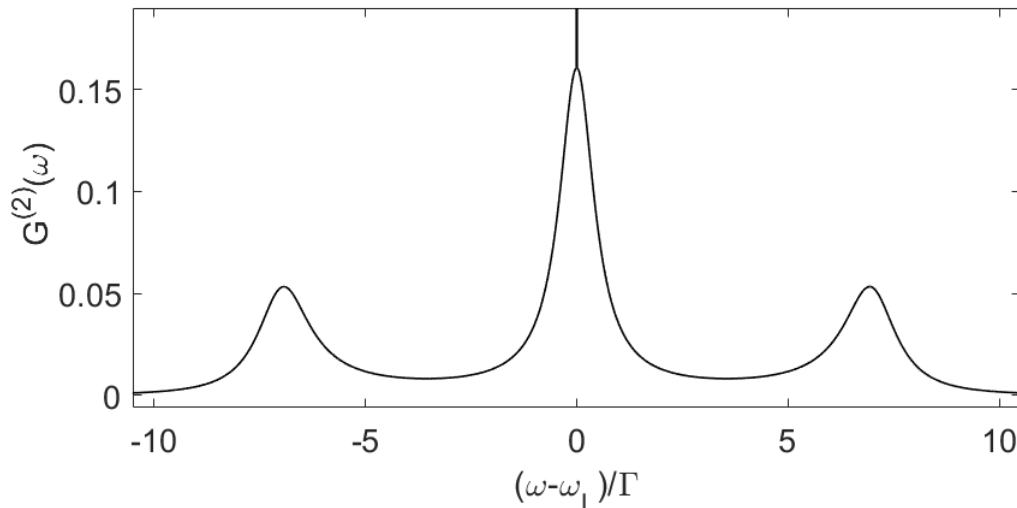


Figure 1.7: *Densité spectrale de puissance de la lumière émise en régime saturé à haut paramètre de saturation $s=7$. On y observe le triplet de fréquences correspondant à I_{incoh} centrés sur $\omega - \omega_L$, $\omega - \omega_L - \Omega$ et $\omega - \omega_L + \Omega$ de largeur de $3\Gamma/2, \Gamma$ et $3\Gamma/2$ et le pic de Dirac correspondant à I_{coh} centré sur $\omega - \omega_L$.*

La distribution en fréquence du régime saturé ne suit pas une loi classique au même titre que les régime présentés précédemment. En effet, le spectre n'est pas monochromatique et c'est pourquoi on qualifera parfois ce régime d'inélastique.

Diffusion multiple

Il est important de signaler que le phénomène de diffusion multiple, où le même photon interagit successivement avec plusieurs diffuseurs, n'est pas en lui-même suffisant pour induire des fluctuations aléatoires du champ. On peut définir un cadre où seule la diffusion multiple est prise en compte (source incidente monochromatique, régime de diffusion cohérente, température nulle et aucune collision) en ne considérant uniquement les photons ayant subi deux ou plusieurs événements de diffusion. Chaque diffuseur ré-émettant une onde ayant les mêmes caractéristiques que l'onde incidente nous ne faisons que prolonger le chemin optique parcouru par les photons sans modifier le champ. On retrouve un champ du type (1.57). La diffusion multiple n'est pas génératrice de champ chaotique⁶. En revanche, lorsqu'il est combiné à d'autres régimes, le phénomène de diffusion multiple accentue les effets de décohérence à chaque nouvel événement de diffusion.

Une remarque importante est que la diffusion multiple peut influencer sur la distribution en fréquence de la lumière diffusée. En effet, tout phénomène induisant un élargissement spectral de la lumière diffusée fera que pour des diffusions multiples, on considèrera un régime se rapprochant du régime radiatif et une distribution spectrale de forme Lorentzienne (voir 1.64).

Conclusion

La lumière chaotique est une combinaison de un ou plusieurs des différents phénomènes présentés dans cette partie. Chacun d'entre eux induisant des aléas dans l'amplitude com-

⁶On peut envisager un expérience où les chemins optiques deviennent si grand que la cohérence du faisceau incident est perdue mais cela dépasse les configurations présentées dans cette thèse.

plexe du champ électrique. Chacun de ces effets étant à lui seul source de fluctuations et ayant une part plus ou moins importante suivant les caractéristiques de la source et du milieu diffusant. Une étude quantitative des régimes Doppler et incohérent sera présentée au chapitre 4. Les régimes radiatifs et collisionnels ne sont présentés ici qu'à titre de comparaison. Il est important néanmoins de connaître leurs origines ainsi que les fonctions de corrélation qui leur sont associés pour comprendre les raisonnements présentés dans ce manuscrit.

Il est important de rappeler la distinction entre les **distributions d'amplitude** complexe qui suivent la loi normale, pour chacun des régimes chaotiques présentés et qui ont une forme Gaussiennes; et la **distribution en fréquence** qui diffère suivant chaque régime (Lorentzien, Gaussien, triplet...). C'est essentiellement en étudiant cette distribution en fréquence que nous identifions les différents régimes.

1.3.4 Corrélations du champ électrique

Étudions maintenant les fonctions de corrélation pour les différents régimes présentés au paragraphe précédent. Le caractère chaotique de ces régimes permet de développer ces fonctions en tenant compte des contributions moyennées et la relation de Siegert nous permet d'établir les fonctions d'ordre supérieurs à partir des précédentes. Nous commençons donc par établir $g^{(1)}$ pour les différents régimes.

Régime collisionnel

la fonction de corrélation d'ordre un non-normalisée $G^{(1)}$ d'un champ émit par un ensemble de diffuseurs en régime collisionnel s'écrit ainsi:

$$\begin{aligned} \langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t + \tau) \rangle &= E_0^2 e^{-i\omega\tau} \\ &\times \langle (e^{i\phi_1(t)} + e^{i\phi_2(t)} + \dots + e^{i\phi_n(t)}) \\ &\times (e^{-i\phi_1(t+\tau)} + e^{-i\phi_2(t+\tau)} + \dots + e^{-i\phi_n(t+\tau)}) \rangle \end{aligned}$$

Les phases de la lumière émise par chaque source étant aléatoires, les produits croisés des termes entre crochets vont avoir une contribution moyenne nulle. Nous avons :

$$\begin{aligned} \langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t + \tau) \rangle &= E_0^2 e^{-i\omega_0\tau} \sum_{i=1}^N \langle e^{i(\phi_i(t) - \phi_i(t+\tau))} \rangle \\ &= N \langle E_i^{(-)}(t)E_i^{(+)}(t + \tau) \rangle \end{aligned}$$

avec N le nombre de diffuseurs. La fonction de corrélation de l'ensemble du champ est déterminée par les contributions des atomes seuls. La phase du champ étant ici dépendante du taux de collisions (voir eq (1.62)). Dans ce cas la fonction de corrélation devient :

$$\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t + \tau) \rangle = N E_0^2 e^{-i\omega\tau} e^{-\tau/\tau_0} \quad (1.75)$$

et l'on peut écrire sa version normalisée comme [37, p95] :

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega\tau} e^{-|\tau|/\tau_0} = e^{-i\omega\tau} e^{-|\tau|\gamma_{coll}} \quad (1.76)$$

avec $\gamma_{coll} = 1/\tau_0$ le taux de collision correspondant.

Il est à noter que le développement pour une lumière dont on considère l'élargissement spectral (régime radiatif) sera identique à celui présenté pour un régime collisionnel. Dans ce cas on ajoutera à $g^{(1)}(\tau)$ un terme en $e^{-\gamma_{sp}|\tau|}$ où le temps de collision t_0 est remplacé par un temps de cohérence $t_c = 1/\gamma$ avec $\gamma = \gamma_{sp}$ le taux d'émissions spontanées de l'espèce considérée. La distribution en fréquence due à ces deux effets étant similaire, ils peuvent être considérés ensemble. Dans ce cas $\gamma = \gamma_{sp} + \gamma_{coll}$.

Régime Doppler

De la même manière on peut établir la fonction de corrélation pour un champ dont la lumière est diffusée en présence d'un élargissement Doppler.

$$\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t+\tau) \rangle = NE_0^2 \sum_{i,j=1}^N \langle e^{i\{\omega + \Delta\mathbf{k}\mathbf{v}_i\}t - \phi_i - (\omega + \Delta\mathbf{k}\mathbf{v}_j)(t+\tau) - \phi_j} \rangle \quad (1.77)$$

Les phases ayant une distribution aléatoire les contributions pour les éléments $i \neq j$ valent zéro en moyenne et on retrouve

$$\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t+\tau) \rangle = E_0^2 \sum_{i=1}^N e^{i(\omega + \Delta\mathbf{k}\mathbf{v}_i)\tau} \quad (1.78)$$

En considérant la distribution Gaussienne des fréquences, on obtient :

$$\langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t+\tau) \rangle = NE_0^2 e^{-i\omega\tau} e^{-\frac{1}{2}\sigma_G^2\tau^2} \quad (1.79)$$

et sa version normalisée [37, p97]:

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega\tau} e^{-\frac{1}{2}\sigma_G^2\tau^2} = e^{-i\omega\tau} e^{-\frac{1}{2}(\tau/\tau_c)^2} \quad (1.80)$$

avec τ_c le temps de cohérence défini par

$$\tau_c = 1/\sigma_G \quad (1.81)$$

Régime incohérent

La fonction de corrélation d'ordre 1 pour de la lumière diffusée en régime incohérent a été décrite par B.R.Mollow [51]⁷:

$$g^{(1)}(\tau) = |\alpha_\infty|^2 e^{-i\omega\tau} - (D_0/2s_0)e^{-i\omega\tau} e^{s_0|\tau|} - (D_+/2s_+)e^{-i\omega\tau} e^{s_+|\tau|} - (D_-/2s_-)e^{-i\omega\tau} e^{s_-|\tau|} \quad (1.82)$$

avec

$$D_0 = n_\infty \Gamma \Omega^2 \left(\frac{\frac{1}{2}\Omega^2 + \Gamma^2 - s_0^2}{(s_0^2 - s_+^2)(s_0^2 - s_-^2)} \right) \quad (1.83)$$

$$D_+ = n_\infty \Gamma \Omega^2 \left(\frac{\frac{1}{2}\Omega^2 + \Gamma^2 - s_+^2}{(s_+^2 - s_0^2)(s_+^2 - s_-^2)} \right) \quad (1.84)$$

⁷Un autre traitement peut être trouvé dans [36, p. 202]

$$D_- = n_\infty \Gamma \Omega^2 \left(\frac{\frac{1}{2}\Omega^2 + \Gamma^2 - s_-^2}{(s_-^2 - s_0^2)(s_-^2 - s_+^2)} \right) \quad (1.85)$$

où Γ est le taux de décroissance naturel de transition considérée. s_0 , s_+ et s_- sont les trois racines de $f(s)$ le polynôme d'ordre 3 défini par :

$$f(s) := (s + \Gamma)(s + z)(s + z^*) + \Omega^2 \left(s + \frac{1}{2}\Gamma \right) \quad (1.86)$$

par définition $z := \frac{1}{2}\Gamma + i\Delta\omega$ avec $\Delta\omega := (\omega - \omega_0)$ et

$$n_\infty := n(t \rightarrow \infty) = \frac{\frac{1}{4}\Omega^2}{\frac{1}{2}\Omega^2 + (\Delta\omega)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (1.87)$$

la population moyenne à l'équilibre et

$$\alpha_\infty := \alpha(t \rightarrow \infty) = e^{-i\omega\tau} \frac{i\lambda E_0 z}{\frac{1}{2}\Omega^2 + (\Delta\omega)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (1.88)$$

le couplage à l'équilibre. λ est la longueur d'onde de la lumière et E_0 l'amplitude complexe du champ électrique.

L'ensemble des étapes de calcul sont présentées dans l'article. Nous ne faisons que présenter ici l'allure de la fonction afin de comparer les différents régimes.

1.3.5 Corrélations d'intensité

Au même titre que les corrélations du champ électrique nous présentons les fonctions typiques des corrélations d'intensité pour les régimes décrits précédemment. La forme des figures dépend ici aussi du régime considéré. Les fonctions de corrélations d'ordre deux pour la lumière chaotique peuvent être obtenues en incluant les fonctions d'ordre un dans l'équation de la relation de Siegert (1.52):

Pour une distribution en fréquence Lorentzienne :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + e^{(-2|\tau|/\tau_c)} \quad (1.89)$$

Pour une distribution en fréquence Gaussienne :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + e^{-\pi(\tau/\tau_c)^2} \quad (1.90)$$

Il en va de même pour la lumière diffusée en régime saturé. Nous pouvons observer sur la figure (1.8) la représentation de la fonction de corrélation de l'intensité lumineuse pour les lumières chaotiques présentées précédemment. A titre de comparaison la fonction de corrélation d'ordre deux d'une lumière cohérente (laser parfait) reste constante $g^{(2)}(\tau) = 1$ pour tout τ .

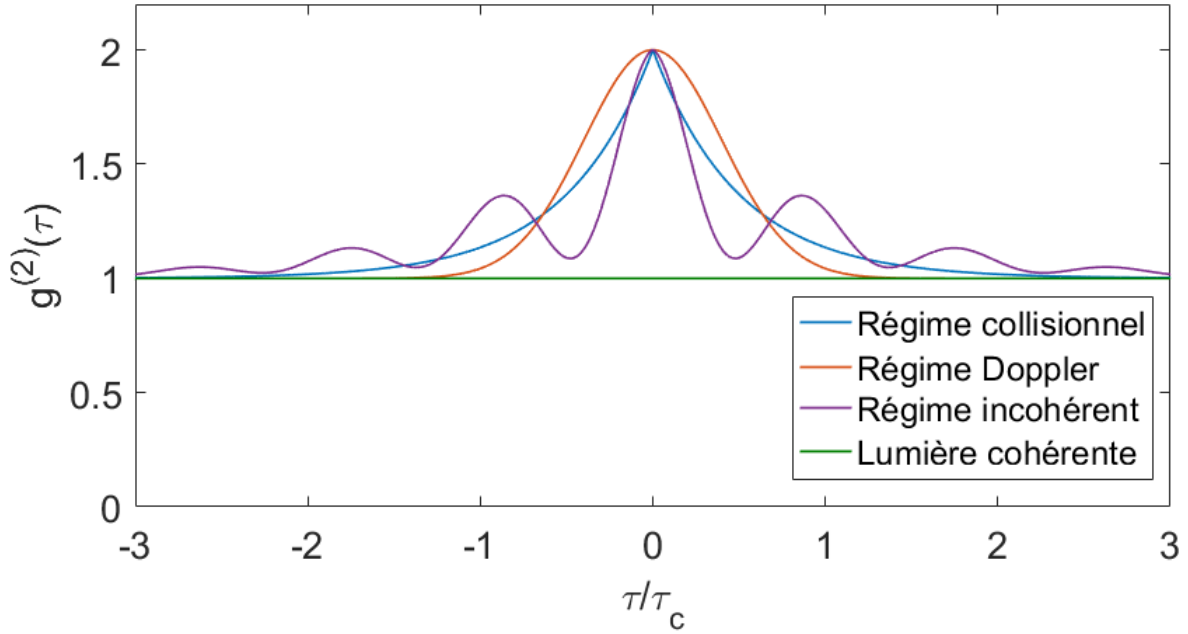


Figure 1.8: Degré de cohérence d'ordre deux pour de la lumière chaotique de distribution issue d'un régime collisionnel (bleu), Doppler (rouge) et incohérent (violet) ainsi que pour de la lumière cohérente (vert).

On peut noter que la définition exacte du temps de cohérence présentée en section (1.1.1) est dépendante du régime dans lequel nous nous trouvons et c'est en identifiant ce régime que nous pouvons déterminer sa valeur. Pour déterminer le temps de cohérence en régime incohérent, nous l'extrairons de l'enveloppe de la fonction (détails au chapitre 4).

1.3.6 Conclusion

Nous avons dans cette partie établi les degrés de cohérence d'ordre 1 et 2 de la lumière chaotique provenant de différentes sources. L'extension aux degrés supérieurs $g^{(n)}$ se fait par récurrence et nous permet d'avoir une information complète sur la cohérence de la lumière chaotique. Nous avons vu que chaque régime pouvait être identifié par la forme de ses fonctions de corrélations et c'est ici l'information principale à retenir. L'étude de la forme des fonctions de corrélations de la lumière émise lors de nos expériences pourra nous renseigner sur les phénomènes liés à son émission.

Nous allons maintenant pouvoir faire le lien entre ces définitions générales et le milieu diffusant expérimental que nous avons choisi d'étudier : un gaz d'atomes froids.

1.4 Application à la lumière diffusée par un nuage d'atomes froids

Cette section nous permet de présenter les notions fondamentales liées à notre milieu diffusant ainsi que les différents régimes étudiés dans notre équipe de manière expérimentale ou théorique. Cela permet d'établir les limites accessibles à notre système et de replacer les travaux effectués durant cette thèse dans le contexte du projet de recherche de l'équipe. J'y liste d'abord les hypothèses prises en compte lorsque l'on considère notre

nuage d'atomes froids puis présente les régimes cohérents et saturés pour des diffusions simples et multiples.

1.4.1 Hypothèses

Afin que les modèles théoriques présentés dans ce chapitre soient applicables à l'étude de la lumière diffusée par un nuage d'atomes froids sur nos expériences, certaines hypothèses doivent être faites :

- Tout d'abord nous considérons que les diffusions s'effectuent pour un système à deux niveaux c'est à dire que nous ne considérons qu'un seul niveau fondamental et qu'un seul niveau excité pour les transitions atomiques. Nous verrons dans le chapitre 2 que l'atome de Rubidium 85 utilisé pour nos expériences présente de nombreux sous-niveaux et qu'il est important de pomper les atomes dans un sous-niveau Zeeman extrême pour considérer une transition dite fermée. Cette hypothèse est particulièrement importante lorsque l'on sature la transition. Elle nous permet également de négliger les pertes via désexcitation dans des niveaux "noirs", n'interagissant pas avec la lumière (voir chapitre 2 figure (2.23)).
- Nous supposons que les atomes sont des diffuseurs indépendants. Comme vu précédemment, l'indépendance des diffuseurs est une des conditions majeures des régimes chaotiques. Certaines caractéristiques expérimentales peuvent aller à l'encontre de cette condition. Par exemple, les fortes interactions dipôle-dipôle entre atomes dans un nuage dense induisent des modifications des propriétés de diffusion de la lumière par ce nuage. Nous travaillons avec un nuage dilué et supposons qu'il n'y a pas d'effet collectif ou d'interactions entre les atomes.
- Lorsque l'on éclaire un nuage d'atomes avec un faisceau lumineux, des phénomènes physiques et propriétés géométriques vont induire une dépendance angulaire de la lumière diffusée par le nuage. Nous pouvons noter le phénomène de rétro-diffusion cohérente [53] où les contributions de photons ayant effectué dans le nuage des chemins identiques mais de direction opposée créent un cône de lumière dans la direction opposée à la propagation du faisceau entrant. De plus, les interférences constructives de la lumière diffusée de manière cohérente font que l'on observe également un cône de diffusion vers l'avant du nuage [34]. Enfin, comme nous l'avons vu pour le régime Doppler (figure 1.5), les effets de la température du nuage vont avoir un impact différent sur la lumière diffusée suivant la direction de propagation de celle-ci (voir figure 1.9). Pour les travaux présentés dans cette thèse, nous considérons que nous captions la lumière dans une direction où la diffusion se fait de manière isotrope, en général à 90° du faisceau incident.

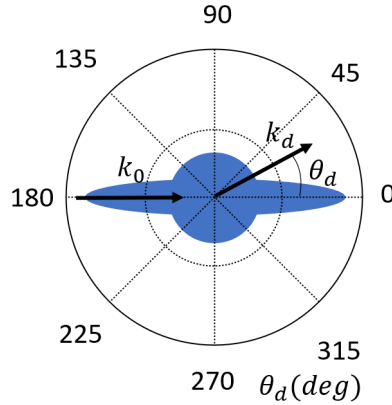


Figure 1.9: La lumière émise est détectée dans le champ lointain dans la direction de la lumière diffusée k_d pour un angle θ_d avec la lumière incidente de direction k_0 . Les cônes de diffusion vers l'avant et l'arrière sont représentés ainsi que la lumière diffusée de manière isotrope.

1.4.2 Notions

Section efficace de diffusion

La section efficace σ est une surface fictive qui caractérise la probabilité d'une particule à interagir avec une autre en assimilant cette interaction à une collision en considérant l'une des particules comme un disque de surface σ et l'autre de diamètre négligeable. Dans le cas de la diffusion de la lumière, cette section efficace va dépendre des relations entre champ et atome qui sont liées à la polarisabilité de ce dernier. Pour un atome à deux niveaux non saturé, la polarisabilité d'un atome est définie par [54]:

$$\alpha_{at}(\omega) := \frac{-|d_{ge}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \left(\frac{1}{\delta + i\Gamma/2} \right) \quad (1.91)$$

avec Γ la largeur naturelle du niveau excité, d_{ge} le moment dipolaire entre les niveaux fondamental $|g\rangle$ et excité $|e\rangle$, ω_0 la pulsation de transition considérée et $\delta = \omega - \omega_0$ le décalage en fréquence entre le photon considéré et la fréquence atomique. À partir de la polarisabilité on peut définir la section efficace de diffusion [55, p. 17]:

$$\sigma_{sc}(\omega) = \frac{2k^4}{3} |\alpha_{at}(\omega)|^2 \quad (1.92)$$

avec k le nombre d'onde.

Il est courant d'écrire la section efficace de diffusion sous la forme suivante :

$$\sigma_{sc}(\omega) = C \frac{\sigma_0}{1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (1.93)$$

où σ_0 est la section efficace à résonance :

$$\sigma_0 := 3\lambda^2/2\pi \quad (1.94)$$

Le facteur C est une constante prenant en compte la structure multi-niveaux de l'atome. Dans le cadre de notre hypothèse d'atome à deux niveaux celui-ci vaudra 1 [56, A.1.2]. En

présence de saturation, c'est à dire pour un faisceau incident dont l'intensité est grande devant I_{sat} la section efficace est :

$$\sigma_{sc,sat}(\omega, I) = C \frac{\sigma_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (1.95)$$

Épaisseur optique

Lors de la propagation d'un faisceau lumineux dans un milieu diffusant, celui-ci va être progressivement atténué au cours de sa traversée. L'intensité de la lumière transmise va dépendre de **la loi de Beer-Lambert**:

$$I_f(x, y, z) = I_i(x, y, z) \exp \left(-\sigma_{sc}(\omega) \int_{-\infty}^z n(x, y, z') dz' \right) \quad (1.96)$$

avec z la direction de propagation du laser, I_i l'intensité du faisceau incident et I_f l'intensité finale du faisceau, en sortie du milieu. σ_{sc} est la section efficace de diffusion comme définie en (1.93) et n la densité de diffuseurs.

L'épaisseur optique nous renseigne sur l'atténuation d'un faisceau lumineux par diffusion dans un milieu traversé. En intégrant l'équation (1.96) nous pouvons établir la définition de **l'épaisseur optique** :

$$b(\omega) := \sigma_{sc} \int_{-\infty}^z n(x, y, z') dz' \quad (1.97)$$

Ici nous avons $b(\omega) = -\ln \left(\frac{I_f}{I_i} \right)$. Nous faisons une distinction entre l'épaisseur optique et sa valeur à résonance b_0 :

$$b(\omega) = \frac{b_0}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (1.98)$$

Dans le cadre de la lumière diffusée par un nuage d'atomes froids, l'épaisseur optique nous renseigne sur le régime de diffusion dans le nuage. Le **régime de diffusion simple** ($b \ll 1$) où les photons effectuent au plus un seul évènement de diffusion avant de ressortir du nuage et le **régime de diffusion multiple** ($b \gg 1$) où les photons interagissent consécutivement avec plusieurs atomes durant leur traversée.

Épaisseur optique à saturation

Lorsque l'intensité du faisceau incident est très grande, la transition atomique est saturée. Cela modifie la capacité de l'échantillon à absorber la lumière. En présence de saturation la loi de Beer-Lambert évolue [57]:

$$\frac{dI(x, y, z)}{dz} = \frac{-\int_{-\infty}^z n(x, y, z') dz' C \sigma_0}{1 + I(x, y, z)/I_{eff}^{sat}} I(x, y, z) \quad (1.99)$$

avec $I_{eff}^{sat} = I_{sat}/C$ où I_{sat} est l'intensité de saturation pour la transition correspondante. ($I_{sat}=1.67\text{mW}/\text{cm}^2$ pour ^{85}Rb) et C est un facteur prenant en compte les corrections dues à la polarisation du faisceau lumineux, la structure multi-mode de l'atome et les différentes populations des sous niveaux Zeeman de l'état fondamental dégénéré de la transition optique (voir eq (1.93)). Dans ce cadre, l'épaisseur optique devient :

$$b(\omega) = -\frac{1}{C} \ln \left(\frac{I_f(\omega)}{I_i} \right) + \frac{I_i - I_f(\omega)}{I_0^{sat}} \quad (1.100)$$

1.4.3 Régime de diffusion cohérente

Étudions maintenant la lumière diffusée par notre nuage d'atomes. Pour cela, nous présentons ici les fonctions de corrélation de la lumière en illustrant avec les travaux déjà effectués dans l'équipe.

Diffusion simple

Comme nous l'avons vu, dans un cadre théorique idéal, à faible paramètre de saturation, la lumière diffusée est monochromatique et de même fréquence que le faisceau incident. Cela devrait se traduire pour $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ par des fonctions de corrélations parfaitement plates (voir figure 1.8). Or, les conditions réelles des expériences ne sont pas idéales. Des effets tels la largeur spectrale du laser ou la température du nuage viennent élargir le spectre et détruire cette cohérence (voir figure 1.10 (a)).

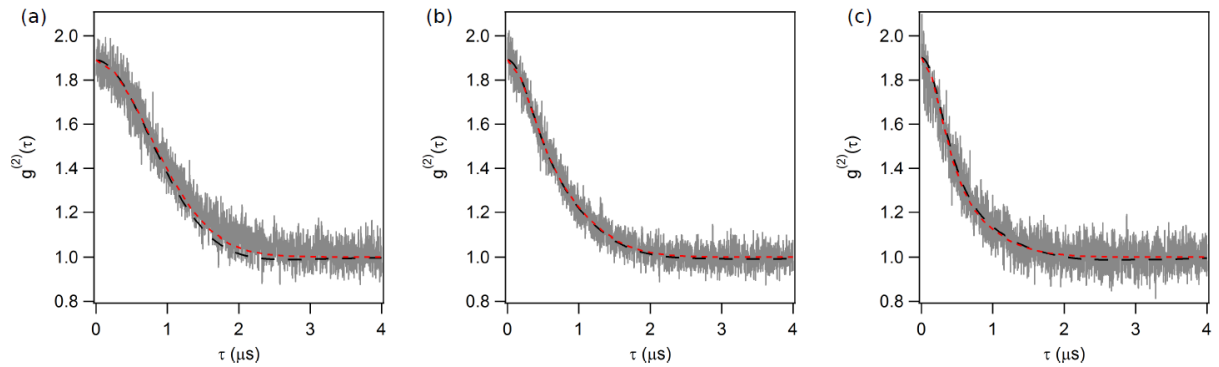


Figure 1.10: Degré de cohérence du second ordre $g^{(2)}$ avec $b_0 \approx 105$ et différents désaccords $\delta/\Gamma = 20, 5, 3$ de gauche à droite, correspondant à différentes épaisseurs optiques (a) $b(\delta) = 0.07$, (b) $b(\delta) = 1$, (c) $b(\delta) = 2$ pour un paramètre de saturation faible ($s \ll 1$). En gris les données expérimentales, en pointillés rouges les résultats d'une simulation de marche aléatoire, en pointillés noirs les résultats d'une simulation de dipôles couplés. [58]

Diffusion multiple

L'épaisseur optique de notre nuage va nous renseigner sur le régime de diffusion (simple ou multiple) de la lumière. Les phénomènes collectifs tels que la super et sous-radiance étudiés dans notre groupe [59][60][61] ne sont ici pas pris en considération. En effet, les études se faisant en régime stationnaire pour une source d'intensité constante, leurs contributions sont indiscernables. Cela dit, nous avons pu observer l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence de la lumière dans ce régime [58](voir figure 1.10 (b) et (c)). On y observe que plus l'épaisseur optique augmente plus le temps de cohérence diminue. Ceci s'explique par le fait que le spectre est élargi à chaque événement de diffusion par effet Doppler. L'aspect chaotique du régime de diffusion multiple à faible paramètre de saturation a aussi été étudié dans notre équipe [62]. La relation de Siegert a été testée pour des données expérimentales et l'on observe une très bonne correspondance entre les deux courbes (voir figure 1.11).

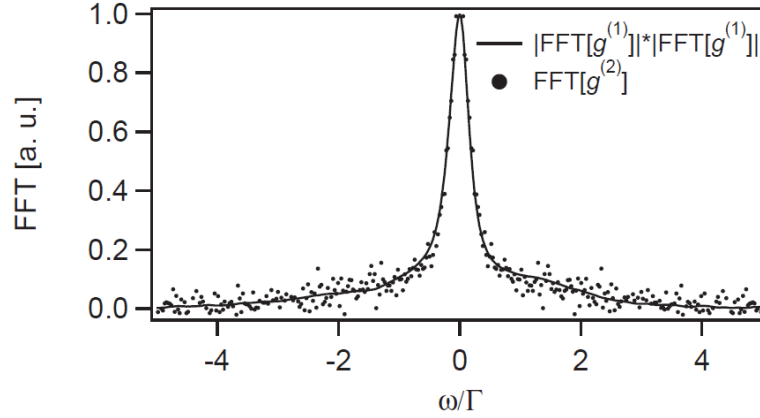


Figure 1.11: *Relation de Siegert dans le régime de saturation faible ($s \ll 1$) et régime de diffusion multiple ($b \gg 1$). En pointillé: fonction de corrélation fréquentielle d'ordre deux de la lumière diffusée $g^{(2)}(\omega)$. Trait plein: Auto-convolution de la transformée de Fourier du champ électrique $|g^{(1)}(\omega)| * |g^{(1)}(\omega)|$ [62]*

1.4.4 Régime de diffusion incohérente

Diffusion simple

Le système expérimental que nous présenterons au chapitre suivant a déjà permis avant le début de ma thèse, d'observer le spectre de la lumière diffusée par un nuage d'atomes froids lorsque les atomes sont amenés à saturation. Celui-ci présente bien la structure tripartite que nous avons décrite en section (1.3.3). Nous voyons sur la figure (1.12) qu'il y a des différences entre les valeurs théoriques et expérimentales. Celles-ci sont discutées en détails dans les chapitres suivant.

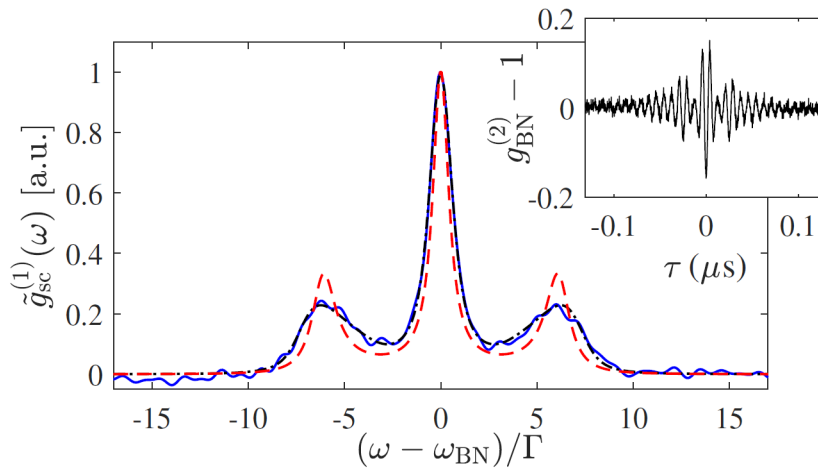


Figure 1.12: *Spectre de la lumière diffusée par un nuage d'atomes à résonance de la transition atomique pour un paramètre de saturation $s_0 \simeq 80$ (faisceau gaussien). En bleu: données expérimentales, en noir: fit incluant la température et la largeur spectrale du laser; en rouge: fit par la formule 1.72. Insert: degré de cohérence temporel. La lumière émise par les atomes est ici modulée par battement (Beatnote:BN) avec un oscillateur local issu de la source laser incidente [63].*

Diffusion multiple

À paramètre de saturation élevé et grande épaisseur optique, nous atteignons un régime où les effets de la diffusion multiple se couplent à ceux du spectre polychromatique pour laisser apparaître de nouveaux effets. Notons, par exemple, l'existence d'harmoniques additionnelles dans le spectre de la lumière diffusée à saturation [64]. Cette étude analytique a été reprise et complétée par des travaux de simulation [33] permettant d'estimer le spectre de la lumière émise pour un nombre de diffuseurs allant jusqu'à 96 (voir figure 1.13). On retrouve sur cette figure le spectre de fluorescence de la lumière diffusée à saturation et la structure du triplet de Mollow, la nouveauté provient de l'apparition d'harmoniques additionnelles à $\pm 2\Omega_0$ d'une amplitude environ mille fois plus faible que celle de la porteuse. Ces travaux de simulation impliquant l'étude d'effets collectifs sont rapidement limités par la puissance de calcul des ordinateurs utilisés. L'étude expérimentale de tels phénomènes permettrait d'observer la lumière diffusée par un nombre d'atomes bien plus grand (10^8 à 10^9) et donc potentiellement des effets collectifs impliquant un bien plus grand nombre de diffuseurs. D'autres effets de ce régime ont été mis en avant, notamment l'asymétrie du triplet de Mollow pour une lumière incidente dont la fréquence est hors de résonance [34] ou encore la dépendance angulaire du spectre de la lumière diffusée [33].

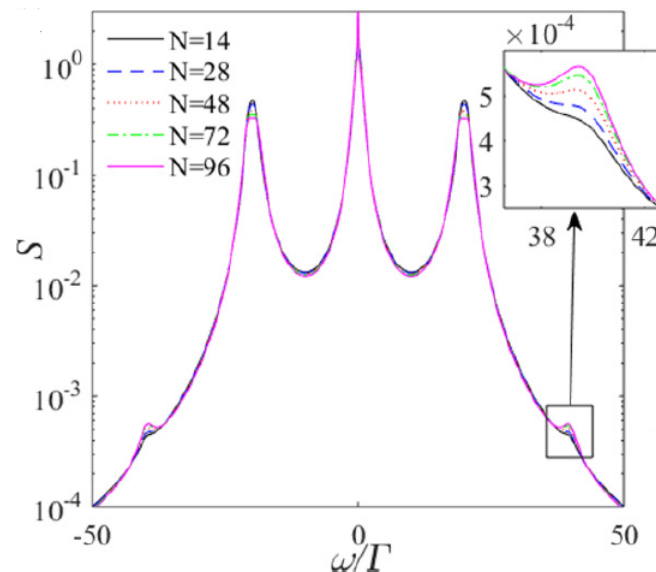


Figure 1.13: Simulation d'un spectre de fluorescence d'une nuage de densité $\rho/k^3 = 0.1$ saturé à $\Omega_0 = 20\Gamma$ à résonance ($\Delta = 0$), pour $N= 14, 28, 48, 72$ et 96 atomes, le zoom montre le pic à $\omega \approx 2\Omega_0$. Le cadre en haut à droite présente un zoom sur la nouvelle structure, une harmonique additionnelle de faible amplitude à une fréquence de $\pm 2\Omega_0$ [33]

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi la définition de notions importantes qui nous serviront tout au long de ce manuscrit:

- La notion de **degré de cohérence** pour le champ électrique $g^{(1)}$, pour l'intensité de la lumière $g^{(2)}$ et les ordres supérieurs $g^{(n)}$.
- La définition de la **lumière chaotique**, et différents régimes : collisionnel, Doppler, radiatif, incohérent; ainsi qu'une de leurs propriétés importantes : la **relation de Siegert**.
- Les similitudes entre les approches classiques et quantiques ainsi que les phénomènes qui ne peuvent être traités que via une approche quantique tel **l'anti-bunching**.
- Des notions utiles pour le travail avec des atomes froids (section efficace, épaisseur optique) ainsi que les hypothèses utilisées pour notre champ d'étude : Un grand nombre de **systèmes à deux niveaux indépendants** observés à un angle de 90° par rapport à la lumière incidente.

Les travaux de notre équipe ont déjà couvert l'étude des corrélations dans le domaine de la diffusion cohérente, c'est pourquoi les travaux de cette thèse se concentreront sur l'étude de la lumière diffusée dans le régime de haute saturation. La dernière partie de ce chapitre nous a aussi permis de présenter une partie des travaux déjà effectués dans notre équipe. Pour la lumière diffusée par un nuage d'atomes froids, nous avons divisés la lumière diffusée par le nuage en quatre grands régimes :

- **Faible saturation diffusion simple** : Le régime le plus simple pour lequel de nombreuses études analytiques et expérimentales sont disponibles. [46, 58, 62, 65]
- **Faible saturation diffusion multiple** : Déjà étudié dans notre groupe expérimentalement et par simulations .[59, 66, 67]
- **Haute saturation diffusion simple** : L'essentiel des modifications expérimentales présentées dans les chapitres suivants ont été implémentées afin d'améliorer nos études dans ce régime. Celui-ci représente notre **domaine d'étude principal**. [63]
- **Haute saturation diffusion multiple** : Objectif à long terme pour nos expériences, un de nos buts principaux est l'observation expérimentale des harmoniques d'ordre supérieurs présentées en section (1.4.4) [33, 64] .

Nous allons dans les chapitres suivant détailler les expériences et outils d'analyse nous permettant d'étudier la cohérence de la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids. Les résultats de nos analyses seront présentés dans le dernier chapitre.

Chapitre 2

Expérience : lumière diffusée par un nuage d'atomes froids et corrélations d'intensité

Introduction

Nous avons vu au chapitre précédent l'ensemble des notions théoriques qui nous seront utiles pour l'analyse de la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids. Nous allons maintenant voir comment accéder à ces informations sur une expérience réelle ainsi que les contraintes liées aux dispositifs impliqués.

Dans ce chapitre, nous allons détailler les techniques permettant d'obtenir un nuage d'atomes froids ainsi que le système expérimental que nous utilisons à cette fin. L'objectif final est l'observation et l'étude de la fonction de corrélation de la lumière diffusée par ledit nuage. Nous étudierons aussi le système de sonde qui a été mis en place durant cette thèse ainsi que les installations servant à la capture de la lumière et à son analyse afin d'obtenir sa fonction de corrélation.

2.1 Principe de la création d'un nuage d'atomes froids

2.1.1 Refroidissement Doppler

Pour réduire la dispersion en vitesse de notre nuage d'atomes, on utilise le refroidissement par laser grâce à l'effet Doppler. Ce phénomène s'appuie sur les processus d'absorption et d'émission de photons par l'atome. Pour qu'un photon soit absorbé, le laser doit être accordé à une fréquence permettant que l'énergie du photon $E = h\nu$ soit égale à la différence d'énergie ΔE entre deux niveaux d'énergie de l'atome. Cette fréquence ω_0 est appelé fréquence de résonance.

Pour comprendre ce phénomène, on considère un atome dans une enceinte à vide, à température ambiante, comme un système à deux niveaux : fondamental et excité. Cet atome est illuminé par un faisceau laser de fréquence ω_L . L'atome absorbe un photon émis dans la direction du laser et passe de son état fondamental à son état excité. Ce faisant, l'impulsion du photon est transférée à l'atome qui gagne donc une légère quantité de mouvement dans le sens de propagation du laser. L'atome se désexcite ensuite par l'émission spontanée d'un photon de même longueur d'onde. Ce photon est émis dans une direction aléatoire. En considérant un grand nombre de cycles absorption-émission,

on observe que l'impulsion moyenne transférée lors de l'absorption se fait toujours dans la même direction, on a $\langle \vec{p}_{abs} \rangle = \hbar \vec{k}$ alors que pour un nombre de cycles suffisamment grand l'impulsion moyenne transférée lors de l'émission est nulle $\langle \vec{p}_{em} \rangle = \vec{0}$. L'atome gagne au cours du temps une impulsion dans le sens de propagation du laser. On considère qu'il est soumis à une force appelée force de pression de radiation [68, p. 20] :

$$\vec{F}_{PR} := \frac{d\langle \vec{p} \rangle}{dt} = \hbar \vec{k} \gamma \quad (2.1)$$

le terme γ représente le taux de cycles "absorption-émission spontanée". On a $\gamma := \Gamma P_e$ avec Γ la largeur naturelle de l'état excité et P_e sa population en régime stationnaire. $P_e = \bar{n}/(2\bar{n} + 1)$ avec \bar{n} le nombre de photons moyen dans le mode considéré. Pour des \bar{n} grands la force de pression de radiation peut atteindre $\hbar \vec{k} \Gamma / 2$.

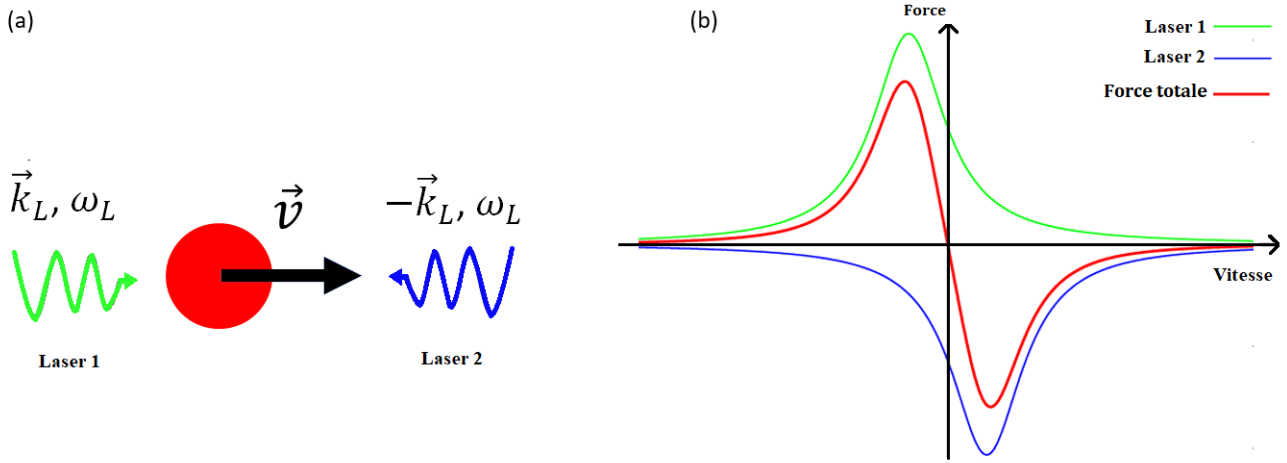


Figure 2.1: (a) Principe du refroidissement Doppler à une dimension. Un atome se déplaçant à la vitesse v et interagissant avec deux ondes planes de fréquence $\omega_L = \omega_a - \delta_L$ et de vecteur d'onde $\pm k_L$ avec ω_a la fréquence de transition atomique et δ_L le désaccord ($\delta_L > 0$). (b) Force de rappel résultante (en rouge) perçue par les atomes. Elle est considérée, pour des lasers de faible intensité, comme la somme des forces des ondes progressives (en bleu et en vert).

Considérons maintenant un atome se déplaçant avec une vitesse v dans une onde stationnaire formée par deux faisceaux contra-propageant comme illustré sur la figure (2.1 (a)). Par effet Doppler, dans le référentiel de l'atome, la fréquence du laser 1 se propageant dans le sens de déplacement de l'atome est perçue désaccordée $\omega = \omega_L + \delta$ avec $\delta = -kv$ le désaccord. Pour l'onde du laser 2 se propageant en sens inverse au déplacement de l'atome, le désaccord perçu est de $\delta = kv$. Si maintenant nous désaccordons la fréquence du laser de $-kv$, la fréquence du laser 2 sera perçue à résonance. La force de pression de radiation sera déséquilibrée, s'opposant au déplacement de l'atome (voir figure 2.1 (b)) toujours par effet Doppler. La force de pression de radiation devient analogue à une force de friction $\vec{F} \simeq -\alpha \vec{v}$.

La force exercée sur les atomes est considérée ici comme la somme des forces de pression de chacun des lasers. En réalité, cette approximation n'est valable que si l'on considère sa valeur moyenne. Expérimentalement, nous prenons en compte les fluctuations d'impulsion

emportées par les photons émis spontanément dans toutes les directions ainsi que les fluctuations de nombre de photons absorbés dans chaque ondes [69]. La force de friction s'écrit alors [70, p. 20] :

$$\vec{F} \simeq -\alpha v \quad \text{avec} \quad \alpha = -2\hbar k_L^2 s_0 \frac{\delta_L \Gamma}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4}, \quad s_0 = \frac{\Omega^2/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.2)$$

avec Γ la largeur naturelle de l'état excité et Ω la pulsation de Rabi associée à chaque onde. La valeur maximale du coefficient de friction s'obtient pour $\delta_L = -\Gamma/2$.

Le refroidissement Doppler a donc une limite. La température minimale pour le refroidissement Doppler vaut alors:

$$T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.3)$$

Cela correspond à une température d'environ 140 μ K pour l'atome de rubidium.

En utilisant des lasers contrapropageant dans les 3 directions de l'espace (x,y et z), il est possible de soumettre l'atome à cette force de friction peu importe la direction de son déplacement. On crée ainsi ce qu'on appelle une **mélasse optique**. Ce phénomène a été observé pour la première fois en 1985 par l'équipe d'Arthur Ashkin [71].

Nous utilisons pour notre expérience les atomes de rubidium 85 dont les niveaux d'énergie de la raie D2 sont présentés en figure 2.2. La fréquence du laser est légèrement désaccordée de la fréquence de transition entre les raies hyperfines $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ de la raie D2. Les probabilités de transitions vers d'autres niveaux ne sont pas nulles. Des transitions peuvent s'effectuer entre les raies hyperfines $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ voire $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. En se désexcitant, ces atomes peuvent atteindre le niveau $|F = 2\rangle$. Les atomes tombant dans ce niveau sont hors des cycles de transition induits par le laser. Il faut donc rajouter un faisceau accordé sur la fréquence $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ qui permet de ramener les atomes qui se désexcitent dans l'état $|F = 3\rangle$.

A noter qu'il existe plusieurs mécanismes conduisant à des températures sub-Doppler comme le refroidissement Sisyphé. Pour une présentation et comparaison des différents mécanismes, voir [72].

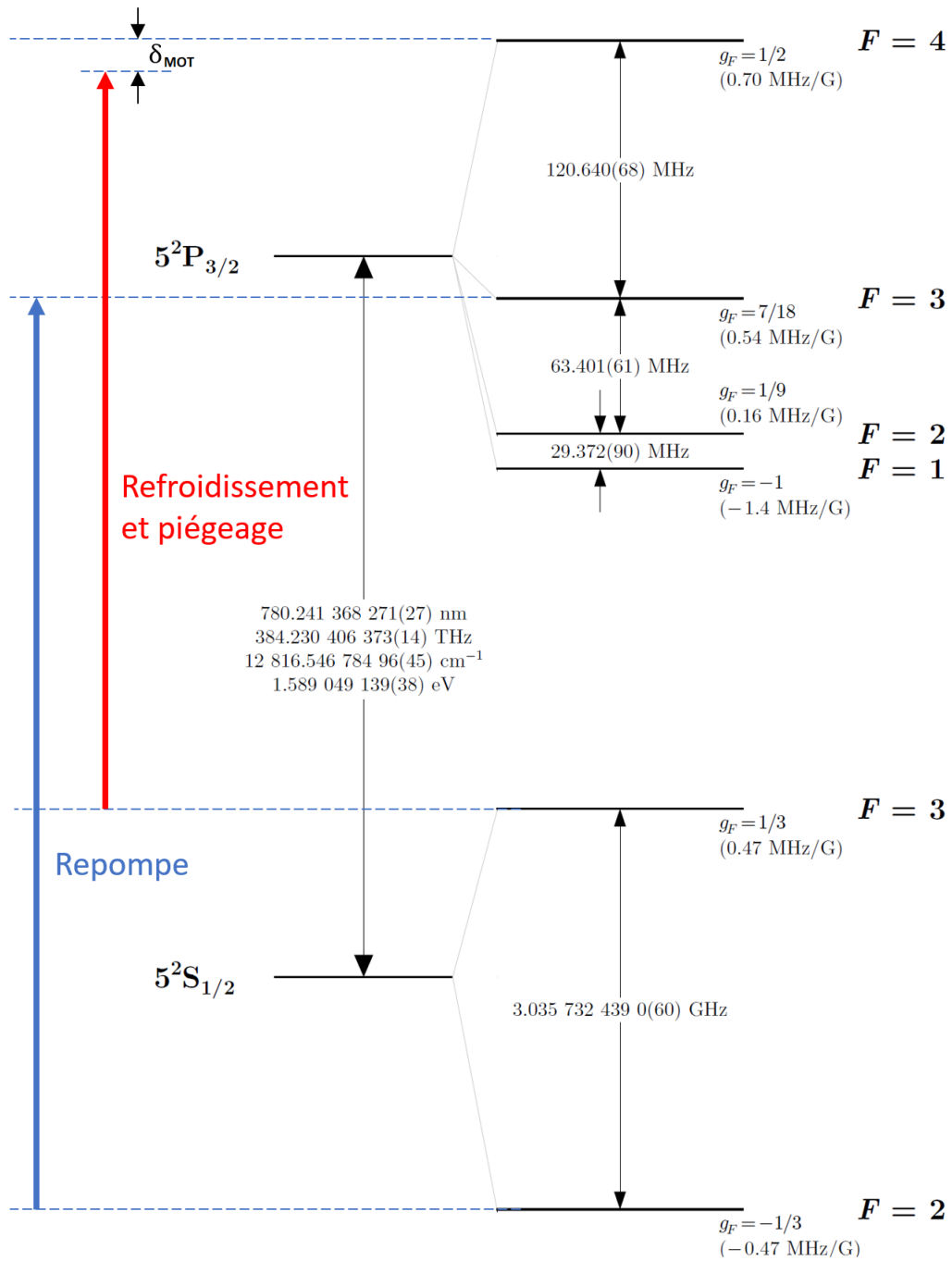


Figure 2.2: Niveaux d'énergie de la structure hyperfine de la raie D2 du rubidium 85 ainsi que les fréquences des sources laser utilisées pour le piège et la repompe [73]. Le laser de refroidissement est légèrement désaccordé (δ_{MOT}) dans le rouge alors que le laser de la repompe est accordé à résonance. Les espacements entre les niveaux de la structure hyperfine ne sont pas à l'échelle.

2.1.2 Piège Magnéto-Optique

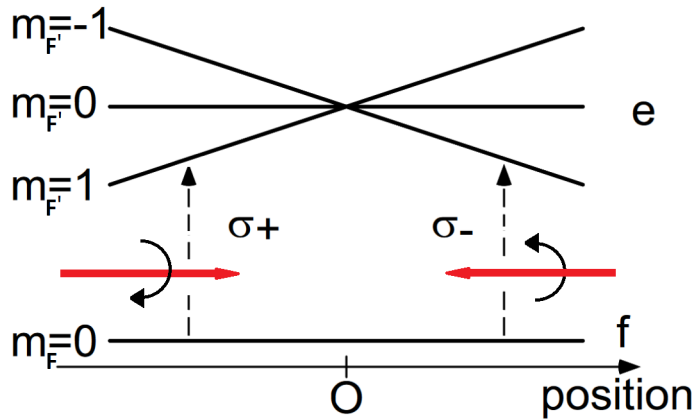


Figure 2.3: *Principe du piège magnéto-optique unidimensionnel pour un champ magnétique tel que B est nul en 0, négatif si $z < 0$ et positif si $z > 0$. Ce gradient de champ associé aux différentes polarisations des ondes lasers contrapropageantes brise l'équilibre entre les forces de pression de radiation en confinant les atomes vers le zéro de champ magnétique.*

Nous avons vu comment refroidir les atomes mais pas comment les piéger en un point de l'espace. C'est le rôle du piège magnéto-optique (en anglais magneto-optical trap ou MOT). Un MOT utilise le principe de la mélasse optique combiné à l'utilisation d'un champ magnétique afin de confiner spatialement des atomes. Le champ magnétique lève la dégénérescence entre les sous niveaux magnétiques hyperfins $|m_F\rangle$ en modifiant leur énergie d'une quantité ΔE . On appelle ce phénomène l'effet Zeeman.

$$\Delta E_{\text{Zeeman}} := g_F \mu_B m_F |\mathbf{B}| \quad (2.4)$$

où g_F est le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, et \mathbf{B} le champ magnétique. La variation en énergie de chaque niveau dépend, au premier ordre, linéairement de m_F et induit un décalage en fréquence entre chaque sous niveau.

Prenons pour illustrer l'exemple d'un atome comprenant un état fondamental f et un état excité composé de trois sous-niveaux. La différence en énergie entre le niveau fondamental $m_F=0$ et chaque sous niveau excité $m_F=0, \pm 1$ dépend de l'amplitude du champ magnétique. Comme on peut le voir sur la figure 2.3, pour une fréquence laser désaccordée dans le rouge, si le champ est perçu négatif dans l'axe de quantification et en polarisation σ_+ , la transition à l'aide du laser a une plus forte probabilité de s'effectuer vers le niveau $m_F=1$. À l'inverse, si le champ est perçu comme positif et pour une polarisation σ_- , la probabilité de transition est plus grande vers l'état $m_F=-1$. En associant des lasers polarisés à un champ magnétique de forme adéquate, on peut créer un piège qui confine les atomes au niveau du zéro de champ.

La géométrie d'un MOT se compose généralement de six faisceaux contrapropageants dans les trois directions de l'espace. Le champ magnétique est créé par une paire de bobines en configuration Anti-Helmholtz. Ce champ magnétique permet de créer un zéro de champ au centre des bobines et son gradient est tel que le champ est entrant dans l'axe des bobines et sortant dans le plan parallèle. En plaçant les faisceaux lasers dans l'axe des lignes de champ et en adaptant les polarisations des faisceaux on peut créer notre

piège (voir figure 2.4).

La spécificité de notre expérience est l'étude de nuages contenant un grand nombre d'atomes permettant d'atteindre de grandes épaisseurs optiques. Pour les piéger, nous maximisons la zone de capture dans la cellule. A cette fin, nous utilisons des faisceaux MOT larges (waist de 30mm pour chaque faisceau [74, p. 79]) et adaptons leurs puissances (entre 15 et 17mW pour chacun des faisceaux, soit une intensité I_0 au centre du faisceau gaussien de $1\text{mW}/\text{cm}^2$).

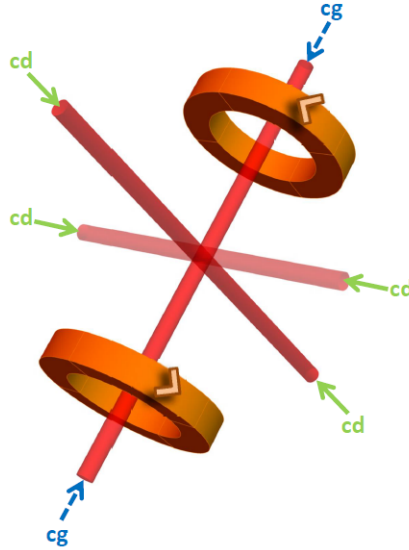


Figure 2.4: *Piège magnéto-optique en trois dimensions. Les cercles oranges représentent les deux bobines en configuration anti-Helmholtz, les flèches représentent les directions des faisceaux avec leur polarisation circulaire droite (CD) ou gauche (CG) image issue de [75].*

2.1.3 Piège Magnéto-Optique Sombre

Nous souhaitons maximiser l'épaisseur optique de notre milieu diffusant afin de pouvoir observer des effets collectifs et/ou de diffusion multiple. Pour ce faire nous pouvons augmenter la densité d'atomes et/ou la quantité d'atomes piégés. L'équilibre entre les forces de pression des lasers et de friction due à la diffusion par les atomes dans un piège magnéto-optique classique limitent la densité atomique accessible à une valeur d'environ $10^{10}\text{Atomes}/\text{cm}^3$ [69]. Il existe différentes techniques expérimentales qui permettent de repousser ces limites tels que le piège magnéto optique compressé (en anglais : compressed magneto optical trap [CMOT]) où en augmentant brutalement le gradient de champ magnétique on peut largement augmenter la densité du nuage au prix d'un chauffage important du nuage [76, 77].

Il existe aussi le piège magnéto optique sombre (en anglais: dark magneto optical trap [DMOT]). Le DMOT est obtenu en augmentant progressivement le temps passé par les atomes dans un état qui n'interagit pas avec les faisceaux du MOT, diminuant les interactions entre les atomes et la lumière et augmentant de ce fait la densité [77, 78]. Il est aussi possible d'obtenir le même résultat en masquant le centre du faisceau de repompe [79, 80]. Dans notre cas c'est l'état $|F = 2\rangle$ qui est retenu comme état dit "sombre". Pour cela nous diminuons l'intensité du faisceau de repompe à environ 6% de sa valeur maximale,

réduisant la taille du nuage d'un facteur 4 pour atteindre des épaisseurs optiques allant jusqu'à $b_0 \approx 105$ pour un chargement maximal du MOT.

2.2 Dispositif expérimental : Production d'un nuage d'atomes froids

Nous avons vu les principes physiques généraux nécessaires à la création d'un nuage d'atomes froids. Nous voyons dans cette partie le dispositif expérimental nécessaire à la réalisation d'un tel projet. Un dispositif dit "d'atomes froids" est un système complexe comprenant de nombreux éléments que nous regroupons en trois parties que nous allons présenter ici : les sources laser, le système de création du vide et les sources de champ magnétique. Dans notre équipe, ce dispositif expérimental a été utilisé pour la réalisation de nombreux travaux tels la rétro-diffusion cohérente (CBS) [53, 81], la localisation de la lumière [82], les instabilités opto-mécaniques [83], les mécanismes de gain [84], les lois d'échelles pour les pièges magnéto-optiques larges [85, 86], les lasers aléatoires à atomes froids [87–89], des études spectroscopiques pour des sources laser [90] et les ondes diffusées à petit [58] et grand [63] paramètres de saturation.

Cette expérience étant aussi présentée en détails dans les travaux de thèse de A. Eloy [74] et S. Kashanian. [91] et des autres doctorants ayant effectués leurs travaux de recherches à l'aide de ce dispositif, les descriptions du système expérimental déjà établis seront succinctes et nous nous concentrerons sur les modifications apportées durant ma thèse.

2.2.1 Sources laser

Le dispositif expérimental utilisé pour la création du piège magnéto-optique (voir figure 2.5) utilise trois sources laser. Chacun des lasers que nous utilisons a une longueur d'onde proche de 780nm afin d'être résonnant avec les différentes transitions atomiques visées.

Un couple de laser maître et esclave est utilisé pour le refroidissement et le piégeage des atomes. Le rôle du maître est assuré par une diode DBR (Distributed Bragg Reflector) de modèle Yokogawa YL78XN, d'une puissance de 5 mW et de largeur spectrale de 2 MHz. Elle est asservie en fréquence via spectroscopie d'absorption saturée sur la raie crossover (CO_{23}) $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle / |F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du rubidium 85. Le rôle de l'esclave est assuré par une diode DFB (Distributed Feedback) d'une puissance d'environ 30 mW et de largeur spectrale de 3 ± 0.2 MHz (voir [91, p. 47]). Son asservissement en fréquence est effectué par une technique appelée *Offset Lock* qui permet de faire varier la fréquence du laser sur une plage très large $\approx 1\text{GHz}$ (pour une explication détaillée du système d'Offset lock, se référer aux travaux de thèses d'Aurélien Eloy [74, p. 77] et Samir Vartabi Kashanian [91, p. 49]). Sa fréquence de référence est la raie crossover (CO_{34}) $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle / |F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ du rubidium 85. Afin d'étudier les effets de diffusion multiple et/ou coopératifs, il est crucial de capturer le plus grand nombre d'atomes possible dans le piège. De ce fait nous souhaitons avoir une grande puissance dans le laser du piège. C'est pourquoi nous utilisons un amplificateur conique, en anglais : tapered amplifier (TA) pour augmenter la puissance du laser jusqu'à $\approx 800\text{mW}$. Ce laser sera ensuite injecté dans un séparateur de faisceau fibré de la marque OZ optics pour illuminer la cellule selon la configuration de la figure 2.4. Ce séparateur sépare le faisceau entrant en six faisceaux de puissance égale ($\pm 10\%$) tout en maintenant la polarisation initiale.

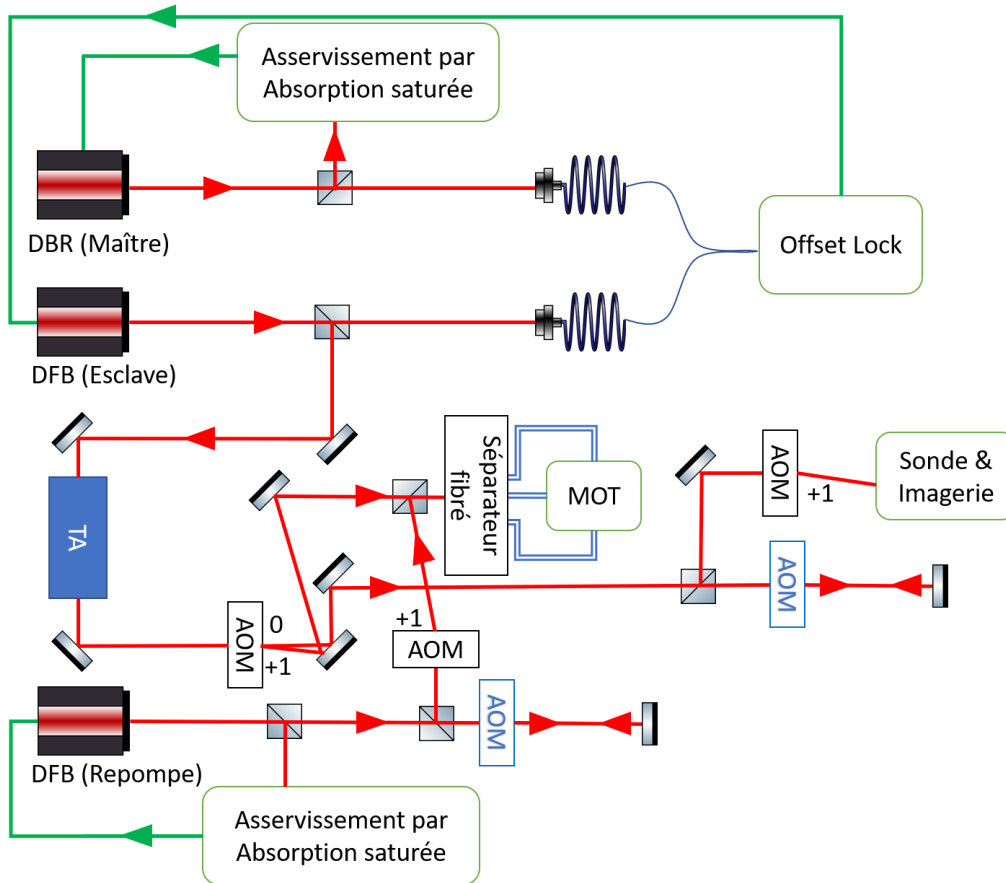


Figure 2.5: Schéma du dispositif optique des différents faisceaux utilisés sur l'expérience. AOM signifie Acousto-Optic Modulator (en noir simple passage, en bleu double passage). TA signifie tapered amplifier. Les lignes rouges représentent les chemins des faisceaux laser et les lignes vertes correspondent aux signaux de rétroaction des asservissements. Afin d'alléger le schéma nous avons omis ici certains dispositifs tels que les isolateurs optiques ou tout élément de polarisation. (Voir détails [91, p. 49] et [74, p. 75])

Une troisième source laser produite par une diode DFB de 80 mW de puissance est utilisée pour repomper les atomes dans l'état $|F = 3\rangle$. Ce laser est injecté dans le même séparateur que le laser de capture. Un modulateur acousto-optique (AOM) a été monté sur le passage du faisceau pour pouvoir faire varier la puissance de la repompe durant les différentes phases de l'expérience (exemple section 2.1.3). Celui-ci est dans une configuration dite "double-passe" (aller-retour du faisceau au travers du dispositif) afin de modifier la fréquence du laser de manière dynamique durant l'expérience sans modifier l'orientation du faisceau.

Des AOMs utilisés en configuration simple passage sont montés sur les chemins optiques des faisceaux de capture et de repompe afin de couper rapidement les différents faisceaux en fonction des étapes de la séquence expérimentale. Pour ce faire, chacun des AOM est contrôlé par un VCO (voltage controlled oscillator) muni d'un interrupteur et piloté par des cartes analogiques programmables (NIPCI 6723), qui peuvent exécuter un ordre toutes les 10 μs .

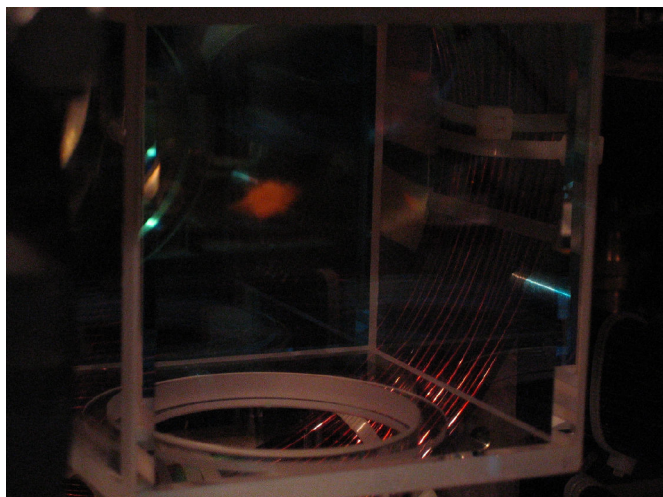


Figure 2.6: *Photo du nuage d'atomes dans le piège magnéto-optique à l'intérieur de la chambre à vide*

2.2.2 Enceinte à vide

Le nuage est créé à partir d'une vapeur de 85Rb à température ambiante (20°C). La pression retenue pour le bon fonctionnement de l'expérience est de l'ordre de 10^{-8} mbar. Les atomes sont chargés dans une cellule cubique de 10 cm d'arête. Cette cellule est entièrement en silice, sans support métallique (voir figure 2.6), ce qui permet un très large accès optique. Le vide est assuré par une pompe ionique Varian Starcell Valcon Plus 40 (34 L/s). Elle est pilotée par un contrôleur MiniVac Controller. La vérification de la pression s'effectue par une jauge située près de la pompe dont la sensibilité est limitée à 10^{-7} mbar. Cette jauge nous permet de vérifier en temps réel que la chambre à vide est hermétique et qu'il n'y a pas eu de fuite. Pour une mesure exacte, nous relevons le courant circulant dans la pompe ionique et par conversion (voir [92, p. 5]), estimons la pression à l'intérieur de la cellule.

2.2.3 Champ magnétique

Le champ magnétique requis pour la création du piège magnéto-optique est généré par deux bobines de 15 cm de diamètre espacées de 15 cm en configuration anti-Helmholtz. Elles créent un champ quadropolaire dont l'intensité est nulle au centre de la cellule avec un gradient proportionnel au courant traversant les bobines. Un système électronique permet une coupure rapide du champ magnétique, assurant une décroissance de 99% au bout d'une milliseconde. Six bobines de compensation sont installées autour des faces du cube, deux à deux en configuration Helmholtz, pour compenser les champs magnétiques parasites, notamment le champ magnétique terrestre. De plus, un blindage magnétique a été posé autour de la pompe ionique pour limiter les champs parasites générés par ses aimants.

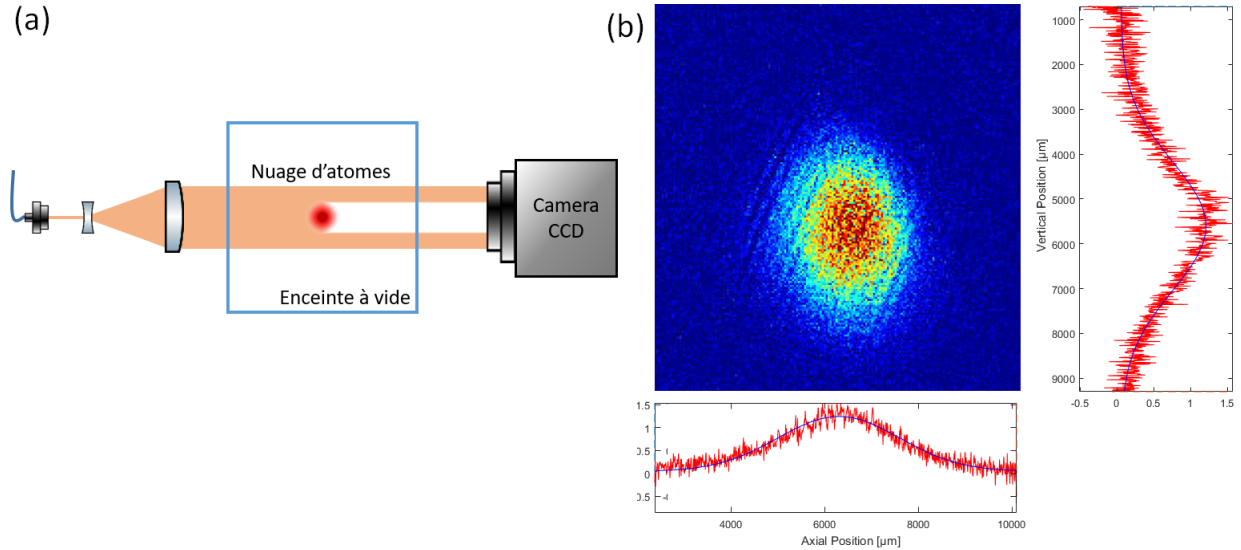


Figure 2.7: (a) Principe de l'imagerie par absorption. Un faisceau sonde est envoyé à travers la cellule. Une partie de ce faisceau est diffusée par le nuage et l'ombre créée est captée par une caméra CCD. (b) Image du nuage traitée par l'ordinateur et ses profils unidimensionnels horizontaux et verticaux ainsi que leurs courbes d'ajustement gaussiennes utilisées pour extraire les paramètres du nuage.

2.3 Grandeurs caractéristiques du nuage

2.3.1 Imagerie par absorption

L'imagerie par absorption est une méthode efficace pour obtenir de nombreuses informations sur notre nuage telles que le nombre d'atomes qu'il contient, sa taille/forme ou son épaisseur optique. Elle est aussi un outil utilisé pour l'alignement et la calibration des faisceaux laser interagissant avec celui-ci. Le principe de cette méthode est d'illuminer le nuage avec un faisceau laser et de collecter sur une caméra l'image de la lumière transmise après la traversée du nuage (voir figure 2.7(a)). Nous utilisons pour l'expérience un faisceau de faible puissance ($\approx 20 \mu W$) afin de ne pas saturer la transition et de grande largeur (waist $\approx 10\text{mm}$) pour illuminer l'ensemble du nuage.

Sur notre expérience les images sont enregistrées par une caméra (Pointgray gras-20S4M-C). La séquence expérimentale consiste en une suite de trois clichés, le premier étant celui de l'ombre du nuage, le second étant la lumière captée sans nuage provenant des faisceaux incidents et le troisième étant une image du fond, sonde éteinte, que nous soustrayons aux clichés précédents afin de supprimer toute lumière parasite des images (voir figure 2.7(b)). Cette technique a l'avantage de mesurer la transmission sans avoir à déterminer l'intensité de la sonde. On s'affranchit donc de ses fluctuations en fonction des conditions expérimentales. Le traitement d'image et son analyse sont effectués par un programme Matlab qui nous permet d'observer le nuage et d'en extraire ses paramètres avec un délai correspondant à un cycle expérimental ($\approx 1s$). Afin de calibrer le système d'imagerie, la taille apparente des pixels ainsi que la fréquence de la sonde doivent être renseignés au programme en amont.

2.3.2 Nombre d'atomes

Le nuage d'atomes est considéré de forme Gaussienne dans les trois directions de l'espace. On peut en extraire les paramètres en effectuant un ajustement gaussien de ses profils via ordinateur (voir figure 2.7(b)). Sachant cela on peut déterminer le nombre total d'atomes dans le nuage en connaissant les largeurs moyennes quadratique σ_x σ_y et σ_z . Le cliché ne nous permettant que d'obtenir des information sur deux directions de l'espace, nous supposons ici que le nuage est de forme ellipsoïdale et que $\sigma_y = \sigma_z$ car le champ magnétique créé par les bobines en configuration anti-Helmholtz est orienté suivant l'axe O_x , créant une symétrie axiale dans le plan O_yO_z . Le nombre d'atomes est donné par:

$$N_{at} = (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z n_0 \quad (2.5)$$

avec n_0 la densité atomique au centre du nuage. On peut calculer le nombre d'atomes dans le nuage en mesurant la densité atomique intégrée dans l'axe de la sonde

$$\int_{-\infty}^{\infty} n(x, y, z') dz' = -\frac{1}{\sigma_{sc}(\omega)} \ln \left(\frac{I_t(x, y)}{I_i(x, y)} \right) \quad (2.6)$$

avec $\sigma_{sc}(\omega)$ la section efficace de diffusion (voir 1.4.2), I_i l'intensité initiale et I_t l'intensité transmise que l'on peut intégrer sur tous les pixels de la caméra CCD afin de retrouver le nombre d'atomes

$$N_{at} = -\frac{A}{\sigma(\delta)} \sum_{i,j} \ln \left(\frac{(I_t)_{i,j}}{(I_i)_{i,j}} \right) \quad (2.7)$$

avec A l'aire apparente de chaque pixel qui dépend du grossissement optique. Afin de déterminer ce grossissement, nous avons pris une image de référence d'un objet dont la taille est connue (graduation) et mesuré qu'un pixel d'une taille de $4.4\mu m$ avait une taille apparente de $11.4\mu m$ soit un grossissement d'environ 2,6. Le nombre d'atomes que nous arrivons à piéger dans le nuage est de l'ordre de 3×10^9 pour un chargement complet du piège. ($\approx 300ms$ voir figure 2.12)

2.3.3 Température

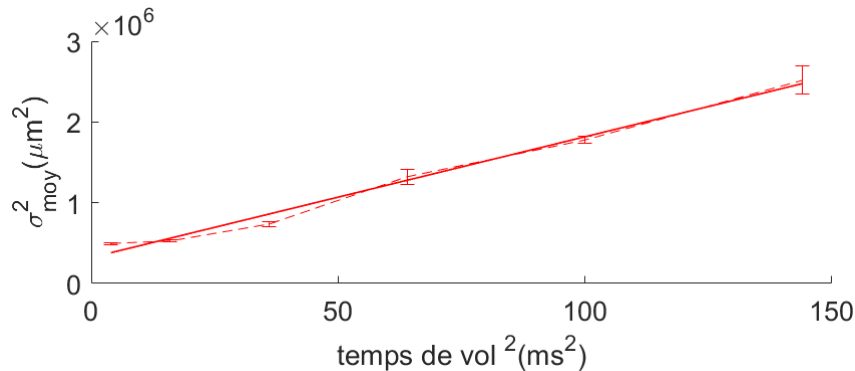


Figure 2.8: Évolution de la largeur quadratique moyenne du nuage en fonction du temps de vol. La droite en trait plein correspond à l'ajustement linéaire via la formule (2.8) qui nous permet de déterminer la température du nuage. Ici nous avons $T_{moy} = 120\mu K \pm 17$

Nous pouvons grâce à une séquence de clichés d'imagerie, déterminer la température du nuage en étudiant la relation entre sa taille et le temps de vol hors du piège durant la séquence d'imagerie. Lors de la phase de temps de vol, le nuage n'est soumis à aucun champ sinon celui gravitationnel. Il va donc évoluer en chute libre et son expansion va alors dépendre uniquement de sa température. En effet, le nuage étant considéré comme un gaz à l'équilibre dans le piège, nous pouvons le décrire efficacement via la statistique de Maxwell-Boltzmann. On considère que la distribution de vitesse suit la relation $\langle v^2 \rangle = k_B T/m$. Après un temps de vol de durée t , la taille du nuage évolue suivant la relation :

$$\sigma_i^2(t) = \sigma_{i,0}^2 + \frac{k_B T}{m} t^2 \quad (2.8)$$

avec $i=x,y,z$ et $\sigma_{i,0}$ la largeur au temps initial. Nous utilisons un temps de vol suffisamment long pour que le nuage ait le temps de s'étendre. En effectuant des mesures pour plusieurs temps de vol, nous pouvons estimer la température du nuage par ajustement linéaire avec la formule 2.8 (voir figure 2.8). La valeur typique de la température est de l'ordre de $120\mu K$.

2.3.4 Mesure de l'épaisseur optique au centre du nuage

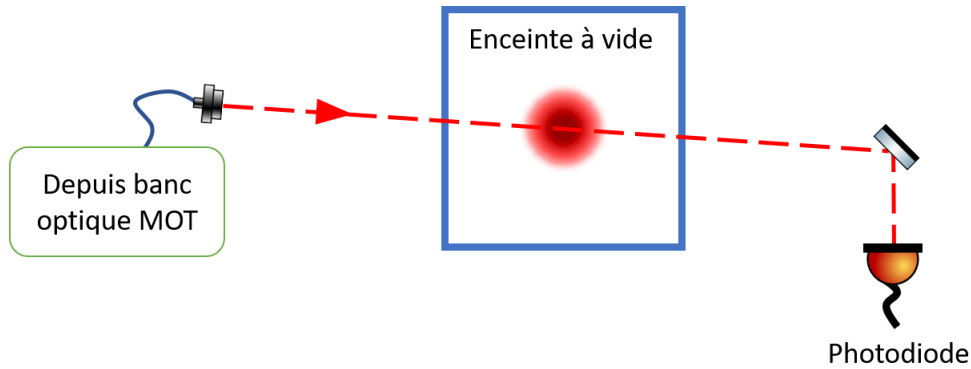


Figure 2.9: Configuration expérimentale de la sonde pour la mesure de l'épaisseur optique au centre du nuage. Un faisceau très fin provenant du banc optique des sources laser (fig.2.5: sortie "sonde & imagerie") vient traverser le nuage en son centre et la transmission est relevée par une photodiode.

L'épaisseur optique est, comme vu au chapitre 1, un paramètre clé pour caractériser le régime de diffusion et observer potentiellement des effets coopératifs. Pour la mesurer, de la même manière que pour l'imagerie par absorption, nous éclairons le nuage avec un faisceau laser qui, cette fois-ci, n'illuminera que le centre du nuage, cela afin d'estimer b_0 pour le point de plus haute densité atomique. En réalité nous calculons ici l'épaisseur optique moyenne sur la surface de la sonde et c'est pourquoi nous tenons à ce que le faisceau soit le plus fin possible. La lumière transmise à travers le nuage sera captée par une photodiode qui relève la puissance transmise du faisceau (voir figure 2.9).

La mesure de l'épaisseur optique se fait à l'aide d'une sonde de petite taille (waist $\approx 250\mu m$) et de faible intensité pour s'assurer que nous ne saturons pas les transitions. Sa polarisation est linéaire et nous faisons varier sa fréquence de -5Γ à $+5\Gamma$ autour de la fréquence résonnante avec la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ afin de mesurer la transmission de la lumière en fonction du décalage en fréquence.

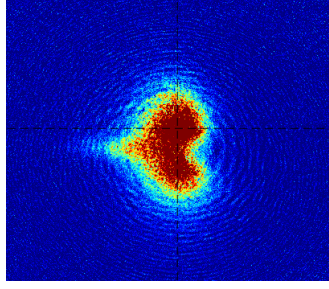


Figure 2.10: Cliché du nuage obtenu via l'imagerie par absorption. On observe la sonde à résonance qui traverse le nuage en son centre. Le temps d'illumination par le faisceau de la sonde est ici 5 à 10 fois plus grand que pour une séquence de mesure de l'épaisseur optique, augmentant grandement les effets de poussage, afin de repérer plus facilement l'impact de la sonde et sa position relative par rapport au nuage.

La procédure d'alignement de la sonde se déroule en trois étapes. Premièrement la sonde est alignée grossièrement dans la direction du nuage. Deuxièmement nous vérifions la position de la sonde par rapport au nuage grâce à la séquence d'imagerie (voir figure 2.10). Troisièmement nous déplaçons le faisceau en minimisant le signal perçu par la photodiode afin de minimiser la transmission car l'imagerie ne nous renseigne que sur deux directions de l'espace et qu'il nous manque l'information sur la dernière. Les étapes deux et trois peuvent être répétées afin d'optimiser le signal.

La séquence est très proche de celle utilisée pour mesurer les fonctions de corrélations. Ceci afin d'effectuer nos mesures d'épaisseur optique dans des conditions expérimentales identiques à celle des mesures de corrélations. Il faut, par exemple, tenir compte des effets de recyclage des atomes. En effet, la vitesse de capture du piège est modifiée pour des cycles répétés avec des délais courts par rapport à une séquence unique. Cela est dû au fait que les atomes n'ont pas le temps de diffuser entre deux séquences. Un plus grand nombre d'atomes reste concentré au centre et donc le piège se charge plus vite. L'épaisseur optique mesurée est plus grande lorsque la séquence expérimentale est répétée en boucle par rapport à une situation où nous ferions des cycles très espacés qui laisseraient le temps aux atomes de s'échapper du centre du piège.

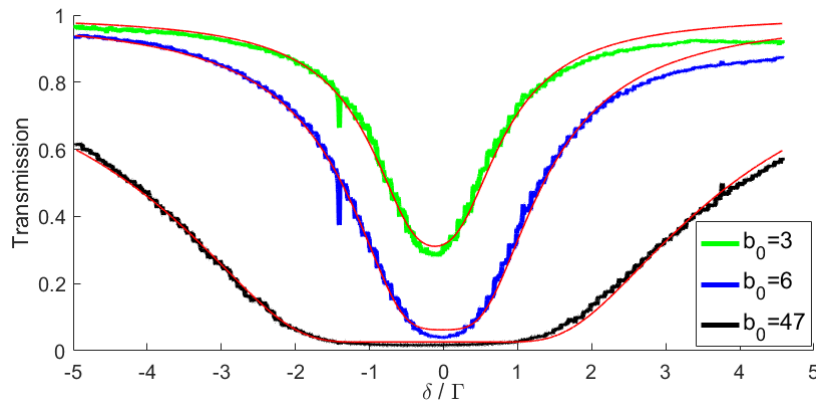


Figure 2.11: Mesures du spectre de transmission de la sonde en fonction du désaccord par rapport à la résonance atomique. Une courbe de tendance (en rouge) est réalisée à partir de l'équation (2.9) afin d'extraire la valeur de l'épaisseur optique.

La lumière transmise est captée par la photodiode et enregistrée sur ordinateur (voir figure 2.11). Nous effectuons un ajustement par la formule suivante pour retrouver la valeur de l'épaisseur optique :

$$T(\delta) = (1 - C) * \exp\left(-\frac{b_0}{1 + 4(\delta - \delta_0)^2/\Gamma^2}\right) \exp\left(-\frac{b_0 * 35/81}{1 + 4(\delta - \delta_0 + 19.9)^2/\Gamma^2}\right) + C \quad (2.9)$$

La transmission totale est le produit des transmissions sur plusieurs transitions considérées. Le premier terme de l'équation correspond à la transmission pour la lumière diffusée via la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. Le second terme correspond à la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ décalée en fréquence de 19.9Γ . Le coefficient numérique $35/81$ dans le second membre permet de pondérer le poids de chacune des transitions en fonction des facteurs de force relative des transitions hyperfines correspondant aux coefficients de Clebsch-Gordan ($S_{34} = 9/14$ et $S_{33} = 5/18$) [73, Table 8]. Nous négligeons ici la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ car elle est éloignée de $30,3\Gamma$ de la fréquence de la sonde. On considère dans l'équation une constante C afin de compenser la transmission résiduelle des fréquences du laser loin de toute transition ainsi que les effets provenant de la photodiode de mesure qui peuvent fausser les ajustements par courbe de tendance. L'épaisseur

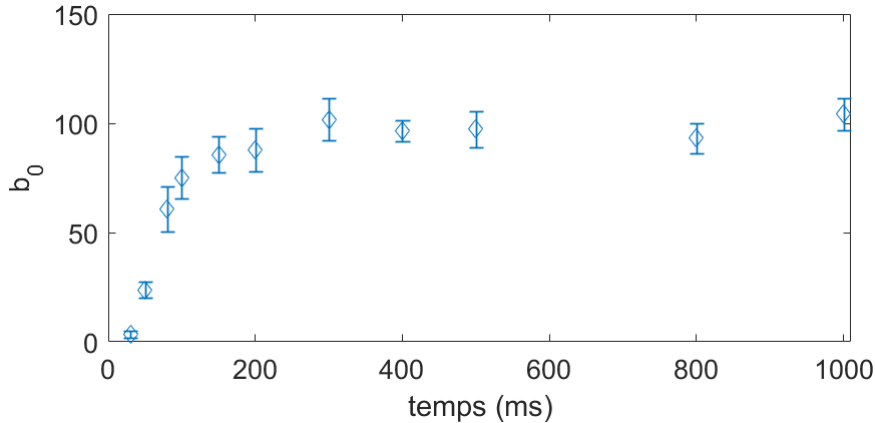


Figure 2.12: Mesures de l'épaisseur optique du nuage en fonction du temps de chargement du MOT à paramètres constants. $TOF=2ms$.

optique maximale pour un chargement complet du piège est de 105. Cela dit, le temps de chargement relativement long ($> 300ms$) nécessaire pour atteindre ce régime est un frein à l'étude des corrélations d'intensité dans ce régime (voir figure 2.12). L'efficacité de l'expérience caractérisée par son rapport signal à bruit est très dépendante du cycle de fonctionnement (en anglais : Duty cycle) (voir Annexe A). Préférant travailler sur des séquences plus courtes, avec des temps de chargement compris entre 30 et 50 ms, nous considérerons que les épaisseurs optiques à résonance accessibles vont jusqu'à $b_0 = 60$.

Bilan

Nous avons vu ici la partie de notre expérience permettant la création d'un nuage d'atomes froids de grande taille pour les études d'effets collectifs dans la lumière diffusée ainsi que les outils de mesure de ses propriétés (sonde et imagerie). Celles-ci sont résumées dans le tableau (2.1) :

Temps de chargement (MOT+DMOT)	~ 65 ms
Temps de vol (TOF)	2 – 10 ms
b_0 max	60
Température	$\sim 120\mu\text{K}$
Taille du nuage (σ) (à TOF= 2ms)	$\sim 400 * 800 \mu\text{m}$
Nombre d'atomes piégés	$\sim 10^8 - 10^9$

Tableau 2.1: *Récapitulatif des propriétés de notre nuage d'atomes*

2.4 Deux types de sondes pour étudier la lumière diffusée

La lumière diffusée par le nuage d'atomes froids ne provient pas du système de refroidissement ou de piégeage des atomes mais d'une sonde dont les caractéristiques sont connues et spécifiques aux expériences menées. Les tailles, profils, intensités et variations du faisceau sont contrôlés et leurs impacts sur les fonctions de corrélations sont pris en compte dans nos résultats. Nous détaillons ici les différents paramètres des deux sondes utilisées ainsi que les dispositifs expérimentaux permettant leur utilisation.

2.4.1 Petite sonde à profil Gaussien

La sonde de petite taille utilise le même faisceau laser que celui servant à la mesure de l'épaisseur optique au centre du nuage. C'est un faisceau Gaussien. Plutôt que d'observer la transmission de la lumière via une photo diode, nous collectons ici les photons diffusés dans une fibre monomode orientée à 41° par rapport à l'axe de propagation du faisceau (voir figure 2.13). L'avantage principal de l'utilisation de cette sonde est que l'épaisseur optique du nuage durant les séquences expérimentales est bien définie. Sa largeur étant faible devant la taille du nuage (waist $250\mu\text{m}$), celui-ci n'est illuminé que sur une surface réduite. Cela nous permet de définir une épaisseur optique précise et non pas moyennée sur l'ensemble du nuage. Le laser est issu de la source DFB nous servant à créer le piège magnéto-optique. Bien que sa largeur spectrale soit grande (3MHz), le bruit en fréquence du laser n'affecte pas notre mesure de corrélations du moment que le chemin moyen du photon à l'intérieur de l'échantillon est plus faible que la longueur de cohérence du laser [90, 93]. Cette sonde a été utilisée pour réaliser les mesures de spectroscopie d'onde diffusée à faible paramètre de saturation [58].

2.4.2 Grande sonde à profil plat (FLAT-TOP)

La seconde sonde de notre expérience a été installée dans le but d'observer les corrélations d'intensité de la lumière à haut paramètre de saturation. La principale caractéristique de notre sonde à faisceau large est que l'intensité de la lumière perçue par les atomes est la même peu importe la position de ceux-ci sur le plan orthogonal à la propagation du laser. La seconde particularité de cette sonde est que nous cherchons ici à atteindre des paramètres de saturation très haut. Il a fallu adapter le montage en conséquence en installant une source laser dédiée et en veillant à limiter les pertes de puissance dans le chemin optique. Pour obtenir ces résultats, différentes stratégies ont été utilisées. Initialement nous avons utilisé un faisceau sonde au profil transverse d'intensité Gaussien avec un waist suffisam-

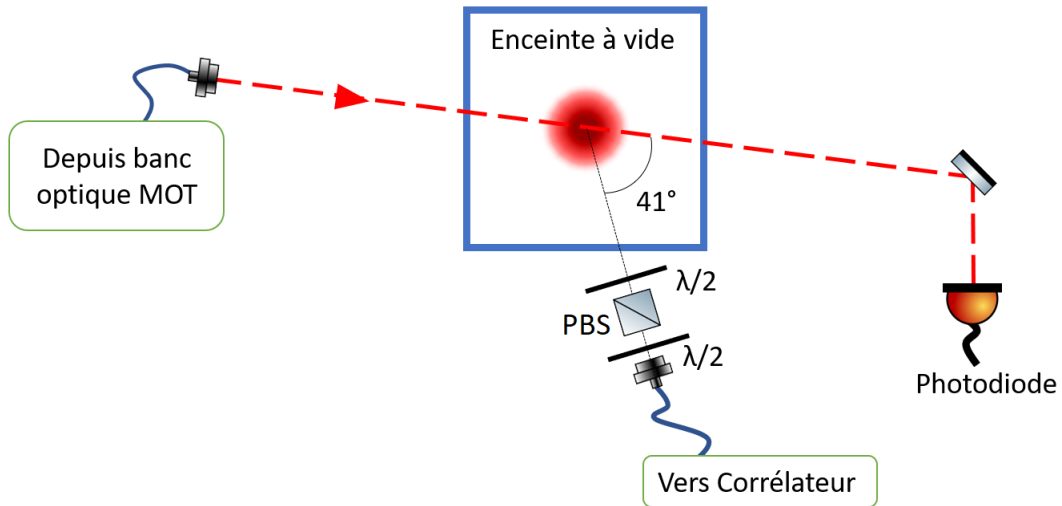


Figure 2.13: Schéma du dispositif expérimental permettant d'utiliser la sonde de mesure de l'épaisseur optique pour mesurer les corrélations d'intensités. le symbole $\lambda/2$ correspond à des lames à retard "demi-onde" et le symbole *PBS* correspond à un cube polarisant (en anglais: Polarized Beam Splitter)

ment large pour que les variations d'intensité soient faibles dans la zone du nuage. Cette sonde nous a permis de réaliser les premières mesures de spectre de lumière diffusée à haut paramètre de saturation [63]. Nous avons ensuite amélioré notre système à l'aide un faisceau sonde à profil d'intensité plat (en anglais Flat-top ou Top-hat), installé durant ma thèse. Je présente ici cette dernière solution étant celle que nous avons utilisée pour l'obtention des résultats présentés au chapitre 4. Lorsque cela est pertinent, je ferai les comparaisons avec le faisceau Gaussien.

Dispositif d'aplanissement du faisceau

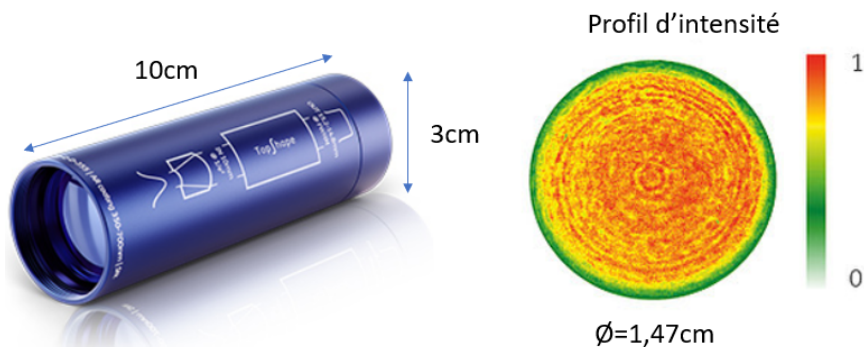


Figure 2.14: Illustration du dispositif d'aplanissement du faisceau (à gauche). Profil d'intensité en sortie du dispositif (à droite) issu de [94].

Le Faisceau Flat-Top est obtenu à partir d'un faisceau Gaussien issu de notre source laser dont nous modifions le profil d'intensité à l'aide d'un dispositif d'aplanissement. Le dispositif d'aplanissement du faisceau (BeamShaper en anglais) se base sur le principe de réfraction via l'utilisation d'optiques asphériques pour redistribuer l'intensité du faisceau lors de sa propagation dans un système optique [95, 96]. Cette méthode, par opposition

aux méthodes de modification du faisceau par transmission [97, 98] ou par diffraction [99] permet une propagation du faisceau sur une longue distance sans détérioration du profil et sans perte d'intensité par rapport au faisceau incident.

L'aplanissement du faisceau est assuré par un dispositif commercial de la marque Asphericon (voir figure 2.14). Celui-ci est composé de plusieurs lentilles asphériques contenues dans un tube de 10 cm de long pour 3 cm de diamètre. Il permet d'obtenir un faisceau plat de 14,7 mm de largeur à mi hauteur à partir d'un faisceau Gaussien en entrée de 10 mm de diamètre ($1/e^2$).

Taille de la sonde

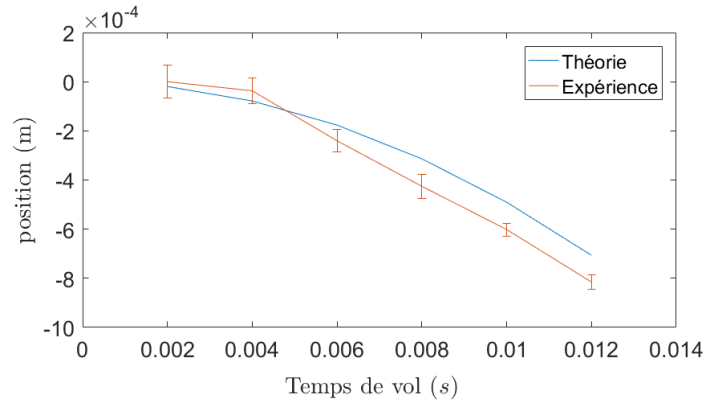


Figure 2.15: Relevé du déplacement du centre du nuage en chute libre. Les erreurs correspondent aux variations de positions sur un échantillon de dix mesures.

Le premier avantage à l'utilisation d'un faisceau plat à l'aide de ce dispositif est que la largeur du faisceau permet d'illuminer les atomes de manière uniforme quelque soit le temps de vol. Afin de s'en assurer, nous avons relevé la position du centre du nuage (figure 2.15) ainsi que largeur à mi-hauteur de celui-ci (figure 2.8). Cela nous permet d'établir les positions extrêmes dues à la chute et à l'expansion du nuage après différents temps de vol. L'équation du mouvement des particules durant le temps de vol peut s'écrire comme il suit et nous permet d'établir la courbe théorique de la figure 2.15 :

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(0) + \vec{v}(0)t - \frac{1}{2}\vec{g}t^2 \quad (2.10)$$

où g est l'accélération de la gravité. On considère que $\vec{v}(0) = 0$.

Le nuage ayant une forme Gaussienne, nous considérons arbitrairement une largeur maximale de 3σ correspondant à 99.7% des atomes contenus dans le nuage. Pour un temps de vol court (2ms) le nuage a une largeur moyenne quadratique d'environ $700\mu\text{m}$ soit une largeur de faisceau à atteindre de 2.1mm. Pour un temps de vol long (12ms) le nuage chute de $706\mu\text{m}$ et a une largeur moyenne quadratique de $1605\mu\text{m}$ ce qui correspond à une position extrême de 5,63mm.

Le faisceau laser de profil d'intensité Gaussien a un waist de 2.5mm. Ce qui en fait une sonde efficace pour des temps de vol faibles mais induit des écarts d'intensité importants pour les autres configurations. Dans le cas du profil Flat-top, notre faisceau ayant une largeur de 14,7mm, nous sommes sûrs que le nuage est illuminé uniformément et dans son ensemble quelque soit le temps de vol (figure 2.16).

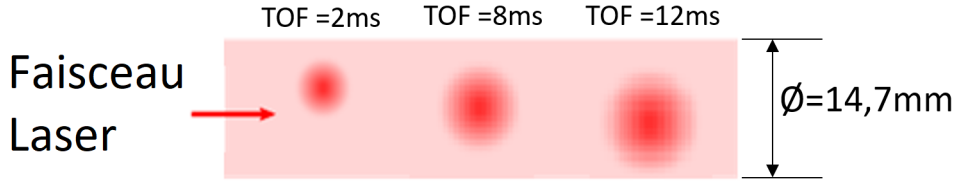


Figure 2.16: Schéma du nuage pour différents temps de vol illuminé par une sonde large. Afin d'obtenir une illumination uniforme du nuage peu importe le temps de vol il faut s'assurer que celui-ci ne se déplace pas d'une distance plus large que le diamètre du faisceau.

Uniformité du profil

Le deuxième avantage du profil plat est son uniformité sur la zone d'illumination correspondant au nuage. Afin de quantifier l'impact de cette caractéristique, nous avons comparé les effets d'illumination des atomes pour des profils différents en tenant compte des variations et fluctuations d'intensité. La figure 2.17 nous présente une simulation du spectre de la lumière diffusée par un nuage gaussien d'atomes froids lorsqu'il est illuminé par un faisceau laser à grand paramètre de saturation ($s=40$). Pour réaliser cette simulation, nous utilisons l'équation (1.72) de la lumière diffusée en régime de diffusion simple-incohérente et nous sommes les contributions des différents diffuseurs en considérant leur illumination respective suivant la position qu'ils ont dans le nuage. Différents profils de faisceaux ont été étudiés et comparés au spectre d'un atome seul (figure 2.17 (a)).

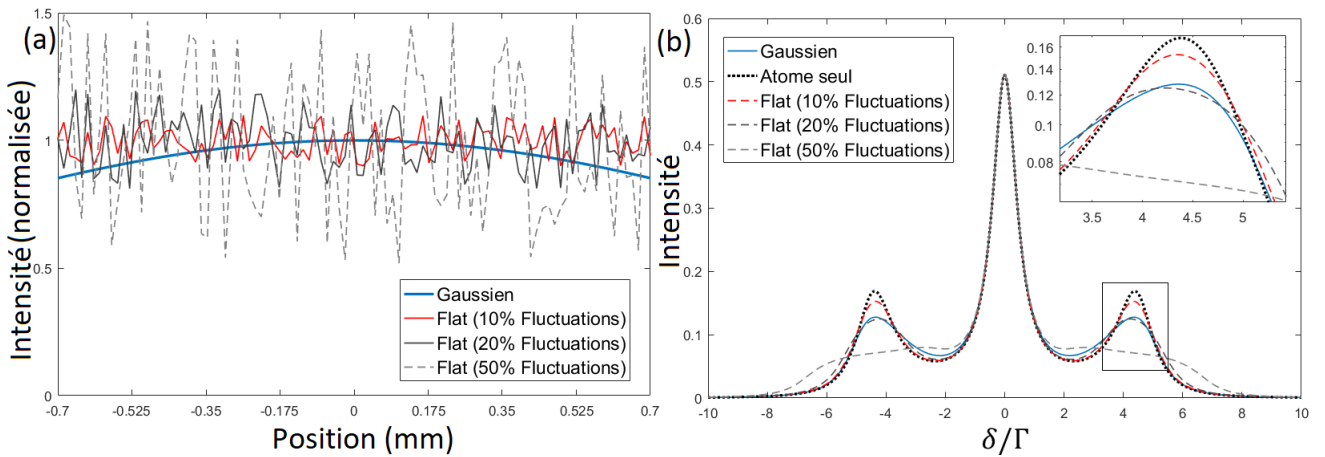


Figure 2.17: (a) différents profils d'intensité représentés sur un intervalle correspondant à la largeur(σ) du nuage. (b) Simulation: spectre de la lumière diffusée pour un nuage avec $\Omega = 4.5\Gamma$ ($s=40$). Le cadre en haut à droite présente un zoom sur le pic de droite (encadré en gris)

Le spectre de l'atome seul présente ici la meilleure définition des différents pics correspondant aux fréquences de lumière diffusée à saturation (2.17 (b)). Ceci correspond au spectre idéal que nous cherchons à atteindre pour le spectre de la lumière diffusée par l'ensemble du nuage. Cela dit, les variations d'intensité de la sonde viennent élargir le spectre du nuage qui est une somme des spectres émis par chacun des diffuseurs.

Les paramètres retenus pour le faisceau Gaussien correspondent aux paramètres expérimentaux que nous avons réalisés en laboratoire; à savoir un waist de 2.5mm, une largeur de nuage de 0.7mm correspondant à un temps de vol de 2ms et une pulsation de Rabi de 4.5Γ ($s=40$) au centre du faisceau. Nous considérons ici un faisceau Gaussien parfait, sans fluctuation, bien que ce ne soit pas le cas expérimentalement. Celui-ci présente en réalité des inhomogénéités qui ont été corrigées au mieux (voir figure 2.18) . Le profil réel peut être extrapolé par une fonction Gaussienne avec une fidélité de 95,9%. Ces fluctuations ne sont pas prises en compte dans la figure (2.17) mais on sait qu'elles détériorent davantage le spectre.

Le profil de faisceau plat a été simulé par une fonction porte de la taille du nuage. Le faisceau étant bien plus large que le nuage, nous pouvons faire cette approximation sur sa forme et négliger les effets de bord. Nous avons étudié les spectres de lumière diffusée pour différentes valeurs de fluctuations d'intensité.

Comme on peut le voir sur la figure (2.17 a), les fluctuations moyennes pour un faisceau plat à 10% de fluctuations présente des variations d'intensité moindres que celle que l'on peut obtenir avec un faisceau Gaussien de waist 2.5mm dans la zone correspondant à notre nuage. Sur la figure (2.17 b) on voit que l'impact des fluctuations d'intensité entraîne un élargissement des pics secondaires ainsi qu'une diminution de leur hauteur. Il apparaît très distinctement que la définition du spectre est meilleure pour un faisceau plat jusqu'à 20% de fluctuations d'intensité. Cette différence s'accroît pour des temps de vols plus long.

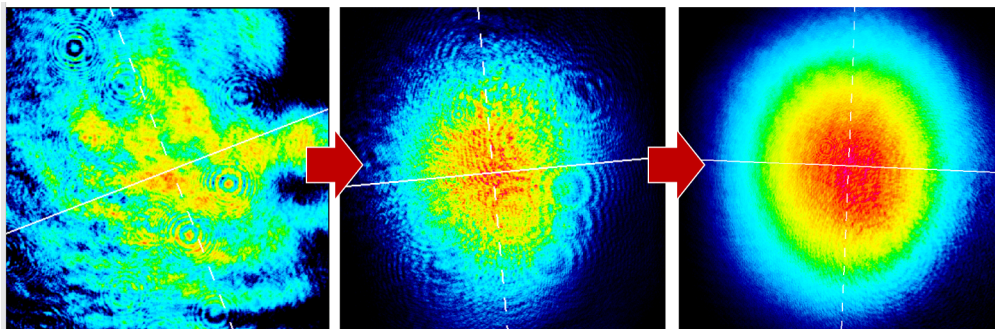


Figure 2.18: *Travail de réajustement du profil du faisceau Gaussien. Images du faisceau prises via caméra juste avant la cellule en verre du système à vide. La qualité des optiques et la présence de poussières détérioraient grandement le profil du faisceau. Les différentes figures présentent (de gauche à droite) le profil du faisceau initial, en cours de réajustement et final. Le profil de droite à une forme gaussienne fidèle à 95.9 %.*

Propagation

Les caractéristiques de notre système d'aplanissement du faisceau nous permettent d'obtenir un faisceau plat (inhomogénéité $< 10\%$) sur une distance de 300 mm. Cette distance est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la taille de notre nuage, nous assurant une illumination constante lors de la propagation [94].

Dispositif Expérimental

Initialement issue du laser esclave du système de création du piège magnéto optique, la puissance disponible pour notre grande sonde ne dépassait pas les 80mW. Afin d'augmenter

l'intensité du laser de sonde, une source dédiée a été mise en place. Durant la plus grande partie de ma thèse nous avons utilisé un Laser Erbium Ytterbium EYLSA 780 de la marque Quantel [100] d'une puissance maximale de 1W et de largeur spectrale inférieure à 2,5 MHz. Au cours de ma thèse, le laser a présenté des difficultés grandissantes à produire un faisceau à puissance nominale et des fluctuations de puissance importantes en fonction de la température ambiante (voir figure 2.19). Ce laser a été remplacé récemment par une source MOPA TApru de la marque Toptica pouvant délivrer jusqu'à 3 W de puissance pour une largeur spectrale de 50 KHz. Une fonction d'asservissement en puissance incluse dans le système de contrôle DLCpro nous assure des variations de puissance inférieures à 1%.

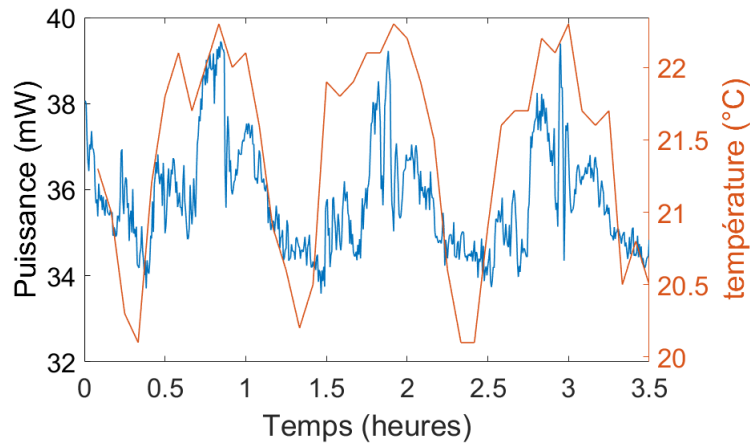


Figure 2.19: Mesures simultanées de la température du laboratoire et de la puissance du laser sur une photodiode. On observe des variations de puissance en sortie de l'ordre de 15% pour des écarts de température d'environ 2°C.

Le laser est composé d'une source principale qui nous sert pour la sonde (voir figure 2.22) et d'une source auxiliaire (fuite) dont la puissance est d'environ 1% de la principale. La fuite nous sert pour l'asservissement en fréquence du laser (voir figure 2.21) ainsi que pour la production d'un champ électrique de référence (Oscillateur local) qui nous servira lors des mesures de corrélations (à suivre en section 2.5.2). Le laser est asservi de manière à ce que la sonde soit résonnante avec la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ en fin de parcours, après passage du dernier AOM (voir figure 2.22). Pour ce faire, nous asservissons le laser sur le signal créé à 180MHz de la raie crossover (CO_{34}) $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle / |F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ (voir 2.20).

L'AOM 1 est monté en double passage dans l'ordre -1 pour décaler la fréquence de 180MHz vers le bleu avant l'asservissement par absorption saturée. Lors de l'asservissement, en choisissant la raie CO_{34} comme référence, la fréquence du laser délivré par la source haute puissance est en réalité décalée dans le bleu de 120MHz par rapport à la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. L'AOM simple passage (AOM sonde sur la figure (2.20)) présent sur la figure (2.22) décale ensuite la fréquence de 120MHz vers le rouge (ordre -1) afin que la lumière de la sonde soit exactement à résonance avec la transition. L'AOM 2 décale la fréquence de l'oscillateur local de 215,8MHz dans le bleu. Cette valeur correspond au maximum d'efficacité de l'AOM et nous assure que les figures des fonctions de corrélations du champ électrique et de l'intensité ne se recouvrent pas (voir paragraphe 2.5.2). L'aplanissement du faisceau est assuré par le beamshaper présenté précédemment. Bien

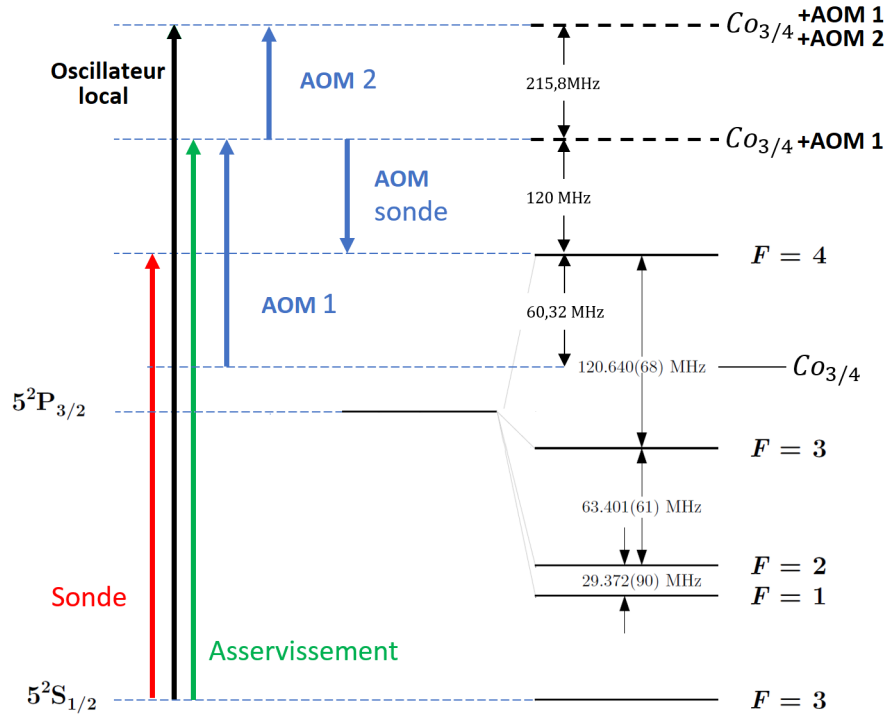


Figure 2.20: Niveaux d'énergie de la structure hyperfine de la raie D2 du rubidium 85 ainsi que les fréquences des dispositifs utilisés pour l'asservissement en fréquence de la sonde et la création de l'oscillateur local. L'asservissement du laser de sonde est fait sur la raie Crossover $Co_{3/4}$ après qu'elle soit décalée de 180 MHz dans le bleu par l'AOM 1. Les espacements entre les niveaux de la structure hyperfine ne sont pas à l'échelle. Les AOM 1 et 2 font référence à ceux présentés sur la figure (2.21). L'AOM sonde est présent sur la figure (2.22).

que le tube soit usiné à ses deux extrémités pour se visser à des optiques de taille M28, nous avons choisi de conserver le système en espace libre pour éviter qu'un appareil trop lourd ne vienne exercer des contraintes mécaniques sur le dispositif et détériore l'alignement (Voir les travaux de thèse de Nicolas Mielec [101] pour les contraintes liées à un système monobloc).

La qualité du profil plat en sortie étant directement dépendante de celle du profil Gaussien en entrée, nous avons choisi d'injecter notre faisceau source dans une fibre monomode à maintien de polarisation qui nous permet, au prix d'une perte de puissance, d'obtenir un profil Gaussien de grande qualité (voir figure 2.22). L'efficacité de l'injection dans la fibre monomode est de 65%. Cela est notamment dû à l'AOM qui détériore légèrement le profil. En sortie de fibre, un collimateur achromatique à focale variable (20 cm $\rightarrow \infty$) de la marque Thorlabs (ref C20APC-B) est monté sur un télescope (Thorlabs ref BE02-05-B) de grossissement x2 à x5 afin d'obtenir un faisceau Gaussien de taille et de divergence adaptée au beamshaper. Le beamshaper et le télescope sont tous deux fixés sur des montures mobiles qui permettent des rotations verticales et horizontales ainsi que sur des platines de translations à deux axes qui leur permettent des translations dans le plan perpendiculaire à la propagation. Ce grand nombre de degrés de liberté, que ce soit pour la taille, la position ou l'alignement, nous assurent un ajustement optimal du

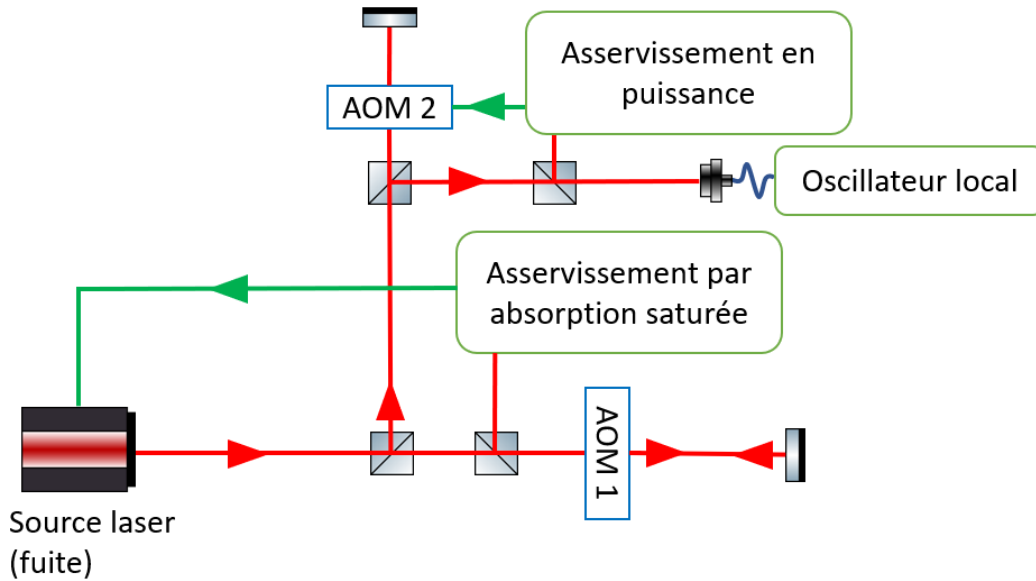


Figure 2.21: Schéma du dispositif optique permettant l'asservissement du laser ainsi que la création d'un faisceau cohérent avec le faisceau sonde (Oscillateur local) asservi en fréquence et en puissance. L'AOM 1 permet de contrôler la fréquence de la sonde. L'AOM 2 permet de contrôler la fréquence et la puissance de l'oscillateur local.

dispositif.

On s'assure que le faisceau entrant dans la fibre monomode soit polarisé linéairement grâce à la présence de deux lames à retard ($\lambda/4$ puis $\lambda/2$). Une lame à retard quart d'onde est insérée entre le télescope et le beamshaper afin d'illuminer les atomes avec un faisceau polarisé circulairement. Cette polarisation nous assure que nos atomes se comportent comme un système à deux niveaux pour un paramètre de saturation suffisamment grand (voir figure 2.23). Cette hypothèse n'est vraie que lorsque le taux de pompage i.e. le paramètre de saturation est supérieur à la fréquence de Larmor de l'atome considéré (voir [102, p. 52]).

Après ajustement du système de mise en forme, nous obtenons un faisceau à profil plat dont les variations d'intensité sur le plateau suivent une loi normale d'écart type $\sigma_x = \sigma_y \approx 10\%$ (voir figure 2.24). Nous avons vérifié que la traversée des parois de la cellule en verre ne causaient pas de détériorations trop importantes du profil du faisceau. Les variations d'intensité ont un écart type de $\sigma_{avant} = 9.1\%$ et $\sigma_{apres} = 11.5\%$. Les clichés du profil de faisceau sont réalisés par une caméra Dataray WinCamD-UHR dont le capteur CCD a une taille de 6.6 x 5.3 mm. Le faisceau étant plus grand que le capteur, nous avons effectué des clichés en bord de faisceau et au centre afin d'obtenir les informations sur le profil.

Nous obtenons au final un faisceau de **14,7mm de diamètre**, d'une intensité max de **170mW/cm²**, présentant des variations spatiales de l'ordre de **10%** sur le plateau et des variations temporelle de l'ordre de **1%**. Le faisceau est **polarisé circulairement** et nous pouvons l'allumer et l'éteindre avec une résolution temporelle de **10 μ s**.

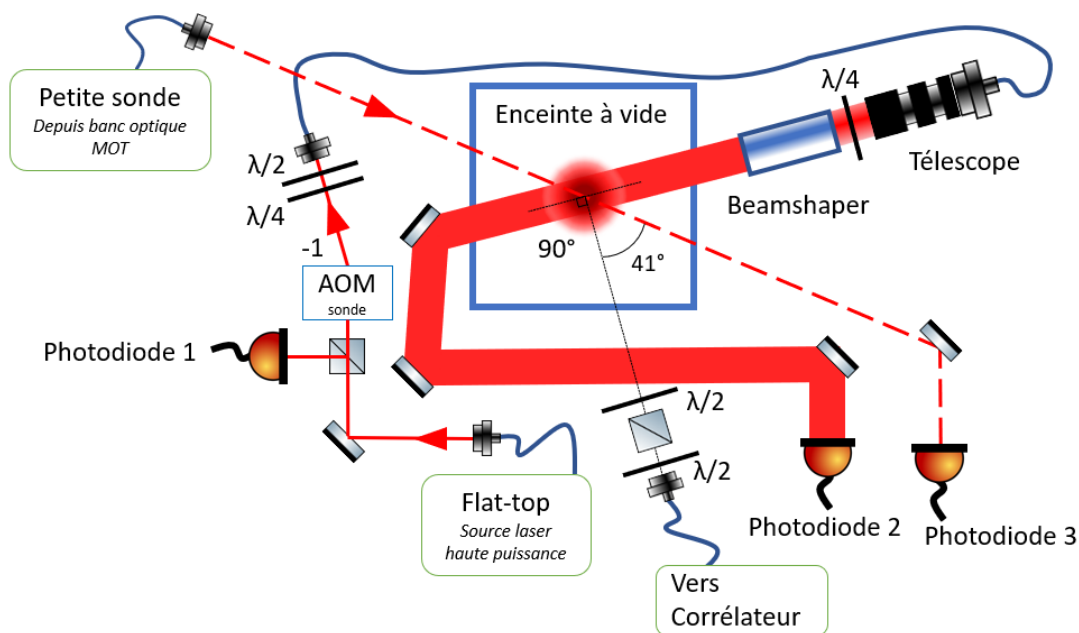


Figure 2.22: Schéma du dispositif de sondes des atomes. Le trait rouge plein représente le trajet de la sonde Flat-top. Le trait rouge en pointillé représente le trajet de la petite sonde qui sert aussi à la mesure de l'épaisseur optique (voir 2.5 sortie sonde et imagerie). La photodiode 1 permet l'asservissement en puissance du laser de la sonde large. La photodiode 2 permet de mesurer la puissance du faisceau Flat-top et ses variations, sans atomes. La photodiode 3 est utilisée pour la mesure de l'épaisseur optique. Le dispositif de captage de la lumière est composé d'un collimateur et d'une fibre optique monomode placée dans le même plan horizontal que les faisceaux sondes. La lumière est perçue suivant un angle de 41° par rapport à l'axe de propagation de la petite sonde et 90° par rapport à celui de la grande.

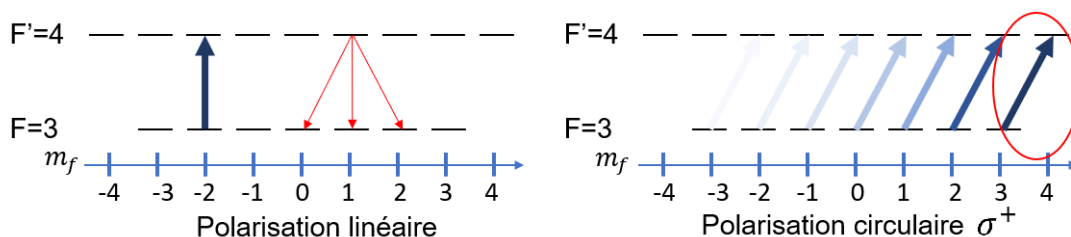


Figure 2.23: Comparaison des transitions atomiques lors d'interaction avec une lumière polarisée linéairement ou circulairement. Dans le premier cas le laser excite les transitions $m_f \rightarrow m_f$. Les règles de sélection font que les atomes sont répartis uniformément dans chacun des sous-niveaux Zeeman. Dans le second, le laser excite les transitions $m_f \rightarrow m_{f+1}$. Après quelques cycles, les atomes se retrouvent dans les sous-niveaux Zeeman extrêmes $m_f = 3$ et $m'_f = 4$, faisant de cette transition une transition effective à deux niveaux.

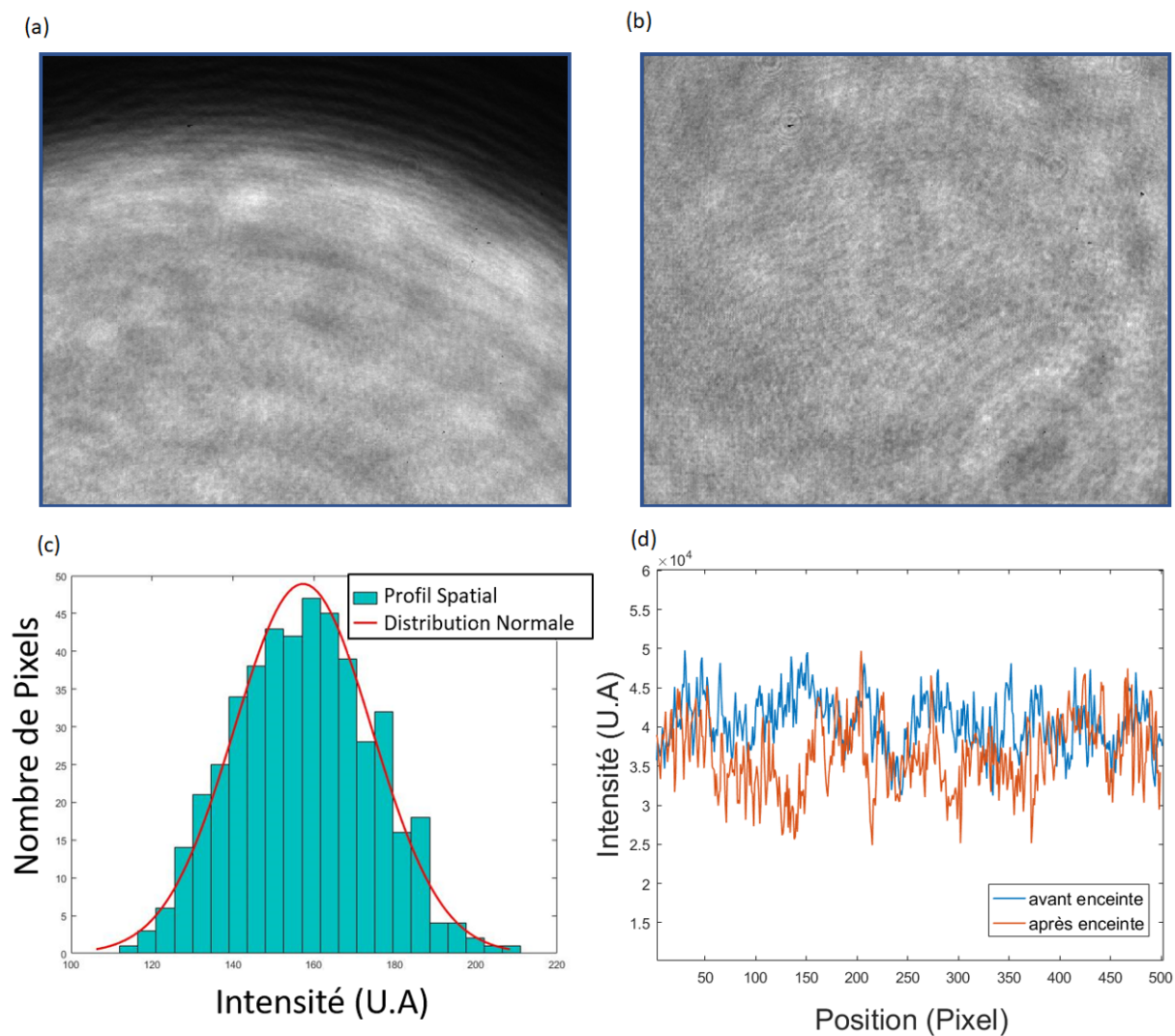


Figure 2.24: Capture du faisceau sonde par une caméra Dataray et histogramme de l'intensité pixel à pixel. (a) Image en bord de faisceau (b) Image au centre du faisceau (c) histogramme de l'intensité du faisceau selon l'axe transverse au centre du faisceau. Paramètres de la distribution normale $\mu = 157.27$ $\sigma = 17.02$ (d) comparaison des profils d'intensité avant et après le passage à travers la cellule en verre.

2.5 Dispositif expérimental : Mesure des fonctions de corrélation temporelles de la lumière diffusée

Nous avons vu dans les sections précédentes l'ensemble du dispositif permettant de créer notre nuage d'atomes et les faisceaux utilisés pour sonder celui-ci. Nous allons maintenant étudier le dispositif permettant de capter la lumière diffusée par les atomes et les dispositifs de traitement du signal pour nous permettre d'en extraire les fonctions de corrélation d'ordre un et deux.

2.5.1 Mesure de la fonction de corrélation du second ordre

Dispositif expérimental

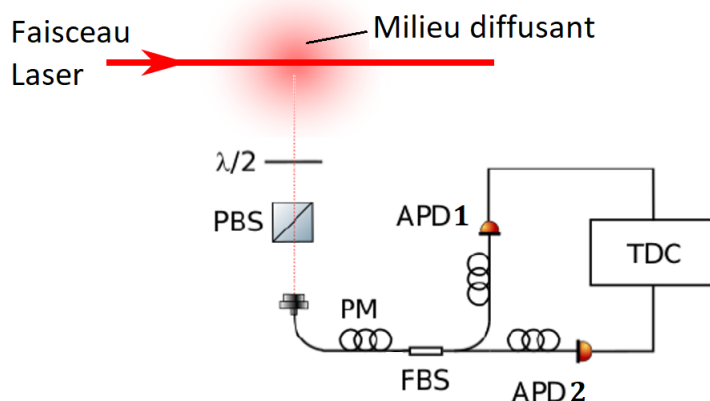


Figure 2.25: *Système expérimental de capture de la lumière diffusée par le nuage. La lumière diffusée est collectée par une fibre monomode à maintien de polarisation (PM), après être passée à travers un cube polarisant (PBS) pour sélectionner une seule polarisation. Cette polarisation est ajustée pour sélectionner la lumière diffusée dont la polarisation est parallèle à la lumière provenant de la sonde. La lumière est séparée dans un séparateur 50:50 fibré (FBS). Les deux sorties du FBS sont connectées à deux photodétecteurs à avalanche (APDs). Les temps d'arrivée de photons uniques par chacun des détecteurs sont relevés par un convertisseur temporel - Digital (TDC) et analysés par un ordinateur.*

Le système de mesure du degré de cohérence du second ordre est représenté sur la figure 2.25. La lumière diffusée est collectée par une fibre monomode à maintien de polarisation (PM) à une distance de 40cm de la cellule. Une seule polarisation est couplée dans la fibre PM grâce au cube polarisant placé en amont. La fibre monomode nous assure de ne capter qu'un mode spatial de la lumière diffusée. Le collimateur de la fibre est ajusté de manière à ce que ce mode spatial corresponde à la taille du nuage. La lumière est séparée en deux voies à l'aide d'un séparateur 50:50 puis détectée sur des modules de comptage de photons uniques (SPCM) via photodétecteurs à avalanche (APD) (modèle SPCM-AQRH de Excelitas Technologies [103]) dont l'allumage est synchronisé avec l'émission des faisceaux de sonde afin de ne capter que la lumière diffusée par le nuage.

Les signaux lumineux sont convertis en signaux électriques qui sont reçus par un convertisseur temps-digital (TDC) (TimeTagger Ultra de la marque Swabian Instrument [104]) qui enregistre les temps d'arrivée des photons avec une résolution temporelle de 10ps et les envoie vers un ordinateur qui relève l'histogramme des coïncidences de photons sur les différentes voies afin de construire la fonction de corrélation.

L'utilisation de deux APDs différentes est ici cruciale pour des raisons techniques. Chaque fois qu'une APD détecte un photon, elle est incapable d'en détecter un autre pendant un délai court appelé temps mort (en anglais: dead time). Le temps mort de nos APDs est de 22ns, offrant une résolution temporelle de l'ordre de grandeur des cohérences temporelles dans la lumière diffusée par les atomes dans le cadre où le paramètre de saturation est grand. Une autre limite est le phénomène d'afterpulsing qui crée des corrélations parasites importantes à un temps donné. L'afterpulsing provient de la rétroaction dans un détecteur de photons. Cela signifie que chaque impulsion de signal réel peut être suivie ultérieurement d'une impulsion ultérieure, virtuelle. Utiliser deux APDs permet de minimiser l'impact de ces phénomènes car il n'y a pas de temps mort entre les arrivées de photons sur l'une puis sur l'autre des APDs et la probabilité d'obtenir un afterpulse simultané sur les deux APDs est très faible (1/10000 voir [103]). Ces avantages sont obtenus au prix d'une perte de la moitié de l'information car nous ne pouvons retenir que les corrélations croisées entre détecteurs. Si une paire de photons corrélés arrive sur le détecteur un, elle est perdue. Idem pour le détecteur deux. Seule les configurations 1/2 ou 2/1 peuvent être analysées.

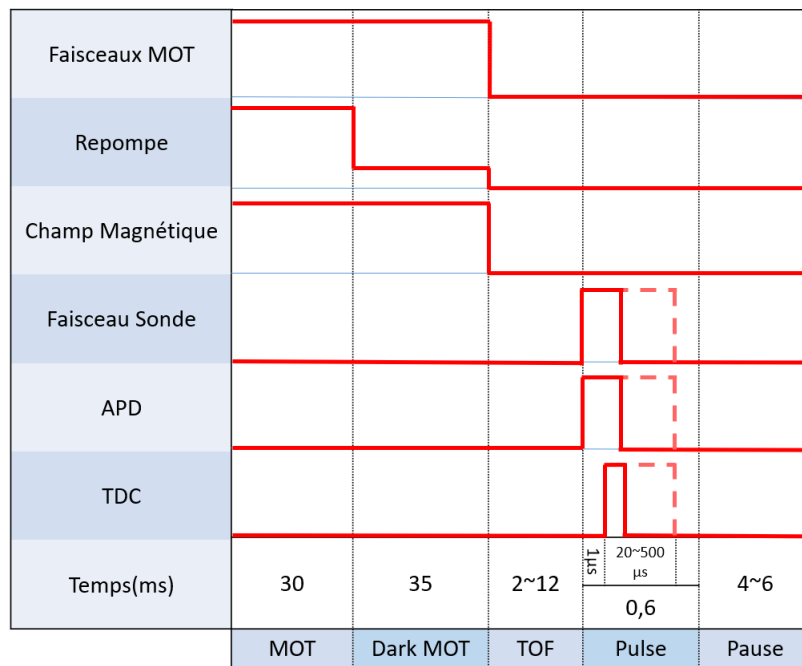


Figure 2.26: Séquence temporelle d'une expérience typique de mesure des corrélations d'intensité. Le MOT est créé puis compressé pour atteindre l'épaisseur optique voulue. Une impulsion de la sonde de durée variable est envoyée sur le nuage après un temps en chute libre (TOF). Les APDs sont déclenchées au même moment, le TDC avec 1μs de retard. Une pause de durée variable est insérée à la fin pour que la séquence ait la même durée que celle de mesure de b_0 .

Séquence expérimentale

La séquence expérimentale (voir figure 2.26) est composée d'une partie de création du nuage d'atomes suivi d'une illumination par une impulsion de lumière provenant de la sonde lors d'une phase de chute libre. La coupure de la sonde est réalisée par le dernier AOM du chemin optique (voir schéma 2.22). La durée des impulsions peut être ajustée pour adapter le nombre de photons échangés en fonction du paramètre de saturation. Afin de limiter les corrélations parasites provenant de sources de lumière extérieures, l'allumage des APDs est déclenché par un signal externe dans le but de ne capter que la lumière émise durant l'impulsion de la sonde. Le déclenchement du TDC est décalé de $1\mu\text{s}$ par rapport à celui des APDs car des signaux parasites apparaissent à l'allumage de ces dernières créant des corrélations à délai nul.

Création des données

Notre TDC peut recevoir des signaux sur 8 canaux réels et peut créer des canaux virtuels qui nous permettent d'effectuer des corrélations pour plusieurs intervalles de temps lors d'une même séquence. Deux canaux réels sont utilisés pour les signaux provenant des APDs et un troisième capte le signal de déclenchement. Le grand nombre de canaux nous permet d'envisager des montages expérimentaux comptant plusieurs paires d'APDs pour, par exemple, observer la lumière diffusée dans des directions différentes ou multiplier les corrélations pour augmenter le rapport signal à bruit. Les fenêtres temporelles des canaux virtuels sont créées artificiellement via l'horloge du TDC. Les canaux virtuels sont créés en dupliquant le signal réel pour une part tronquée de chaque impulsions afin d'étudier les corrélations sur des temps plus courts.

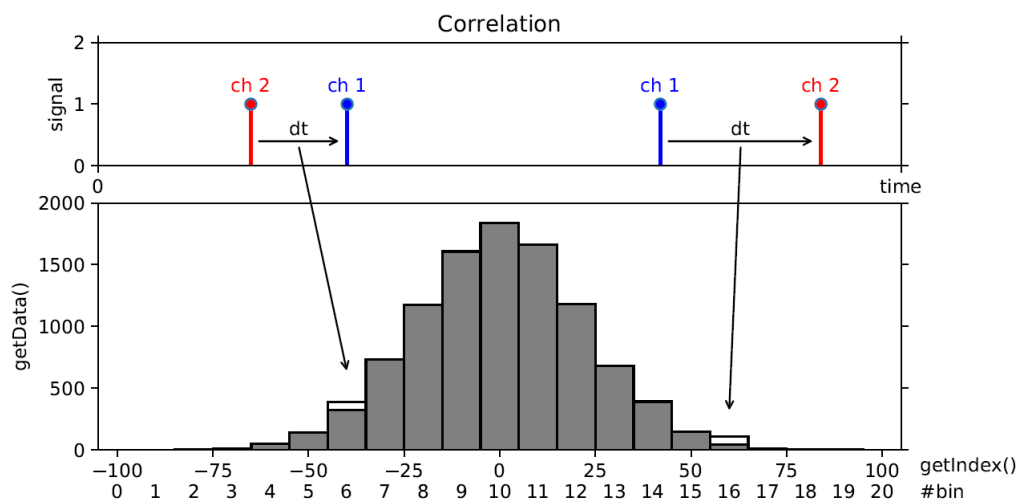


Figure 2.27: Principe de mesure des corrélations par le TDC. Le délai entre les signaux des canaux 1 et 2 est analysé et placé dans un histogramme dont la résolution est fixée en amont. Chaque histogramme est sommé pour créer la fonction de corrélation finale. Image issue de [104]

D'autres techniques de traitement des données ont été utilisées sur l'expérience. À l'origine, le TDC envoyait à l'ordinateur les données temporelles brutes (timetag) et le

calcul des corrélations se faisait via un programme informatique. La quantité de données traitée étant importante, les timetags n'étaient pas sauvegardés. L'inconvénient principal étant que nous ne pouvions pas avec cette méthode réaliser en même temps les corrélations pour des impulsions virtuelles plus courtes. Une autre méthode consiste à n'enregistrer que les timetags dans un format qui nous permet de ne pas surcharger la mémoire de l'ordinateur et d'effectuer les calculs de corrélation à posteriori. Le grand avantage est que nous pouvons ainsi découper les impulsions de lumière comme il nous sied et calculer les corrélations pour un nombre illimité de durées d'impulsion. L'inconvénient étant que le temps de calcul peut devenir long en fonction de la résolution de notre fonction de corrélation, allant de quelques heures à plusieurs jours. Nous avons au final opté pour une méthode hybride, nous permettant de calculer les corrélations avec une résolution suffisante pour des durées d'impulsion de $20\mu s$, directement avec le TDC (voir figure 2.27) et d'enregistrer en même temps les données brutes afin de recalculer les corrélations pour des temps d'impulsions différents, si, en fonction des expériences menées, nous cherchons à extraire de nos données des informations différentes.

Traitement des données

Les résultats que nous obtenons correspondent à $\sum_p G_p^{(2)}(\tau)$ la somme sur toutes les impulsions de la fonction de corrélation non normalisée d'ordre deux de chacune des impulsions $G_p^{(2)}(\tau)$ (voir figure 2.28). Comme on peut le voir, la figure non normalisée a une forme triangulaire. L'impulsion étant de durée finie, l'histogramme des coups reçus au court d'une impulsion peut être assimilé à une fonction porte. La corrélation d'une fonction porte par une fonction porte donne une fonction de forme triangulaire.

Deux méthodes ont été utilisées pour normaliser nos résultats. La première, simple, consiste à extrapoler la forme triangulaire de notre fonction de corrélation par une fonction affine de type $y = -a * |\tau| + c$ comme on peut le voir sur la figure 2.28. La seconde, plus exacte, consiste à sommer les histogrammes des temps d'arrivée de photons durant un pulse $N_i(\tau)$ sur l'ensemble des pulses reçus avant de faire la convolution entre les deux canaux afin d'obtenir une fonction correspondant à la fonction de corrélation moyenne de l'intensité sur toute la durée de l'expérience.

$$\text{Methode 1 : } g^{(2)}(\tau) = \frac{\sum_p G_p^{(2)}(\tau)}{-a * |\tau| + c} \quad (2.11)$$

$$\text{Methode 2 : } g^{(2)}(\tau) = \frac{\sum_p G_p^{(2)}(\tau)}{\sum_p N_1(\tau) * \sum_p N_2(\tau)} \quad (2.12)$$

Pour des impulsions de temps court ($< 20\mu s$), les deux méthodes sont équivalentes. Pour des temps d'impulsion plus long, l'approximation des histogrammes de coups reçus au cours d'une impulsion par une fonction porte ne peut plus être faite. En effet, le nombre de photons perçus chute au cours du temps (du fait du poussage et du dépompage). Nous préférons dans ces cas la seconde méthode.

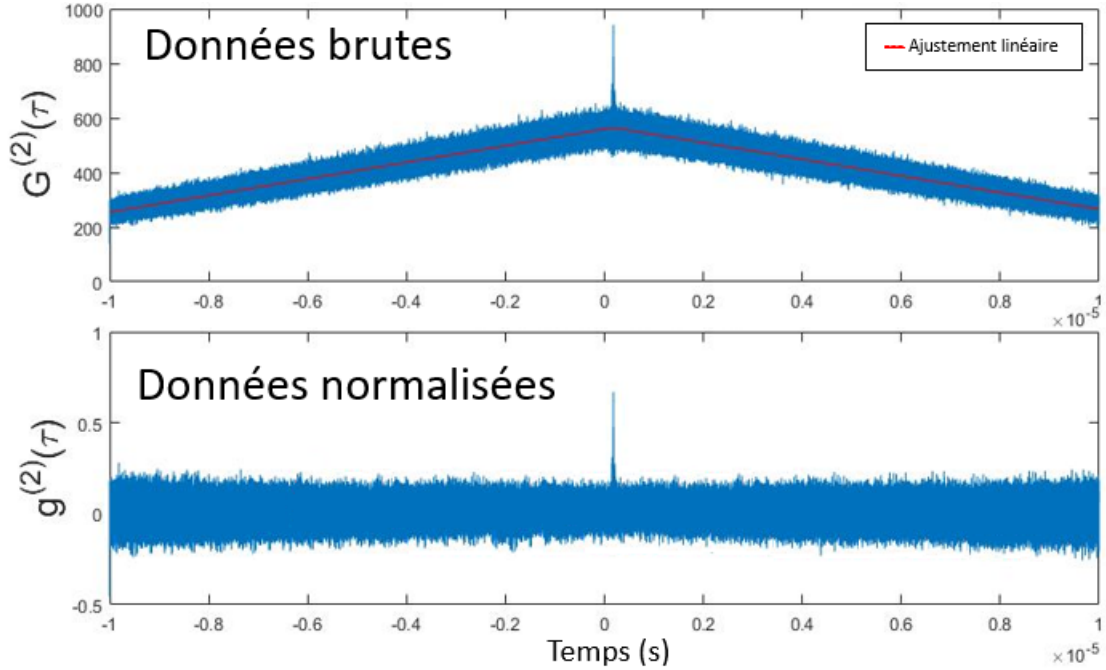


Figure 2.28: *Fonction de corrélation temporelle non normalisée (en haut) et normalisée (en bas) du second ordre $G^{(2)}$. La forme triangulaire est due au fait que la sonde est émise de manière pulsée.*

2.5.2 Mesure de la fonction de corrélation du premier ordre

Il est possible d'observer à la fois les corrélations d'intensité de premier et de second ordre. Pour ce faire il suffit de modifier le montage utilisé pour la mesure de $g^{(2)}$ en incluant un oscillateur local sur la seconde entrée du séparateur (voir figure 2.29). L'oscillateur local est issu de la fuite laser utilisée pour l'asservissement en fréquence de la sonde (voir figure 2.21). Il est asservi en puissance grâce à une boucle de rétroaction composée d'une photodiode et d'un régulateur PI (proportionnel, intégral) qui, en faisant varier la tension du signal de modulation de l'AOM, nous permet de contrôler la puissance du laser en sortie. Sa fréquence est décalée de plusieurs centaines de MégaHertz par rapport à la fréquence de la sonde afin que les figures des fonctions de corrélations soient bien distinctes dans le spectre (décalage de 200 ou 330 MHz suivant les expériences réalisées). Cela est réalisé grâce à un AOM monté en double passage qui nous permet aussi de l'asservir en puissance. Ce décalage en fréquence nous permet d'effectuer une détection hétérodyne de la fonction de corrélation du premier ordre. La lumière issue de l'oscillateur local provient de la même source que la sonde et leur chemins optiques sont suffisamment courts pour qu'on les considère comme cohérentes (voir figures 2.21 et 2.22).

Le principe de mesure est le suivant: le champ électrique provenant de la lumière diffusée par les atomes s'écrit :

$$E_0(t) = E_{sc}(t) e^{i[\omega_0 t + \phi_{sc}(t)]} \quad (2.13)$$

Celui provenant de l'oscillateur local (LO) s'écrit :

$$E_{lo}(t) = E_{lo} e^{i[\omega_{lo} t + \phi_{lo}(t)]} \quad (2.14)$$

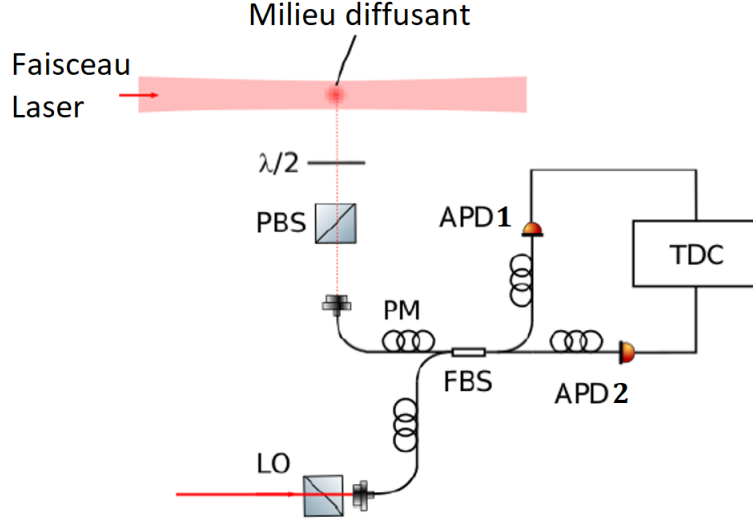


Figure 2.29: *Système expérimental de capture de la lumière diffusée par le nuage lorsqu'il est illuminé par la sonde de haute puissance. Le schéma général reste inchangé (voir figure 2.25) si ce n'est l'ajout d'un oscillateur local (LO) issu de la même source laser que la sonde.*

On considère que l'oscillateur local est un laser parfait et donc que son amplitude est constante. On ne prend pas en compte le déphasage du laser car la lumière des deux canaux provient de la même source. Ces faisceaux lumineux sont injectés via fibre optique dans un séparateur de faisceau fibré. La lumière de fluorescence diffusée par les atomes est captée puis superposée à celle provenant de l'oscillateur local répartissant l'intensité en sortie dans les deux bras. On analyse ensuite la fonction de corrélation entre les sorties I_1 et I_2 correspondant aux APDs 1 et 2 sur la figure 2.29.

On considère que la séparatrice n'est pas parfaite et qu'il peut y avoir une différence d'intensité entre les deux bras. On notera les grandeurs $X_{y,1/2}$ en fonction de la sortie que l'on considère. L'intensité à la sortie de la séparatrice correspond au battement (beatnote (BN) en anglais) entre la lumière diffusée par les atomes et l'oscillateur local et s'écrit :

$$\begin{aligned}
 I_1(t) &= |E_{0,1}(t) + E_{lo,1}(t)|^2 \\
 &= |E_{0,1}(t)|^2 + |E_{lo,1}(t)|^2 + E_{0,1}E_{lo,1}^* + E_{0,1}^*E_{lo,1} \\
 &= I_{sc,1}(t) + I_{lo,1} + E_{lo,1}E_{sc,1}(t)[e^{i\Delta\omega t}e^{i\phi(t)} + cc]
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

avec $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{lo}$ différence de fréquence entre les faisceaux de la lumière diffusée par les atomes et celle de l'oscillateur local et le déphasage $\phi = \phi_{lo} - \phi_{sc}$. I_0 correspond à l'intensité de la lumière diffusée par les atomes et I_{lo} celle de l'oscillateur local. Par construction, il y a un déphasage de π entre les deux sorties du séparateur fibré. L'intensité du signal en sortie 2 s'écrit donc :

$$I_2(t) = I_{sc,2}(t) + I_{lo,2} + E_{lo,2}E_{sc,2}(t)[e^{i(\Delta\omega t + \pi)}e^{i\phi(t)} + cc] \tag{2.16}$$

Nous mesurons les corrélations temporelles entre les deux sorties du séparateur, chacune d'elles permet d'observer le battement (BN) entre la lumière diffusée et l'oscillateur local.

Dans notre cas, la fonction de corrélation non-normalisée $G^{(2)}(\tau)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} G_{\text{BN}}^{(2)}(\tau) &= \langle I_1(t)I_2(t+\tau) \rangle \\ &= \langle (I_{10,1} + I_{sc,1}(t) + E_{10,1}E_{sc,1}(t)(e^{i(\Delta\omega t + \phi(t))} + cc)) \\ &\quad * (I_{10,2} + I_{sc,2}(t+\tau) + E_{10,2}E_{sc,2}(t+\tau)(e^{i(\Delta\omega(t+\tau) + \pi + \phi(t+\tau))} + cc)) \rangle \end{aligned} \quad (2.17)$$

En considérant $\langle I_{sc,i}(t) \rangle = I_{sc,i}$ la valeur moyenne de l'intensité, on peut isoler les termes indépendants du temps

$$\begin{aligned} G_{\text{BN}}^{(2)}(\tau) &= I_{10,1}I_{10,2} + I_{10,1}I_{sc,2} + I_{10,2}I_{sc,1} \\ &\quad + \langle I_{sc,1}(t)I_{sc,2}(t+\tau) \rangle \\ &\quad + \langle E_{10,1}E_{10,2}E_{sc,1}(t)E_{sc,2}(t+\tau) [e^{i(\Delta\omega\tau + \pi)}e^{[\phi(t+\tau) - \phi(\tau)]} + e^{-i(\Delta\omega\tau + \pi)}e^{-[\phi(t+\tau) - \phi(\tau)}] \rangle \end{aligned} \quad (2.18)$$

On peut voir apparaître à la deuxième ligne la fonction de corrélation non normalisée $G^{(2)}(\tau)$ de l'intensité de la lumière diffusée par les atomes que l'on peut écrire $I_{sc,1}I_{sc,2} g^{(2)}(\tau)$. Le terme $I_{10,1}I_{10,2}$ correspond à la fonction de corrélation $G^{(2)}(\tau)$ de l'oscillateur local mais celui-ci étant assimilé à un laser parfait indépendant du temps, on peut l'écrire sous cette forme. On retrouve bien en normalisant $g_{lo}^{(2)}(\tau) = 1$ ce qui correspond au degré de cohérence attendu pour un laser (voir section (1.1.1)). La fonction de corrélation du premier ordre pour la lumière diffusée peut s'écrire dans notre cas :

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E_{sc,1}^*(t)E_{sc,2}(t+\tau)e^{-[\phi(t+\tau) - \phi(\tau)]} \rangle}{\sqrt{I_{sc,1}I_{sc,2}}} \quad (2.19)$$

on a donc

$$\begin{aligned} G_{\text{BN}}^{(2)}(\tau) &= I_{10,1}I_{10,2} + I_{10,1}I_{sc,2} + I_{10,2}I_{sc,1} \\ &\quad + I_{sc,1}I_{sc,2} g_{sc}^{(2)}(\tau) \\ &\quad + \sqrt{I_{sc,1}I_{sc,2}} \sqrt{I_{10,1}I_{10,2}} ([e^{i(\Delta\omega\tau + \pi)}g_{sc}^{(1)}(\tau) + e^{-i(\Delta\omega\tau + \pi)}g_{sc}^{(1)*}(\tau)] \end{aligned} \quad (2.20)$$

On suppose $G^{(1)}(\tau)$ réel et positif soit $G^{(1)}(\tau) = |G^{(1)}(\tau)|$. Nous pouvons au final écrire la fonction de corrélation non normalisée de l'intensité de la lumière comme il suit :

$$\begin{aligned} G_{\text{BN}}^{(2)}(\tau) &= \boxed{I_{10,1}I_{10,2} + I_{10,1}I_{sc,2} + I_{10,2}I_{sc,1} + I_{sc,1}I_{sc,2}} \\ &\quad + \boxed{I_{sc,1}I_{sc,2} (g_{sc}^{(2)}(\tau) - 1)} \\ &\quad + \boxed{\sqrt{I_{10,1}I_{10,2}} \sqrt{I_{sc,1}I_{sc,2}} 2 g_{sc}^{(1)}(\tau) \cos(\Delta\omega\tau + \pi)} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Nous pouvons voir dans la formule 2.21 que la fonction de corrélation non normalisée de notre battement entre la lumière diffusée par le nuage et l'oscillateur local peut être séparée en trois parties :

- **En vert** une partie continue qui crée un fond uniforme dont le bruit sera un facteur limitant à la qualité de nos mesures
- **En bleu** une partie proportionnelle à la fonction de corrélation d'ordre deux de la lumière diffusée par les atomes

- **En rouge** une partie proportionnelle à la fonction de corrélation d'ordre un de la lumière diffusée par les atomes

Nous voyons que les facteurs ne sont pas les mêmes pour $g_{sc}^{(1)}$ et $g_{sc}^{(2)}$ l'intensité de l'oscillateur local jouant un rôle dans l'amplitude de $g_{sc}^{(1)}$.

Les deux fonctions ont des contributions distinctes mais leur impact sur la figure de $G_{BN}^{(2)}(\tau)$ est confondu (voir figure 2.30). Afin de tirer parti de la détection hétérodyne et de pouvoir analyser les signaux séparément il est utile d'effectuer la transformée de Fourier de cette fonction pour étudier $G_{BN}^{(2)}(\omega)$. On peut voir sur la figure 2.30 que les spectres des deux fonctions sont séparés d'une fréquence correspondant à la valeur $\Delta\omega$ du décalage de l'oscillateur local par rapport à la sonde. $g_{sc}^{(2)}$ étant centré sur la fréquence nulle et $g_{sc}^{(1)}$ centré sur $\Delta\omega$. La présence de π dans le cosinus dû au déphasage induit par le séparateur entre ses deux sorties explique pourquoi la fonction $g_{sc}^{(1)}(\omega)$ est négative sur la figure.

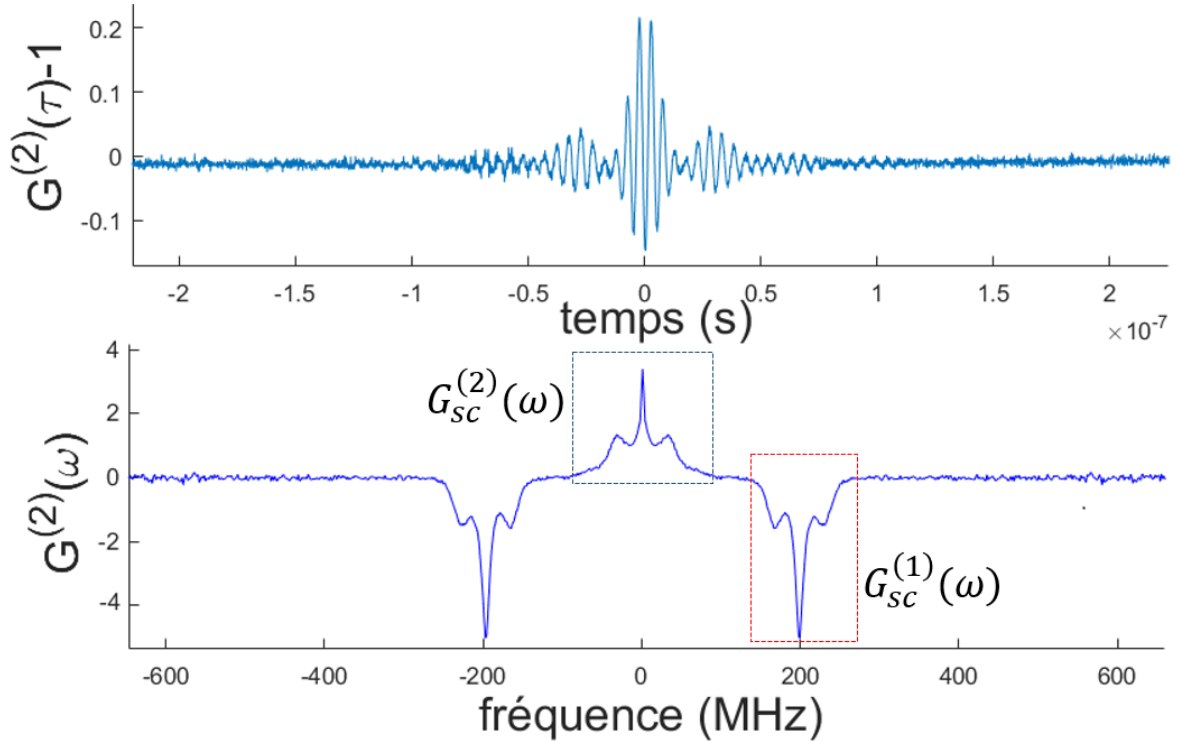


Figure 2.30: Fonction de corrélation temporelle et fréquentielle du battement entre la lumière diffusée par les atomes et celle provenant de l'oscillateur local. $G_{BN}^{(2)}(\tau)$ a été recentrée en zéro pour compenser les délais électroniques et optiques introduits. Mesures effectuées pour un paramètre de saturation $s=60$. Encadré en rouge la partie correspondant à $G_{sc}^{(1)}(\omega)$ et en bleu celle correspondant à $G_{sc}^{(2)}(\omega)$.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié en détail les dispositifs expérimentaux permettant la création d'un nuage d'atome froids dont les caractéristiques sont rappelées ici :

b_0 max	60
Temps de chargement (MOT+DMOT)	~ 65 ms
Température	$\sim 120\mu\text{K}$
Taille du nuage (à TOF= 2ms)	$\sim 400 * 800 \mu\text{m}$
Nombre d'atomes piégés	$\sim 10^8 - 10^9$

Tableau 2.2: *Tableau récapitulatif des propriétés de notre nuage d'atomes*

Nous avons aussi caractérisé les deux sondes utilisées dans notre expérience pour illuminer le nuage :

Sonde	Grande	Petite
Diamètre	14.7mm	250 μm
Intensité max	170mW/cm ²	< 1.6mW/cm ²
s max	100	1
Profil	Flat-top	Gaussien
ΔI spatiale	$\approx 10\%$	100%
ΔI temporelle	$\approx 1\%$	$\approx 10\%$
Polarisation	circulaire	linéaire

Figure 2.31: *Tableau récapitulatif des propriétés des sondes*

Ces systèmes nous permettent de réaliser deux types d'expériences :

- **La mesure de la fonction de corrélation d'ordre deux** à l'aide d'un système de capture de la lumière diffusée permettant le comptage de photons uniques arrivant sur deux détecteurs différents
- **La mesure simultanée des fonctions de corrélations d'ordre un et deux**, en ajoutant au montage un oscillateur local qui à l'aide d'un battement permet la mesure hétérodyne de $g^{(1)}(\tau)$

Une étude de l'évolution du rapport signal à bruit présenté en annexe A sur ces deux expériences à permis d'établir :

- Les rapports d'intensité optimaux entre oscillateur local et lumière diffusée en fonction de l'information recherchée.
- Une première hypothèse sur le temps d'intégration nécessaire à l'observation des harmoniques d'ordres supérieurs, cette hypothèse dépend grandement des paramètres de l'expérience.

Cette analyse va être complétée au chapitre suivant par une étude des impacts expérimentaux sur les figures de corrélations et les informations que nous pouvons en tirer afin de discriminer avec précision les effets physiques impliqués et leur origine.

Chapitre 3

Fonction de corrélation - Comparaison : expérience - théorie

Introduction

Nous avons présenté, dans le chapitre précédent, le système expérimental permettant d'obtenir les fonctions de corrélations d'ordre un et deux de la lumière diffusée par notre gaz d'atomes froids. Nous allons dans ce chapitre, étudier plus en détail les figures obtenues afin d'établir les relations entre les paramètres expérimentaux et les résultats. En effet, les limites expérimentales ne se réduisent pas au rapport signal à bruit mais concernent aussi la précision de nos appareils de mesure ainsi que notre capacité à maintenir des valeurs stables pour les différentes grandeurs en jeu (intensité des lasers, épaisseur optique du nuage, etc). L'objectif est d'optimiser ces paramètres afin d'obtenir des mesures les plus fiables possibles.

Pour résoudre cette problématique, nous avons étudié les défauts du dispositif de mesure ainsi que les impacts de ceux-ci sur notre expérience. Grâce à cette étude nous avons pu établir un modèle numérique permettant de comparer les fonctions de corrélation expérimentales à la théorie. Celui-ci sera présenté en fin de chapitre.

3.1 Expérience

Le système expérimental présenté dans le chapitre précédent nous permet d'observer $g^{(1)}$ et $g^{(2)}$ simultanément et nous offre plusieurs avantages. Les harmoniques d'ordre supérieur dues aux effets collectifs n'ont été prédites dans les articles [34] et [33] que pour $g^{(1)}$. Dans le cas d'une lumière chaotique, nous pourrions théoriquement les voir sur $g^{(2)}$ mais elles seraient encore plus difficiles à observer. L'amplitude de ce phénomène est d'environ 1/1000 par rapport à l'amplitude du pic central $g^{(1)}(0)$. En considérant que $g^{(2)} = 1 + |g^{(1)}|^2$ ce rapport atteint 10^{-6} sur le degré de cohérence d'ordre deux. C'est pourquoi nous étudions en particulier dans ce chapitre la configuration expérimentale comportant un oscillateur local, décrite au chapitre 2.

La première étape de notre étude va être de produire une figure de la fonction de corrélation de la lumière diffusée afin de pouvoir étudier ses différentes caractéristiques. Nous détaillons ici les paramètres expérimentaux retenus pour l'expérience. Le travail présenté ici concerne la lumière émise dans un régime saturé en diffusion simple afin de poursuivre les études menées sur les relations entre les fonctions de corrélations d'ordre un et deux

que nous avons établies dans un régime non-saturé [58]. Une plus haute épaisseur optique ne sera utilisée ici que pour mettre en avant les effets d'absorption dans le nuage.

Séquence expérimentale

La séquence temporelle de notre expérience comporte plusieurs étapes dont les durées n'ont pas été précisées dans le chapitre précédent (voir figure 2.26), celles-ci étant directement dépendantes des conditions visées. Cherchant dans un premier temps à observer la fonction de corrélation dans le régime de diffusion simple à saturation, les durées de temps de vol et d'impulsions sont respectivement ajustées pour contrôler l'épaisseur optique du nuage et le nombre de photons échangés.

Nous utilisons des temps de vol longs (10 à 12 ms) afin que l'épaisseur optique de notre nuage soit inférieure à 1. L'impact sur les figures de corrélations sera détaillé à la section (3.4).

La durée des impulsions de lumière de la sonde a été fixée à 20 μs , son impact sera lui aussi étudié en détail par la suite.

Paramètres du laser sonde

Pour les expériences présentées dans ce chapitre et le suivant, la fréquence de la sonde sera toujours fixée à résonance de la transition ($^{85}\text{Rb D2 } 5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2} |F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$). Le faisceau laser est polarisé circulairement afin de pouvoir considérer la transition comme fermée et l'atome comme un système à deux niveaux. Les largeurs spectrales du laser sont respectivement de 3MHz pour le laser Quantel et de 100kHz pour le laser Toptica. Les mesures de ce chapitre ont été effectuées avec le laser Quantel.

L'intensité du laser est adaptée au paramètre de saturation que nous souhaitons obtenir. Nous commençons nos tests avec le maximum de puissance disponible, soit $s \approx 60$.

Paramètres du nuage

Nous veillons à ce que l'épaisseur optique reste basse peu importe la puissance de la sonde afin de limiter au maximum les diffusions multiples.

Je rappelle l'équation de l'épaisseur optique prenant en compte la saturation (formule 1.100).

$$b(\omega) = -\frac{1}{C} \ln \left(\frac{I_f(\omega)}{I_i} \right) + \frac{I_i - I_f(\omega)}{I_0^{sat}} \quad (3.1)$$

On comprend bien que l'épaisseur optique va dépendre de l'intensité de la lumière incidente. Il est important de noter que la sonde de mesure de l'épaisseur optique est polarisée linéairement alors que la sonde de mesure des corrélations est polarisée circulairement, modifiant la valeur du coefficient C dans la formule (3.1). Le système à deux niveaux représentant les niveaux d'énergie accessible à l'atome que l'on retrouve pour la polarisation circulaire se trouvera saturé plus vite que celui considéré lorsque la polarisation est linéaire à cause des facteurs de force différents entre les différentes transitions (voir figure 2.23). L'épaisseur optique sera donc plus importante à puissance équivalente pour une polarisation linéaire comparée à une polarisation circulaire. En considérant les différences d'intensité des deux sondes (quelques $\mu W/cm^2$ soit $s \ll 1$ pour la petite sonde contre plusieurs dizaines de mW/cm^2 soit $s \gg 1$ pour la grande), il faut convertir les valeurs mesurées avec la petite sonde pour connaître le b_0 équivalent avec la sonde de haute puissance.

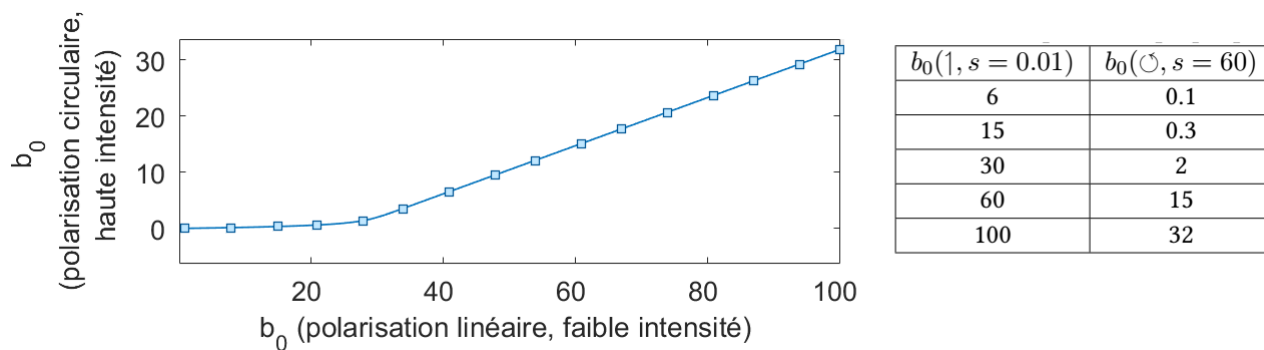


Figure 3.1: Évolution de l'épaisseur optique mesurée avec la sonde de faible intensité ($s=0.01$) et celle effective durant nos expériences avec une sonde de haute puissance ($s=60$)

Nous choisissons une épaisseur optique de 6 mesurée avec la petite sonde ce qui correspond à une épaisseur optique pour la grande sonde de 0.1. Ceci nous permet de rester dans le régime de diffusion simple pour les forts paramètres de saturation (voir figure 3.1).

3.2 Fonction de corrélation expérimentale

Nous avons déterminé les paramètres que l'on souhaite utiliser pour notre expérience:

temps d'impulsion	$20\mu s$
b_0	0.1
s	60

Une fois l'expérience configurée et lancée, les cycles de mesures vont se répéter automatiquement pour une durée déterminée ou jusqu'à ce que l'utilisateur vienne interrompre le processus. Les résultats obtenus comprennent la fonction de corrélation de la lumière diffusée ainsi que des métadonnées comme le nombre cumulé de photons détectés au cours de l'impulsion ainsi que le nombre de photons moyens détecté en fonction du temps au cours de l'expérience. Ces valeurs nous permettent de normaliser nos résultats et de contrôler le bon déroulement de l'expérience.

3.2.1 Résultats bruts

Afin d'obtenir un rapport signal à bruit suffisamment bon pour pouvoir exploiter nos résultats, les expériences effectuées sont très longues (entre quelques heures et plusieurs jours de mesures). De nombreux aléas peuvent venir perturber le système expérimental (variations de puissance, de température, perte de l'asservissement des lasers, etc). Les cycles expérimentaux s'effectuant de manière automatique, l'intervention humaine pour corriger ces aléas ne peut se faire en permanence. C'est pourquoi nous analysons les résultats à posteriori et effectuons un tri des données. Nous choisissons d'exclure les valeurs non pertinentes en se référant au nombre moyen de coups reçus à chaque seconde pour chacune des photodiodes. Nous pouvons voir par exemple sur la figure 3.2 une chute brutale de l'intensité lumineuse due au décrochage de l'asservissement en fréquence du laser

de confinement du MOT. Nous excluons dans ce cas précis, les données reçues après 4h45.

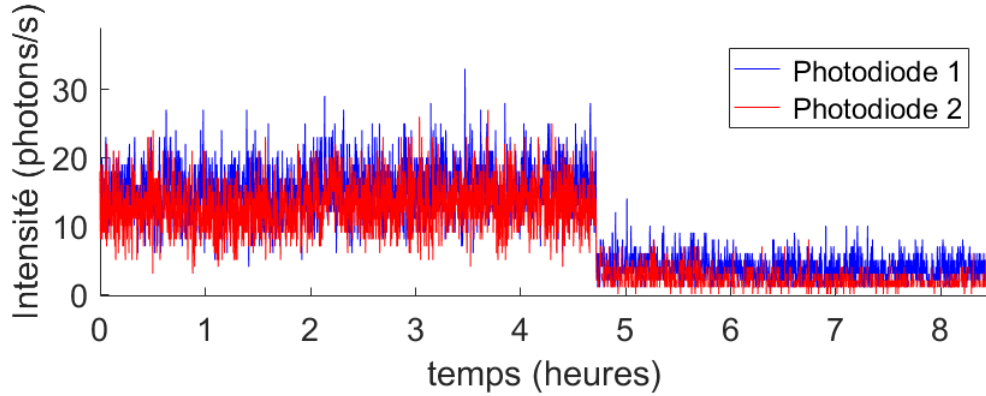


Figure 3.2: *Évolution du nombre de photons moyens reçus au cours de l'expérience. Une chute brutale du nombre moyen est observable à 4h45, révélant un changement majeur sur le système expérimental, en l'occurrence la perte de l'asservissement en fréquence du laser d'asservissement du MOT. Nous retirons ces données de nos résultats avant de les exploiter.*

Nous calculons ensuite la fonction de corrélation pour les intervalles de données que nous avons choisi de garder. Cette fonction est ensuite normalisée comme vu en section (2.5.1). Nous effectuons une transformée de Fourier sur les résultats temporels pour pouvoir observer séparément $g^{(1)}$ et $g^{(2)}$ dans le domaine fréquentiel, voir figure (3.3).

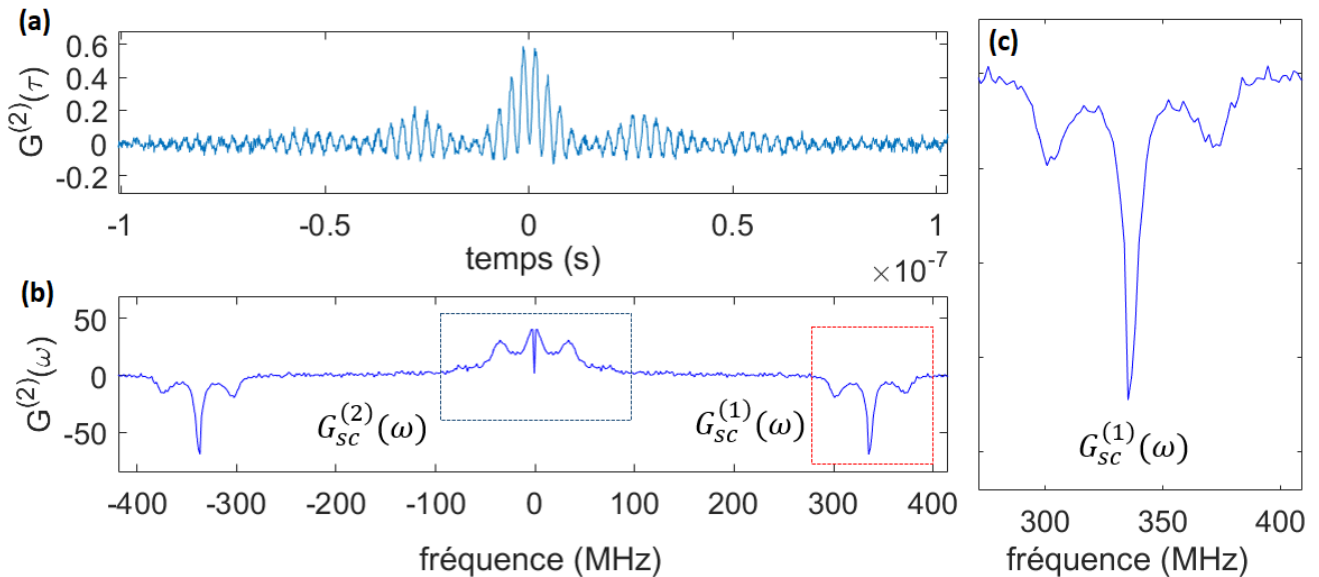


Figure 3.3: *Fonction de corrélation d'ordre deux non normalisée de la lumière diffusée par le nuage d'atomes froids en présence d'un oscillateur local dans les domaines temporel (a) et fréquentiel (b) pour une expérience menée en laboratoire. Paramètres expérimentaux : $s = 60$ $b_0 = 0.1$ $t_p = 20\mu s$. (c) Zoom sur la fonction de corrélation d'ordre un non normalisée de la lumière diffusée par le nuage $G_{sc}^{(1)}(\omega)$.*

3.2.2 Analyse liminaire

On peut observer sur la figure 3.3 plusieurs détails. Tout d'abord, dans le domaine temporel (a) on peut distinguer deux types d'oscillations. Les oscillations lentes de haute amplitude qui s'atténuent rapidement correspondent à $G_{sc}^{(2)}(\tau)$ et viennent du battement entre les sidebands et la porteuse du triplet de Mollow, alors que les petites oscillations rapides correspondent au battement avec l'oscillateur local. Dans le domaine fréquentiel (b), le triplet de Mollow est bien visible pour les fonctions de corrélation des deux ordres, signe caractéristique d'une diffusion de lumière en régime saturé. Sur le zoom (c), on observe une asymétrie de la hauteur des bandes latérales du triplet sur $G_{SC}^{(1)}(\omega)$. Le pic de haute fréquence ayant une amplitude correspondant à $\sim 80\%$ de celle de basse fréquence. Un tel phénomène, prédit théoriquement dans [34] et [33], est censé apparaître en conséquence d'effets coopératifs dans la lumière diffusée et pour des conditions de mesures différentes de celles que nous utilisons (direction d'observation vers l'avant et fréquence de sonde loin de résonance). Une première hypothèse est que ce phénomène est dû au dispositif de mesure. Il sera étudié en détail en section (3.3).

L'autre détail important est l'apparition d'un creux au niveau des basses fréquences, au centre de la figure. Cet effet pourrait provenir d'un phénomène physique appelé anti-bunching (voir section 1.3.2). Cependant il est vraisemblablement causé par les limites techniques de nos appareils. En effet, comme cela a été développé en section (1.1.2), la transformée de Fourier est calculée numériquement sur un intervalle fini d'environ 300ns. De fait la résolution fréquentielle sera d'environ 3MHz. L'amplitude des basses fréquences est en réalité mal estimée lors du calcul de la transformée de Fourier et le point central de notre fonction a une valeur aberrante. Nous choisissons de l'ignorer lors des expériences futures.

3.3 Prise en compte des limitations du dispositif de mesures

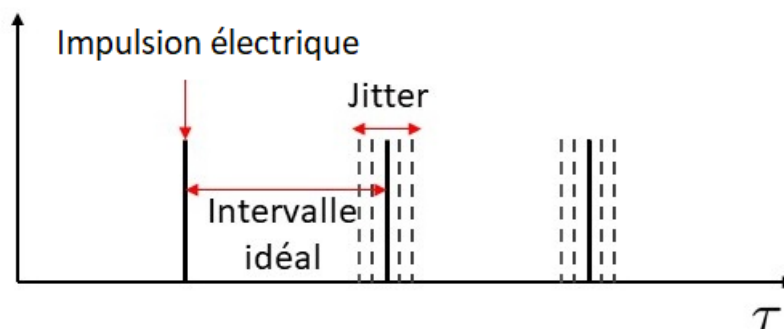


Figure 3.4: Illustration de l'impact du jitter sur la précision temporelle de nos détections de photons. La figure montre les temps d'arrivée des impulsions électriques délivrées par la photodiode pour un flux de photons entrant parfaitement régulier en supposant une efficacité de détection idéale.

Nous cherchons dans un premier temps à déterminer l'origine de l'asymétrie observée sur la fonction de corrélation d'ordre 1 (voir figure 3.3 (c)). Dans ce but, nous nous intéressons à la caractérisation des dispositifs de mesure. Les APDs sont limités par différents

phénomènes, en particulier le jitter. Le jitter ("gigue" en français) est une fluctuation temporelle de la réponse des instruments qui se traduit par une dispersion temporelle des données acquises (figure 3.4). Dans nos APDs, ce jitter provient des fluctuations temporelles statistiques entre l'arrivée d'un photon sur le détecteur et l'impulsion électrique en sortie du dispositif. Il dépend essentiellement du temps que met le signal à sortir de la zone d'absorption pour aller vers la zone de multiplication des électrons. [105]

Dans notre expérience, ce jitter a un impact significatif car il réduit la bande passante du système de détection.

3.3.1 Étude de la dispersion temporelle du système de mesure

Afin de pouvoir identifier l'impact de nos instruments sur le signal, nous avons caractérisé ceux-ci. L'objectif ici est de déterminer la bande passante ou la réponse temporelle de nos APDs. Pour ce faire, nous mesurons le comportement de nos APDs dans deux configurations:

Premièrement nous calculons la fonction de corrélation entre une impulsion laser captée par l'APD et un signal électrique de référence composé d'impulsions courtes et régulières servant de déclencheur aux impulsions laser, ceci afin d'établir la dispersion temporelle (jitter) de chacun de nos instruments.

Deuxièmement nous calculons la réponse du système de mesure tel qu'il est utilisé pour la mesure de nos fonctions de corrélations. Dans cette partie les deux APDs sont désignées par leur numéro de série (43045 et 35781-1) afin de pouvoir renseigner les personnes travaillant sur notre expérience si elles venaient à lire ce manuscrit.

Dispositif expérimental - système de test

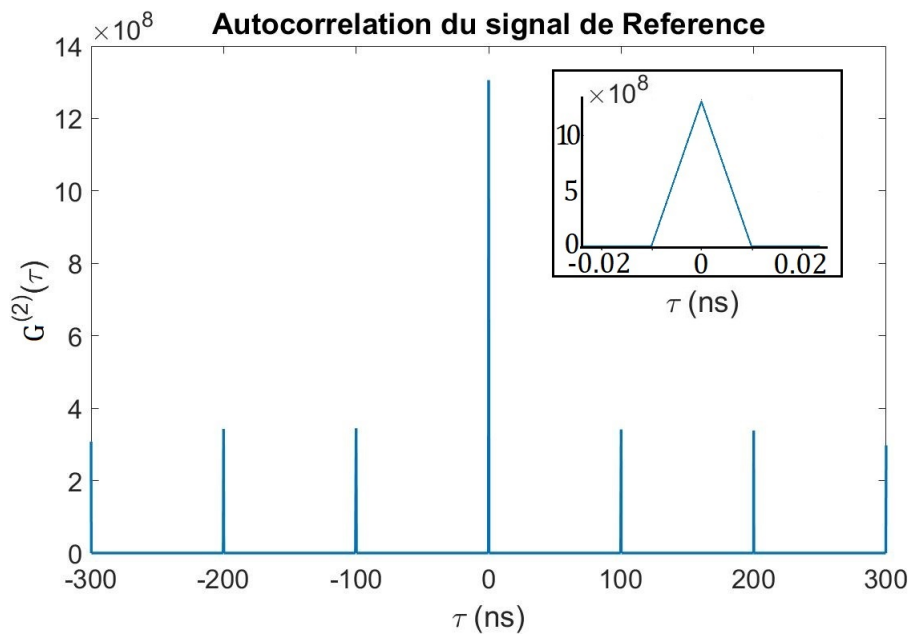


Figure 3.5: Fonction de corrélation d'intensité du signal de référence délivré par le GBF. La largeur du pic central est limitée par la sensibilité du convertisseur temps-digital et celle-ci ne dépasse pas 20ps (zoom en haut à droite) ce qui correspond à la dispersion due au TDC.

Le système de test est composé d'un laser pulsé PICOPOWER-LD-660-20 qui délivre des impulsions laser de 52ps, d'un driver permettant de délivrer des impulsions jusqu'à 20MHz et d'un signal électrique de référence délivré par un générateur basses fréquences (GBF), émettant un signal électrique fixant la fréquence des impulsions laser (voir figure 3.6).

Une impulsion laser peut être grossièrement assimilée à une gaussienne d'une largeur à mi hauteur de 52.5ps (données fournies par le constructeur, voir annexe C). Le signal de référence sera lui considéré comme idéal (voir figure 3.5), sa largeur étant inférieure à la résolution temporelle de nos instruments. Nous utilisons un convertisseur temporel-digital (TDC) pour relever les temps d'arrivée des photons perçus par les APDs. Le rapport de test fourni par le constructeur (voir annexe C) nous annonce un jitter inter-canal gaussien de largeur a mi hauteur de 10.5ps pour le TDC.

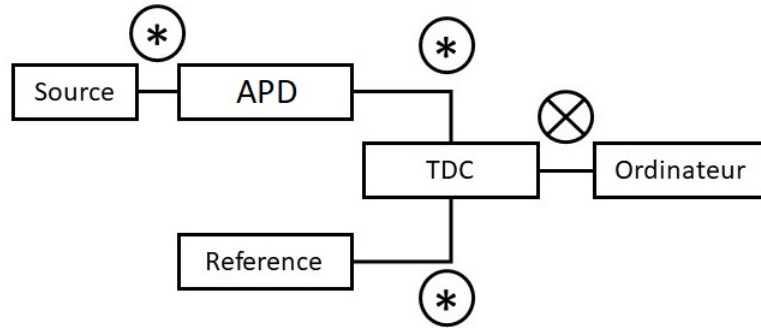


Figure 3.6: Schéma représentant la configuration du banc de test, le symbole \otimes indique que le signal est convolué avec la fonction de réponse du dispositif suivant et le symbole \otimes indique que l'on mesure la corrélation entre les signaux.

Le système de test est représenté sur la figure 3.6. La source est le signal délivré par le laser pulsé et la référence est le signal délivré par le GBF. À chaque dispositif traversé, le signal est dispersé. Cela se traduit par la convolution du signal avec la fonction de réponse temporelle du dispositif traversé. On applique ensuite la fonction de corrélation aux deux signaux en sortie du TDC de sorte que le signal reçu soit de la forme :

$$\text{Signal} = [\text{Source} \otimes \text{Photodiode} \otimes \text{TDC}] \otimes [\text{Ref} \otimes \text{TDC}] \quad (3.2)$$

\otimes est le symbole de la convolution et \otimes celui de la corrélation entre les signaux. Afin de faciliter les calculs, nous assimilons le signal de la source laser à une Gaussienne (voir annexe C). C'est également le cas pour la dispersion due au TDC (voir annexe C) et aux APDs. Le signal du GBF peut être assimilé à une gaussienne de largeur infiniment faible. Ces approximations nous permettent de considérer chacune des réponses temporelle comme réels et symétriques. La fonction de corrélation peut être dans ce cas assimilée à une convolution :

$$\text{Signal} = [\text{Source} \otimes \text{APD} \otimes \text{TDC}] \otimes [\text{Ref} \otimes \text{TDC}] \quad (3.3)$$

Sachant que le produit de convolution $f = f_1 \otimes f_2$ de deux fonctions gaussiennes est encore une fonction gaussienne, de moyenne $\mu = \mu_1 + \mu_2$ et d'écart-type $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$, on peut retrouver ainsi la réponse des photodiodes en fonction du signal en sortie.

On retrouve l'écart-type d'une fonction gaussienne à partir de sa largeur à mi-hauteur (FWHM = $2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma$). Nous avons donc

$$\sigma_{\text{Signal}} = \sqrt{\sigma_{\text{Source}}^2 + \sigma_{\text{APD}}^2 + 2\sigma_{\text{TDC}}^2 + \sigma_{\text{Ref}}^2} \quad (3.4)$$

soit avec σ_{Ref} considéré comme négligeable (Voir figure 3.5) :

$$\sigma_{\text{Photodiode}} = \sqrt{\sigma_{\text{Signal}}^2 - \sigma_{\text{Source}}^2 - 2\sigma_{\text{TDC}}^2} \quad (3.5)$$

Résolution temporelle des APDs

La réponse du système a été étudiée pour un flux de photons important, proche de saturation. Le taux maximal de transfert du TDC a été mesuré à 64.4Mtags/s par le constructeur (voir annexe C). Le taux de comptage maximum pour les photodiodes est annoncé à 37Mc/s pour un temps mort de 22ns. Les photodiodes ont un temps mort mesuré de 23ns pour la n°43045 et de 23.3ns pour la 35781-1 (voir annexe C). Cela dit, notre ordinateur semble saturer au dessus de 30Mc/s environ. Sachant que le signal de référence est très précisément de 20Mc/s, les mesures ont été effectuées pour un flux d'environ 9Mc/s sur chacune des APDs afin de rester dans la zone de linéarité et que la somme des coups reçus ne dépasse pas le seuil maximal de ce que peut traiter l'ordinateur.

En sortie, le signal est proche d'une gaussienne (figure 3.7). La largeur à mi-hauteur mesurée est de 559,5ps pour l'APD 43045 et 562.8ps pour l'APD 35781-1.

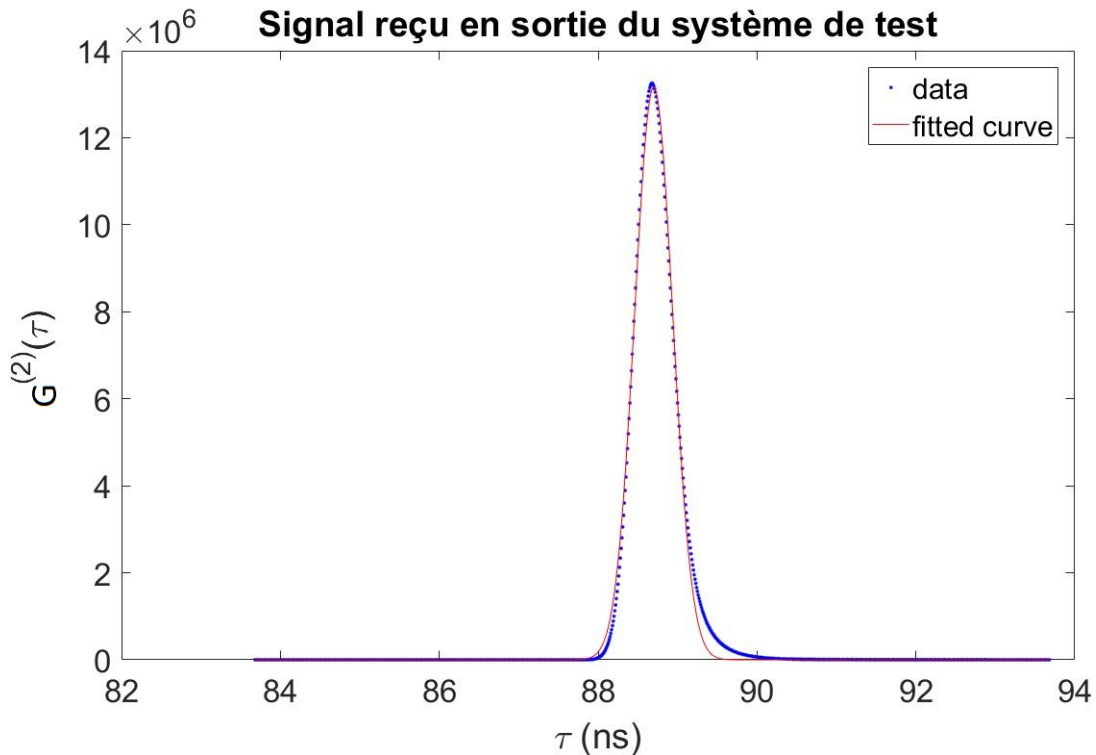


Figure 3.7: Le signal en sortie du système de mesure peut être assimilé à une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 560ps. La queue sur la partie droite de la courbe peut être due aux imperfections de l'impulsion laser (voir annexe C) que nous négligeons.

Grâce à la formule (3.5) nous pouvons maintenant déterminer la largeur à mi hauteur de la fonction de réponse présumée de chacune des APDs.

$$\sigma_{\text{Phtd43045}} = \sqrt{\left(\frac{559.5}{2\sqrt{2} \ln(2)}\right)^2 - \left(\frac{52.5}{2\sqrt{2} \ln(2)}\right)^2 - 2 \left(\frac{10.5}{2\sqrt{2} \ln(2)}\right)^2} \quad (3.6)$$

$$\sigma_{\text{Phtd35781-1}} = \sqrt{\left(\frac{562.8}{2\sqrt{2} \ln(2)}\right)^2 - \left(\frac{52.5}{2\sqrt{2} \ln(2)}\right)^2 - 2 \left(\frac{10.5}{2\sqrt{2} \ln(2)}\right)^2} \quad (3.7)$$

nous avons donc

$$\text{FWHM}_{\text{Phtd43045}} = 2\sqrt{2 \ln(2)} * \sigma_{\text{Phtd43045}} = 557 \text{ ps} \quad (3.8)$$

$$\text{FWHM}_{\text{Phtd35781-1}} = 2\sqrt{2 \ln(2)} * \sigma_{\text{Phtd43045}} = 560 \text{ ps} \quad (3.9)$$

On peut donc conclure ici que **la plus grande partie de la dispersion temporelle est due au jitter des photodiodes**, le reste du système étant suffisamment précis pour que son impact soit négligeable en comparaison.

Système de mesure des corrélations

Le système utilisé pour mesurer les corrélations d'intensité est différent de celui utilisé pour les tests (voir figure 3.8). Connaissant les réponses de chacun des appareils, on peut estimer la réponse temporelle globale du système via la formule suivante :

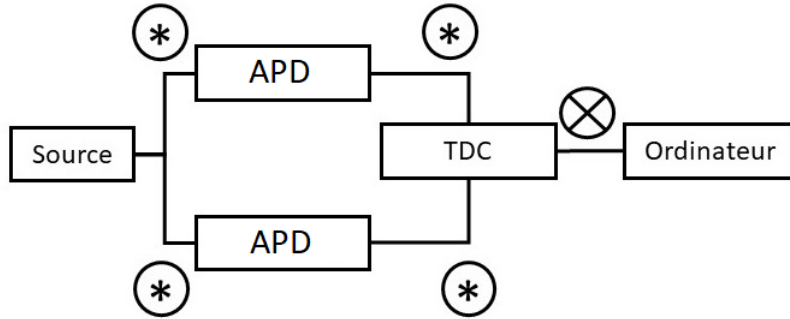


Figure 3.8: Schéma représentant la configuration du banc de mesure des corrélations d'intensité. La source laser est la même que celle utilisé sur la figure 3.6

$$\text{Signal} = [\text{Source} \otimes \text{APD} \otimes \text{TDC}] \otimes [\text{Source} \otimes \text{APD} \otimes \text{TDC}] \quad (3.10)$$

que l'on modifie de la même manière que l'équation (3.2)

$$\text{Signal} = [\text{Source} \otimes \text{APD} \otimes \text{TDC}] \otimes [\text{Source} \otimes \text{APD} \otimes \text{TDC}] \quad (3.11)$$

On néglige la source pour se concentrer sur la dispersion amenée par les instruments

$$\text{Disp} = [\text{APD} \otimes \text{TDC}] \otimes [\text{APD} \otimes \text{TDC}]$$

$$\sigma_{\text{Disp}} = \sqrt{\sigma_{\text{Phtd43045}}^2 + \sigma_{\text{Phtd35781-1}}^2 + 2 \sigma_{\text{TDC}}^2} \quad (3.12)$$

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln(2)} * \sigma_{\text{Disp}} = 794 \text{ ps}$$

La réponse temporelle de la mesure est donc assimilée à une gaussienne de largeur 794 ps principalement dominée par la réponse des APDs. Nous avons vu dans le chapitre précédent (voir section 2.5.2) que nous travaillons essentiellement dans l'espace de Fourier afin de distinguer les fonctions de corrélation d'ordre 1 et 2. Dans cet espace, la dispersion du signal peut être assimilée à un filtre passe bas Gaussien de largeur à mi-hauteur de 9,9 GHz.

Connaissant cet impact, nous pouvons compenser ses effets en multipliant, dans l'espace de Fourier, la fonction de corrélation obtenue à partir de nos données par une fonction Gaussienne de largeur correspondante à la réponse temporelle des APDs. Cette opération est illustrée sur la figure (3.9). On observe que **l'effet de la compensation corrige l'asymétrie des bandes latérales sur la fonction $G^{(1)}(\omega)$** .

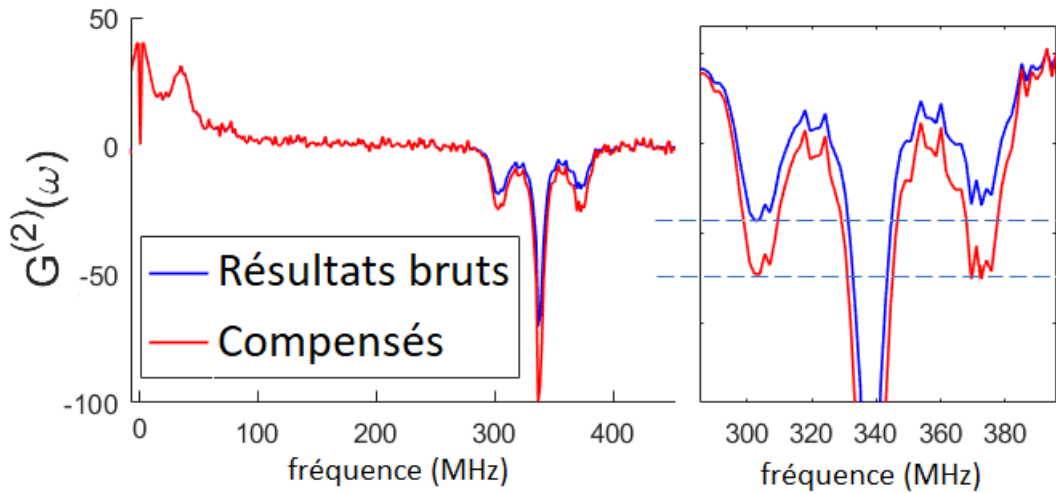


Figure 3.9: *Fonction de corrélation non normalisée d'ordre deux dans l'espace de Fourier de la lumière diffusée par le nuage et modulée par l'oscillateur local. La compensation du filtrage provenant des APDs permet de corriger l'asymétrie observée sur $G^{(1)}(\omega)$. A droite : zoom sur la partie basse de $G^{(1)}(\omega)$, On observe que la compensation des effets des APDs redresse l'asymétrie entre les bandes latérales de la fonction.*

3.3.2 Non-linéarité du taux de comptage

Une autre caractéristique des APDs susceptible d'affecter nos mesures est la linéarité de la réponse des appareils en fonction du flux de photons reçus (voir [103, fig. 7]). Les données constructeurs nous donnent un facteur de correction C_f de la linéarité via la formule suivante :

$$C_f = \frac{1}{1 - (t_d * C_r)} \quad (3.13)$$

avec t_d le temps mort et C_r le taux de comptage (en anglais: Countrate) en sortie du module. Ceci nous permet d'estimer le taux de comptage véritable :

$$\text{Countrate} = \frac{C_r * C_f - C_{dark}}{\text{photon detection efficiency}} \quad (3.14)$$

avec C_{dark} le dark count, taux de comptage des impulsions électriques produit sans aucune lumière incidente. Les valeurs de C_f en fonction de C_r sont données dans le tableau (3.1).

C_r	C_f
200 Kc/s	1
1 Mc/s	1.02
5 Mc/s	1.16
10 Mc/s	1.40
15 Mc/s	2.35
20 Mc/s	3.32

Tableau 3.1: *Facteur de correction de la linéarité de la réponse des APDs en fonction du countrate en sortie*

D'après ces données nous avons décidé de mesurer l'impact des non-linéarités jusqu'à ≈ 8 Mc/s pour établir un seuil critique du flux de photons à ne pas dépasser.

Des mesures de corrélations avec le montage permettant l'observation simultanée de $g^{(1)}$ et $g^{(2)}$ nous ont permis de révéler que ce seuil est relativement bas par rapport au flux maximal que nous sommes capables de produire expérimentalement pour la lumière diffusée par notre nuage. Les mesures sont effectuées dans des conditions identiques, nuage à grosse épaisseur optique ($b_{0,sat} = 16.2$) et sonde Flat-top à haut paramètre de saturation ($s = 60$). Comme nous pouvons l'observer sur la figure 3.10, l'impact de la saturation sur les fonctions de corrélations d'ordre un et deux est non-négligeable dès que le taux de comptage dépasse les 1 Mc/s avec des effets notables sur les rapports d'amplitude entre les différents pics du triplet de Mollow ainsi qu'une perte de définition des bandes latérales. Sur le schéma, la figure de $g^{(1)}$ a été normalisée au niveau de son pic central alors que la figure de $g^{(2)}$ a été normalisée au niveau des bandes latérales afin que les effets soient plus facilement observables graphiquement.

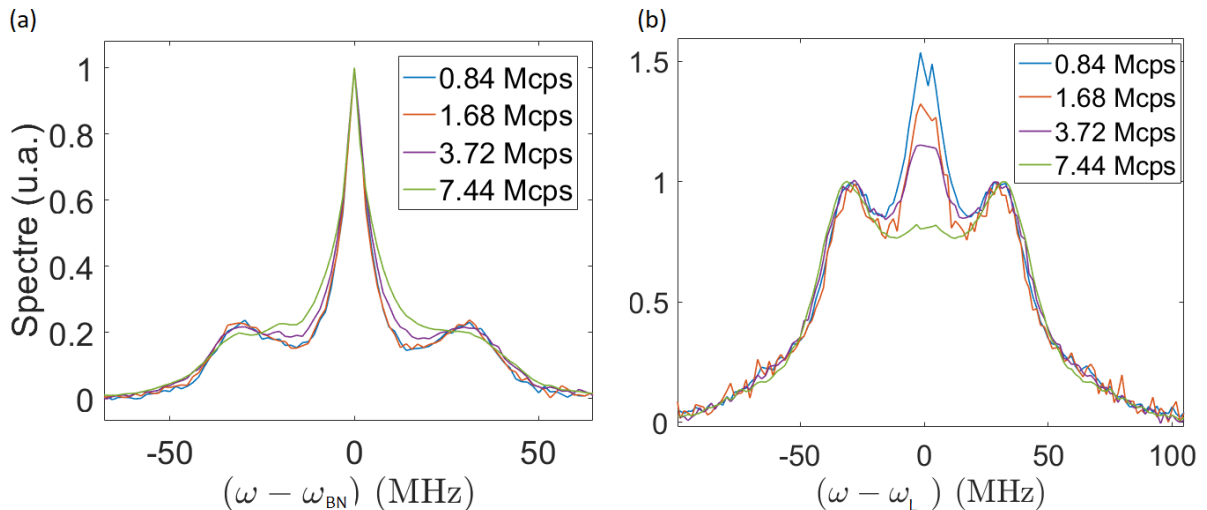


Figure 3.10: *Impact des effets de la saturation des photodiodes sur les figures de corrélations (a) $g^{(1)}$ normalisé au niveau du pic central et (b) $g^{(2)}$ normalisé au niveau des bandes latérales ($b_{0,sat} = 16.2$, $s = 60$).*

Conclusion

La réponse temporelle du système est responsable d'une asymétrie sur nos figures de corrélations causée par la perte de sensibilité des appareils aux hautes fréquences provoquée par le jitter des signaux reçus. Cet effet est corrigé sur nos résultats en multipliant la fonction de corrélation par une fonction gaussienne correspondant à la fonction de transfert des photodiodes. Les phénomènes de saturation détériorent les figures étudiées. Nous avons veillé pour nos expériences à limiter le flux de photons arrivant sur les photodiodes ($< 1 \text{ Mc/s}$) afin de ne pas dégrader les figures.

3.4 Prise en compte des imperfections dans l'interaction lumière-atomes

Maintenant que nous avons identifié les aspects techniques impactant nos mesures, nous nous intéressons aux impacts des aspects physiques expérimentaux tels que les variations d'intensité de la sonde ou la température du nuage. Chacun des phénomènes a été identifié et isolé afin d'en comprendre et maîtriser l'impact sur les figures des fonctions de corrélation.

3.4.1 Différences expérience - théorie atome unique

Afin de se rendre compte de l'importance de ces effets, nous avons comparé une figure du spectre expérimental avec le spectre théorique de la lumière diffusée par un atome seul dans des conditions idéales (formule (1.71) et (1.72)).

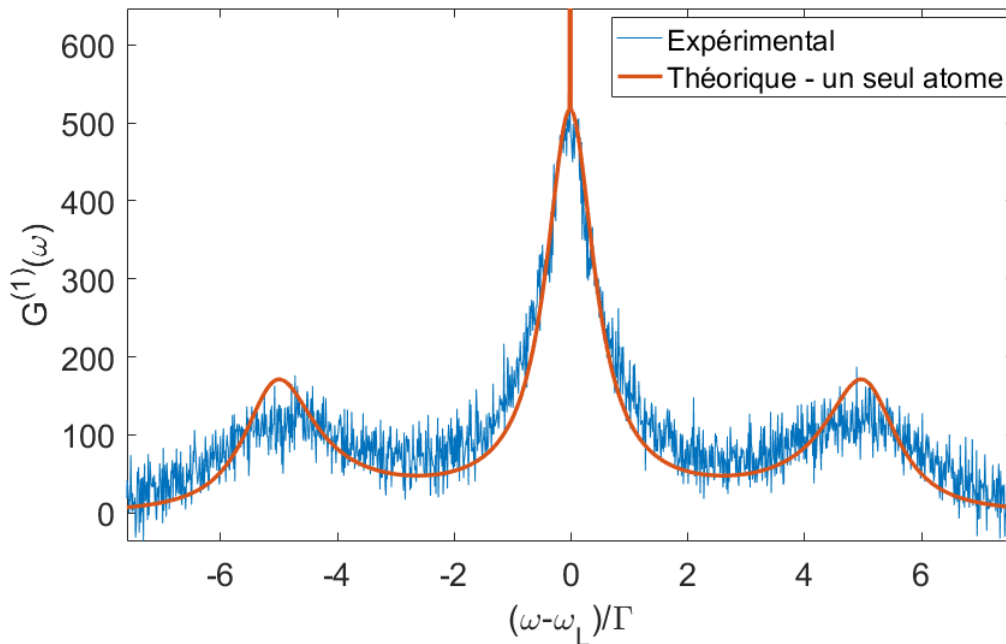


Figure 3.11: *Comparaison entre la fonction de corrélation théorique non normalisée du premier ordre avec son équivalent expérimental dans l'espace fréquentiel. Les conditions sont $s=60$ et $b_{0,sat} = 0.1$.*

Cette comparaison est illustrée par la figure 3.11. On peut observer sur cette figure la fonction de corrélation d'ordre un non normalisée de la lumière diffusée par notre nuage d'atomes froids dans l'espace de Fourier. On observe sur la courbe théorique les deux composantes introduites au chapitre 1 (voir section 1.3.3). Au centre un pic de Dirac correspondant à la diffusion cohérente et un triplet en fréquence correspondant à la partie incohérente. Le pic central de la fonction de corrélation expérimentale est plus large que celui de la fonction théorique. Il est difficile d'identifier les contributions des parties cohérentes et incohérentes. Les pics secondaires sont diminués et élargis. Le spectre de l'atome seul ne permet visiblement pas de reproduire parfaitement la fonction de corrélation que nous avons obtenue expérimentalement. Étudions maintenant les effets qui modifient cette figure.

3.4.2 Effet de température et de l'orientation du système de capture

La température du nuage induit, via effet Doppler, un élargissement fréquentiel du spectre de la lumière diffusée par les atomes. L'impact de la température est fortement dépendante de l'angle entre la direction de l'onde incidente et la direction de collecte des photons diffusés. Le décalage Doppler est donné pour chaque évènement de diffusion par $\Delta\omega = \Delta\vec{k} \cdot \vec{v} = k[v_{\parallel}(\cos\theta - 1) + v_{\perp} \sin\theta]$ où v_{\parallel} et v_{\perp} sont les composantes longitudinales et transversales de la vitesse des atomes le long de la direction définie par le vecteur de l'onde incidente et $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde, $\Delta\vec{k} = \vec{k}_{out} - \vec{k}_{in}$ et θ l'angle formé entre les ondes incidente et diffusée (voir figure 3.12).

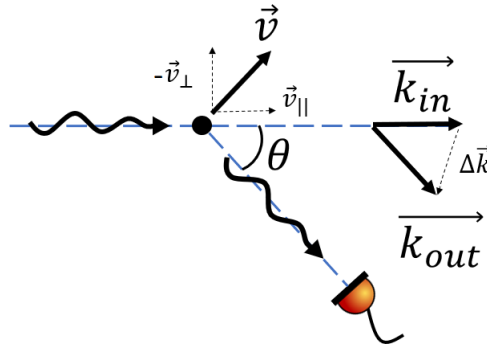


Figure 3.12: Représentation schématique des variations de fréquence induites par effet Doppler dans la lumière diffusée par les atomes. \vec{k}_{in} correspond au vecteur d'onde de la source lumineuse et \vec{k}_{out} à celui de l'onde diffusée. \vec{v} représente la vitesse de l'atome et sa direction. $\Delta\vec{k} = \vec{k}_{out} - \vec{k}_{in}$.

Pour des atomes froids $\langle v_{\parallel}^2 \rangle = \langle v_{\perp}^2 \rangle = k_B T / M$ avec M la masse atomique du Rubidium 85 et k_B la constante de Boltzmann nous donnant un élargissement Doppler de $\delta\omega(\theta) = k\sqrt{2(1 - \cos\theta)k_B T / M}$ en diffusion simple. La vitesse atomique étant donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann, le spectre de l'élargissement Doppler est Gaussien :

$$S(\omega, \theta) \propto e^{-(\omega - \omega_L)^2 / 2\delta\omega^2(\theta)} \quad (3.15)$$

avec ω_L la fréquence du laser. Nous pouvons constater que l'impact de la température est nul pour la lumière diffusée dans la direction de propagation de la sonde et qu'il est

le plus important dans la direction opposée. La position du dispositif de collecte forme un angle de 41° avec l'axe de propagation de lumière pour la petite sonde et 90° pour la grande (voir figure 2.22). L'impact de la température est donc environ deux fois plus grand pour la grande sonde. Pour une température de $\approx 120\mu\text{K}$ (voir section 2.3.3) cela correspond à un élargissement Doppler $\delta\nu(90^\circ) = \delta\omega/2\pi \approx 200\text{ kHz}$.

Cet impact sera relativement faible sur la partie incohérente du spectre mais affecte grandement le pic de Dirac de la diffusion cohérente, expliquant en partie pourquoi il est difficilement détectable sur les données expérimentales à fort paramètre de saturation.

3.4.3 Effet d'ombre dans le nuage

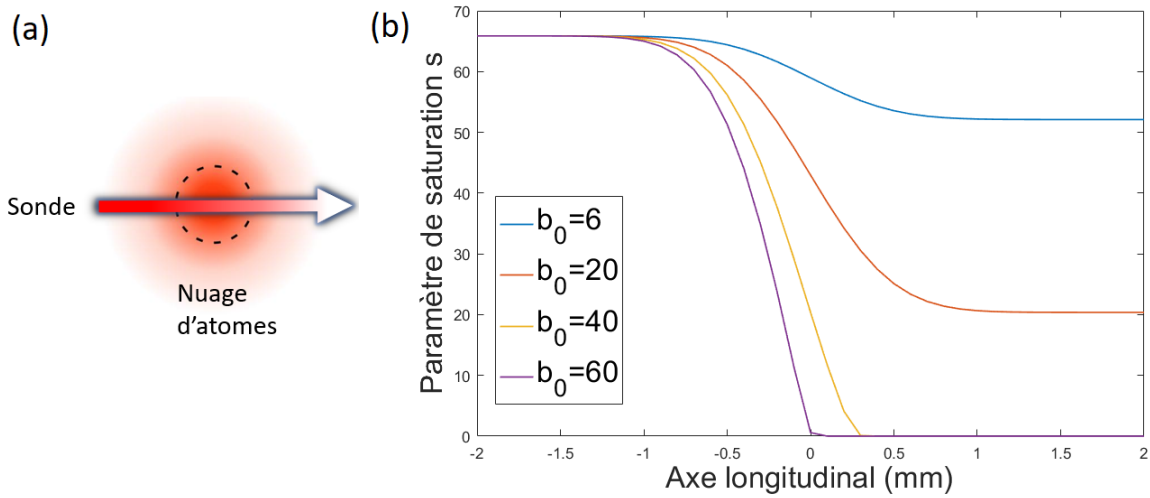


Figure 3.13: (a) Vision schématique de l'effet d'ombre dans le nuage, l'intensité de la sonde diminue au fil de la propagation. (b) Évolution du paramètre de saturation s au centre d'un nuage d'atomes gaussien de largeur $\sigma = 400\mu\text{m}$ suivant l'axe de propagation du laser.

Le nuage d'atomes n'étant pas un milieu transparent pour la lumière de notre sonde, le faisceau subit une atténuation tout au long de sa propagation. Cette atténuation peut être calculée par la loi de Beer-Lambert pour laquelle on prend en compte les effets de saturation (voir formule (1.99)):

$$\frac{dI}{dz} = -n\sigma_0 C \frac{1}{1 + I/I_{eff}^{sat}} I = -n\sigma(I)I \quad (3.16)$$

La figure (3.13) nous présente le résultat d'une simulation numérique de l'évolution du paramètre de saturation suivant la position de mesure dans le nuage gaussien à l'aide de la formule (3.16). Nous pouvons voir que l'intensité de la lumière perçue par les atomes décroît le long de l'axe de propagation. La fonction de corrélation s'en trouve modifiée en conséquence. À haut paramètre de saturation, le spectre de la lumière diffusée peut être assimilé à trois lorentziennes centrées sur ω_L , $\omega_L + \Omega_R$ et $\omega_L - \Omega_R$ (voir section 1.3.3). Une perte d'intensité perçue par les atomes du nuage va donc réduire Ω_R et faire que les pics secondaires se rapprochent de la porteuse. La lumière captée par le système de mesure décrit au chapitre deux est sélectionnée pour un mode spatial permettant de capter la lumière sur l'ensemble du nuage. Les figures de corrélations sont celles de la lumière diffusée par l'ensemble du nuage, prenant en compte la lumière diffusée pour un

paramètre de saturation variable.

Nous pouvons voir l'impact de cet effet d'ombre sur la figure 3.14. On observe que pour une épaisseur optique plus grande, les bandes latérales se rapprochent de la porteuse. Elles sont aussi plus larges et de moins grande amplitude.

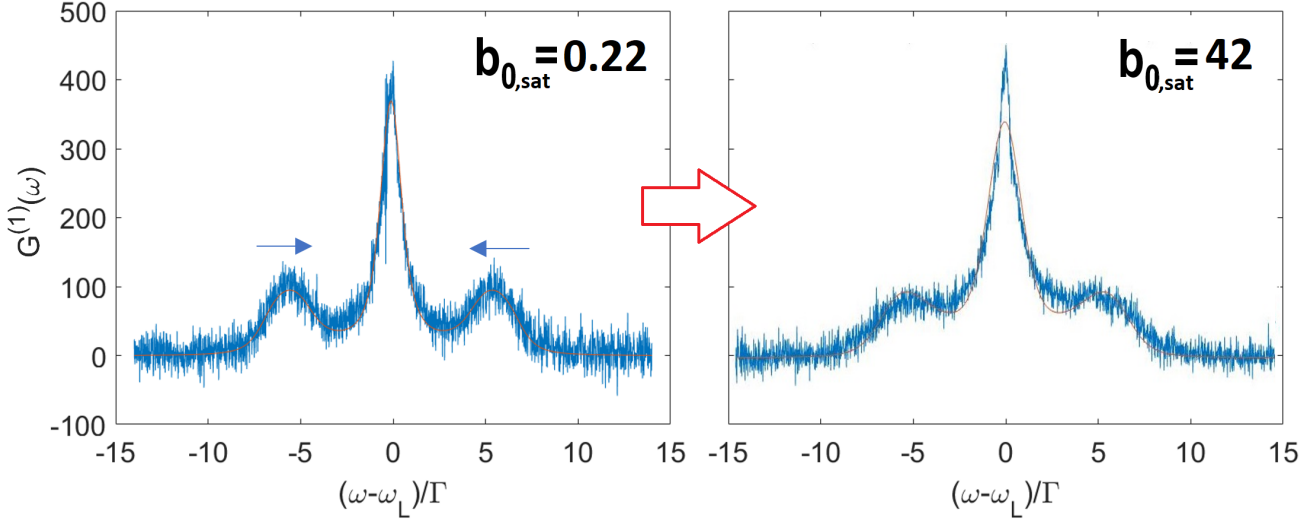


Figure 3.14: Effet de l'absorption de la lumière par le nuage sur les figures de corrélation non normalisées d'ordre un. Pour une sonde identique, $s=60$, on observe une dérive des bandes latérales vers le pic central pour des épaisseurs optiques importantes.

3.4.4 Effet des variations d'intensité dans le profil de la sonde

Comme cela a été étudié en détail dans le chapitre 2, des variations temporelles et spatiales du profil d'intensité de la sonde persistent malgré le soin apporté à nos réglages (voir section 2.4.2). Ces variations viennent modifier les figures de corrélations. De la même manière que les variations d'intensité dues à l'absorption par le nuage, l'impact principal va être une modification de la position relative des pics secondaires par rapport à la porteuse via la variation de la fréquence de Rabi. Cette fois-ci les variations d'intensité ont une distribution gaussienne autour d'une valeur moyenne (voir figure 2.24).

$$I = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp^{-\frac{1}{2}\left(\frac{I}{\sigma}\right)^2} \quad (3.17)$$

On observe dans ce cas un étalement des pics sur les figures de corrélation plutôt qu'un décalage vers le centre, voir figure (3.15).

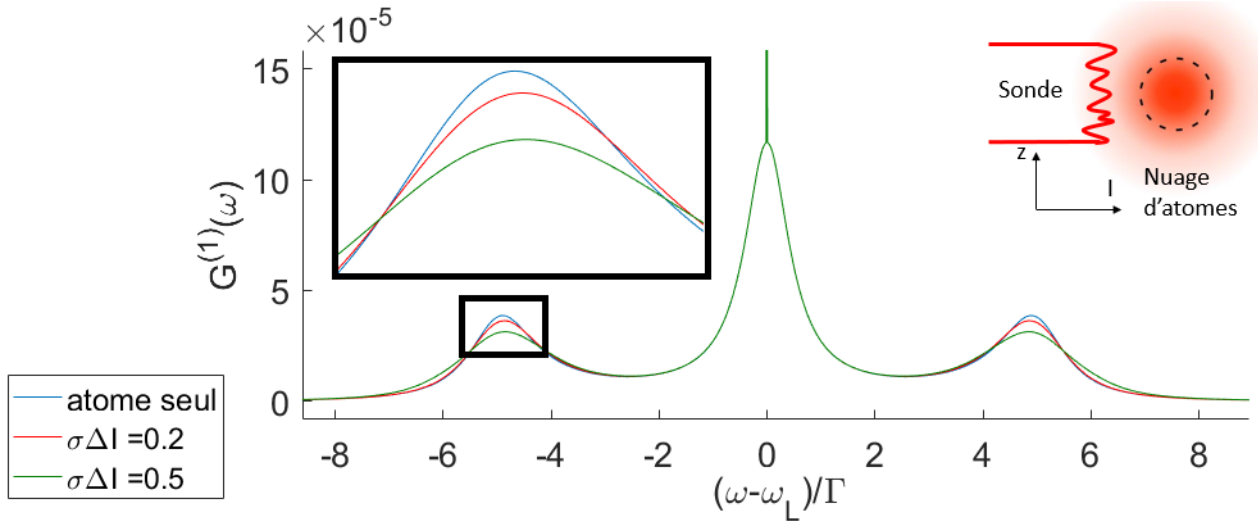


Figure 3.15: *Effet des variations d'intensité dans la sonde sur la fonction de corrélation d'ordre un (illustration du profil en haut à droite). $\sigma\Delta I$ correspond à l'écart-type de la distribution Gaussienne des variations d'intensité. On observe un élargissement et une perte d'amplitude proportionnels de celles-ci (Zoom encadré en noir). Paramètres de simulation: $b_{0,sat} = 0.1$, $s = 60$.*

3.4.5 Effet de la poussée du nuage par la lumière

Nous avons vu au chapitre 2 section 2.1.1 que lorsque l'on illumine notre nuage avec un laser à résonance, l'atome gagne au cours du temps une impulsion dans le sens de propagation du laser. Chaque échange de photon implique un transfert d'impulsion $\hbar k$ qui va induire une vitesse de recul qui dépend de la masse de l'atome:

$$\vec{v}_r = \frac{\hbar \vec{k}}{m} \quad (3.18)$$

La vitesse acquise par les atomes durant l'illumination par la sonde va dépendre du temps de l'impulsion et du taux de photons échangés par unité de temps. Pour un système à deux niveaux, nous pouvons estimer ce taux à l'aide des équations de Bloch optiques (voir [52, p354]) :

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{st} = \Gamma \sigma_{ee}^{st} \quad (3.19)$$

avec σ_{ee}^{st} la population dans l'état excité en régime stationnaire qui vaut :

$$\sigma_{ee}^{st} = \frac{\Omega_R^2}{4} \frac{1}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (3.20)$$

avec δ_L l'écart de fréquence entre la transition atomique et le laser de sonde (dans notre cas $\delta_L = 0$) et Ω_R la fréquence de Rabi généralisée. Pour de hauts paramètres de saturation nous avons $\sigma_{ee}^{st} \approx 1/2$.

Nous pouvons ainsi déterminer le nombre maximal de photons échangés en moyenne pour un atome suivant la durée de l'impulsion t_p avec un taux de diffusion $\langle \frac{dN}{dt} \rangle_{st} \approx 1.9 \cdot 10^7 \text{ diff/s}$ pour un fort paramètre de saturation, ce qui correspond au nombre de photons échangés pour des durées typique d'impulsion (voir tableau (3.2)).

t_p	N
$5\mu s$	94
$20\mu s$	375
$40\mu s$	750

Tableau 3.2: Nombre moyen de photons échangés par atome lors d'une impulsion lumineuse en fonction du temps de celle-ci.

Deux effets notable de ces échanges :

- le gain d'impulsion induit un chauffage du nuage, et donc un élargissement spectral.
- la vitesse acquise entraîne un décalage en fréquence de la lumière perçue par les atomes via l'effet Doppler.

Ces deux effets ont pour conséquence une modification de nos figures de corrélations. Les effets se traduisent différemment sur $g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$.

Effets sur $g^{(1)}(\omega)$

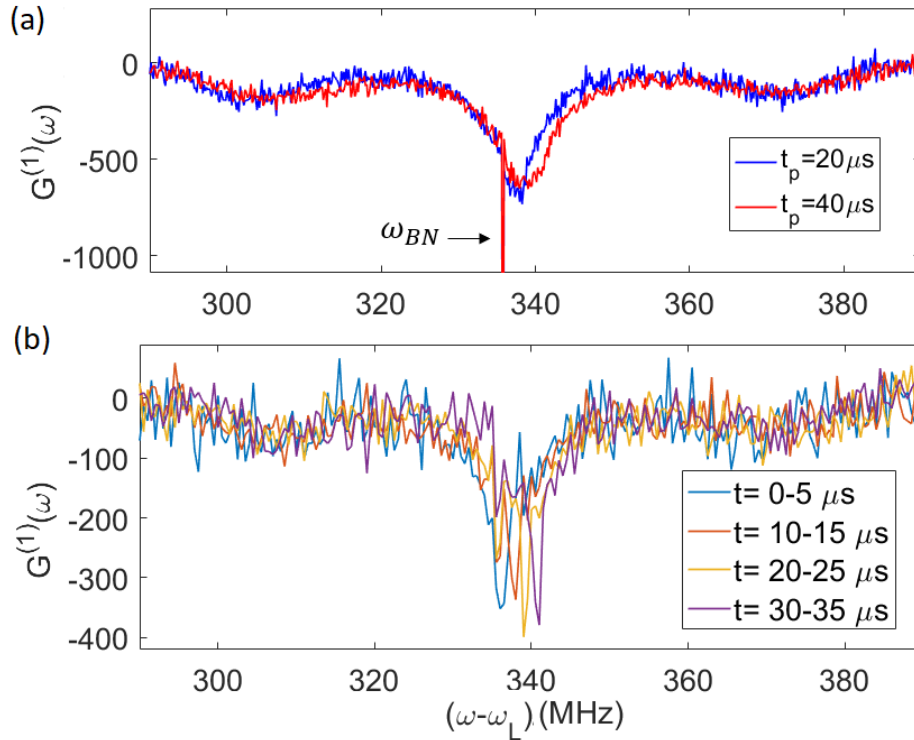


Figure 3.16: Mise en évidence des effets de poussage sur la fonction de corrélation non normalisée d'ordre 1. (a) On observe un décalage du triplet de Mollow ainsi qu'un élargissement de la figure avec l'augmentation du temps d'impulsion. Le pic fin à 335,8 MHz correspond à la fréquence du battement entre la sonde et l'oscillateur local. t_p : temps total de l'impulsion. (b) Découpage de la figure de corrélation pour une impulsion totale de $40\mu s$ en segments de $5\mu s$. On voit nettement le décalage de la fréquence centrale du triplet de Mollow due à l'effet Doppler. t : temps d'impulsion pour un segment.

La figure de $g^{(1)}(\omega)$ étant centrée sur la fréquence du battement entre l'oscillateur local et la lumière diffusée, la vitesse longitudinale du nuage va, via l'effet Doppler, induire un décalage de la porteuse. On peut voir sur la figure 3.16 (a) deux mesures de $g^{(1)}(\omega)$ pour des impulsions d'une durée de $20\mu s$ et $40\mu s$. Les caractéristiques des deux fonctions de corrélations sont récapitulées dans le tableau 3.3.

Nous avons pu établir avec précision le décalage en fréquence entre le centre de la por-

$t_p(\mu s)$	$f_0(\text{MHz})$	FWHM Porteuse (Γ^{-1})	Décalage (Γ^{-1})
20	337.8 ± 0.8	1.23 ± 0.02	0.36 ± 0.02
40	339.1 ± 0.8	1.78 ± 0.03	0.53 ± 0.02

Tableau 3.3: *Tableau récapitulatif des paramètres de la figure (3.16). f_0 correspond à la fréquence centrale de $g^{(1)}(\omega)$. Le décalage est calculé par rapport à la fréquence du battement entre l'oscillateur local et la lumière diffusée ω_{BN} . t_p le temps de l'impulsion.*

teuse et la fréquence de battement entre l'oscillateur local et la lumière diffusée grâce au fait que notre système de captage de la lumière diffusée par le nuage perçoit aussi une partie de la lumière projeté par la sonde (via réflexion à l'intérieur de la cellule en verre). La fréquence de cette lumière parasite reste inchangée durant toute l'expérience et se traduit sur la figure 3.16 (a) par un pic étroit à la fréquence en question (335.8 MHz).

Nous pouvons comparer ces résultats avec ceux théoriques en considérant le décalage Doppler pour un événement de diffusion ($\Delta\nu_d(v_{atom} = v_r) = 7.7194 \text{ kHz}$) voir [73, p17]. En étudiant le décalage de la porteuse par rapport à la fréquence de référence, nous trouvons un nombre de photons moyen échangés de 282 ± 15 pour une impulsion de $20\mu s$ et de 416 ± 15 pour une impulsion de $40\mu s$. La précision de nos mesures étant limitée par la résolution en fréquence de $g^{(1)}(\omega)$, cette première mesure nous permet de confirmer que les effets sont de l'ordre de grandeur de ceux attendus théoriquement. Les nombres sont légèrement inférieurs à ceux établis dans le tableau 3.2 car nous considérons le taux d'échange de photons comme stationnaire alors que celui-ci évolue en réalité légèrement avec le décalage Doppler (voir équation 3.20).

Chacune des figures $g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$ va être également affectée par les effets de chauffage. La température de recul est de 370.47 nK par évènement de diffusion (voir [73, p17]), induisant un chauffage de $138\mu\text{K}$ pour une impulsion de $20\mu s$ et $276 \mu\text{K}$ pour une impulsion de $40 \mu s$. En comparant les figures de $g^{(1)}(\omega)$ nous pouvons établir un élargissement spectral de la porteuse équivalent à 0.5Γ entre les deux impulsions. Si cet effet était uniquement dû au chauffage, il correspondrait à une augmentation de température de 7mK , bien plus haut que les $138 \mu\text{K}$ attendus.

Nous observons une somme de spectres de la lumière diffusée à chaque instant, cumulés au cours d'une impulsion, dont la fréquence centrale est décalée par l'effet Doppler, créant ainsi une fonction élargie et décalée. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons mesuré les fonctions de corrélations pour des intervalles courts à l'intérieur d'une même impulsion. La figure 3.16 (b) nous montre quatre intervalles de $5\mu s$ issus d'une impulsion lumineuse de $40\mu s$. On y observe distinctement le décalage Doppler via la position de la porteuse de notre triplet. La largeur spectrale de la somme de ces différents spectres correspond à celle mesurée sur la figure 3.16 (a) (voir tableau précédent). On peut donc conclure que cet effet à une importance majeure sur la modification de la figure de corrélation. En résumé, l'effet de la poussée du nuage par la lumière affecte la fonction de corrélation d'ordre un en **décalant la fréquence centrale de la figure** et en **modifiant la forme**

du spectre cumulé sur la durée d'une impulsion.

Effets sur $g^{(2)}(\omega)$

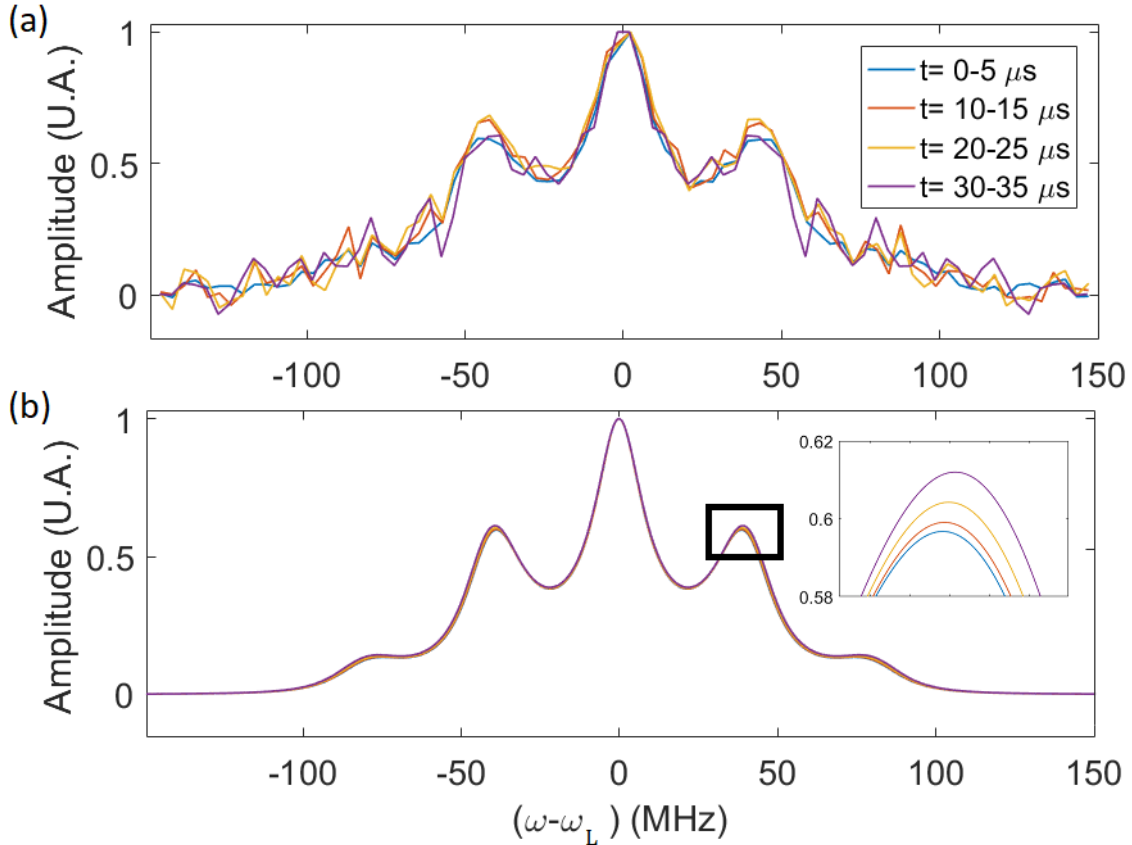


Figure 3.17: Étude des effets de poussage sur la fonction de corrélation d'ordre 2. (a) Découpage de la figure de corrélation pour une impulsion totale de 40μ s en segments de 5μ s. Le décalage Doppler n'est pas observable du fait que cette fonction est toujours centrée en zéro et les variations des bandes latérales sont noyées dans le bruit. (b) Simulation de la fonction de corrélation dans les mêmes conditions que celle obtenue expérimentalement ($b_0=0.11$, $s=60$, temps d'impulsion = 40μ s). On observe une très légère variation de la forme et de la hauteur des bandes latérales due au chauffage du nuage lors de la poussée.

Il est important de noter que les effets de poussage n'affectent pas de la même manière les figures de $g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$. En effet, par construction la fonction de corrélation d'ordre deux sera toujours centrée sur la fréquence nulle, s'affranchissant du décalage de la porteuse que nous avons observé pour la fonction de corrélation d'ordre un. Cela est dû au fait que pour $g^{(2)}(\omega)$, la figure est obtenue via l'autocorrélation de la lumière diffusée, qui est donc toujours à la même fréquence alors que la figure de $g^{(1)}(\omega)$ est obtenue via la corrélation avec l'oscillateur local dont la fréquence est fixe (voir 2.5.2).

$g^{(2)}(\omega)$ n'est donc sensible qu'aux effets de chauffage dont nous avons estimé l'impact précédemment ainsi qu'au décalage de la fréquence du laser par rapport à la résonance. Une augmentation de température de 276μ K correspond à un élargissement spectral de l'ordre de 500 kHz (voir paragraphe 3.4.2) qui est très faible au vu de la largeur spectrale des figures considérées, à fort paramètre de saturation. Nous avons, de la même

manière que pour $g^{(1)}(\omega)$, décomposé une impulsion de 40 μs en intervalles de 5 μs pour étudier l'impact du poussage. Nous pouvons observer cela sur la figure 3.17. Les effets de chauffage et effets Doppler ne sont pas visibles avec notre rapport signal à bruit. Nous avons dû, pour les observer, reproduire le spectre à l'aide d'un modèle théorique (détaillé dans le paragraphe suivant) grâce auquel nous constatons que **les variations associées au poussage du nuage lors notre cycle expérimental sont, en effet, négligeables pour $g^{(2)}(\omega)$.**

Bilan

Cette différence d'impact entre les fonctions d'ordre un et deux est l'un des obstacles majeurs aux études comparées entre les deux fonctions, notamment l'étude de la validité de la relation de Siegert. Afin de limiter et maîtriser l'impact du poussage sur nos figures, nous avons veillé à ce que le nombre de photons moyen échangés reste le même quelle que soit l'expérience considérée. Cela se traduit par des durées d'impulsions différentes lorsque nous effectuons des mesures à saturation et un ajustement de la durée d'impulsion lorsque l'intensité de la sonde est faible. Nous veillons aussi à réduire au maximum la durée des impulsions en tenant compte des compromis à faire entre les rapports SNR et les effets de poussage (voir section 4.2.1).

3.5 Modèle : ajustement des spectres

Les éléments techniques et expérimentaux listés ci-dessus ont été inclus dans un programme de simulation dont nous allons détailler ici l'algorithme. Ce programme nous permet de reconstituer avec précision le spectre de la lumière diffusée par le nuage en tenant compte des contraintes expérimentales modifiant sa forme. C'est grâce à ces simulations que nous avons pu ajuster les paramètres expérimentaux pour valider les résultats qui seront présentés au chapitre suivant.

Notre programme effectue un ajustement de courbe à partir des formules théoriques des spectres émis par diffusion cohérente et incohérente dont nous rappelons ici les formules [52, p. 367] :

$$I_{col}(\omega) = \frac{1}{2} \frac{s}{(1+s)^2} \delta(\omega - \omega_L) \quad (3.21)$$

et [51]

$$I_{incoh}(\omega) = \frac{1}{\Gamma} \frac{s^2}{8\pi \left(1 + s + 4\frac{\delta_L^2}{\Gamma^2}\right)} * \frac{\frac{\delta^2}{\Gamma^2} + \frac{s}{4} + 1}{\left(\frac{1}{4} + \frac{s}{4} + \frac{\delta_L^2}{\Gamma^2} - 2\frac{\delta^2}{\Gamma^2}\right)^2 + \frac{\delta^2}{\Gamma^2} \left(\frac{5}{4} + \frac{s}{2} + \frac{\delta_L^2}{\Gamma^2} - \frac{\delta^2}{\Gamma^2}\right)^2} \quad (3.22)$$

avec $\delta = \omega - \omega_L$ et $\delta_L = \omega_L - \omega_{at}$. Cette équation nous donne le spectre de la lumière diffusée pour un atome seul (voir section 1.3.3). Dans le cas de l'atome de rubidium illuminé par notre sonde, la transition atomique reste identique ($^{85}\text{R D2 } 5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$) et Γ est une constante. Les seules variables sont la fréquence ω_L et l'intensité du laser, inclus dans le paramètre de saturation $s = I/I_{sat}$. Pour nous rendre compte de l'impact des effets détaillés auparavant, nous avons inclus dans les formules précédentes les variations du paramètre de saturation et de la fréquence du laser en fonction des conditions

expérimentales.

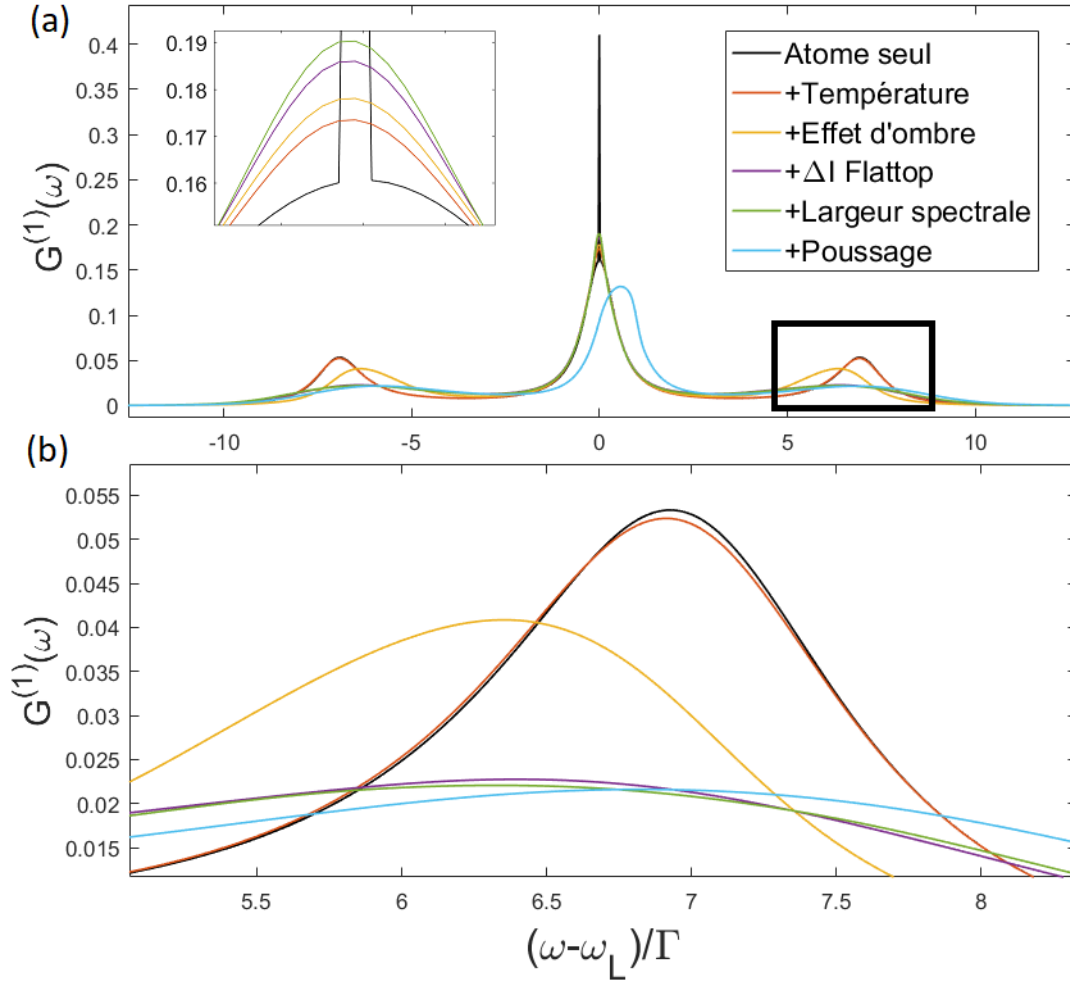


Figure 3.18: (a) Représentation de la somme des effets expérimentaux sur la fonction de corrélation non-normalisée d'ordre 1, chaque courbe ajoute un effet à la courbe précédente. $s = 100$, $\Omega_R = 7\Gamma$, $T = 150\mu K$, $b_0 = 40$, $\sigma\Delta I = 0.2$, $\Delta\nu = 3MHz$, $t_{pulse} = 20\mu s$. Encadré en haut à gauche : zoom sur le pic central. (b) Zoom sur le pic latéral de droite. ($\Delta\nu$: largeur spectrale)

Chacun des effets a été ajouté au précédent pour étudier l'impact simultané des éléments listés en section 3.4 (voir figure (3.18)). Nous pouvons observer que chacun des effets a un impact différent sur la fonction de corrélation. La partie cohérente est très vite impactée par la moindre perturbation, l'élargissement spectral du pic de Dirac fait que cette composante est rapidement indétectable sur nos figures à grand paramètre de saturation. La température retenue est celle mesurée au chapitre 2, $150\mu K$, son impact est négligeable pour la composante incohérente. Les effets d'ombres correspondent ici à un nuage d'une grande épaisseur optique, $b_0 = 40$. L'impact est très important sur les bandes latérales mais inexistant sur la porteuse. La variation d'intensité spatiale et temporelle de la sonde a été estimée ici à 20%. Comme pour l'effet d'ombre, son impact est très grand pour les bandes latérales mais l'effet est différent. Il s'agira plus d'un élargissement spectral là où l'effet d'ombre induit un décalage des bandes. Les variations dues à la largeur

spectrale du laser sont, à l'instar de la température, négligeables; même pour le laser Quantel dont la largeur spectrale est de 3MHz, représenté sur la figure (contre 100KHz pour le laser Toptica). L'effet est ici détectable pour la porteuse du triplet, réduisant légèrement la hauteur du pic mais reste faible. Enfin la variation majeure provient de l'effet de poussage qui a été représenté pour une impulsion de $20\mu s$ ici. Celui-ci étant la somme de différents spectres émis pour des δ_L différents, il décale et déforme le spectre de manière parfaitement visible.

Par construction, un ordre de priorité est à respecter pour calculer les effets des phénomènes que nous souhaitons inclure dans le modèle. Les effets d'ombre, directement dépendants de l'épaisseur optique b_0 et les variations d'intensité le long du profil de la sonde ΔI_{sonde} , varient respectivement le long de l'axe de propagation et dans le plan perpendiculaire à celui-ci. Ils sont donc à calculer pour chaque point de l'espace. La largeur spectrale du laser $\Delta\omega_L$ intervient pour chaque calcul de point et sera donc elle aussi prise en compte pour chaque point de l'espace. Pour réaliser cela, nous utilisons le programme détaillé ci-dessous.

Cartographie du nuage

La lumière perçue par notre appareil de mesure est une somme de la lumière diffusée par l'ensemble des atomes du nuage. Il est évidemment impossible de calculer le spectre de la lumière diffusée pour chacun des $\sim 10^9$ atomes. Cela demande des ressources de calculs infiniment plus grandes que celles que nous possédons. Afin d'avoir un modèle facilement calculable par un ordinateur, nous utilisons une grille de maillage pour échantillonner la lumière diffusée en différents points du nuage.

La méthode que nous utilisons est une version simplifiée de la méthode des super-particules. Comme son nom l'indique, la méthode des super-particules remplace un ensemble de particules, ici nos atomes de Rubidium, par un élément unique. Suivant la capacité de calcul et la vitesse recherchée, ces super-particules peuvent représenter jusqu'à plusieurs millions de particules réelles. En utilisant cette technique, la vitesse de calcul est très largement augmentée au détriment de la précision. Cette méthode est régulièrement utilisée dans les simulations, notamment dans notre équipe [106].

Contrairement aux expériences qui s'intéressent à la dynamique du nuage, nous ne nous soucions pas ici des variations de section efficace ou de masse des super-particules en fonction du nombre de particules réelles qu'elles contiennent. L'important dans notre simulation est d'avoir une pondération du spectre diffusé correspondant à la distribution en densité du nuage. La contribution à l'intensité totale de chaque particule sera donc pondérée en fonction de son emplacement dans le nuage.

$$I_{tot}(\omega) = \int I_{at}(x, y, z) dx dy dz \text{ devient } I_{tot}(\omega) = \sum I_{sp}(x, y, z) * n(x, y, z) \quad (3.23)$$

avec

$$n(x, y, z) = \sum_{j=x,y,z} \frac{1}{\sigma_j \sqrt{2\pi}} \exp^{j^2/2\sigma_j^2} \quad (3.24)$$

la densité de diffuseurs et $I_{at}(x, y, z) = I_{coh}(\omega) + I_{incoh}(\omega)$ l'intensité de la lumière diffusée par l'atome et I_{sp} l'intensité de la lumière diffusée par la super-particule, qui pour un système normalisé est équivalent à I_{at} .

Symétrie

Afin d'alléger les calculs, nous pouvons limiter la zone dans laquelle le spectre de la lumière diffusée est calculé, voir figure 3.19. En effet, le nuage d'atome ayant une forme supposée Gaussienne dans les trois directions de l'espace, nous pouvons considérer une symétrie axiale dans le sens de propagation du laser et réduire la zone de calcul à une tranche en coordonnées cylindriques pour ensuite reconstituer le cylindre correspondant à l'ensemble du nuage. L'intensité totale mesurée devient :

$$I_{tot}(\omega) = 2\pi \sum I_{sp}(\rho, z) * n(\rho, z) \text{ avec } n(\rho, z) = \sum_{j=\rho, z} \frac{1}{\sigma_j \sqrt{2\pi}} \exp^{-j^2/2\sigma_j^2} \quad (3.25)$$

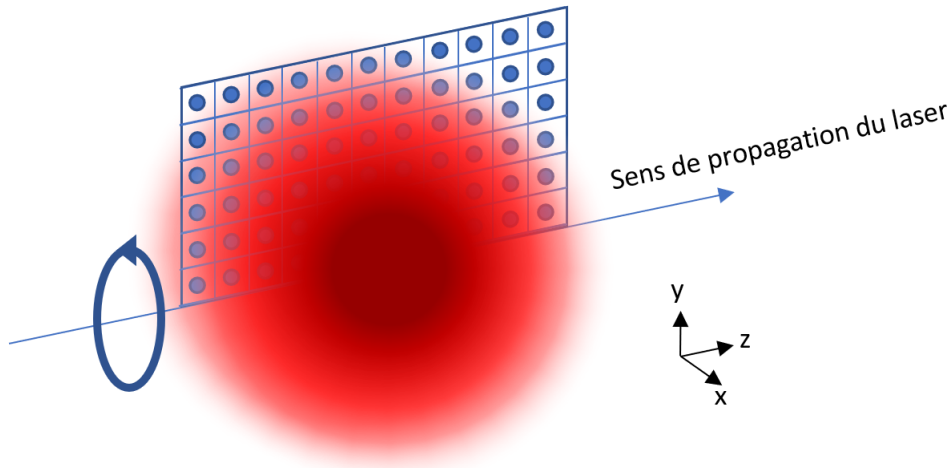


Figure 3.19: Représentation de l'algorithme de calcul de la lumière diffusée par le nuage. Le maillage est effectué sur une tranche centrée sur le nuage et parallèle à l'axe de propagation. Après avoir été pondérées par la distribution en densité gaussienne, les valeurs sont sommées pour obtenir le spectre total en reconstituant le cylindre qui, par symétrie, correspond à l'ensemble du nuage.

Poussage

La contribution des effets de poussage peut être traduite en sommant les spectres de la lumière émise au cours de l'impulsion. Elle est donc obtenue en répétant l'étape de calcul précédente, incluant le décalage Doppler pour un nombre de pas à déterminer suivant la précision de calcul recherchée. L'intensité totale mesurée devient :

$$I_{tot}(\omega) = \sum_{\{\omega_p\}} 2\pi \sum I_{sp}(\omega_{p,i}) * n(\rho) \quad (3.26)$$

avec $\{\omega_p\}$ l'ensemble des fréquences correspondant aux décalages Doppler successifs au cours d'une impulsion dont le nombre est fixé suivant la précision visée. On a $\omega_{p,i} = \omega + \Delta\nu_d * N_{ex,i}$ avec $N_{ex,i} = \Gamma \sigma_{ee}^{st} t_{pulse,i}$ le nombre de photons échangés pour le point de $\{\omega_p\}$ correspondant et $\Delta\nu_d$ le décalage Doppler obtenu pour l'échange d'un seul photon.

Température

Nous avons choisi d'inclure l'effet de température en dernier. Comme nous l'avons vu précédemment, l'échange de photons entre la sonde et le nuage entraîne un poussage mais aussi un chauffage du nuage et il serait juste de calculer l'effet la température à chaque point. Cela dit, nous avons vu que les variations de température liées aux interactions avec la sonde étaient négligeables et avons choisi de ce fait de ne simuler qu'un effet global de température. Cet effet est modélisé par la convolution, en fin d'algorithme, par une gaussienne dont la largeur, en diffusion simple, est déterminée par la température.

L'intensité totale mesurée devient :

$$I_{tot}(\omega) = S(\omega_L, \theta) \otimes \sum_{\{\omega_p\}} 2\pi \sum I_{sp}(\omega_{p,i}) * n(\rho) \quad (3.27)$$

avec $S(\omega, \theta)$ spectre de l'élargissement Doppler dû à la température, voir 3.4.2.

Chacun des paramètres $\omega_L, s, \Delta\omega_L, \Delta I, b_0, T$ peut être laissé libre dans notre algorithme afin d'être ajusté aux données expérimentales. Nous avons limité les paramètres libres aux trois valeurs $s, b_0, \Delta I$ car leurs effets sont les plus importants et les variations des autres paramètres sont connues avec une grande précision et/ou leurs impacts ne sont pas aussi significatifs.

L'algorithme de calcul peut être résumé dans les étapes suivantes :

1. Établir une grille de la tranche comprenant les valeurs de l'intensité de la lumière perçue en chacun des points
2. Calculer le spectre de la lumière diffusée en chacun des points
3. Répéter l'étape précédente pour autant de points que contient $\{\omega_p\}$ en considérant le décalage de ω dû aux effets de poussage
4. Convoluer le spectre avec celui des effets de température

Temps de calcul et optimisation

Les temps de calculs typiques varient de quelques heures à plusieurs jours suivant l'ordinateur utilisé et la précision recherchée. Le temps de calcul va être directement dépendant de la taille des matrices créées pour établir le spectre. Le nombre d'opérations évolue en fonction du nombre de points du spectre $N_{spectre}$, celui du maillage spatial $N_{maillage}$, et celui du découpage temporel de l'impulsion N_{pulse} .

$$N_{operations} = N_{spectre} * N_{maillage} * N_{pulse} \quad (3.28)$$

Le programme va effectuer de nombreux cycles afin d'optimiser la fonction de corrélation correspondant aux résultats expérimentaux. Typiquement nous avons $N_{spectre} = 2500$, $N_{maillage} = 50 * 50 = 2500$ et $N_{pulse} = 40$ pour un total de $N_{operations} = 2,5 * 10^8$ pour produire un spectre complet. Ce travail est répété pour $\sim 100 * N_{param}$ itérations avec N_{param} le nombre de paramètres libres pour que l'algorithme converge vers une solution proche de nos résultats expérimentaux.

Tests comparatifs entre résultats théoriques et expérimentaux

Pour tester la conformité du spectre obtenu avec les données expérimentales nous avons comparé notre modèle à des résultats typiques reçus pour une expérience dont les paramètres sont les mêmes qu'en section 3.2 : ($b_0=0.1, s=60, t_{impulsion}=20\mu s$). Les résultats sont illustrés dans la figure 3.20. On peut y observer la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux pour les fonctions de corrélation d'ordre un et deux. Les valeurs extraites sont récapitulées dans le tableau 3.4.

	$g^{(1)}(\omega)$	$g^{(2)}(\omega)$
s	60.94 ± 1	59.62 ± 1
Ω_{Rabi}	5.52 ± 0.08	5.46 ± 0.05
b_0	0.127 ± 0.02	0.102 ± 0.02
$\sigma_{\Delta I}$	0.284 ± 0.025	0.273 ± 0.008

Tableau 3.4: *tableau récapitulatif des paramètres extraits des ajustements linéaires pour $g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$. s et Ω_{Rabi} correspondent tous deux à l'intensité de la lumière, $\sigma_{\Delta I}$ représente l'écart type de la distribution gaussienne de l'intensité.*

On observe un accord dans les valeurs établies pour $g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$. Celles-ci sont parfaitement en accord avec les valeurs établies au chapitre 3 (voir section 3.2).

On constate une bonne estimation des valeurs d'épaisseur optique ainsi que de l'intensité moyenne du faisceau sonde ($\Omega_{Rabi} = 5.47 \Leftrightarrow s = 60$). La valeur des variations d'intensité est supérieure à celle estimée au chapitre deux (voir section 2.4.2). Nous avons calculé une variation du profil d'intensité correspondant à $\sigma \approx 0.1$ sur le profil spatial. D'autres sources de variations d'intensité du faisceau peuvent être prises en compte notamment des variations temporelles d'intensité du laser ($\sigma \approx 0.1$)(voir 2.4.2).

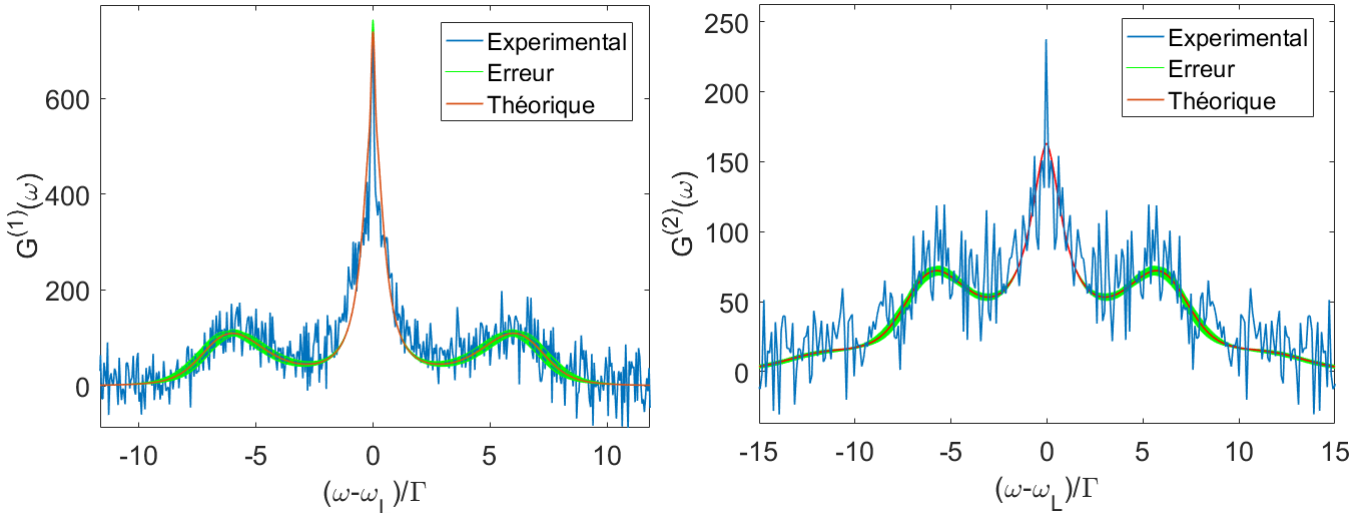


Figure 3.20: *Comparaison des modèles théoriques avec les données expérimentales pour $g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$. l'erreur représente les variations de la figure en fonction des incertitudes sur les différents paramètres. Paramètres expérimentaux : $\Omega_{Rabi} = 5.47$ $b_0 = 0.1$ $t_p = 20\mu s$*

Le modèle nous permet d'extraire les données d'intensité et d'épaisseur optique avec

une variation par rapport aux données expérimentales de l'ordre de 1%, cela sur $g^{(1)}(\omega)$ ou $g^{(2)}(\omega)$ et même pour des données dont le rapport signal à bruit est faible. En outre c'est ce modèle qui nous a permis de mettre en avant et de comprendre les effets de poussage du nuage ainsi que d'estimer les variations d'intensité globale du système. Ces dernières dépassent celles que nous avons estimées pour le profil spatial, elles nous ont poussé à enquêter sur les variations temporelles du profil et ont permis de mettre en avant la sensibilité de notre expérience aux variations temporelles de température.

Les limites de ce modèle sont en premier lieu les temps de calculs très longs qui le rendent peu efficace. Cela dit la temporalité s'accorde bien avec le déroulement des expériences car celles-ci prennent elles aussi entre plusieurs heures et plusieurs jours à être réalisées. L'analyse et le traitement des données peut se faire en parallèle.

D'autres limites viennent du programme en lui même dont la précision diminue lorsque le triplet de Mollow n'est pas bien défini, c'est à dire pour des paramètres de saturation faibles. Une explication peut être la mauvaise estimation des effets expérimentaux sur le spectre cohérent et donc une erreur plus grande à mesure que celui-ci prend une part importante du spectre total.

3.6 Conclusion

Nous avons, dans ce chapitre, étudié l'influence des limitations du dispositif expérimental sur nos résultats ainsi que les différents aspects physiques de l'expérience et leurs impacts sur les figures de corrélations.

Les contraintes du banc de mesures peuvent être résumées en deux points :

- Une réponse non linéaire en fréquence du système d'acquisition
- Des effets de saturation dans les compteurs de photons uniques

Afin de compenser ces effets, nous avons mesuré la fonction de transfert de notre système et appliquons un filtre aux données pour corriger nos résultats. Nous connaissons aussi le seuil maximal du flux de photons à ne pas franchir pour ne pas saturer les instruments et dégrader les résultats ($< 1\text{Mc/s}$).

Les limitations expérimentales et leurs effets sur $g^{(1)}(\omega)$ ont été étudiés de manière exhaustive. Elles sont résumées dans le tableau suivant:

Phénomène	effet sur $g^{(1)}(\omega)$
Variation d'intensité de la source	étalement des bandes latérales
Effet d'ombre	décalage des bandes latérales
Poussage	décalage et élargissement de l'ensemble du spectre
Température	élargissement de l'ensemble du spectre

Le point important est que l'ensemble des effets sont similaires pour $g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$ **à l'exception de l'effet de poussage** qui a un impact bien moindre sur $g^{(2)}(\omega)$.

La création d'un modèle nous permettant par ajustement de comparer nos données expérimentales à la théorie nous a permis de vérifier nos mesures et nos paramètres expérimentaux. C'est le travail sur ce modèle qui nous a permis de découvrir et estimer les effets de poussage du nuage sur nos figures et d'amener aux mesures qui nous ont aidées à déceler l'impact de la température extérieure sur la source laser (voir figure 2.19). Grâce à cette étude nous avons pu établir les paramètres expérimentaux les plus appropriés pour les expériences visant à la validation de la relation de Siegert ainsi qu'à l'étude des temps de cohérence décrites au chapitre suivant.

Chapitre 4

Temps de cohérence : étude de la transition classique - quantique

4.1 Introduction

Les chapitres précédents nous ont permis de déterminer le cadre d'étude de nos recherches ainsi que de présenter les dispositifs expérimentaux et les outils développés pour analyser et comprendre les caractéristiques de la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids. Nous pouvons maintenant, à l'aide de ces outils, nous interroger sur la notion de cohérence dans les différents régimes présentés, accessibles expérimentalement.

Comme vu au chapitre 1, la cohérence parfaite de la lumière est une notion abstraite, qui n'est pas observable dans le monde réel. En effet, il existera toujours des mécanismes de décohérence qui, à des échelles différentes, finiront par limiter l'information que l'on peut extraire de la lumière. Les sources de lumière chaotique répertoriées dans le chapitre 1 présentent différents mécanismes de décohérence que nous pouvons expliquer avec le formalisme de la mécanique classique. Nous travaillons dans le cadre de nos expériences avec des lasers dont la largeur spectrale est étroite ($\approx 100\text{KHz}$) en comparaison des largeurs spectrales des niveaux atomiques de la transition considérée ($\Gamma = 6.066\text{MHz}$) et nous utilisons un nuage d'atomes suffisamment dilué pour négliger les collisions, faisant du mécanisme Doppler, dans un régime à faible saturation, la principale source de décohérence. La réduction de la cohérence via le déplacement des émetteurs peut être comprise d'un point de vue classique : une information macroscopique (la distribution en vitesse) peut être extraite de la perte de cohérence sans pour autant connaître la trajectoire de chaque objet. Cet effet est au cœur des techniques de spectroscopie d'ondes diffusées [58].

À saturation, pour une approche quantique des phénomènes de diffusion, le mécanisme de décohérence, incarné par l'émission spontanée, laisse une trace dans la lumière diffusée via la nature quantique de l'émetteur; tel le phénomène d'antibunching ou les oscillations de Rabi. Lorsque l'on considère un grand nombre d'émetteurs, le mécanisme à l'origine de la décohérence peut être plus ambigu car nous atteignons la frontière entre la mécanique quantique et les ensembles statistiques.

Dans ce chapitre nous nous intéressons à ce mécanisme de décohérence et tentons d'identifier ces différents régimes et mettre en évidence la frontière entre ceux-ci. Pour ce faire nous allons dans un premier temps étudier la validité de la relation de Siegert dans les régimes Doppler et incohérent puis nous mesurerons les temps de cohérence de la lumière afin d'identifier le seuil séparant les deux.

4.2 Validation de la relation de Siegert

Comme vu au chapitre 1, la relation de Siegert relie les corrélations du champ électrique et de l'intensité:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \quad (4.1)$$

Cette relation développée dans un cadre militaire de traitement du signal [51] a trouvé des applications dans différents domaines. Elle a notamment permis, pour de la lumière diffusée par des particules en suspension, d'étudier la transmission et la rétrodiffusion de la lumière ainsi que de déterminer la taille des diffuseurs. [46, 66]. Elle n'est valable que sous les hypothèses suivantes :

- Il y a un très grand nombre d'émetteurs
- Les émetteurs sont indépendants (la phase relative entre les ondes émises par deux émetteurs différents est aléatoire)

Nous montrons ici que cette relation peut être utilisée dans le cadre d'atomes illuminés par une sonde de haute intensité, pour lesquels la lumière diffusée de manière incohérente vérifie toujours la relation de Siegert.

4.2.1 Dispositif expérimental

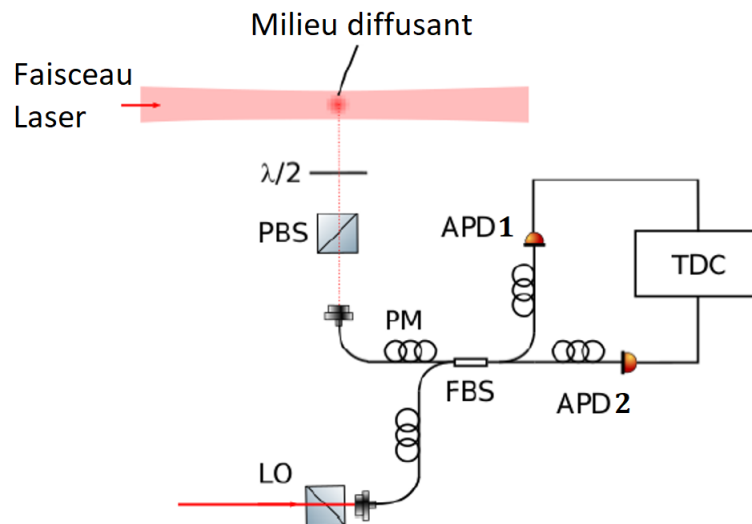


Figure 4.1: *Système expérimental de capture de la lumière diffusée par le nuage incluant un oscillateur local (LO) issu de la même source laser que la sonde. Ce système permet la mesure simultanée de $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ (voir figure 2.25 pour les détails).*

A l'aide de notre dispositif expérimental, tester la validité de la relation de Siegert implique de pouvoir mesurer au même moment $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$. Comme présenté au chapitre deux (voir section 2.5.2), notre système nous permet de le faire dès lors que l'on inclut un oscillateur local issu du même laser que la sonde dans le second bras du séparateur de faisceau fibré (FBS) (voir figure 4.1).

Les travaux précédents effectués dans notre équipe nous ont déjà confirmé la validité de la relation de Siegert **dans le régime Doppler à faible paramètre de saturation** [62, 63]. Nous allons ici tester sa validité **dans le régime intermédiaire** ($s = 1$) où les parts de lumière diffusées de manière cohérente et incohérente sont égales et **dans le régime saturé** ($s \gg 1$) où la lumière diffusée est majoritairement incohérente. Afin d'atteindre ces régimes nous choisissons les paramètres expérimentaux présentés dans le (tableau 4.1) :

	régime intermédiaire	régime saturé
s	1	60
Temps de chargement (MOT+DMOT)	65 ms	65 ms
Temps de vol (TOF)	12 ms	12 ms
$b_{0,sat}$	2.4	0.1
Temps d'impulsion de la sonde	$40\mu s$	$20\mu s$

Tableau 4.1: *Tableau récapitulatif des paramètres expérimentaux*

Comme on peut le voir, les conditions de préparation du nuage sont identiques pour les deux régimes, ceci afin d'avoir les atomes dans les exactes mêmes conditions : nombre d'atomes constant et nombre de photons échangés constant. Les temps d'impulsion et épaisseur optique sont adaptés à l'intensité de la sonde comme détaillé ci-dessous.

Temps d'impulsion

Comme nous l'avons vu au chapitre 3 (voir section 3.4.5), l'effet de la poussée du nuage par la lumière a un impact déterminant sur les figures de nos fonctions de corrélations. Afin que celui-ci soit le même peu importe le paramètre de saturation, nous avons adapté la durée de l'impulsion lumineuse de la sonde afin que le nombre moyen de photons échangés par atome reste identique pour les différentes expériences. En utilisant la formule (3.20), nous avons pu déterminer le temps d'impulsion à choisir suivant l'intensité de la sonde. Nous prendrons comme référence un temps de pulse de $20\mu s$, soit un nombre de photons échangés de 375 en moyenne. Ce temps nous permet d'atteindre un rapport signal à bruit suffisant, nous permettant d'obtenir des résultats pour des temps de mesures totaux compris entre 12 et 72h en moyenne.

Épaisseur optique

L'épaisseur optique du nuage évolue elle aussi en fonction de l'intensité de la sonde. Comme vu au chapitre 3 (voir section 3.1), un nuage préparé dans des conditions similaires aura une épaisseur optique bien plus faible pour une sonde de haute intensité. Nous avons préparé notre nuage avec un temps de chargement de 65ms (30ms MOT + 35ms darkmot) et un temps de vol de 12ms. Cela correspond, à paramètre de saturation faible ($s = 0.01$), à une épaisseur optique de 6 pour une sonde polarisée linéairement et de 2.6 pour une sonde polarisée circulairement. Comme on peut le voir sur la figure 4.2, nous avons $b_{0,sat} > 1$ jusqu'à un paramètre $s \approx 10$. Cela signifie que nous étudierons de la lumière diffusée en régime de diffusion multiple pour les paramètres de saturation inférieur à 10. Comme vu au chapitre 1, le régime de diffusion multiple n'est pas en soi un régime

chaotique mais il peut accentuer les effets de décohérence et modifier la forme des fonctions de corrélations.

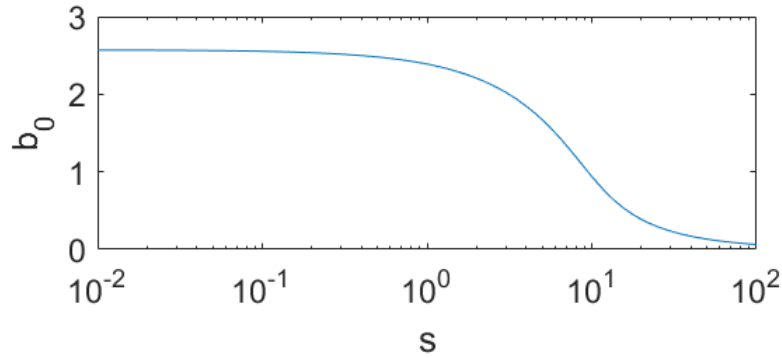


Figure 4.2: *Evolution de l'épaisseur optique du nuage en fonction de l'intensité de la sonde Flattop polarisée circulairement pour les paramètres expérimentaux suivant. $t_{MOT} = 30ms, t_{DMOT} = 35ms, TOF = 12ms$.*

Une question simple vient de ces remarques : Pourquoi ne pas avoir travaillé à épaisseur optique constante ?

- Premièrement nous souhaitions préparer le nuage dans les exactes mêmes conditions à chaque expérience, il n'est pas impossible que des biais systématiques viennent perturber les atomes durant la phase de chargement ou de temps de vol, pouvant créer des variations de la température moyenne ou un décalage Doppler général.
- Deuxièmement le temps de nos expériences est directement dépendant du rapport signal à bruit de la fonction de corrélation mesurée. Ce rapport s'améliore plus le nombre de photons captés est important or ce nombre est directement dépendant du nombre d'atomes venant diffuser dans le mode spatial de la fibre captant la lumière diffusée. Diminuer l'épaisseur optique via le temps de chargement impliquerait de réduire le nombre d'atomes susceptibles de diffuser dans le mode spatial de notre système et donc le nombre de photons captés. Cela créerait la nécessité d'augmenter le temps nécessaire à nos expériences pour atteindre un rapport signal à bruit satisfaisant. À titre d'exemple, les mesures effectuées pour des paramètres de saturation inférieurs à 1 implique de maintenir le dispositif de mesure en activité pendant un à trois jours en moyenne, augmentant les risques de pannes ou aléas éventuels (perte d'asservissement du laser, variation de puissance, coupure de courant...). Souhaitant limiter au maximum ce temps déjà long nous avons fixé ce compromis entre épaisseur optique et temps de mesure global.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Nous avons effectué des mesures de la lumière diffusée par notre nuage d'atomes froids dans les configurations présentées au dessus. Un exemple de fonction de corrélation obtenue pour $s=60$ est tracée sur la figure (4.3) (même fonction tracée dans le domaine temporel dans l'insert). On observe dans le domaine temporel des oscillations à basse fréquence qui correspondent au battement entre la porteuse et les bandes latérales du triplet de Mollow. Les oscillations à haute fréquence correspondent au battement entre la lumière diffusée par le nuage et l'oscillateur local. Comme vu au chapitre 2, pour extraire la contribution

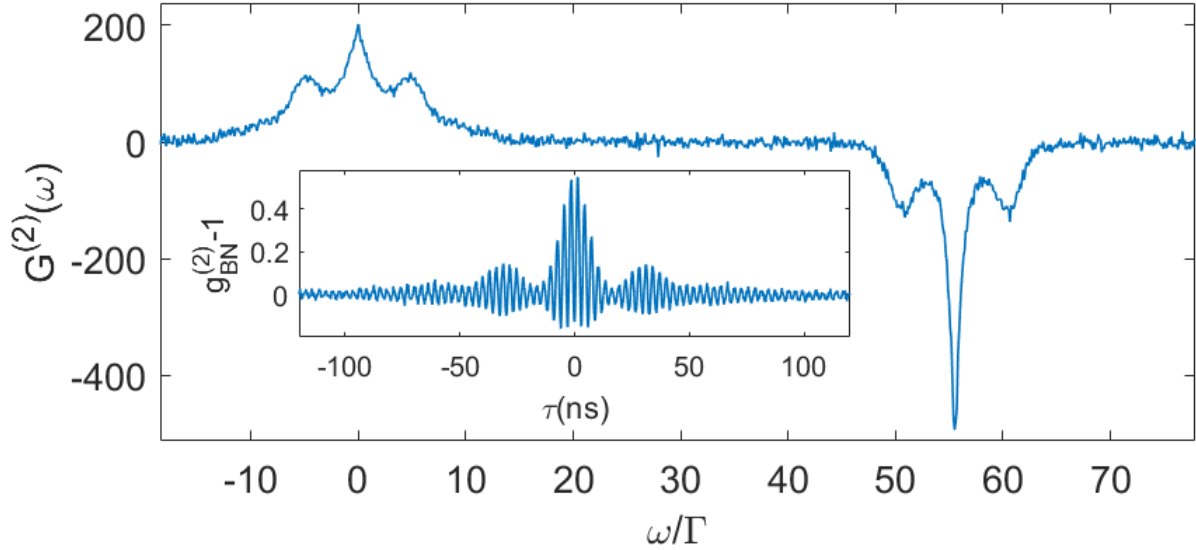


Figure 4.3: Transformée de Fourier de la corrélation d'intensité temporelle du battement entre la lumière diffusée par le nuage d'atomes et l'oscillateur local. Le paramètre de saturation de la sonde est de 60. La structure proche du zéro correspond à $G_{SC}^{(2)}$ et la structure inversée et décalée correspond à $G_{SC}^{(1)}$. Insert: fonction de corrélation temporelle du même signal.

de $g_{SC}^{(1)}$ et $g_{SC}^{(2)}$ nous effectuons la transformée de Fourier de $g_{BN}^{(2)}$ (voir section 2.5.2). La transformée de Fourier de $g_{SC}^{(2)}$ est centrée en zéro alors que celle de $g_{SC}^{(1)}$ est centrée sur la fréquence du battement ω_{BN} . On retrouve sur la figure (4.3) le signal correspondant dans l'espace de Fourier. On veille à ce que ω_{BN} soit assez grand pour que les deux structures $g_{SC}^{(2)}(\omega)$ et $g_{SC}^{(1)}(\omega)$ soient bien séparées et puissent être ainsi extraites sans recouvrement. La relation de Siegert définie au chapitre 1 (formule (1.52)) peut être réécrite dans l'espace de Fourier:

$$g_{SC}^{(2)}(\omega) = \delta(0) + g_{SC}^{(1)}(\omega) * g_{SC}^{(1)}(\omega) \quad (4.2)$$

avec $\delta(0)$ un pic de Dirac centré sur la fréquence nulle. Afin d'étudier sa validité, nous décalons $g_{SC}^{(1)}(\omega)$ vers la fréquence nulle et calculons son auto-convolution. Pour comparer les deux grandeurs nous renormalisons¹ $g_{SC}^{(1)}(\omega) * g_{SC}^{(1)}(\omega)$ afin que sa hauteur corresponde à celle de $g_{SC}^{(2)}(\omega)$.

La validité de la relation de Siegert est étudiée pour différents paramètres de saturation. Nous étudions les résultats expérimentaux d'abord dans un régime très loin de saturation ($s \ll 1$) puis dans un régime fortement saturé ($s \gg 1$) avant d'analyser un régime intermédiaire ($s = 1$).

$s \ll 1$

La validité de la relation de Siegert a été vérifiée expérimentalement pour un régime de faible saturation ($s \approx 0.1$) dans une étude précédente sur notre système expérimental [62]

¹Les transformées de Fourier sont toutes réelles, on peut donc considérer que $g_{SC}^{(1)}(\omega) * g_{SC}^{(1)*}(\omega) = g_{SC}^{(1)}(\omega) * g_{SC}^{(1)}(\omega)$. $g^{(1)}(\omega)$ est négatif. Nous avons vu au chapitre 2 (voir section 2.5.2) qu'un décalage de π apparaissait dans le cosinus de l'équation provenant du déphasage de π entre les deux bras du séparateur de faisceau fibré. Ce signe négatif est supprimé lors de la renormalisation.

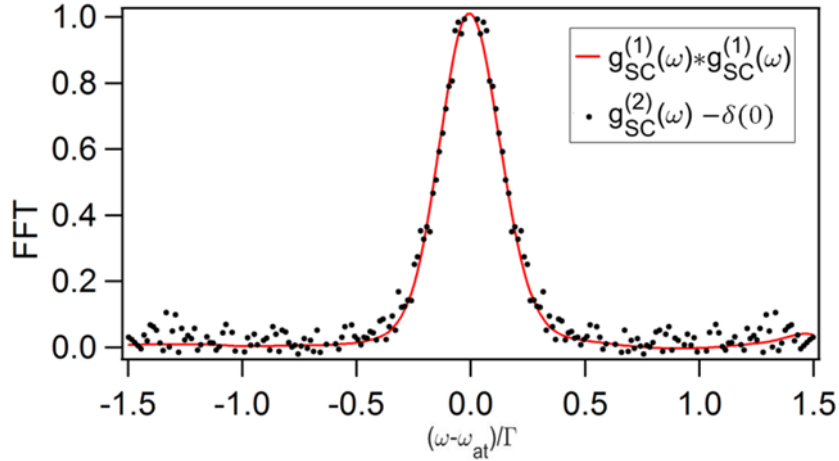


Figure 4.4: *Relation de Siegert pour la lumière diffusée par notre système à faible paramètre de saturation ($s \ll 1$). Points noirs, transformée de Fourier de la corrélation d'intensité $g_{SC}^{(2)}$. En rouge, auto-convolution de la transformée de Fourier du champ électrique $g_{SC}^{(1)} * g_{SC}^{(1)}$ (image issue de [62]).*

(voir figure 4.4). On observe sur la figure un bon recouvrement entre les fonctions $g_{SC}^{(2)}$ et $g_{SC}^{(1)} * g_{SC}^{(1)}$. Dans ce cas l'indépendance des émetteurs est assurée par le mouvement thermique. Les positions et mouvements aléatoires des atomes font que la phase est randomisée (voir section 1.3.3).

$s \gg 1$

Dans un régime à haute saturation, le mécanisme de randomisation de la phase est incarné par l'émission spontanée. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.5, pour un paramètre de saturation de $s=60$, où la lumière diffusée est essentiellement composée de lumière incohérente, on peut observer un très bon recouvrement entre $g_{SC}^{(1)}(\omega) * g_{SC}^{(1)}(\omega)$ et $g_{SC}^{(2)}(\omega)$.

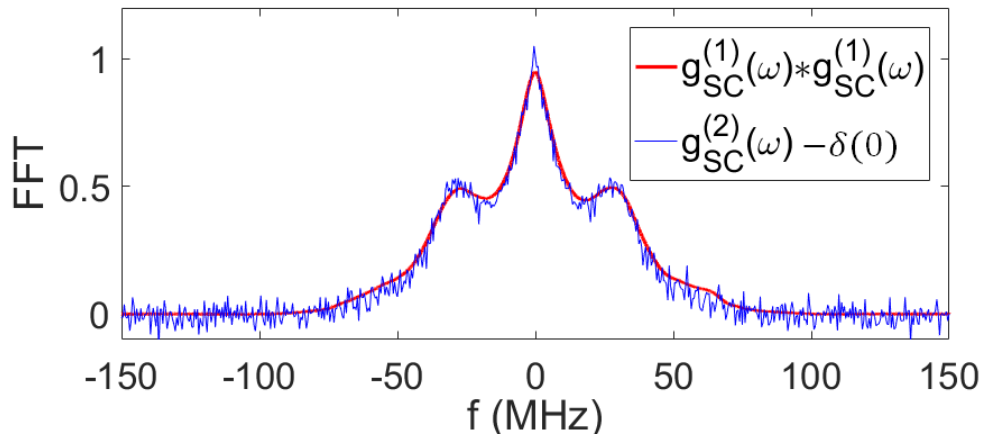


Figure 4.5: *Relation de Siegert pour la lumière diffusée par notre système à haut paramètre de saturation ($s=60$). En bleu, transformée de Fourier de la corrélation d'intensité $g_{SC}^{(2)}$. En rouge, auto-convolution de la transformée de Fourier du champ électrique $g_{SC}^{(1)} * g_{SC}^{(1)}$.*

$\mathbf{s=1}$

Nous pouvons montrer que la somme de deux champs satisfaisant chacun la relation de Siegert et les conditions associées, satisfait aussi cette relation, en supposant que ces champs soient non corrélés. Ce développement est effectué ici pour deux champs électriques \hat{E}_D^+ and \hat{E}_i^+ correspondant aux régimes Doppler et incohérent présentés au chapitre 1. Le champ total s'écrit $\hat{E}^+ = \hat{E}_D^+ + \hat{E}_i^+$, et sa fonction de corrélation d'ordre deux en régime stationnaire s'écrit:

$$G^{(2)}(\tau) = \langle [\hat{E}_D^-(t) + \hat{E}_i^-(t)][\hat{E}_D^-(t+\tau) + \hat{E}_i^-(t+\tau)] \times [\hat{E}_D^+(t+\tau) + \hat{E}_i^+(t+\tau)][\hat{E}_D^+(t) + \hat{E}_i^+(t)] \rangle. \quad (4.3)$$

Les deux champs ont par définition une moyenne temporelle nulle: $\langle \hat{E}_{D,i} \rangle = 0$, donc leur somme également : $\langle \hat{E} \rangle = 0$. De plus, l'absence de corrélations entre les champs fait que les contributions de chacun des champs peuvent être factorisées dans l'expression précédente de $G^{(2)}$, ce qui permet de supprimer plusieurs termes:

$$G^{(2)}(\tau) = \langle \hat{E}_D^-(t)\hat{E}_D^-(t+\tau)\hat{E}_D^+(t+\tau)\hat{E}_D^+(t) \rangle + \langle \hat{E}_i^-(t)\hat{E}_i^-(t+\tau)\hat{E}_i^+(t+\tau)\hat{E}_i^+(t) \rangle + 2\langle \hat{E}_D^-(t)\hat{E}_D^+(t) \rangle \langle \hat{E}_i^-(t)\hat{E}_i^+(t) \rangle + 2\text{Re} \left[\langle \hat{E}_D^-(t+\tau)\hat{E}_D^+(t) \rangle \langle \hat{E}_i^-(t)\hat{E}_i^+(t+\tau) \rangle \right]. \quad (4.4)$$

Considérant maintenant que chaque diffuseur présente la même fonction de corrélation d'ordre 1 pour un émetteur seul: $G_{D,i}^{s(1)}(\tau)$ et contribue à part égale dans le champ total, la fonction de corrélation complète pour un émetteur seul s'écrit $G^{s(1)}(\tau) = G_D^{s(1)}(\tau) + G_i^{s(1)}(\tau)$. La fonction de corrélation du champ total émis par l'ensemble des diffuseurs s'écrit alors $\langle \hat{E}^-(t)\hat{E}^+(t+\tau) \rangle = NG^{s(1)}(\tau)$, avec N le nombre de diffuseurs. Considérant $G_{D,i}^{(2)}(\tau)$ la fonction de corrélation non normalisée d'ordre deux de l'un ou l'autre des champs, on obtient :

$$G^{(2)}(\tau) = G_D^{(2)}(\tau) + G_i^{(2)}(\tau) + 2N^2 G_D^{s(1)}(0)G_i^{s(1)}(0) + 2N^2 \text{Re} \left[G_D^{s(1)}(\tau)G_i^{s(1)*}(\tau) \right]. \quad (4.5)$$

Considérant que le spectre émis par un atome seul est symétrique, sa transformée de Fourier $G_{D,i}^{s(1)}(\tau)$ est réelle. Nous considérons aussi que les deux champs satisfassent séparément la relation de Siegert. On peut donc réécrire l'équation (4.5) ainsi :

$$G^{(2)}(\tau) = N^2 \left(\left[G_D^{s(1)}(0) \right]^2 + \left[G_D^{s(1)}(\tau) \right]^2 \right) + N^2 \left(\left[G_i^{s(1)}(0) \right]^2 + \left[G_i^{s(1)}(\tau) \right]^2 \right) + 2N^2 G_D^{s(1)}(0)G_i^{s(1)}(0) + 2N^2 G_D^{s(1)}(\tau)G_i^{s(1)}(\tau). \quad (4.6)$$

qui peut être simplifiée en:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\left[G_D^{s(1)}(0) + G_i^{s(1)}(0) \right]^2 + \left[G_D^{s(1)}(\tau) + G_i^{s(1)}(\tau) \right]^2}{\left[G_D^{s(1)}(0) + G_i^{s(1)}(0) \right]^2} = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2. \quad (4.7)$$

On voit donc que la somme de deux champs non-corrélés validant la relation de Siegert valide elle aussi cette relation. Pour notre système, cela implique que dans le régime intermédiaire ($s=1$) où les contributions des parts thermiques et d'émission spontanée sont égales, la relation de Siegert est valide lorsque l'on considère un grand nombre de diffuseurs. Chacun des mécanismes de randomisation de la phase sont indépendants : le mouvement thermique dans le premier cas et les fluctuations du point-zero dans l'autre cas.

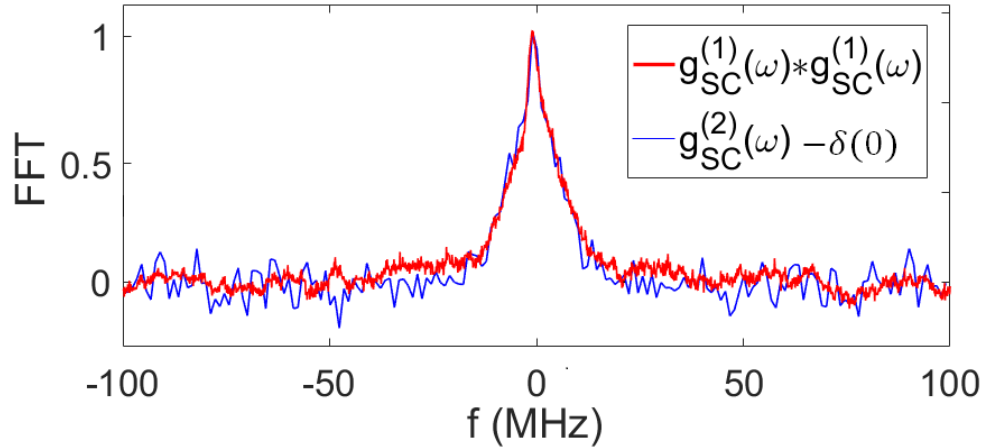


Figure 4.6: *Relation de Siegert pour la lumière diffusée par notre système en régime intermédiaire ($s=1$). En bleu, transformée de Fourier de la corrélation d'intensité $g_{SC}^{(2)}$. En rouge, auto-convolution de la transformée de Fourier du champ électrique $g_{SC}^{(1)} * g_{SC}^{(1)}$.*

Une mesure a été effectuée dans ce régime (voir figure 4.6) où les contributions entre la lumière cohérente et incohérente sont égales en terme de puissance. On y observe aussi un bon recouvrement entre les deux figures. **Indiquant ici que si la lumière diffusée est effectivement chaotique, les mécanismes de randomisation de la phase complexe de la lumière diffusée dans chacun des régimes sont indépendants.**

Contraste

Afin de valider la relation de Siegert, nous devons nous assurer que la hauteur $g_{SC}^{(2)}(0) - 1$ est bien égale à 1, ce qui est sa valeur attendue par définition pour une lumière chaotique (voir équation (1.27)). Nous avons donc mesuré la fonction de corrélation de la lumière diffusée par les atomes sans oscillateur local $g_{SC}^{(2)}(\tau)$ pour différents paramètres de saturation entre 1 et 60. Ce contraste est représenté sur la figure 4.7. Pour la plus grande partie des valeurs expérimentales, le contraste, dans la limite des barres d'erreurs, correspond à celui attendu si la relation de Siegert est valide. La hauteur de $g_{SC}^{(2)}(0) - 1$ pour des paramètres de saturation inférieurs à 1 a déjà été mesurée lors de l'étude à faible saturation [62] et correspond elle aussi aux valeurs attendues.

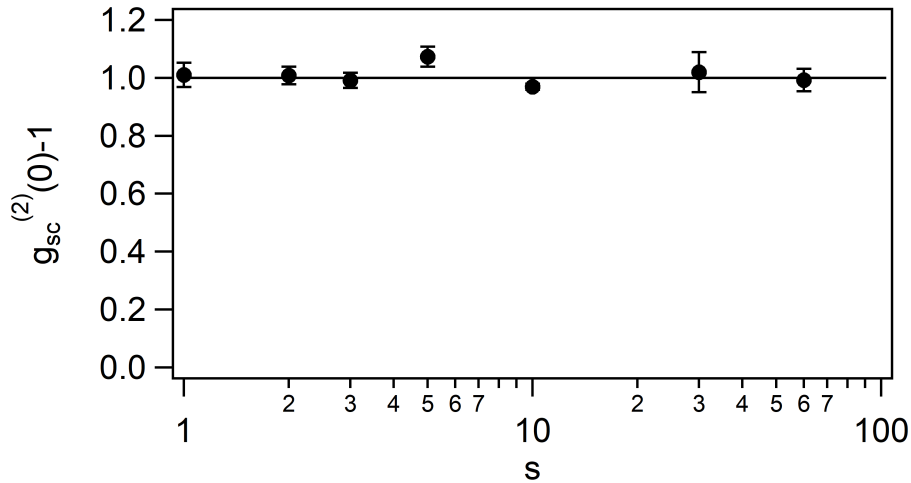


Figure 4.7: *Contraste du pic de bunching pour des paramètres de saturation plus grand que un. La ligne noire fixée à $g_{sc}^{(2)}(0) - 1 = 1$ correspond à la valeur attendue si la relation de Siegert est valide.*

4.2.3 Discussion

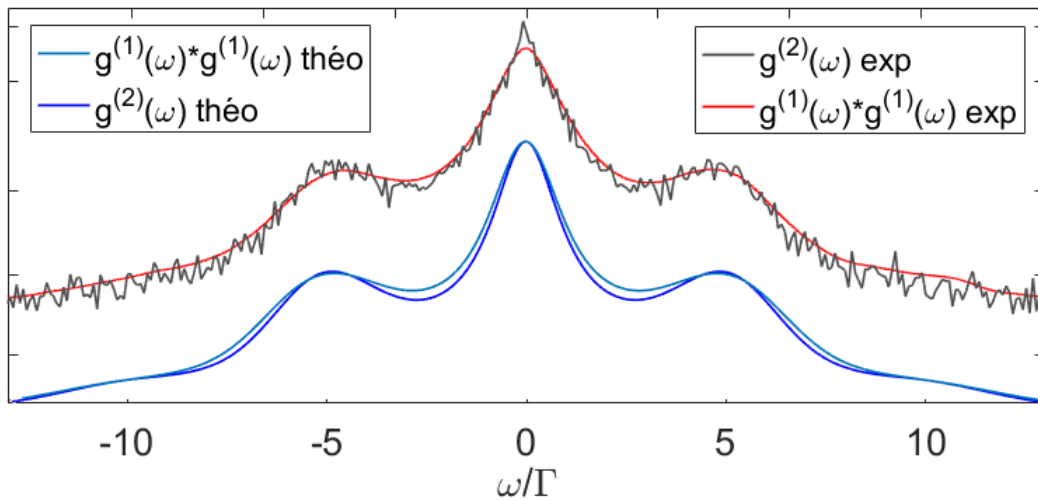


Figure 4.8: *Comparaison des fonctions $|g^{(1)}(\omega)|^2$ et $g^{(2)}(\omega)$ obtenues de manière expérimentales (paire du haut) et théoriques (paire du bas) ($s = 60$, $b_{0,sat} = 0.1$, $\Delta I = 0.25$). Les figures expérimentales et théoriques sont décalées pour plus de lisibilité.*

Afin de pouvoir valider la relation de Siegert il est utile d'étudier précisément le recouvrement entre les fonctions de $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$.

En effectuant un ajustement de courbe via le modèle présenté au chapitre 3, il nous est possible de retrouver les valeurs des paramètres expérimentaux. Ces paramètres diffèrent légèrement selon qu'on les extrait de $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ ou $g^{(2)}(\omega)$, respectivement ($s = 55.33 \pm 0.01$, $b_{0,sat} = 0.1 \pm 0.1$, $\Delta I = 0.32 \pm 0.2$) pour $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et ($s = 59.62 \pm 0.01$, $b_{0,sat} = 0.1 \pm 0.1$, $\Delta I = 0.29 \pm 0.2$) pour $g^{(2)}(\omega)$. Ce modèle nous permet de lier les écarts entre les fonctions théoriques à ceux entre les fonctions expérimentales (voir figure 4.8).

L'absence de bruit dans les fonctions théoriques rend plus aisé l'observation des différences entre les fonctions et nous permet d'isoler et déterminer les sources de non-recouvrement entre $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$.

On observe sur la figure 4.8 que lorsque l'on s'affranchit du bruit présent sur les deux courbes, celles-ci ne sont pas parfaitement identiques, présentant des variations visibles aux niveaux des pics additionnels ainsi que dans l'espace entre les différents pics. Nous avons vu que parmi les conditions expérimentales présentées au chapitre 3, seul le temps de l'impulsion de la sonde avait un effet différent sur les figures de $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$. Cela est dû au fait que $g^{(1)}(\omega)$ est centré sur la fréquence du battement entre la lumière diffusée et l'oscillateur local. Nous pouvons observer sur la figure 4.9 les effets du temps d'impulsion sur $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$ pour des paramètres fixés, proche de ceux expérimentaux ($s = 60$, $b_{0,sat} = 0.1$, $\Delta I = 0.3$) pour des impulsions de (1) $10\mu s$, (2) $20\mu s$, (3) $40\mu s$. Les trois itérations sont décalées sur la figure pour une meilleure visibilité. On observe que le rapport des hauteurs entre le pic principal et les pics secondaire varie et qu'après normalisation des deux fonctions, le recouvrement entre $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$ se détériore.

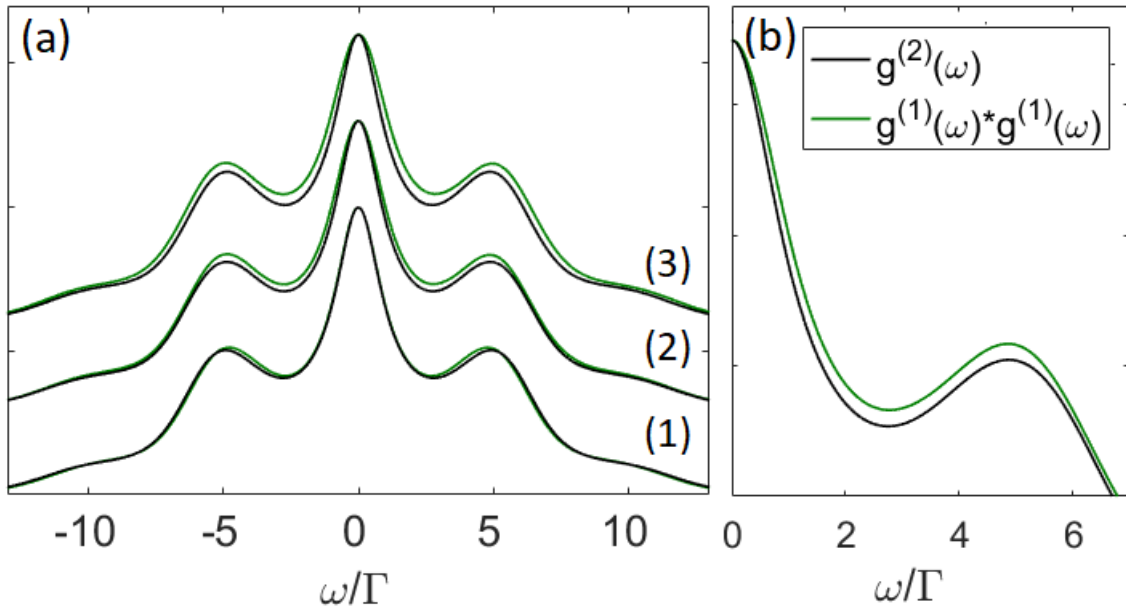


Figure 4.9: (a) Comparaison des fonctions $|g^{(1)}(\omega)|^2$ et $g^{(2)}(\omega)$ pour des temps d'impulsion de (1) $10\mu s$, (2) $20\mu s$, (3) $40\mu s$. (b) Zoom sur le couple de fonction (2). ($s = 60$, $b_{0,sat} = 0.1$, $\Delta I = 0.3$)

Afin de pouvoir exprimer une valeur chiffrée du recouvrement entre les fonctions de $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$, nous comparons les écarts relatifs entre les deux fonctions que nous opposons au bruit perçu dans nos mesures. À titre de comparaison, nous réintroduisons un bruit blanc dans nos données théoriques à hauteur de celui mesuré pour les données expérimentales ($\approx 10\%$) (voir figure 4.10). Ce bruit va induire pour $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ des oscillations bien plus faibles que pour $g^{(2)}(\omega)$ et de légères variations vont apparaître en plus de celles induites par le poussage du nuage.

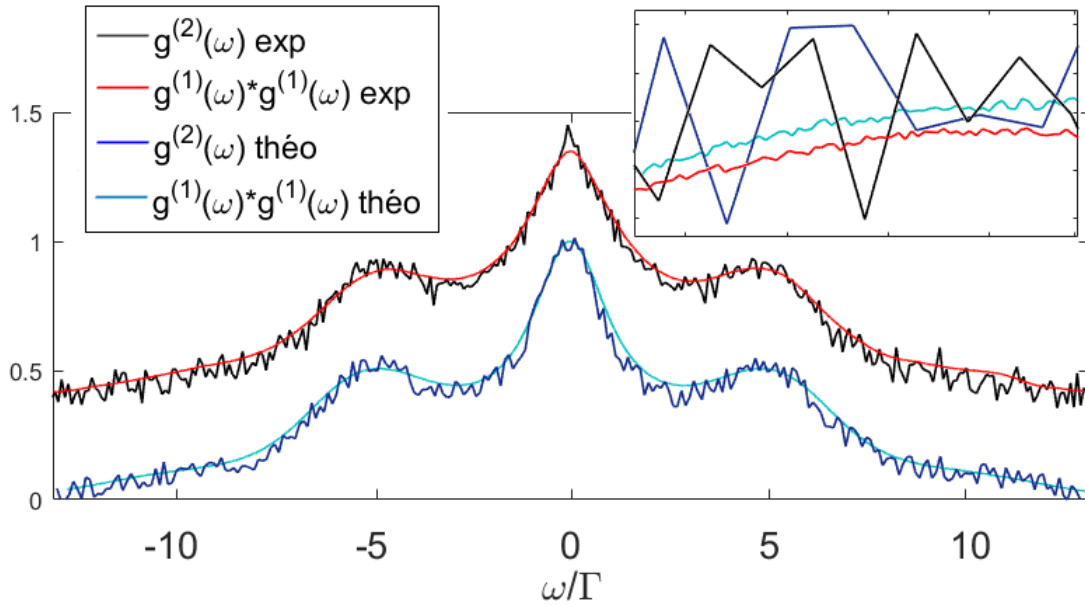


Figure 4.10: Comparaison des fonctions $|g^{(1)}(\omega)|^2$ et $g^{(2)}(\omega)$ obtenues de manière expérimentale (paire du haut) et théorique (paire du bas). Un bruit blanc a été rajouté sur les données théoriques afin de reproduire le comportement expérimental. Les effets sur $|g^{(1)}(\omega)|^2$ sont réduits de par l'opération de convolution. (insert haut droite : Zoom sur les différentes fonctions) ($s = 60$, $b_{0,sat} = 0.1$, $\Delta I = 0.25$).

L'écart relatif moyen entre nos deux courbes est calculé comme il suit:

$$erm = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|[g^{(1)}(i) * g^{(1)}(i)] - g^{(2)}(i)|}{g^{(2)}(i)} \quad (4.8)$$

avec N le nombre de points de la courbe. Pour les données expérimentales présentées en figure 4.8 nous avons un écart relatif moyen de 4.8% .

Nous pouvons comparer cette valeur au bruit de mesure présent dans nos données expérimentales. Les figures de $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$ étant issues de la même expérience, le bruit est identique pour chacune des fonctions. Afin de le mesurer, nous calculons l'écart type du signal pour une zone de fréquences loin de tout signal. Nous obtenons ici un rapport signal à bruit de 5.2%.

En incluant un bruit équivalent pour les données théoriques nous obtenons un écart relatif moyen de 4.6%.

Pour les résultats du régime intermédiaire présentés en figure 4.6, nous obtenons un écart relatif moyen de 5,7% pour un rapport signal à bruit de 7,0%.

Ces valeurs nous permettent de considérer que dans la limite de sensibilité de nos mesures, le recouvrement des fonctions de $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$ est effectif et que $g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2$.

4.2.4 Conclusion

Nous avons montré que la relation de Siegert est valide dans les régimes à basse saturation, haute saturation ainsi que dans un régime intermédiaire mêlant la lumière émise

dans chacun des régime précédents, prouvant l'indépendance des mécanismes de randomisation de la phase dans chacun des deux régimes. Les principales sources d'écart entre les fonctions de $g^{(1)}(\omega) * g^{(1)}(\omega)$ et $g^{(2)}(\omega)$ ont été identifiées comme les effets de poussage du nuage dont l'impact diffère pour les deux fonctions. La validité de la relation de Siegert nous permet d'étudier $g^{(2)}(\tau)$ à l'aide des modèles analytiques développés pour $g^{(1)}(\tau)$, comme nous allons le voir dans la deuxième partie de ce chapitre.

4.3 Temps de cohérence

Nous allons maintenant étudier la transition entre un régime Doppler (classique) et un régime incohérent (quantique). La cohérence est ici sondée sur les corrélations temporelles de l'intensité et la transition est explorée en faisant varier l'intensité de la sonde, ce qui a pour effet de faire varier l'équilibre des mécanismes de décohérence provenant des deux régimes. Comme nous allons le voir, nos résultats illustrent le potentiel des expériences d'atomes froids à sonder ce type de transition pour des systèmes macroscopiques.

4.3.1 Expérience

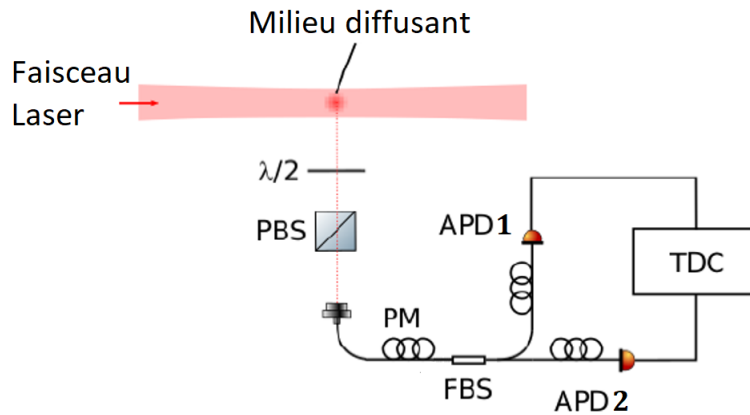


Figure 4.11: *Système expérimental de capture de la lumière diffusée par le nuage sans oscillateur local (LO) utilisé pour la mesure des temps de cohérence de $g^{(2)}(\tau)$. (voir figure 2.29 pour les détails)*

Pour étudier le temps de cohérence de la lumière, nous utilisons la configuration expérimentale sans oscillateur local (voir figure 4.11) afin de pouvoir observer de degré de cohérence d'ordre deux de la lumière diffusée dans le domaine temporel sans battement. De la même manière que pour les mesures de la relation de Siegert, nous faisons varier l'intensité de la lumière de la sonde et adaptons le temps d'impulsion pour que l'impact des effets de poussage et de chauffage soit identiques peu importe le paramètre de saturation.

Nous avons mesuré la fonction de corrélation d'ordre deux de la lumière diffusée par notre nuage pour des paramètres de saturation allant de 0.01 à 30 en multipliant les points pour la zone de transition (entre $s = 0.1$ et $s = 1$). Nous avons choisi un temps de pulse de $20\mu s$ pour $s=30$ car il nous permet d'avoir un bon rapport signal à bruit pour un temps total d'expérience inférieur à 24h. Les temps d'impulsion ont été adaptés pour les paramètres

de saturation plus faibles afin que le nombre de photons moyens échangés reste le même (voir figure 4.12).

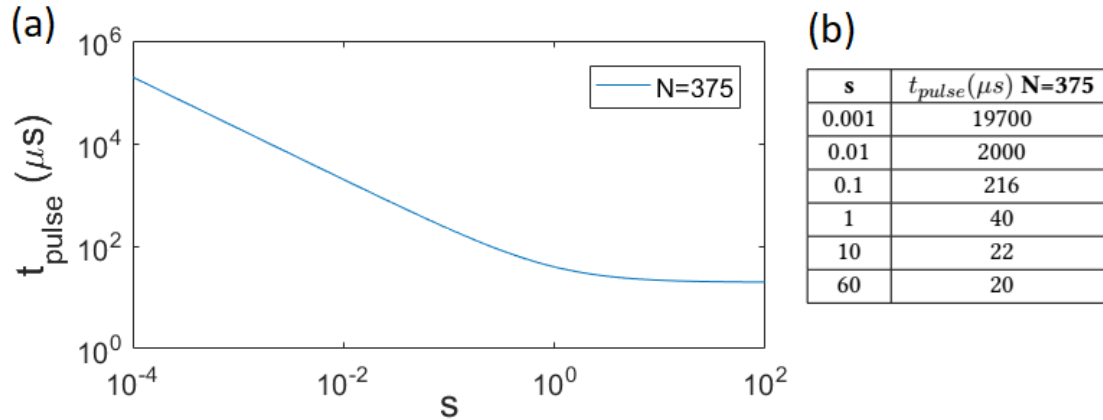


Figure 4.12: (a) Temps de pulse équivalent pour différents s à N échangés fixé. En bleu $N=375$, ce qui correspond à un pulse de $20 \mu\text{s}$ pour $s=60$. (b) Tableau récapitulatif de certaines valeurs utilisées.

L'épaisseur optique du nuage varie elle aussi en fonction de l'intensité de la sonde. Comme expliqué en section 4.2.1, nous avons fait le choix de ne pas modifier la séquence de création du nuage pour que celui-ci soit toujours créé dans les mêmes conditions. De fait, le phénomène de diffusion multiple est à considérer pour des paramètres de saturation inférieur à 10.

Une partie des mesures est représentée sur la figure 4.13. On peut y observer que la largeur du pic central (et donc le temps de cohérence) de la fonction diminue lorsque s augmente et que l'on voit apparaître des oscillations secondaires pour les s grands. On reconnaît ici les structures présentées au chapitre 1 (triplet de Mollow) et pouvons déjà constater le changement de régime.

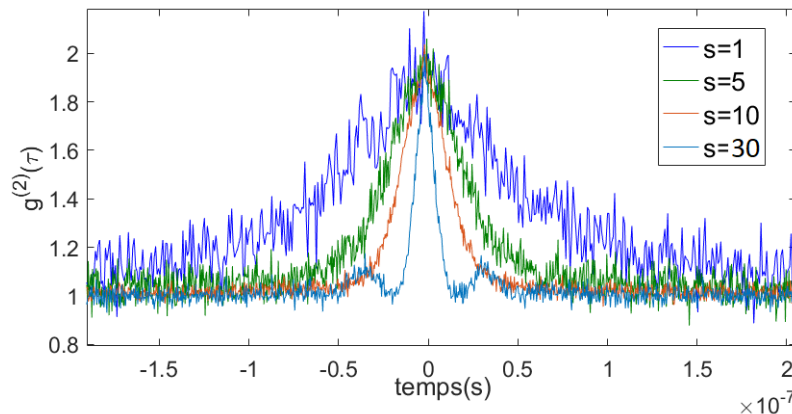


Figure 4.13: Fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(\tau)$ dans le domaine temporel de la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids pour différents paramètres de saturation

4.3.2 Méthode de détermination de τ_c

Nous avons vu au chapitre un (section 1.1.1) que le temps de cohérence était une notion dont la définition ne permet pas d'établir une valeur quantifiée de manière générale. En

effet le temps de cohérence est lié à l'inverse de la largeur spectrale d'un faisceau lumineux et la définition de cette largeur va dépendre de la distribution en fréquence. Lorsque cette distribution peut être établie via une formule analytique et revêt une forme connue, telle une Gaussienne ou un Lorentzienne, nous pouvons établir précisément le temps de cohérence. De manière générale, cette définition du temps de cohérence s'applique bien lorsque la lumière est quasi-monochromatique et que son spectre présente un seul pic bien défini. Pour des distributions plus complexes, comme c'est le cas pour la lumière diffusée en régime incohérent, nous devons nous accorder sur une autre définition du temps de cohérence afin de pouvoir la quantifier. Dans notre cas, vu que l'on étudie la transition entre deux régimes, il faut que notre définition reste valable pour chacun des deux.

Une autre définition utilisée dans la littérature [38, p. 179][107] nous permet d'établir le temps de cohérence à partir de la fonction de corrélation d'ordre un :

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g^{(1)}(\tau)|^2 d\tau \quad (4.9)$$

Cette définition n'est, dans notre cas, appropriée que pour les fonctions de corrélations calculées à partir des modèles théoriques. Pour les fonctions établies expérimentalement, le bruit provenant de nos mesures (voir figure 4.13) se cumule dans $|g^{(1)}(\tau)|^2$ et les valeurs de τ_c sont bien plus grandes que celles attendues en théorie et de plus, dépendantes de la plage de mesure.

Nous définissons ici le temps de cohérence τ_{coh} comme **la demi-largeur à mi-hauteur de l'enveloppe de notre fonction de corrélation d'ordre deux**. Cette définition nous permet d'établir une valeur commune aux deux régimes.

Pour le régime Doppler, en diffusion simple, nous avons établi que τ_c est défini par (eq (1.81)) :

$$\tau_c = 1/\sigma_G \quad (4.10)$$

avec $\sigma_G = |k_{in}|(2(1 - \cos(\theta))k_B T/M)^{1/2}$ où M est la masse de l'atome, k_{in} le nombre d'onde de la source lumineuse, k_B la constante de Boltzmann, T la température et θ l'angle entre les photons incidents et diffusés par l'atome. Nous avons donc par définition:

$$t_{coh} = \sqrt{2 \ln(2)} \tau_c \quad (4.11)$$

Or, comme vu sur la figure 4.2 la lumière est en partie diffusée de manière multiple jusqu'à $s \approx 10$. Le phénomène de diffusion multiple va modifier la forme de la fonction de corrélation. De ce fait la distribution en fréquence ne sera plus Gaussienne mais Lorentzienne. L'origine de ce phénomène a été étudiée expérimentalement mais à ce jour nous n'avons pas de développement analytique permettant de l'expliquer [58]. Dans le domaine temporel nous obtenons par transformée de Fourier un fonction du type

$$g_{coh}^{(1)}(\tau) = K e^{-\alpha|\tau|} \quad (4.12)$$

avec K une constante. Comme on peut le voir sur la figure 4.14 pour $s=0.1$ ou 0.6 .

Pour le régime incohérent, nous considérons la formule analytique suivante [36, p. 202]:

$$\begin{aligned} g_{incoh}^{(1)}(\tau) &= \frac{s}{4(1+s)} e^{-(\Gamma/2)\tau} \\ &+ \frac{s}{8(1+s)^2} \left[s - 1 - i \frac{\Gamma}{4\Omega} (5s - 1) \right] e^{(-3\Gamma/4)\tau} e^{i\Omega\tau} \\ &+ \frac{s}{8(1+s)^2} \left[s - 1 + i \frac{\Gamma}{4\Omega} (5s - 1) \right] e^{(-3\Gamma/4)\tau} e^{-i\Omega\tau} \end{aligned} \quad (4.13)$$

avec s le paramètre de saturation, Γ la largeur naturelle et Ω la pulsation de Rabi généralisée définie dans l'équation (1.73). Ce développement, obtenu à partir des équations de Bloch optiques nous permet d'obtenir une équation plus facilement utilisable que le développement historique fait par B.R Mollow (voir section 1.3.4). On y retrouve les trois composantes du triplet déjà présentées : une exponentielle décroissante correspondant à une Lorentzienne de largeur Γ centrée sur la fréquence de résonance et deux autres exponentielles décroissantes correspondant aussi à des Lorentziennes, décalées de $\pm\Omega$ de la fréquence de résonance, chacune ayant une largeur de $3\Gamma/2$. Afin de pouvoir extraire le temps de cohérence nous ne retiendrons que l'enveloppe de cette formule que nous pouvons réécrire ainsi :

$$g_{incoh}^{(1)}(\tau) = \frac{s}{4(1+s)} e^{-(\Gamma/2)\tau} + \frac{s}{8(1+s)^2} e^{-(3\Gamma/4)\tau} \left[2(s-1)\cos(\Omega\tau) + 2A\sin(\Omega\tau) \right] \quad (4.14)$$

avec $A = \frac{\Gamma}{4\Omega}(5s-1)$.

Conformément aux résultats présentés dans la première partie de ce chapitre, nous admettons la relation de Siegert valide dans chacun des régimes étudiés, nous avons $g^{(2)}(\tau) - 1 = |g^{(1)}(\tau)|^2$ avec $g^{(1)}(\tau) = g_{coh}^{(1)}(\tau) + g_{incoh}^{(1)}(\tau)$. La fonction de corrélation de la lumière diffusée par les atomes sera une combinaison des contributions cohérente et incohérente dont le poids sera pondéré par le paramètre de saturation comme introduit dans la section 1.3.3, figure 1.6.

Les formules (4.12) et (4.14) nous permettent d'extraire un temps de cohérence τ_{coh} par ajustement de courbe sur nos résultats expérimentaux, quel que soit le régime considéré. Pour ce faire nous laissons libre les paramètres Ω et Γ . L'enveloppe de la formule est obtenue en fixant $\cos(\Omega\tau) = 1$ et $\sin(\Omega\tau) = 0$ dans la formule (4.14). Une partie des résultats est présentée dans la figure 4.14. On y observe bien que pour les faibles s , la courbe théorique et son enveloppe sont confondues alors que pour les s grands, des oscillations apparaissent dans la fonction.

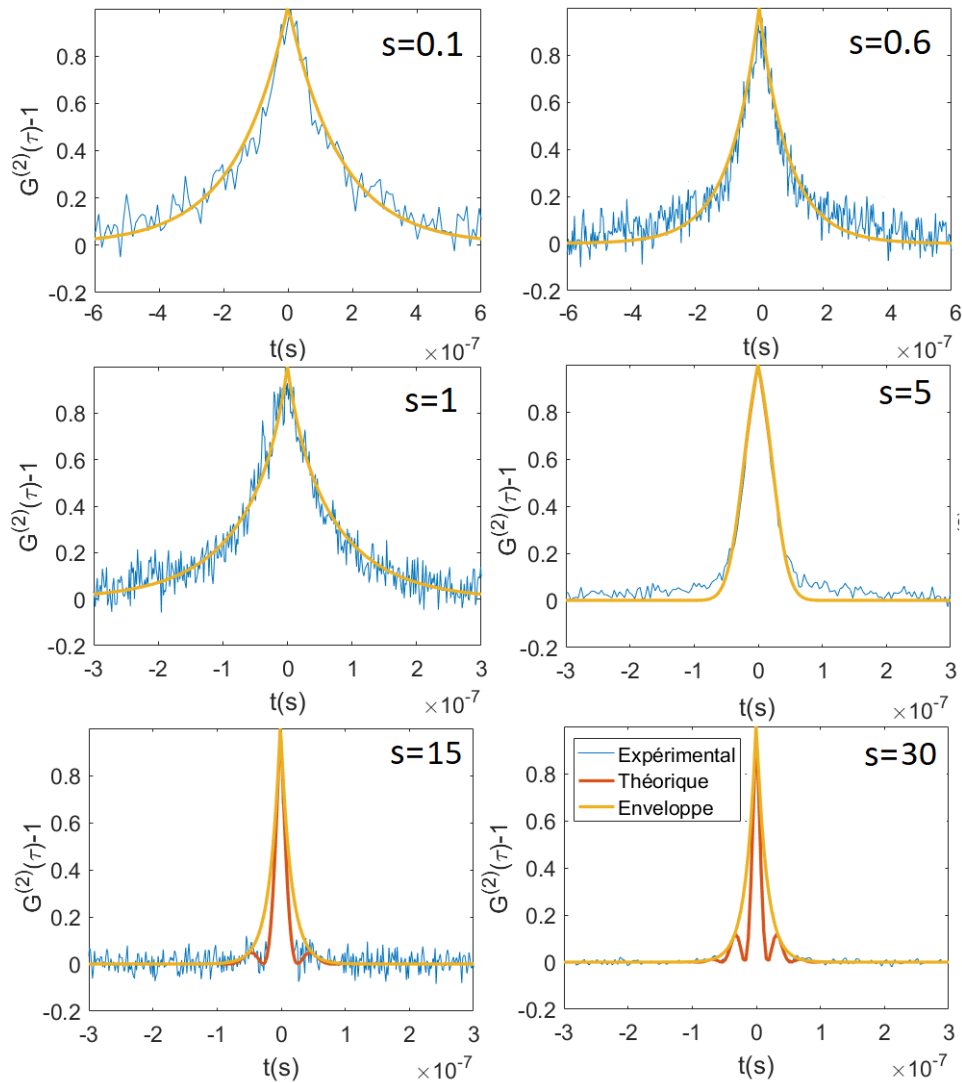


Figure 4.14: Fonctions de corrélation d'ordre deux dans le domaine temporel pour la lumière diffusée par le nuage d'atomes pour les paramètres de saturation suivants : $s=0.1, 0.6, 1, 5, 15, 30$. Chaque figure présente les résultats expérimentaux et l'ajustement de courbe ainsi que son enveloppe.

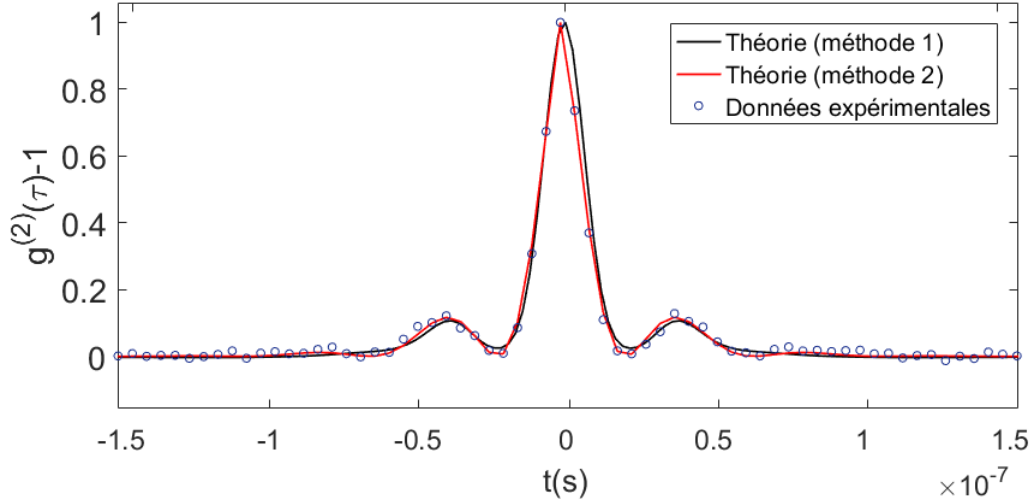


Figure 4.15: *Fonction de corrélation d'ordre deux de la lumière diffusée par le nuage pour $s=30$. Ajustement de courbe via la méthode présentée au chapitre 3 (méthode 1) et la fonction 4.13 (méthode 2).*

Nous avons comparé l'ajustement de courbe via la formule (4.13) avec celui présenté au chapitre 3. La figure 4.15 nous présente une comparaison du modèle théorique du chapitre 3 (méthode 1) avec l'ajustement via la formule (4.13) (méthode 2). Comme on peut le voir, les modèles théoriques sont équivalents en termes de précision. La méthode 1 a pour avantage de pouvoir retrouver les paramètres expérimentaux réels sans hypothèse initiale et la méthode 2 permet d'obtenir plus facilement le temps de cohérence via l'enveloppe et ce pour un temps de calcul nettement moins important.

4.3.3 Résultats

On observe sur la figure 4.16 la transition entre un régime classique et un régime quantique dans le mécanisme responsable de la perte de cohérence de la lumière diffusée par notre nuage d'atome froids. Les données sont les valeurs des temps de cohérence expérimentaux extraits dans la partie précédente. Les barres d'erreurs correspondent à la fiabilité des ajustements de courbe nous ayant permis de déterminer la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe des figures étudiées. On peut y voir la diminution progressive du temps de cohérence d'une valeur de 260ns jusqu'à une valeur de 16ns. Une transition est visible entre deux zones où l'évolution du temps de cohérence est faible, séparées par une chute brutale de celui-ci. La transition est visible pour des paramètres de saturation entre 0.1 et 1. Les deux zones identifiables correspondent aux régimes de faible et forte saturation.

Régime à faible saturation

Lorsque le nuage est éclairé par une sonde de faible puissance ($s \ll 1$) les atomes diffusent la lumière de manière élastique et cohérente mais la température du nuage induit via effet Doppler (voir section 3.4.2) un élargissement du spectre. La perte de cohérence est ici une manifestation macroscopique (distribution en vitesse) d'une dynamique microscopique (trajectoire de chaque atome).

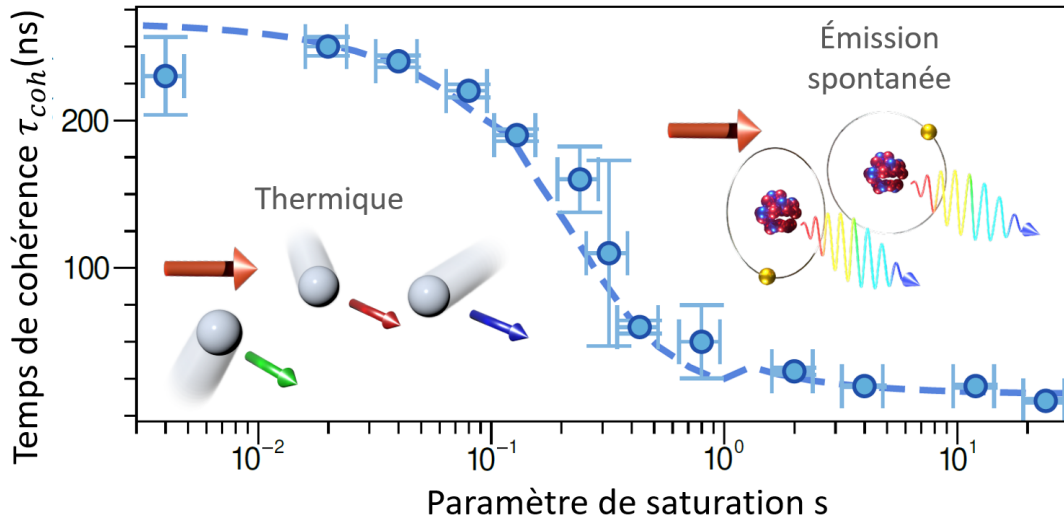


Figure 4.16: Temps de cohérence de la lumière diffusée par un nuage d’atomes froids établi en fonction du paramètre de saturation (ligne pointillée : théorie, points avec barre d’erreur : expérimental). Insert gauche: pour une sonde monochromatique de faible intensité, la diffusion cohérente acquiert un décalage en fréquence dû à l’effet Doppler. La température du nuage élargit le spectre et détermine le temps de cohérence. Insert droite: Les atomes illuminés par une sonde de haute intensité émettent chacun un spectre élargi (triplet de Mollow).

Régime à forte saturation

À l’inverse, dans la situation où les atomes sont amenés à saturation ($s \gg 1$), la cohérence de la lumière va être limitée par la largeur naturelle Γ . Dans ce régime, l’émission de chaque atome produit un spectre large (le triplet de Mollow) et la réduction de la cohérence provient des fluctuations du vide plutôt que de données microscopiques non connues. L’énergie du point zéro (Zero Point Energy, ZPE), décrit le niveau d’énergie minimal d’un système quantique dans son état fondamental. Ce niveau d’énergie est, contrairement à ce que son nom semble indiquer, non-nul et subit des fluctuations qui traduisent les oscillations électromagnétiques aléatoires que subit le champ sans aucune autre forme d’énergie, expliqué par le principe d’incertitude d’Heisenberg. Dans notre cas, ces fluctuations fondamentales interviennent dans les mécanismes d’émission spontanée [108].

Discussion

Nous pouvons distinguer les mécanismes de diffusion classique, pour lesquels une représentation ondulatoire est pertinente et où la lumière diffusée est cohérente avec la lumière incidente, des mécanismes d’émission spontanée qui correspondent à une vision semi-classique ou quantique et pour lesquels il n’y a pas de notion de cohérence entre les lumières incidente et émise.

Les temps de cohérence légèrement plus importants observés expérimentalement pour la zone de transition entre les deux régimes comparés aux valeurs théoriques peut s’expliquer

en considérant l'atténuation de l'intensité de la lumière à travers le nuage (voir section 3.4.3). Cet effet d'ombre augmente la contribution relative de la diffusion cohérente, les variations de contributions étant bien plus sensible dans la zone de transition.

La valeur du plateau pour la partie de droite correspond à $\tau_{coh} = 16ns$.

La valeur du plateau de gauche est inférieure à la valeur attendue pour un seul élargissement Doppler en diffusion simple provenant de la température mesurée expérimentalement. Pour $T=120\mu K$ (la température mesurée pour notre nuage) on attend un temps de cohérence de 853ns or on observe que le plafond se situe aux alentours de 260ns. Cette différence s'explique à cause de la diffusion multiple à prendre en compte pour s faible.

Ces temps de cohérence ont été établis via la mesure du degré de cohérence du second ordre $g^{(2)}(\tau)$ de la lumière diffusée par notre nuage, nous renseignant sur les fluctuations de l'intensité du champ. La validation de la relation de Siegert dans les régimes de faible et forte saturation nous permet d'étendre notre raisonnement au degré de cohérence d'ordre un et confirme que la cohérence de l'amplitude du champ électrique évolue de la même manière dans ces différents régimes.

Il est important de noter que cette transition n'est observable que parce que les effets de décohérence dus à la température sont plus faibles ici que ceux dus à l'émission spontanée. C'est parce que le temps de cohérence en régime Doppler est supérieur à celui relevé en régime incohérent que nous sommes capables d'observer la transition. En effet, si la température était suffisamment haute pour que $\tau_{coh} < 16ns$ quel que soit le paramètre de saturation ($T \approx 0.42K$), alors la courbe de la figure 4.16 apparaîtrait comme constante. Cette remarque illustre la capacité des atomes froids à mettre en évidence ce type de transition. Ceci n'aurait à priori pas été possible pour des vapeurs chaudes.

4.3.4 Origine des fluctuations

Les temps de cohérence finis sont une conséquence des fluctuations de l'intensité au cours du temps, qui peuvent avoir différentes origines. À faible paramètre de saturation, une approche ondulatoire de la lumière diffusée de manière élastique permet de traiter un champ diffusé de manière continue. Dans le régime Doppler, les déplacements des atomes produisent des fluctuations spatio-temporelles du champ. La mesure du $g^{(2)}(\tau)$ pour un temps plus grand que le temps de cohérence de ce champ nous donne une valeur moyennée finie de l'intensité et donc une variance finie. En d'autres termes, dans le régime classique, la notation $\langle . \rangle$ de la formule (1.23) réfère à la moyenne statistique sur les probabilités de distribution thermique des différentes positions et vitesses de l'atome. Pour nos expériences, cette moyenne est réalisée sur la durée de l'impulsion de la sonde ($> 20\mu s$), bien plus grand que le temps de cohérence τ_{coh} du champ, et ce pour différents nuages. On observe sur la figure 4.17 (a) l'intensité de la lumière émise par un ensemble de dipôles classiques en mouvement balistique.

À l'inverse, l'émission spontanée permet l'apparition de fluctuations d'intensité sans mouvement des émetteurs. La nature aléatoire de l'émission dans ce régime est comprise en considérant une approche de saut quantique [111]. Soit l'ensemble atomique de N atomes comportant n atomes excités avec $\langle n \rangle = N/2$. Lorsque celui-ci subit une oscillation de Rabi via l'action de la sonde, il évolue vers un état de population excitée inférieur $n - 1$ lorsqu'un photon est émis spontanément. Ceci est illustré en figure 4.17 (b), où la population totale d'un nuage de N atomes est présentée pour une réalisation.

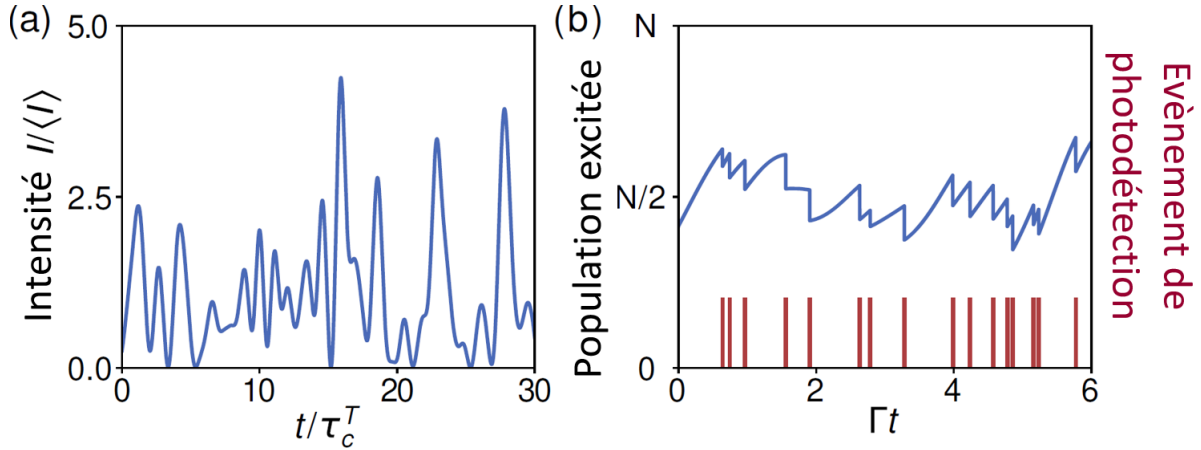


Figure 4.17: (a) Évolution de l'intensité émise par un ensemble de dipôles en mouvements où l'effet Doppler combiné aux interférences crée des fluctuations d'intensité. (b) Évolution stochastique d'une population excitée d'un ensemble de N atomes illuminé par un champ intense, en état stationnaire, obtenu par simulation (avec $N=10$ et $s=8$)[109, 110]. Le saut quantique vers un état de population inférieur correspond à l'émission d'un photon (événement de photodétection en rouge)

À chaque événement de diffusion, un événement de photodétection² survient (voir ligne rouge) . Sur notre expérience, la corrélation entre les temps de détection des événements sur les deux détecteurs est calculée et ce protocole expérimental mesure effectivement la valeur attendue, moyennée temporellement, de l'opérateur impliqué dans la définition de $g^{(2)}(\tau)$. L'amplitude des fluctuations que l'on observe $g^{(2)}(0) = 2$ est en accord avec la valeur attendue pour la lumière chaotique.

Une représentation simple est celle d'un nuage de particules où chacun des émetteurs diffuse la lumière avec une phase aléatoire. Dans ce cas, le mouvement n'est pas nécessaire pour expliquer les fluctuations dans le régime saturé car nous prenons déjà en compte l'émission spontanée. En effet, les atomes saturés ($s \rightarrow \infty$) atteignent un état stationnaire pour lequel la valeur des fluctuations vaut $g^{(2)}(0) = 2(1-1/N)$ et où le terme $1/N$ disparaît pour les ensembles contenant un très grand nombre de diffuseurs comme c'est le cas pour notre expérience. On peut donc interpréter les fluctuations et la perte de cohérence uniquement à l'aide des mécanismes d'émission spontanée pour un nuage d'atomes en régime saturé. Une autre signature de la nature quantique des émetteurs dans ce régime est la présence des oscillations de Rabi observées sur nos figures de $g^{(2)}(\tau)$.

²On considère ici un détecteur parfait.

4.4 Conclusion

Nous avons dans ce chapitre étudié la transition entre le régime de diffusion cohérente (classique) et de diffusion incohérente (quantique) à l'aide de la mesure de $g^{(2)}(\tau)$. Nous avons dans un premier temps démontré la validité de la relation de Siegert pour des régimes intermédiaires et incohérent. Nos résultats nous permettent de conclure sur les points suivant :

- Nos données expérimentales nous permettent d'affirmer dans la limite de la sensibilité de notre système expérimental que **la relation de Siegert est valide dans les domaines incohérent et intermédiaires entre cohérent et incohérent**. résultats présentés dans l'article [112]
- Les sources de déviations proviennent essentiellement des effets de poussage liés au temps d'impulsion.

La relation de Siegert suppose deux hypothèses : un grand nombre d'émetteurs et que ceux-ci soient indépendants; c'est à dire dont la phase de la lumière diffusée par chacun soit aléatoire et décorrélée de celle des autres. Il est facile de constater le grand nombre d'émetteurs dans notre nuage d'atomes froids. Il est plus délicat d'établir l'indépendance des diffuseurs. Le processus responsable du caractère aléatoire dépend du régime observé. En régime Doppler, ce phénomène est expliqué par le déplacement des atomes. Pour des émetteurs quantiques, il provient des fluctuations du point zéro lors de l'émission spontanée. En d'autres termes, il est dû au temps de vie fini de l'atome à deux niveaux dans son état excité.

La mise en évidence de ces deux régimes a également été étudiée via la perte de cohérence lumineuse dans la diffusion de la lumière dans un nuage d'atomes froids en utilisant les corrélations d'intensité du second d'ordre $g^{(2)}(\tau)$, résultats présentés dans l'article [113]. Cette transition est contrôlée via l'intensité de la lumière de la sonde illuminant les atomes. La validité de la relation de Siegert nous permet d'affirmer qu'il n'y a pas de mécanisme de déphasage supplémentaire dans le champ électrique comparé à l'intensité du champ. Un point important est que la transition entre les deux régimes nous permet d'observer clairement le passage d'un régime où la nature de la diffusion s'explique de manière classique à un régime où le phénomène est uniquement explicable avec le formalisme de la mécanique quantique. Le temps de cohérence évolue d'une valeur de ≈ 260 ns qui dépend des conditions macroscopiques du nuage à un temps de 16 ns qui correspond à la demi-largeur à mi-hauteur du pic central du spectre de la lumière diffusée lorsqu'elle est dominée par l'émission spontanée, le triplet de Mollow. Le régime saturé, ou régime incohérent comme nous l'avons identifié au chapitre 1, peut donc être considéré comme un **régime chaotique dont l'origine intrinsèque de la perte de cohérence est quantique**.

Conclusion et Perspectives

Bilan

J'ai présenté dans ce mémoire mes travaux sur l'étude des corrélations d'intensité temporelles dans la lumière diffusée par un gaz d'atomes froids. J'ai intégré l'équipe atome froids de l'institut de physique de Nice avec comme objectif de poursuivre les travaux d'étude des observations expérimentales du triplet de Mollow à résonance [63]. Le système expérimental sur lequel j'ai eu l'honneur de travailler est nommé "Rb1" pour Rubidium 1. Il s'agit du plus ancien dispositif expérimental en fonctionnement dans notre laboratoire, dont le piège magnéto-optique fonctionne depuis bientôt 25 ans [81] ! Ce dispositif aura vu aboutir de nombreux travaux de recherche [53, 58, 63, 81–90], subissant de concert des évolutions parfois disparates.

Durant ces années 2019 à 2022, le contexte pandémique exceptionnel a fortement impacté la vie scientifique au laboratoire ainsi que les activités de recherche et c'est dans un isolement relatif, suite à l'abandon de poste d'un post-doc dont l'expatriation doublée d'un confinement fut insurmontable et l'interdiction aux membres permanents du laboratoire de séjourner sur le site, que les travaux ont commencé par l'hypergenèse de mes capacités de rétro-ingénierie et l'exérèse de matériel désuet. Nous avons suite à cela pu apporter des améliorations à notre système expérimental et aboutir aux résultats présentés dans ce manuscrit.

Le cadre de nos études se porte sur la mesure des fonctions de corrélations que nous avons séparées en différents régimes :

- Faible saturation diffusion simple
- Faible saturation diffusion multiple
- Haute saturation diffusion simple
- Haute saturation diffusion multiple

Les travaux présentés dans cette thèse concernent essentiellement le régime de haute saturation en diffusion simple, des projets antérieurs à mon contrat ayant déjà traité les domaines de faible saturation [46, 58, 59, 62, 65–67]. Nous soulignerons en particulier les développements expérimentaux qui nous ont permis de réaliser la mesure de la fonction de corrélation d'ordre deux à l'aide d'un système de capture de la lumière diffusée permettant le comptage de photons uniques arrivant sur deux détecteurs différents, ainsi que la mesure simultanée des fonctions de corrélation d'ordre un et deux dans la lumière diffusée par le nuage, en ajoutant au montage un oscillateur local qui, à l'aide d'un battement, permet la mesure hétérodyne de $g^{(1)}(\tau)$.

L'installation d'une sonde à profil d'intensité plat provenant d'une source laser dédiée nous a permis d'améliorer grandement la qualité du signal et de réduire les variations

d'intensité. C'est aussi le premier pas vers l'étude des corrélations en régime de diffusion multiple car elle permet d'obtenir une illumination uniforme du nuage et cela peu importe le temps de vol.

Nous avons aussi pu mettre en évidence les différents paramètres physiques importants dans notre système nous permettant de contrôler avec précision l'interaction lumière-matière : les fluctuations d'intensité, effets d'ombre, de poussage et la température du milieu. Chacun de ces paramètres ayant un effet caractéristique sur les fonctions de corrélations que nous avons identifié et caractérisé. La distinction de ces paramètres et leurs effets a permis de réaliser un modèle permettant d'interpréter avec fidélité nos résultats.

L'étude des limitations du dispositif expérimental sur nos résultats nous a permis de mettre en avant l'impact des limitations de nos outils de mesure, en particulier celui des photodiodes à avalanche, et de déterminer les paramètres optimaux pour nos mesures. Les contraintes du banc de mesures peuvent être résumées en deux points :

- Une réponse non linéaire en fréquence du système d'acquisition.
- Des effets de saturation dans les compteurs de photons uniques.

Ce travail nous a permis d'obtenir les résultats expérimentaux présentés dans le dernier chapitre de cette thèse :

- Nos données expérimentales nous permettent d'affirmer dans la limite du rapport signal sur bruit du système expérimental que **la relation de Siegert est valide dans les domaines incohérent ($s \gg 1$) et intermédiaire entre cohérent et incohérent ($s=1$)**, résultats présentés dans l'article [112]. Les sources de déviations proviennent essentiellement des effets de poussage liés au temps d'impulsion.
- Nous avons étudié les mécanismes de décohérence temporelle dans la lumière diffusée par un nuage d'atomes froids en utilisant les corrélations d'intensité du second d'ordre $g^{(2)}(\tau)$. Cela nous a permis de mettre en évidence **la transition d'un régime thermique (classique) pour lequel la réduction de la cohérence apparaît via le déplacement des émetteurs vers un régime saturé (quantique)** où l'émission spontanée est le mécanisme dominant pour la perte de la cohérence de la lumière, présenté dans l'article [113].

Ouvertures

Pour poursuivre ces travaux, différents projets sont en cours ou prévus. Ces projets sont actuellement retardés par deux événements majeurs:

- Premièrement l'épuisement de notre source de Rubidium qui n'a jamais été remplacée depuis la création de l'expérience "Rb1". Sa recharge nous oblige à briser le vide dans notre cellule et nécessite un dispositif particulier.
- Deuxièmement le déménagement de notre laboratoire dans les nouveaux locaux de l'Inphyni qui va nous obliger à mettre en panne l'expérience et à démonter partiellement le système.

Je liste ci-dessous deux perspectives en cours d'étude sur l'expérience.

Régime de diffusion multiple L'un des prochains objectifs de notre projet est l'étude de la lumière émise en régime de diffusion multiple à saturation. Dans ce régime, des théories prévoient notamment l'asymétrie du triplet de Mollow pour une lumière incidente dont la fréquence est hors de résonance [34] ou encore la dépendance angulaire du spectre de la lumière diffusée [33]. On prévoit également l'existence d'harmoniques additionnelles dans le spectre [33, 64].

Afin de réaliser ce projet, des améliorations de notre dispositif de capture de la lumière ont été installées sur le dispositif expérimental (voir figure 4.18). Le système de capture de la lumière est dédoublé afin de pouvoir au même instant recevoir de la lumière diffusée selon deux axes de polarisation orthogonaux. Seule la lumière diffusée en régime multiple présente une polarisation différente de celle de la sonde incidente et de ce fait, le système nous permet d'étudier les rapports entre lumière diffusée de manière simple ou multiple. Chacun de ces collimateurs est relié à un système comprenant un séparateur de faisceau fibré et deux APDs comme présentés au chapitre 2. Nous pouvons à l'aide de ce système, calculer en temps réel les corrélations de la lumière émise dans deux bras, l'un contenant l'intégralité de la lumière diffusée en régime simple ainsi que la moitié de la lumière diffusée en régime multiple, l'autre contenant l'autre moitié de la lumière diffusée en régime multiple. Cela s'explique par le fait que la polarisation de la lumière en diffusion multiple est aléatoire.

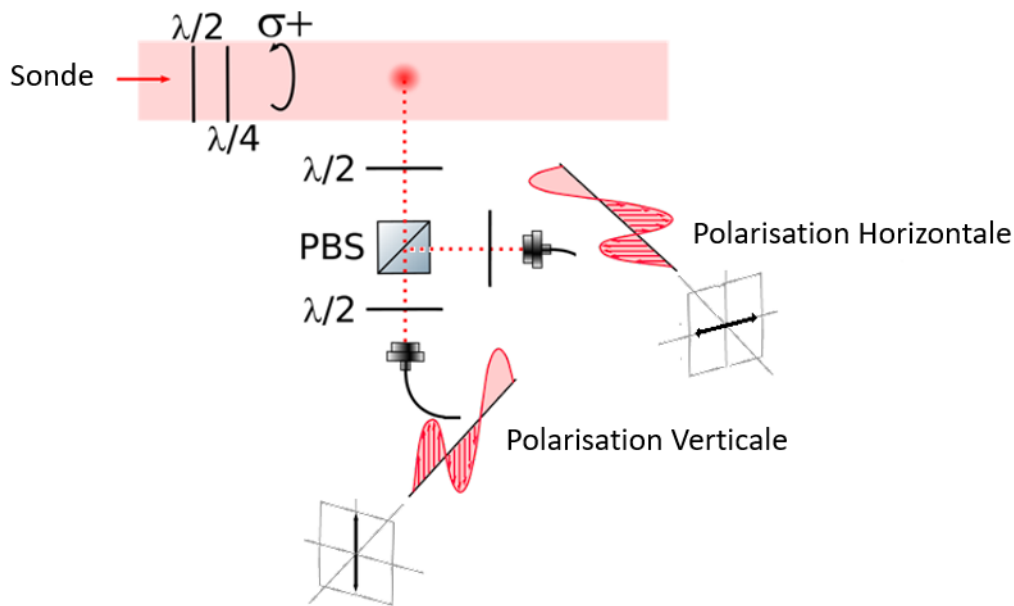


Figure 4.18: *Système expérimental de capture de la lumière diffusée par le nuage. La lumière diffusée selon les deux axes de polarisation est captée par les collimateurs.*

Diffusion de la lumière vers l'avant Comme vu au chapitre 3, l'effet Doppler a une dépendance angulaire $\Delta\omega(\theta) = k\sqrt{2(1 - \cos\theta)}k_B T/M$. Nous comprenons donc que les effets thermiques sont nuls dans la lumière diffusée dans la direction de propagation du laser de sonde en diffusion simple. Il est donc intéressant d'étudier la lumière diffusée dans cette direction et ce dans les régimes de diffusion élastique et saturée.

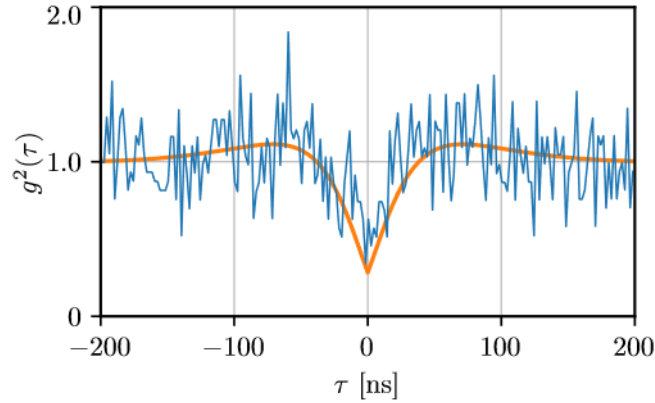


Figure 4.19: *Fonction de corrélation mesurée dans un piège 1D à l'aide d'un guide d'onde. En bleu, les données expérimentales, en orange, les prédictions théoriques pour les paramètres expérimentaux suivant $b_0 = 5.13, N = 158$. L'antibunching atteint son maximum pour ces paramètres (figure issue de [114]).*

- Dans le régime de diffusion saturée, ce dispositif nous permettrait d'étudier les effets d'un régime incohérent en absence totale d'effet thermique et de décorrélérer les effets de chacun dans la lumière diffusée afin d'étudier leur impact sur la cohérence. La difficulté majeure vient du fait que l'intensité de la lumière diffusée par le nuage est extrêmement faible comparée à celle de la lumière émise par la sonde, rendant difficile la collecte de photons diffusés par le nuage.
- Dans le régime de diffusion cohérente, des effets d'antibunching observés dans des système 1D [114] (voir figure 4.19) pourraient être reproduits dans un système 3D comme le notre, mettant en évidence des nonlinéarités dépendantes des effets collectifs pouvant amener à la création de sources de lumière non-classique.

Un exemple de dispositif permettant l'étude des corrélations de la lumière diffusée dans deux directions et selon deux axes de polarisation est représenté sur la figure 4.20. Ce dispositif nécessiterait la mise en place de huit APDs récoltant en simultanément la lumière émise par le nuage. Notre système expérimental est capable à l'heure actuelle de réaliser des corrélations croisées sur deux paires de détecteurs et le dispositif final présente une complexité technique et nécessite une ressource en matériel que nous sommes progressivement en train d'acquérir.

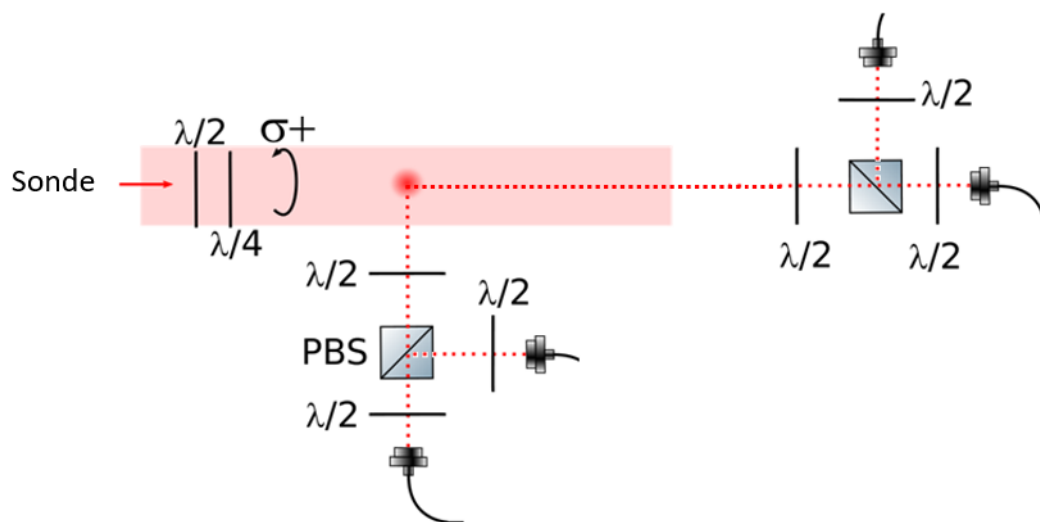


Figure 4.20: *Système expérimental de capture de la lumière diffusée par le nuage permettant l'observation dans les axes parallèles et perpendiculaires à la direction de propagation de la sonde.*

Annexe A

Caractérisation du bruit expérimental

A.1 Caractérisation du bruit

Afin d'optimiser la mesure de nos corrélations, nous allons étudier le rapport signal à bruit de notre expérience. Pour ce faire, nous nous intéressons aux rapports d'intensité optimaux entre oscillateur local et lumière diffusée. Un des objectifs de cette étude est d'établir une première hypothèse quant au temps d'intégration nécessaire à l'observation des harmoniques d'ordres supérieurs présentés au chapitre 1 (voir [33]).

Sur notre expérience, plusieurs phénomènes peuvent contribuer au bruit masquant notre signal. La détection de photons est réalisée par des photodiodes à avalanche pour lesquelles les sources de bruit proviennent du courant de fuite total qui est la somme des courants d'obscurité (courant électrique résiduel d'un photodétecteur en l'absence d'éclairement), photocourant (idem en présence d'éclairement), et bruits électriques interne à l'appareil. Il existe aussi un bruit thermique ou bruit de Johnson-Nyquist généré par l'agitation des électrons.

En plus des bruits provenant du matériel, il existe un bruit de grenaille (en anglais : shot noise) provenant directement de la nature corpusculaire d'une source de lumière, dû à la statistique des photons. On peut le qualifier de bruit quantique. Deux caractéristiques du bruit de grenaille sont que :

- La variance des fluctuations est directement proportionnelle à l'intensité du signal
- Le bruit est indépendant de la fréquence, on appelle cela un bruit blanc

Considérant les caractéristiques de notre matériel de mesure (voir [103]), on s'attend à une dominance du bruit venant de la source lumineuse par rapport aux bruits électroniques. L'écart type du bruit de grenaille est égal à la racine carrée du nombre moyen d'événements N , ici les corrélations. Le rapport signal à bruit dans ce cas est donné par :

$$SNR = \frac{N}{\sqrt{N}} = \sqrt{N} \quad (\text{A.1})$$

A.1.1 Rapport signal à bruit pour différentes configurations

En utilisant l'équation (2.21) on peut déterminer les signaux et bruits attendus. Voir figure (A.1)

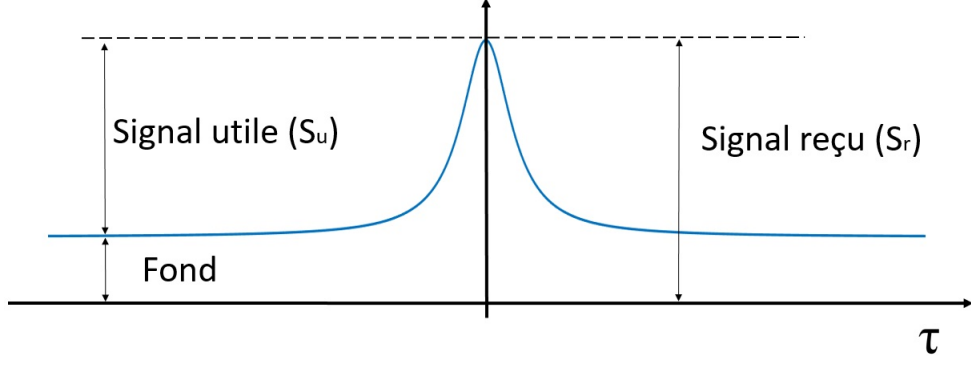


Figure A.1: *Fonction de corrélation dans le domaine temporel. Le signal reçu est une somme du signal contenant l'information et du fond.*

Afin d'identifier le signal utile (S_u), nous faisons la différence entre le point où le signal est maximal, en général à $\tau = 0$, et un point très éloigné.

$$S_u = |G_{\text{BN}}^{(2)}(\tau = 0) - G_{\text{BN}}^{(2)}(\tau \rightarrow \infty)| \quad (\text{A.2})$$

rapport de bruit Expérimentalement, il est difficile de calculer le bruit pour le signal en $\tau = 0$ car celui-ci est confondu avec le signal. On calcule généralement le bruit dans un échantillon à τ grand. On peut estimer le rapport entre le bruit de la zone de mesure, ou bruit de fond N_f et celui du signal utile N_0 comme le rapport

$$\frac{N_f}{N_0} = \sqrt{\frac{S_r(\tau \rightarrow \infty)}{S_r(0)}} = \sqrt{\frac{S_r(0) - S_u}{S_r(0)}} = \sqrt{1 - \alpha} \quad (\text{A.3})$$

avec α le rapport entre signal utile S_u et reçu S_r à $\tau = 0$.

$$\alpha = \frac{S_u}{S_r(0)} \quad (\text{A.4})$$

Nous pouvons ainsi déterminer l'évolution du rapport signal à bruit en fonction du rapport d'intensité entre la lumière diffusée par les atomes et l'oscillateur local (voir B). Les résultats sont récapitulés dans le tableau suivant :

		Cas $I_{\text{lo}} = 0$	$I_{\text{lo}} = I_0$	$I_{\text{lo}} \gg I_0$
$g^{(1)}$	$S_u N_f R$	0	I_0	$2I_0$
$g^{(2)}$	$S_u N_f R$	I_0	$I_0/2$	0

Nous observons sur la figure A.2 que le rapport signal à bruit est différent pour $g^{(1)}$ et $g^{(2)}$. Pour $g^{(1)}$ il évolue avec l'intensité de l'oscillateur local pour plafonner à $2I_{sc}$. Notre système de détection hétérodyne permet donc de doubler l'efficacité de nos mesures au maximum et nous choisirons un oscillateur local le plus grand possible lors de nos recherches d'harmoniques d'ordres supérieurs. Au contraire, pour des expériences de comparaisons entre $g^{(1)}$ et $g^{(2)}$. Il est plus avantageux de choisir un oscillateur local dont l'intensité est de moitié par rapport à la lumière diffusée par les atomes.

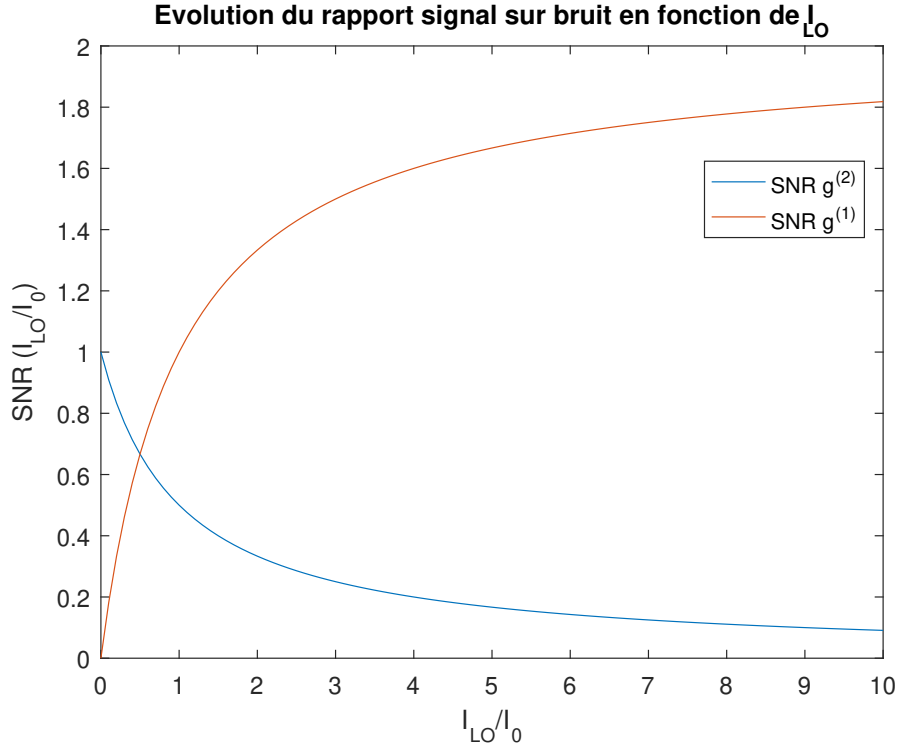


Figure A.2: Evolution du rapport signal à bruit en fonction du rapport d'intensité de lumière provenant de l'oscillateur local et de la lumière diffusée par les atomes. Le SNR de $g^{(2)}$ évolue en $\frac{1}{I_{lo}+1}$ et SNR $g^{(1)}$ évolue en $\frac{2I_{lo}}{I_{lo}+1}$

A.1.2 Étude du signal avec détecteur de photons uniques

Afin de comparer nos rapports signal à bruit théoriques aux données expérimentales, il nous faut établir un lien entre $G^{(2)}$ (eq 2.21) et ce que l'on observe. Le signal que nous étudions dans notre expérience est l'intégration sur une longue durée de la fonction de corrélation des signaux relevés par les deux photodétecteurs à avalanche (APD). Ce signal est discrétisé et dépend de plusieurs paramètres. Les photons sont émis lors d'une impulsion de $20\mu s$ répétée de manière cyclique toutes les 70ms. Le signal est découpé en segments (en anglais bin) dont la limite inférieure est le pas de temps de 10ps.

Un point sur la courbe de la fonction de corrélation traduit donc le nombre de photons détectés simultanément par les APD (à un intervalle de temps τ entre la détection par chacun des APD) pendant une durée correspondant à la somme des impulsions depuis le début de l'expérience.

On peut exprimer le signal reçu par :

$$S_r = n_1 n_2 t_{bin} t \quad (A.5)$$

avec t_{bin} la résolution temporelle de notre TDC, n_i le taux de photons reçus par chacun des APD par seconde. Cette opération revient à observer les corrélations entre tous les photons arrivés sur l'un des APD pendant un temps t et ceux arrivés sur l'autre APD pour un temps t_{bin} . Notre expérience se faisant via des séquences d'impulsions, il faut en tenir compte lors de la détermination de t :

$$t = t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} \quad (A.6)$$

avec t_p la durée de l'impulsion, t_{int} le temps d'intégration (temps total pendant lequel nous faisons fonctionner l'expérience) et t_{cy} la durée d'un cycle expérimental pour produire l'impulsion.

Le taux d'arrivée de photons peut s'écrire comme la somme des photons de chaque source $n_i = n_{sc,i} + n_{lo,i}$ et de la même manière que précédemment, nous pouvons établir le rapport signal à bruit pour chacune des fonction de corrélation

$$\text{pour } g^{(2)} \text{ } SNR = \frac{n_{sc,1} n_{sc,2}}{\sqrt{n_1 n_2}} \sqrt{t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} t_{bin}} \quad (\text{A.7})$$

$$\text{pour } g^{(1)} \text{ } SNR = \frac{2\sqrt{n_{lo,1}n_{lo,2}n_{sc,1}n_{sc,2}}}{\sqrt{n_1 n_2}} \sqrt{t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} t_{bin}} \quad (\text{A.8})$$

Nous pouvons d'après ces formules estimer un temps d'intégration nous permettant d'atteindre un rapport signal à bruit de 1000. Nous voyons sur la figure A.3 que cette valeur est atteinte sur $g^{(1)}$ pour des conditions optimales après plus d'un mois d'intégration ($t_{int} = 3574000s$). Ces conditions sont, comme nous le détaillerons au chapitre 3, les conditions limites de bon fonctionnement de l'expérience, permettant de ne pas saturer les photodétecteurs. Elles ne prennent pas en compte les effets de fluctuations d'intensité, de température et de poussage du nuage sur la qualité des figures. Il est vraisemblable d'estimer que le temps d'intégration requis soit bien plus long en réalité.

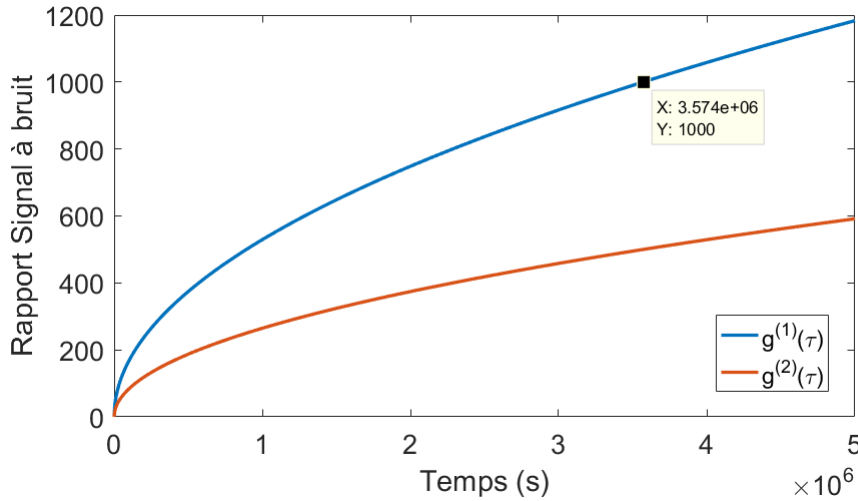


Figure A.3: évolution du rapport signal à bruit sur les fonctions de corrélation temporelles d'ordre un et deux pour nos expériences de mesures incluant un battement entre la lumière diffusée et l'oscillateur local. Figure réalisée avec les paramètres suivant : $t_p = 40\mu s$, $t_{bin} = 1ns$, $t_{cy} = 70ms$, $n_{lo} = n_{sc} = 700kcps$

A.1.3 Évolution du bruit expérimental

Comme vu précédemment, le bruit supposé sur notre expérience est un bruit de grenaille dû à la nature discrète de la lumière. Plusieurs séquences ont été lancées sur l'expérience pour caractériser ce bruit.

Tout d'abord, nous avons voulu étudier l'évolution temporelle du bruit dans une configuration comprenant l'oscillateur local ainsi que la lumière diffusée par notre gaz d'atomes. Ce bruit a été calculé sur la fonction de corrélation de l'intensité non normalisée $G^{(2)}(\tau)$ en mesurant la déviation standard pour τ très grand.

On peut voir sur la figure A.4 (a) que la valeur du bruit chute brusquement après un temps donné pour plusieurs expériences. Ce comportement nous a permis de mettre en évidence un phénomène de saturation de notre convertisseur temps-numérique (TDC) dont l'horloge bloquait pour des temps d'intégration longs, supérieurs à deux jours.

Une fois ce problème résolu, nous avons pu mesurer l'évolution du bruit dans différentes configurations pour notre expérience : lumière diffusée seule, oscillateur local seul et avec les deux sources. Comme on peut l'observer sur la figure A.4 (b), le bruit évolue bien comme la racine carrée de l'intensité moyenne. Le bruit de notre expérience est donc bien un bruit de grenaille provenant de notre source laser, l'impact des composants électroniques ou informatiques est négligeable pour cette observable.

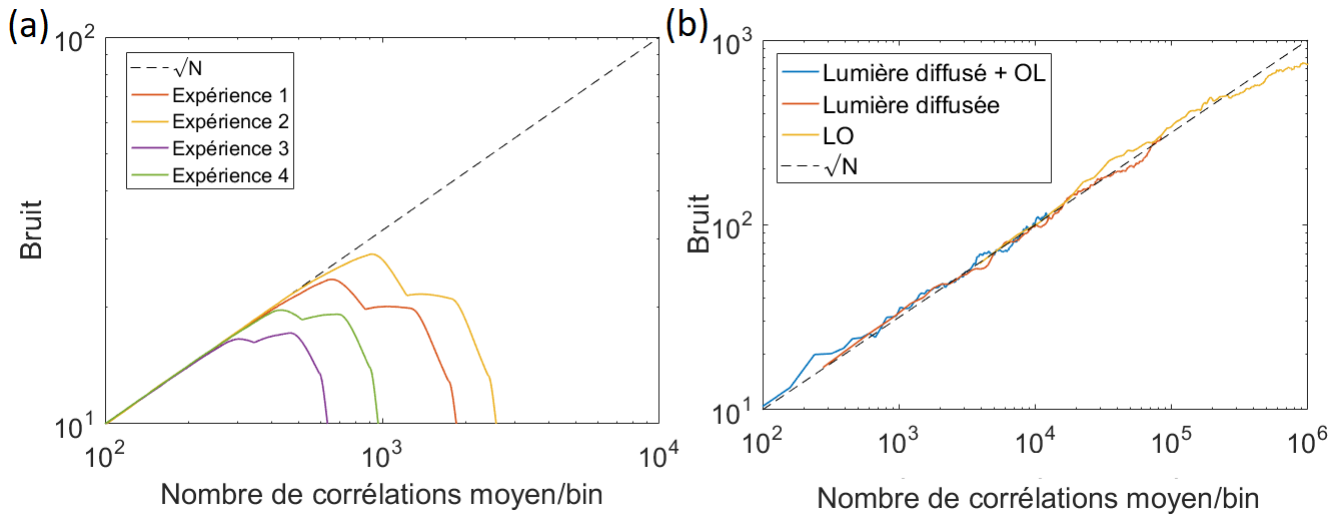


Figure A.4: *Évolution du bruit sur la fonction de corrélation d'ordre deux $g^{(2)}$ en fonction du nombre de corrélations moyen par bin. (a) Mise en évidence d'un blocage électronique de notre TDC réduisant les corrélations perçues. (b) Mise en évidence du bruit de grenaille de notre expérience pour différentes configurations expérimentales.*

Annexe B

Détails des calculs

Ici sont détaillés les calculs permettant d'obtenir les rapports SNR théoriques de notre fonction de corrélation non normalisée $G^{(2)}$ décrits au [A.1.1](#).

B.0.1 Cas $I_{10} = 0$

Le signal reçu est la partie de l'équation (2.21) contenant uniquement les termes en I_0

$$S_r \propto I_{0,1} I_{0,2} (g^{(2)}(\tau) - 1) \quad (\text{B.1})$$

ici le signal utile vaut donc

$$S_u \propto I_{0,1} I_{0,2} g^{(2)}(0) - I_{0,1} I_{0,2} g^{(2)}(\tau \rightarrow \infty) = I_{0,1} I_{0,2} \quad (\text{B.2})$$

car $g^{(2)}(0) = 2$ et $g^{(2)}(\tau \rightarrow \infty) = 1$. α vaut $1/2$. On peut calculer le rapport signal sur bruit comme

$$\frac{S_u}{N_f} \propto \frac{S_u}{\sqrt{S_r(\tau \rightarrow \infty)}} = \frac{I_{0,1} I_{0,2}}{\sqrt{I_{0,1} I_{0,2}}} = \sqrt{I_{0,1} I_{0,2}}$$

Si on considère $I_1 \approx I_2$ on a

$$\boxed{S_u N_f R \propto I_0} \quad (\text{B.3})$$

Nous avons $N_0 \propto \sqrt{2} N_f$. soit

$$\frac{S_u}{N_0} \propto \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{I_{0,1} I_{0,2}}$$

donc dans ce cas le rapport signal utile sur bruit en $\tau = 0$ vaut

$$\boxed{S_u N_0 R \propto \frac{1}{\sqrt{2}} I_0} \quad (\text{B.4})$$

Nous avons donc un rapport signal sur bruit de la forme

$$SN_f R = \alpha^2 \frac{\sqrt{n_{r1} n_{r2}}}{t_p} \sqrt{t_{bin}} \sqrt{t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}}} = \frac{1}{4} \frac{\sqrt{n_{r1} n_{r2}}}{t_p} \sqrt{t_{bin}} \sqrt{t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}}} \quad (\text{B.5})$$

B.0.2 Cas $I_{10} \gg I_0$

Cette fois le signal reçu est la partie de l'équation (2.21) ignorant les termes contenant uniquement les termes en I_0

$$S_r \propto I_{10,1}I_{10,2} + I_{10,1}I_{0,2} + I_{10,2}I_{0,1} + \sqrt{I_{10,1}I_{10,2}I_{0,1}I_{0,2}} 2 g^{(1)}(\tau) \cos(\Delta\omega\tau + \pi) \quad (\text{B.6})$$

Le signal utile vaut ici

$$S_u \propto \sqrt{I_{10,1}I_{10,2}I_{0,1}I_{0,2}} 2 g^{(1)}(\tau = 0) \cos(\pi) - \sqrt{I_{10,1}I_{10,2}I_{0,1}I_{0,2}} 2 g^{(1)}(\tau \rightarrow \infty) \cos(\Delta\omega(\tau \rightarrow \infty) + \pi)$$

en considérant $g^{(1)}(0) = 1$ et $g^{(1)}(\tau \rightarrow \infty) = 0$ on a

$$S_u \propto -2\sqrt{I_{10,1}I_{10,2}I_{0,1}I_{0,2}} \quad (\text{B.7})$$

Le rapport signal sur bruit s'écrit

$$\frac{S_u}{\sqrt{S_r(\tau \rightarrow \infty)}} \propto \frac{-2\sqrt{I_{10,1}I_{10,2}I_{0,1}I_{0,2}}}{\sqrt{I_{10,1}I_{10,2} + I_{10,1}I_{0,2} + I_{10,2}I_{0,1}}}$$

En considérant les sorties 1 et 2 équivalentes, nous avons une équation de la forme

$$\frac{-2I_{10}I_0}{\sqrt{I_{10}^2 + 2I_{10}I_0}} = \frac{-2I_{10}I_0}{\sqrt{I_{10}(I_{10} + 2I_0)}}$$

On a $I_{10} \gg I_0$ l'équation devient

$$\frac{-2I_{10}I_0}{\sqrt{I_{10}^2}} = -2I_0$$

Le rapport signal sur bruit vaut

$$\boxed{S_u N_f R \propto -2I_0} \quad (\text{B.8})$$

facteur α

Le facteur α s'écrit ici

$$\frac{S_u}{S_r(\tau = 0)} \propto \frac{-2\sqrt{I_{10,1}I_{10,2}I_{0,1}I_{0,2}}}{I_{10,1}I_{10,2} + I_{10,1}I_{0,2} + I_{10,2}I_{0,1} - 2\sqrt{I_{10,1}I_{10,2}I_{0,1}I_{0,2}}}$$

En considérant les sorties équivalentes on a

$$\alpha \propto \frac{-2I_{10}I_0}{I_{10}^2} = \frac{-2I_0}{I_{10}} \quad (\text{B.9})$$

Considérant toujours $I_{10} \gg I_0$ on a $\alpha \rightarrow 0$ donc ici $N_0 \approx N_f$.

B.0.3 Cas général

Dans ce cas on reprend l'équation (2.21) au complet. Le signal devient donc

$$S_u \propto I_{0,1}I_{0,2} - 2\sqrt{I_{0,1}I_{0,2}I_{0,1}I_{0,2}} \quad (\text{B.10})$$

nous avons $g^{(1)}(0) = 1$ et $g^{(1)}(\tau \rightarrow \infty) = 0$ et comme pour l'équation (B.2) nous avons $g^{(2)}(0) = 2$ et $g^{(2)}(\tau \rightarrow \infty) = 1$

Le rapport signal sur bruit s'écrit

$$\frac{S_u}{\sqrt{S_r(\tau \rightarrow \infty)}} \propto \frac{I_{0,1}I_{0,2} - 2\sqrt{I_{0,1}I_{0,2}I_{0,1}I_{0,2}}}{\sqrt{I_{0,1}I_{0,2} + I_{0,1}I_{0,2} + I_{0,1}I_{0,2} + I_{0,1}I_{0,2}}}$$

En considérant les sorties 1 et 2 équivalentes, nous avons une équation de la forme

$$\frac{I_0^2 - 2I_{0,1}I_0}{\sqrt{I_{0,1}^2 + 2I_{0,1}I_0 + I_0^2}} = \frac{I_0^2 - 2I_{0,1}I_0}{I_{0,1} + I_0}$$

I_0 est une valeur fixe que l'on tente de maximiser expérimentalement mais l'on peut augmenter la valeur de $I_{0,1}$ facilement jusqu'à saturation des appareils. Nous allons étudier l'évolution du rapport signal à bruit en fonction de $I_{0,1}$.

Si l'on sépare les deux parties du signal pour étudier l'évolution de $g^{(1)}$ et $g^{(2)}$ séparément on observe que pour $g^{(2)}$ le rapport signal sur bruit est identique au cas 1 quand l'oscillateur $I_{0,1} = I_0$

$$\frac{I_0^2}{I_{0,1} + I_0} = \frac{I_0^2}{2I_0} = \frac{I_0}{2} \text{ pour } I_{0,1} = I_0 \quad (\text{B.11})$$

et diminue en $\frac{1}{x}$. Soit $SNR \rightarrow 0$ pour $I_{0,1}$ grand.

Pour $g^{(1)}$ l'équation s'écrit

$$\frac{-2I_{0,1}I_0}{I_{0,1} + I_0} = \frac{-2I_0^2}{2I_0} = -I_0 \text{ pour } I_{0,1} = I_0 \quad (\text{B.12})$$

Puis évolue jusqu'à $SNR \propto -2I_0$ pour $I_{0,1}$ grand.

tableau récapitulatif

		Cas $I_{0,1} = 0$	Cas $I_{0,1} \gg I_0$	Cas général $I_{0,1} = I_0$	Cas général $I_{0,1} \gg I_0$
$g^{(1)}$	$SN_f R$	0	$2I_0$	I_0	$2I_0$
	$SN_0 R$	0	$2I_0$	I_0	$2I_0$
$g^{(2)}$	$SN_f R$	I_0	0	$I_0/2$	0
	$SN_0 R$	$\frac{1}{\sqrt{2}}I_0$	0	$I_0/2$	0

facteur α

Le facteur α s'écrit

$$\frac{S_u}{S_r(\tau = 0)} \propto \frac{I_{0,1}I_{0,2} - 2\sqrt{I_{0,1}I_{0,2}I_{0,1}I_{0,2}}}{I_{0,1}I_{0,2} + I_{0,1}I_{0,2} + I_{0,1}I_{0,2} + I_{0,1}I_{0,2} - 2\sqrt{I_{0,1}I_{0,2}I_{0,1}I_{0,2}}}$$

En considérant les sorties 1 et 2 équivalentes, nous avons une équation de la forme

$$\alpha \propto \frac{I_0^2 - 2I_{0,1}I_0}{I_{0,1}^2 + I_0^2} \quad (\text{B.13})$$

Si l'on considère les signaux séparément nous allons trouver des facteurs α_1 et α_2 différents

$$\alpha_1 \propto \frac{I_0^2}{I_{l_0}^2 + I_0^2}$$

$$\alpha_2 \propto \frac{2I_{l_0}I_0}{I_{l_0}^2 + I_0^2}$$

De même manière si l'on considère l'évolution de α en fonction de I_{l_0} , en exprimant $I_{l_0} = a * I_0$ on a

$$\alpha_1 \propto \frac{I_0^2}{a^2 I_0^2 + I_0^2} = \frac{1}{a^2 + 1} \quad (\text{B.14})$$

$$\alpha_2 \propto \frac{2aI_0^2}{a^2 I_0^2 + I_0^2} = \frac{a}{a^2 + 1} \quad (\text{B.15})$$

On voit donc que α_1 et α_2 tendent tous les deux vers zéro quand I_{l_0} augmente. Cela implique dans les deux cas que $N_0 \approx N_f$ et qu'il est donc pertinent de faire nos mesures de bruit pour des échantillons loin de $\tau = 0$.

B.0.4 Étude du signal analogique

Détail des calculs de la partie [A.1.2](#)

Cas I_0 seul

D'après l'équation (B.2) le signal utile s'écrit $S_u \propto I_{0,1}I_{0,2}$ et se traduit donc dans le signal analogique par

$$S_u = \frac{n_{p0,1}}{t_p} \frac{n_{p0,2}}{t_p} t_{bin}^2 t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} \frac{1}{t_{bin}}$$

Et le bruit comme

$$N_f = \sqrt{S_r} = t_{bin} \sqrt{\frac{n_{p0,1}}{t_p} \frac{n_{p0,2}}{t_p} t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} \frac{1}{t_{bin}}}$$

avec t_{bin} la résolution temporelle de notre TDC, n_p le nombre de photons reçus par un APD lors d'une impulsion, t_p la durée de cette impulsion, t_{int} le temps d'intégration et t_{cy} la durée d'un cycle expérimental pour produire l'impulsion. On peut écrire $n = \frac{n_p}{t_p}$ le nombre de photons reçus par seconde

$$\boxed{SNR = \sqrt{n_{0,1} n_{0,2} t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} t_{bin}}} \quad (\text{B.16})$$

Cas I_{l_0} grand

D'après l'équation (B.7) le signal utile s'écrit $S_u \propto -2\sqrt{I_{l_0,1}I_{l_0,2}I_{0,1}I_{0,2}}$ et se traduit donc dans le signal analogique par

$$S_u = -2\sqrt{n_{l_0,1}n_{l_0,2}n_{0,1}n_{0,2}} t_{bin}^2 t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} \frac{1}{t_{bin}}$$

Et le bruit comme

$$N_f = \sqrt{S_r} = t_{bin} \sqrt{(n_{lo,1}n_{lo,2} + n_{lo,1}n_{0,2} + n_{lo,2}n_{0,1}) t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} \frac{1}{t_{bin}}}$$

on a donc

$$SNR = \frac{-2\sqrt{n_{lo,1}n_{lo,2}n_{0,1}n_{0,2}}}{(n_{lo,1}n_{lo,2} + n_{lo,1}n_{0,2} + n_{lo,2}n_{0,1})^{1/2}} \sqrt{t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} t_{bin}} \quad (\text{B.17})$$

Cas général

$$S_u = (n_{0,1} n_{0,2} - 2\sqrt{n_{lo,1}n_{lo,2}n_{0,1}n_{0,2}}) t_{bin}^2 t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} \frac{1}{t_{bin}}$$

Et le bruit comme

$$N_f = \sqrt{S_r} = t_{bin} \sqrt{(n_{lo,1}n_{lo,2} + n_{lo,1}n_{0,2} + n_{lo,2}n_{0,1} + n_{0,1}n_{0,2}) t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} \frac{1}{t_{bin}}}$$

on a donc

$$\text{pour } g^{(2)} \quad SNR = \frac{n_{0,1} n_{0,2}}{(n_{lo,1}n_{lo,2} + n_{lo,1}n_{0,2} + n_{lo,2}n_{0,1} + n_{0,1}n_{0,2})^{1/2}} \sqrt{t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} t_{bin}} \quad (\text{B.18})$$

et

$$\text{pour } g^{(1)} \quad SNR = \frac{-2\sqrt{n_{lo,1}n_{lo,2}n_{0,1}n_{0,2}}}{(n_{lo,1}n_{lo,2} + n_{lo,1}n_{0,2} + n_{lo,2}n_{0,1} + n_{0,1}n_{0,2})^{1/2}} \sqrt{t_{int} \frac{t_p}{t_{cy}} t_{bin}} \quad (\text{B.19})$$

Annexe C

Time Tagger Ultra 8 Test Report

Time Tagger Ultra 8 Test Report

Your Time Tagger Ultra is a high performance data acquisition device. Swabian Instruments is determined to deliver to you a product that meets highest quality standards. We have carefully tested the timing resolution and trigger capabilities of your device and performed a number of system tests. The test results are summarized below. Please contact us if you have any questions.

Device

Serial: 1947000S80 Software: 2.6.0 Hardware: 1.4b Test: 2.2.5 Time: 2020-02-05 14:28

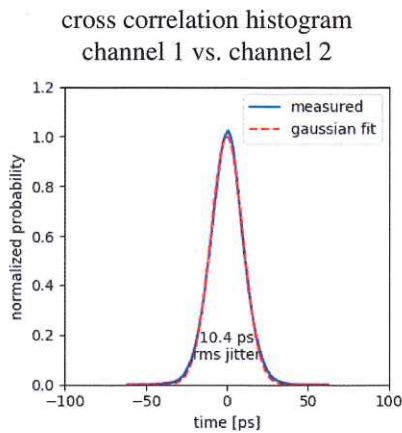
Timing Characteristics

Test conditions: 1 MHz square wave, rise time 2 ns, amplitude 3.3 V, trigger level 1.5 V.

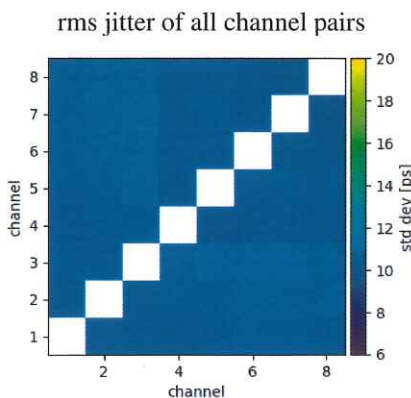
Measurement: Cross correlation between all pairs of channels, binwidth 1 ps, normalization enabled.

Data processing: The specified rms channel-channel jitter is the standard deviation of the histogram.

Note that the histogram is nearly Gaussian in which case the FWHM is approximately 2.35 times the standard deviation. The jitter of single channel is approximately the square root of the channel - channel jitter. The plots below show the channel - channel jitter. The table to the right specifies both the channel - channel jitter and the single channel jitter.



channel	delay line resolution [ps]	chan-chan rms jitter [ps]	single chan rms jitter [ps]	trigger sweep
1	4.8	10.5	7.5	✓
2	4.7	10.6	7.5	✓
3	4.8	10.7	7.6	✓
4	4.6	10.4	7.4	✓
5	4.8	10.6	7.5	✓
6	4.6	10.6	7.5	✓
7	4.6	10.5	7.5	✓
8	4.5	10.5	7.4	✓



System Tests

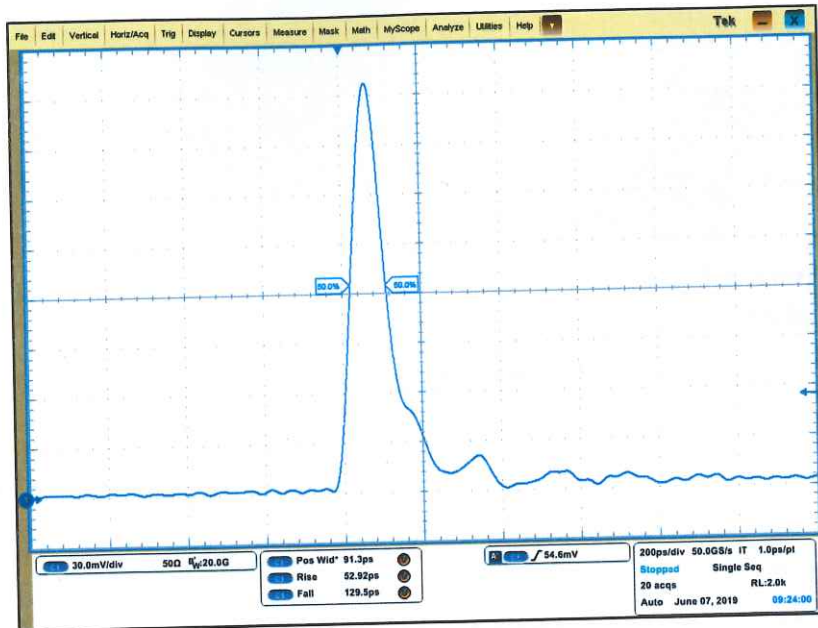
power consumption: 18.5 W ✓
 transfer rate: 64.4 M tags / s ✓
 LED indicators: ✓

Quality Control

Tested by: Daniel Schlagmüller

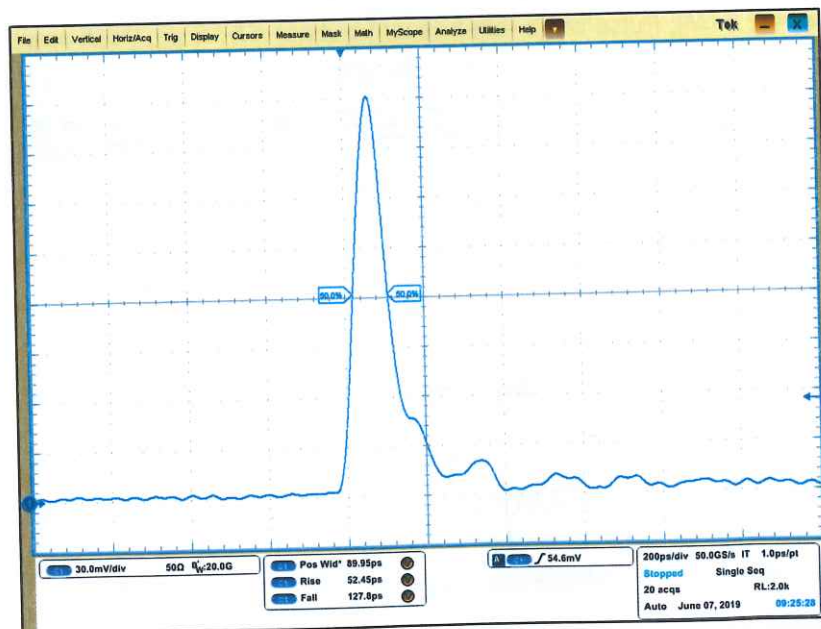
Signature:





Pulse output P_{MAX} (@1MHz)

Average power = 22.0 μ W; Pulse width (after deconvolution) = 54.8 ps; Peak power = 401 mW



Pulse output P_{MAX} (@20MHz)

Average power = 412 μ W; Pulse width (after deconvolution) = 52.5 ps; Peak power = 392 mW

Annexe D

SPCM linearity Test Report

Part Number SPCM-AQRH-14-FC
Module Serial Number: 43045

Performance Data				
Parameters	Minimum	Measured	Maximum	Units
Dark Count	---	37	100	Hz
Maximum Light Count	10	38.8	---	MHz
Dead Time (@ < 1 Mc/s)	---	23.0	30	ns
Pulse Width	---	9.7	---	ns
Output Pulse Height	---	2.2	---	V
PDE* @ 650nm (non-FC version)	---	---	---	%
PDE* at other wavelengths:	Pd @ λ 1	---	---	%
	Pd @ λ 2	---	---	%
Wavelengths for additional PDE measurements:	λ 1	---	---	nm
	λ 2	---	---	nm
FC Connectorized PDE	45	52	---	%
Wavelength for Connectorized PDE	---	550	---	nm
Correction factor: (See attached curve)	- @ 5 Mc/s	---	1.17	---
	- @ 10 Mc/s	---	1.41	---
Total After-pulse: 100ns to 500ns	---	0.1	1	%
Peak After-pulse: @ 100ns (50ns wide)	---	---	---	%
Timing resolution (FWHM)	---	---	---	ps

* PDE - Photon Detection Efficiency

Tested by:

Date:

Inspected by:

Date:



Part Number SPCM-AQRH-14-FC
Module Serial Number: 35781-1

Performance Data				
Parameters	Minimum	Measured	Maximum	Units
Dark Count	---	57	100	Hz
Maximum Light Count	10	33.0	---	MHz
Dead Time (@ < 1 Mc/s)	---	23.3	40	ns
Pulse Width	---	10	---	ns
Output Pulse Height	---	2.3	---	V
PDE* @ 650nm (non-FC version)	---	---	---	%
PDE* at other wavelengths:	Pd @ λ 1	---	---	%
	Pd @ λ 2	---	---	%
Wavelengths for additional PDE measurements:	λ 1	---	---	nm
	λ 2	---	---	nm
FC Connectorized PDE	45	56	---	%
Wavelength for Connectorized PDE	---	550	---	nm
Correction factor: (See attached curve)	- @ 5 Mc/s	---	1.15	---
	- @ 10 Mc/s	---	1.35	---
Total After-pulse: 100ns to 500ns	---	0.2	1	%
Peak After-pulse: @ 100ns (50ns wide)	---	---	---	%
Timing resolution (FWHM)	---	---	---	ps

* PDE - Photon Detection Efficiency

Tested by:

Date:

Inspected by:

Date:

Bibliographie

1. Young, T. II. The Bakerian Lecture. On the theory of light and colours. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **92**, 12–48. <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rstl.1802.0004> (1802).
2. Michelson, A. A. & Morley, E. W. On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether. *American Journal of Science* **34**. <https://history.aip.org/exhibits/gap/PDF/michelson.pdf> (Nov. 1887).
3. BROWN, R. H. & TWISS, R. Q. Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. *Nature* **177**, 27–29. ISSN: 1476-4687. <https://doi.org/10.1038/177027a0> (Jan. 1956).
4. Glauber, R. J. Photon Correlations. *Phys. Rev. Lett.* **10**. Publisher: American Physical Society, 84–86. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.10.84> (Feb. 1963).
5. Schrödinger, E. An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules. *Phys. Rev.* **28**. Publisher: American Physical Society, 1049–1070. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.28.1049> (Dec. 1926).
6. Siegert, A. & Laboratory, M. I. o. T. R. On the Fluctuations in Signals Returned by Many Independently Moving Scatterers. *Report (Massachusetts Institute of Technology. Radiation Laboratory)* <https://books.google.fr/books?id=5PzqGwAACAJ> (1943).
7. Teich, M. C. & Saleh, B. E. A. in (ed Wolf, E.) ISSN: 0079-6638, 1–104 (Elsevier, 1988). <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079663808701744>.
8. Akkermans, E. & Montambaux, G. *Mesoscopic Physics of Electrons and Photons* (Cambridge University Press, 2007).
9. Brown, R. H. & Twiss, R. Q. LXXIV. A new type of interferometer for use in radio astronomy. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **45**. Publisher: Taylor & Francis, 663–682. <https://doi.org/10.1080/14786440708520475> (1954).
10. Dirac, P. *The Principles of Quantum Mechanics* Third edition (Oxford press, University of Cambridge).
11. HANBURY BROWN, R. & TWISS, R. Q. A Test of a New Type of Stellar Interferometer on Sirius. *Nature* **178**, 1046–1048. ISSN: 1476-4687. <https://doi.org/10.1038/1781046a0> (Nov. 1, 1956).
12. BRANNEN, E. & FERGUSON, H. I. S. The Question of Correlation between Photons in Coherent Light Rays. *Nature* **178**, 481–482. ISSN: 1476-4687. <https://doi.org/10.1038/178481a0> (Sept. 1, 1956).

13. HANBURY BROWN, R. & TWISS, R. Q. The Question of Correlation between Photons in Coherent Light Rays. *Nature* **178**, 1447–1448. ISSN: 1476-4687. <https://doi.org/10.1038/1781447a0> (Dec. 1, 1956).
14. PURCELL, E. M. The Question of Correlation between Photons in Coherent Light Rays. *Nature* **178**, 1449–1450. ISSN: 1476-4687. <https://doi.org/10.1038/1781449a0> (Dec. 1, 1956).
15. Brown, R. H. & Twiss, R. Q. Interferometry of the Intensity Fluctuations in Light. I. Basic Theory: The Correlation between Photons in Coherent Beams of Radiation. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **242**. Publisher: The Royal Society, 300–324. ISSN: 00804630. <http://www.jstor.org/stable/100432> (2022) (1957).
16. Kahn, F. D. On Photon Coincidences and Hanbury Brown’s Interferometer. *Optica Acta: International Journal of Optics* **5**. Publisher: Taylor & Francis _eprint: <https://doi.org/10.1080/713826258>, 93–100. <https://doi.org/10.1080/713826258> (1958).
17. TWISS, R. Q., LITTLE, A. G. & HANBURY BROWN, R. Correlation Between Photons, in Coherent Beams of Light, Detected by a Coincidence Counting Technique. *Nature* **180**, 324–326. ISSN: 1476-4687. <https://doi.org/10.1038/180324a0> (Aug. 1, 1957).
18. Fano, U. Quantum Theory of Interference Effects in the Mixing of Light from Phase-Independent Sources. *American Journal of Physics* **29**, 539–545. <https://doi.org/10.1119/1.1937827> (1961).
19. Glauber, R. J. Nobel Lecture: One hundred years of light quanta. *Rev. Mod. Phys.* **78**. Publisher: American Physical Society, 1267–1278. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.78.1267> (Nov. 2006).
20. Glauber, R. J. The Quantum Theory of Optical Coherence. *Phys. Rev.* **130**, 2529–2539. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.130.2529> (June 1963).
21. Glauber, R. J. Coherent and Incoherent States of the Radiation Field. *Phys. Rev.* **131**. Publisher: American Physical Society, 2766–2788. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.131.2766> (Sept. 1963).
22. Arecchi, F. T., Gatti, E. & Sona, A. Time distribution of photons from coherent and Gaussian sources. *Physics Letters* **20**, 27–29. ISSN: 0031-9163. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916366910341> (1966).
23. Aspect, A., Grangier, P. & Roger, G. Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell’s Theorem. *Phys. Rev. Lett.* **47**. Publisher: American Physical Society, 460–463. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.47.460> (Aug. 1981).
24. Aspect, A., Dalibard, J. & Roger, G. Experimental Test of Bell’s Inequalities Using Time-Varying Analyzers. *Phys. Rev. Lett.* **49**. Publisher: American Physical Society, 1804–1807. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.1804> (Dec. 1982).
25. Aspect, A., Grangier, P. & Roger, G. Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell’s Inequalities. *Phys. Rev. Lett.* **49**. Publisher: American Physical Society, 91–94. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.91> (July 1982).

26. Grangier, P., Aspect, A. & Vigue, J. Quantum Interference Effect for Two Atoms Radiating a Single Photon. *Phys. Rev. Lett.* **54**. Publisher: American Physical Society, 418–421. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.418> (Feb. 1985).
27. Hänsch, T. W. & Schawlow, A. L. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications* **13**, 68–69. ISSN: 0030-4018. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401875901595> (1975).
28. Wineland, D. J. & Itano, W. M. Laser cooling of atoms. *Phys. Rev. A* **20**. Publisher: American Physical Society, 1521–1540. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.20.1521> (Oct. 1979).
29. Raab, E. L., Prentiss, M., Cable, A., Chu, S. & Pritchard, D. E. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**. Publisher: American Physical Society, 2631–2634. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2631> (Dec. 1987).
30. Świerad, D. *et al.* Ultra-stable clock laser system development towards space applications. *Scientific Reports* **6**, 33973. ISSN: 2045-2322. <https://doi.org/10.1038/srep33973> (Sept. 26, 2016).
31. Bloch, I., Dalibard, J. & Zwirger, W. Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* **80**. Publisher: American Physical Society, 885–964. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.80.885> (July 2008).
32. Morel, L., Yao, Z., Cladé, P. & Guellati-Khélifa, S. Determination of the fine-structure constant with an accuracy of 81 parts per trillion. *Nature* **588**, 61–65. ISSN: 1476-4687. <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2964-7> (Dec. 1, 2020).
33. Pucci, L. *et al.* Quantum effects in the cooperative scattering of light by atomic clouds. *Phys. Rev. A* **95**, 053625. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.95.053625> (May 2017).
34. Ott, J. R., Wubs, M., Lodahl, P., Mortensen, N. A. & Kaiser, R. Cooperative fluorescence from a strongly driven dilute cloud of atoms. *Phys. Rev. A* **87**, 061801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.87.061801> (June 2013).
35. Glauber, R. J. *Quantum Theory of Optical Coherence* WILEY -VCH (2007).
36. Steck, D. A. *Quantum and Atom Optics* <http://steck.us/alkalidata> (Sept. 2010).
37. Loudon, R. *The Quantum Theory of Light* Oxford University Press (2000).
38. Mandel, L. & Wolf, E. *Optical Coherence and Quantum Optics* Cambridge University Press (1995).
39. Okoshi, T., Kikuchi, K. & Nakayama, A. Novel Method for High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum. *IET Digital Library*, p. 630–631 (July 1980).
40. Wiener, N. Generalized harmonic analysis. *Acta Mathematica* **55**. Publisher: Institut Mittag-Leffler, 117–258. <https://doi.org/10.1007/BF02546511> (none 1930).
41. Khintchine, A. Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse. *Mathematische Annalen* **109**, 604–615. ISSN: 1432-1807. <https://doi.org/10.1007/BF01449156> (Dec. 1, 1934).
42. Mandel, L. in (ed Wolf, E.) ISSN: 0079-6638, 181–248 (Elsevier, 1963). <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079663808705602>.

43. Barnett, R. Methods in Theoretical Quantum Optics. *Laser and Particle Beams* **16**. Publisher: Cambridge University Press, 538–538 (1997).
44. Van Kampen, N. G. *Stochastic processes in physics and chemistry* (Elsevier, 1992).
45. Lemieux, P.-A. & Durian, D. J. Investigating non-Gaussian scattering processes by using nth-order intensity correlation functions. *J. Opt. Soc. Am. A* **16**. Publisher: Optica Publishing Group, 1651–1664. <http://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-16-7-1651> (July 1999).
46. Pine, D., Weitz, D., Zhu, J. & Herbolzheimer, E. Diffusing-wave spectroscopy: dynamic light scattering in the multiple scattering limit. *Journal de Physique* **51**, 2101–2127. <https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00212514> (1990).
47. Gittings, A. S. & Durian, D. J. Gaussian and non-Gaussian speckle fluctuations in the diffusing-wave spectroscopy signal of a coarsening foam. *Appl. Opt.* **45**. Publisher: Optica Publishing Group, 2199–2204. <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-45-10-2199> (Apr. 2006).
48. Kuusela, T. A. Measurement of the second-order coherence of pseudothermal light. *American Journal of Physics* **85**. _eprint: <https://doi.org/10.1119/1.4975212>, 289–294. <https://doi.org/10.1119/1.4975212> (2017).
49. Stevens, M. J. *et al.* High-order temporal coherences of chaotic and laser light. *Opt. Express* **18**. Publisher: Optica Publishing Group, 1430–1437. <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-18-2-1430> (Jan. 2010).
50. Martienssen, W. & Spiller, E. Coherence and Fluctuations in Light Beams. *American Journal of Physics* **32**. _eprint: <https://doi.org/10.1119/1.1970023>, 919–926. <https://doi.org/10.1119/1.1970023> (1964).
51. Mollow, B. R. Power Spectrum of Light Scattered by Two-Level Systems. *Phys. Rev.* **188**, 1969–1975. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.188.1969> (Dec. 1969).
52. Cohen-Tannoudji, C., Dupont-Roc, J. & Grynberg, G. *Processus d'interactions entre photons et atomes* CNRS (1988).
53. Labeyrie, G., Delande, D., Mueller, C. A., Miniatura, C. & Kaiser, R. Coherent backscattering of light by cold atoms: theory meets experiment. *EPL - Europhysics Letters* **61**. Publisher: European Physical Society/EDP Sciences/Società Italiana di Fisica/IOP Publishing, 327. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00002511> (2003).
54. Schilke, A., Zimmermann, C. & Guerin, W. Photonic properties of one-dimensionally ordered cold atomic vapors under conditions of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A* **86**. Publisher: American Physical Society, 023809. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.023809> (Aug. 2012).
55. Lagendijk, A. & Tiggelen, B. A. v. Resonant multiple scattering of light. *Physics Reports* **270**, 143–215. ISSN: 0370-1573. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157395000658> (1996).
56. Riou, J.-F. *Étude des propriétés de propagation d'un laser à atomes* Theses (Université Paris Sud - Paris XI, Dec. 2006). <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00138450>.

57. Reinaudi, G., Lahaye, T., Wang, Z. & Guéry-Odelin, D. Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms. *Opt. Lett.* **32**, 3143–3145. <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-32-21-3143> (Nov. 2007).
58. Eloy, A. *et al.* Diffusing-Wave Spectroscopy of Cold Atoms in Ballistic Motion. *Physical Review A* **97**, 013810. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01611345> (Jan. 2018).
59. Guerin, W., Araújo, M. O. & Kaiser, R. Subradiance in a Large Cloud of Cold Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **116**. Publisher: American Physical Society, 083601. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.083601> (Feb. 2016).
60. Fofanov, Y. A., Sokolov, I. M., Kaiser, R. & Guerin, W. Subradiance in dilute atomic ensembles: Role of pairs and multiple scattering. *Phys. Rev. A* **104**. Publisher: American Physical Society, 023705. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.104.023705> (Aug. 2021).
61. Asselie, S., Cipris, A. & Guerin, W. Optical interpretation of linear-optics superradiance and subradiance (Sept. 2022).
62. Ferreira, D., Bachelard, R., Guerin, W., Kaiser, R. & Fouché, M. Connecting field and intensity correlations: The Siegert relation and how to test it. *American Journal of Physics* **88**. _eprint: <https://doi.org/10.1119/10.0001630>, 831–837. <https://doi.org/10.1119/10.0001630> (2020).
63. Ortiz-Gutiérrez, L. *et al.* Mollow triplet in cold atoms. *New Journal of Physics* **21**. Publisher: Institute of Physics: Open Access Journals, 093019. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02389195> (Sept. 2019).
64. Senitzky, I. R. Sidebands in Strong-Field Resonance Fluorescence. *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1334–1337. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.40.1334> (May 1978).
65. Weitz, D. A., Zhu, J. X., Durian, D. J., Gang, H. & Pine, D. J. Diffusing-wave spectroscopy: The technique and some applications. *Physica Scripta* **T49B**. Publisher: IOP Publishing, 610–621. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/1993/t49b/040> (Jan. 1993).
66. Maret, G. & Wolf, P. E. Multiple light scattering from disordered media. The effect of brownian motion of scatterers. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **65**, 409–413. ISSN: 1431-584X. <https://doi.org/10.1007/BF01303762> (Dec. 1, 1987).
67. Labeyrie, G., Delande, D., Müller, C. A., Miniatura, C. & Kaiser, R. Multiple scattering of light in a resonant medium. *Optics Communications* **243**, 157–164. ISSN: 0030-4018. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401804010612> (2004).
68. Dalibard, J. *Une brève histoire des atomes froids - Cours 2015* https://pro.college-de-france.fr/jean.dalibard/CdF/2015/cours_2015.pdf.
69. Walker, T., Sesko, D. & Wieman, C. Collective behavior of optically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **64**. Publisher: American Physical Society, 408–411. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.408> (Jan. 1990).
70. Dalibard, J. *Atomes ultra-froids - notes de cours* http://www.phys.ens.fr/~dalibard/Notes_de_cours/DEA_atomes_froids_actuel.pdf.

71. Chu, S., Hollberg, L., Bjorkholm, J. E., Cable, A. & Ashkin, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48–51. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.48> (July 1985).
72. Dalibard, J. & Cohen-Tannoudji, C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023–2045. <http://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-6-11-2023> (Nov. 1989).
73. Steck, D. A. Rubidium 85 D Line Data. <http://steck.us/alkalidata> (Feb. 2001).
74. Eloy, A. *Étude des fluctuations temporelles de la lumière diffusée par des atomes froids* Issue: 2018AZUR4063. Theses (Université Côte d’Azur, Sept. 2018). <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01945880>.
75. Alibert, J. *Une nouvelle source pour l’interférométrie atomique avec un condensat de Bose-Einstein double espèce* PhD thesis (Toulouse, 2017).
76. Petrich, W., Anderson, M. H., Ensher, J. R. & Cornell, E. A. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B* **11**. Publisher: Optica Publishing Group, 1332–1335. <http://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-11-8-1332> (Aug. 1994).
77. DePue, M. T., Winoto, S. L., Han, D. J. & Weiss, D. S. Transient compression of a MOT and high intensity fluorescent imaging of optically thick clouds of atoms. *Optics Communications* **180**, 73–79. ISSN: 0030-4018. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003040180000701X> (2000).
78. Khaykovich, L. & Davidson, N. Compression of a cold atomic cloud by on-resonance laser light. *J. Opt. Soc. Am. B* **16**. Publisher: Optica Publishing Group, 702–709. <http://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-16-5-702> (May 1999).
79. Ketterle, W., Davis, K. B., Joffe, M. A., Martin, A. & Pritchard, D. E. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.* **70**. Publisher: American Physical Society, 2253–2256. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.2253> (Apr. 1993).
80. Anderson, M. H., Petrich, W., Ensher, J. R. & Cornell, E. A. Reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap. *Phys. Rev. A* **50**. Publisher: American Physical Society, R3597–R3600. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.50.R3597> (Nov. 1994).
81. Labeyrie, G. *et al.* Coherent Backscattering of Light by Cold Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **83**. Publisher: American Physical Society, 5266–5269. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.5266> (Dec. 1999).
82. Labeyrie, G. *et al.* Slow Diffusion of Light in a Cold Atomic Cloud. *Phys. Rev. Lett.* **91**. Publisher: American Physical Society, 223904. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.223904> (Nov. 2003).
83. Labeyrie, G., Michaud, F. & Kaiser, R. Self-Sustained Oscillations in a Large Magneto-Optical Trap. *Phys. Rev. Lett.* **96**. Publisher: American Physical Society, 023003. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.023003> (Jan. 2006).

84. Michaud, F. *DIFFUSION MULTIPLE DE LA LUMIERE EN PRESENCE DE GAIN DANS UN NUAGE D'ATOMES FROIDS : VERS UN LASER ALEATOIRE*. Theses (Université Nice Sophia Antipolis, Nov. 2008). <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00331527>.
85. Gattobigio, G. L. *Manipulation of a Large Magneto-Optical Trap: application to Four-Wave Mixing* Theses (Università degli studi di Ferrara ; Université Nice Sophia Antipolis, Feb. 2008). <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00312718>.
86. Gattobigio, G. L., Pohl, T., Labeyrie, G. & Kaiser, R. Scaling laws for large magneto-optical traps. *Physica Scripta* **81**. Publisher: IOP Publishing, 025301. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/81/02/025301> (Feb. 2010).
87. Baudouin, Q., Mercadier, N., Guarrera, V., Guerin, W. & Kaiser, R. A cold-atom random laser. *Nature Physics* **9**, 357–360. ISSN: 1745-2481. <https://doi.org/10.1038/nphys2614> (June 1, 2013).
88. Baudouin, Q. *Lumière dans des vapeurs atomiques opaques : piégeage radiatif, laser aléatoire et vols de Lévy* Issue: 2013NICE4077. Theses (Université Nice Sophia Antipolis, Oct. 2013). <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00952969>.
89. Mercadier, N. *Diffusion résonante de la lumière: Laser aléatoire à atomes froids et vols de Lévy des photons* Theses (Université Nice Sophia Antipolis, Oct. 2011). <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00647843>.
90. Vartabi Kashanian, S. *et al.* Noise spectroscopy with large clouds of cold atoms. *Physical Review A* **94**. Publisher: American Physical Society, 043622. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01336616> (Oct. 2016).
91. Vartabi Kashanian, S. *Noise spectroscopy with large clouds of cold atoms* Issue: 2016AZUR4059. Theses (COMUE Université Côte d'Azur (2015 - 2019), Sept. 2016). <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01382855>.
92. *VacIon Plus 40/55/75 pumps Manual* https://www.agilent.com/cs/library/usermanuals/public/VacIon_Pumps_40_55_75_Manual.pdf.
93. Kraft, S. *et al.* Rubidium spectroscopy at 778–780 nm with a distributed feedback laser diode. *Laser Physics Letters* **2**. Publisher: IOP Publishing, 71–76. <https://doi.org/10.1002/flap.200410155> (Feb. 2005).
94. *Asphericon Flat top Beam tuning TSM25-10-LD-B-780* <https://www.asphericon.com/shop/media/products/0299385001619687489.pdf>.
95. Romero, L. A. & Dickey, F. M. Lossless laser beam shaping. *J. Opt. Soc. Am. A* **13**. Publisher: Optica Publishing Group, 751–760. <http://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-13-4-751> (Apr. 1996).
96. Frieden, B. R. Lossless Conversion of a Plane Laser Wave to a Plane Wave of Uniform Irradiance. *Appl. Opt.* **4**. Publisher: Optica Publishing Group, 1400–1403. <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-4-11-1400> (Nov. 1965).
97. Quintanilla, M. & Frutos, A. M. d. Holographic filter that transforms a Gaussian into a uniform beam. *Appl. Opt.* **20**. Publisher: Optica Publishing Group, 879–880. <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-20-5-879> (Mar. 1981).

98. Chang, S. P., Kuo, J.-M., Lee, Y.-P., Lu, C.-M. & Ling, K.-J. Transformation of Gaussian to coherent uniform beams by inverse-Gaussian transmittive filters. *Appl. Opt.* **37**. Publisher: Optica Publishing Group, 747–752. <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-37-4-747> (Feb. 1998).
99. Tan, X., Gu, B.-Y., Yang, G.-Z. & Dong, B.-Z. Diffractive phase elements for beam shaping: a new design method. *Appl. Opt.* **34**. Publisher: Optica Publishing Group, 1314–1320. <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-34-8-1314> (Mar. 1995).
100. *EYLSA 780 DATA SHEET* https://www.photonicsolutions.co.uk/upfiles/EYLSA780_Specs_EN_102015.pdf.
101. Mielec, N. *Études pour un résonateur optique à profil d'intensité plat et son application à l'interférométrie atomique* PhD thesis (PSL Research University, 2018).
102. Dupont-Roc, J. *Etude de quelques effets liés au pompage optique en champ faible* Theses (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Mar. 1972). <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00011811>.
103. *SPCM-AQRH Single Photon Counting Module Datasheet* 2018. www.excelitas.com.
104. *Timetagger ultra datasheet* <https://www.swabianinstruments.com/static/downloads/TimeTagger.pdf>.
105. Niclass, C., Rochas, A., Besse, P.-A. & Charbon, E. Design and characterization of a CMOS 3-D image sensor based on single photon avalanche diodes. *IEEE Journal of Solid-State Circuits* **40**, 1847–1854 (2005).
106. Pohl, T., Labeyrie, G. & Kaiser, R. Self-driven nonlinear dynamics in magneto-optical traps. *Phys. Rev. A* **74**. Publisher: American Physical Society, 023409. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.74.023409> (Aug. 2006).
107. Mandel, L. Fluctuations of Photon Beams: The Distribution of the Photo-Electrons. *Proceedings of the Physical Society* **74**. Publisher: IOP Publishing, 233–243. <https://doi.org/10.1088/0370-1328/74/3/301> (Sept. 1959).
108. Milonni, P. W. Why spontaneous emission? *American Journal of Physics* **52**. [_eprint: https://doi.org/10.1119/1.13886](https://doi.org/10.1119/1.13886), 340–343. <https://doi.org/10.1119/1.13886> (1984).
109. Johansson, J. R., Nation, P. D. & Nori, F. QuTiP: An open-source Python framework for the dynamics of open quantum systems. *Computer Physics Communications* **183**, 1760–1772. ISSN: 0010-4655. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465512000835> (2012).
110. Johansson, J. R., Nation, P. D. & Nori, F. QuTiP 2: A Python framework for the dynamics of open quantum systems. *Computer Physics Communications* **184**, 1234–1240. ISSN: 0010-4655. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465512003955> (2013).
111. Mølmer, K., Castin, Y. & Dalibard, J. Monte Carlo wave-function method in quantum optics. *J. Opt. Soc. Am. B* **10**. Publisher: Optica Publishing Group, 524–538. <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-10-3-524> (Mar. 1993).
112. Lassègues, P. *et al. Field and intensity correlations: the Siegert relation from stars to quantum emitters* 2022. <https://arxiv.org/abs/2209.06480>.

113. Lassègues, P. *et al.* *From classical to quantum loss of light coherence* 2022. <https://arxiv.org/abs/2210.01003>.
114. Prasad, A. S. *et al.* Correlating photons using the collective nonlinear response of atoms weakly coupled to an optical mode. *Nature Photonics* **14**, 719–722. ISSN: 1749-4893. <https://doi.org/10.1038/s41566-020-0692-z> (Dec. 1, 2020).