

Mise en perspective didactique d'un dossier de recherche

Frédéric Assémat

Concours externe spécial de l'agrégation de physique-chimie option physique
Session 2021

1 Parcours universitaire et scientifique

Education

2020–2021 SORBONNE UNIVERSITÉ, PARIS

Préparation à l'agrégation au centre de Montrouge

2015–2019 SORBONNE UNIVERSITÉ, PARIS

Thèse de doctorat

Réalisée au sein de l'équipe «Electrodynamique quantique en cavité (CQED)» du laboratoire Kastler-Brossel (LKB, Collège de France, Paris) sous la direction de Jean-Michel Raimond, intitulée *Manipulation d'états quantiques de la lumière par l'intermédiaire d'un atome de Rydberg unique* et soutenue à Paris le 18 juin 2019.

2014–2015 ECOLE NORMALE SUPÉRIEURE, PARIS

Master 2 ICFP Centre International de Physique Fondamentale – Parcours Physique Quantique. Stage de recherche au sein de l'équipe CQED du LKB (6 mois) sur l'étude des modes électromagnétiques en fonction de la géométrie d'une cavité micro-onde.

2011–2014 ECOLE POLYTECHNIQUE, PALAISEAU

Cycle Ingénieur de l'Ecole Polytechnique – Spécialisé en Physique. Parcours d'approfondissement « Atomes et Photons » suivi en troisième année. Stage de recherche au Harvard Physics Department (Cambridge, USA) dans le groupe du professeur M.Lukin sur l'élaboration d'un dispositif de contrôle pour une expérience d'électrodynamique quantique en nanocavité.

Prix du stage de recherche de l'Ecole Polytechnique.

2009–2011 LYCÉE HENRI IV

CPGE – PCSI et PC*.

Enseignements

2015–2018 SORBONNE UNIVERSITÉ, PARIS

Missions d'enseignement (64h/an)

Travaux pratiques et dirigés d'électromagnétisme et de mécanique (L1-L2-L3) dans le cadre du monitorat associé à mon doctorat.

2011–2012 PORTO-NOVO, BÉNIN, AFRIQUE

Chargé de TD au lycée (6 mois)

Grâce à un programme de stage spécifique à l'Ecole Polytechnique, j'ai donné à temps plein des séances de travaux pratiques et dirigés à des étudiants béninois de classe de première et de terminale.

2 Manipulation d'états quantiques de la lumière

2.1 L'électrodynamique quantique en cavité

2.1.1 Contexte général

L'introduction de la théorie quantique au début du XX^{ème} siècle répond au besoin de comprendre certains comportements expérimentaux non expliqués par la physique classique, comme par exemple le rayonnement du corps noir ou l'effet photoélectrique. Elle a cependant apporté avec elle un certain nombre de principes et de notions qui peuvent paraître contre-intuitifs par rapport à l'observation quotidienne du comportement des objets macroscopiques qui nous entourent.

Par exemple, le *principe de superposition* autorise un système quantique à se trouver simultanément dans plusieurs états. Il est intimement lié au fait que dans le cadre quantique la description d'un système est complètement réalisée par sa fonction d'onde, représentation de l'état quantique $|\Psi\rangle$, qui est un objet probabiliste. Tant qu'aucune mesure n'est réalisée sur le système, il existe une indétermination fondamentale sur le résultat possible des mesures à venir, ce qui revient à dire que le système se trouve dans une superposition de tous les états menant chacun à un résultat de mesure différent. Ce comportement a poussé Schrödinger à imaginer sa fameuse expérience de pensée connue sous le nom du « chat de Schrödinger », illustrant la difficulté à transposer le principe de superposition au monde macroscopique. La figure 1 donne une représentation de cette expérience. Un chat est enfermé dans une boîte complètement isolée de l'environnement. Dans cette boîte se trouve une particule radioactive et un compteur Geiger auquel est relié un mécanisme susceptible de libérer une quantité de poison létale pour le chat, de sorte que si la particule se désintègre alors le mécanisme s'active. Le sort du chat est directement relié à celui de la particule : c'est l'*intrication* quantique. Au temps de demi-vie, la particule est dans une superposition de l'état désintégré (noté $|0\rangle$) et de l'état non-désintégré (noté $|1\rangle$). Cet état superposé est alors transmis au chat. En adoptant le formalisme quantique, on peut écrire l'état du système {chat+particule radioactive} selon :

$$|\Psi\rangle = |\Psi_{\text{vivant}}\rangle \otimes |1\rangle + |\Psi_{\text{mort}}\rangle \otimes |0\rangle . \quad (1)$$

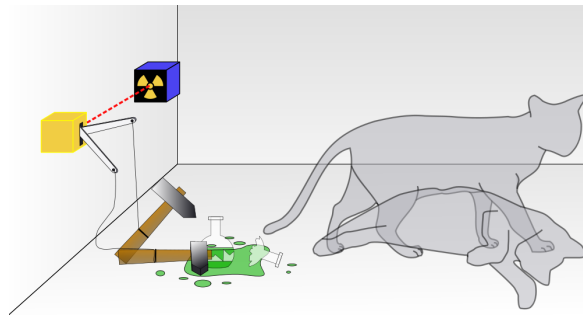


FIGURE 1 – Représentation artistique de l'expérience de pensée du chat de Schrödinger.

Le chat se retrouve alors lui même dans un état superposé vivant et mort, ce qui est absurde pour notre intuition. L'explication tient au caractère macroscopique du chat. Un tel système, complexe et avec un grand nombre de degrés de liberté, ne peut être complètement isolé de son environnement. Cette interaction transforme le « et » quantique en un « ou » classique : le chat est mort ou vivant. Ce phénomène s'appelle la *décohérence*, étudiée à partir du début des années 80. L'environnement agit comme un ensemble d'appareils de mesure projetant le système sur un des états mort ou vivant et détruisant de manière irréversible la cohérence quantique.

Si ce principe est aujourd'hui accepté, il suscite depuis quelques années un engouement important de la part de la communauté scientifique en raison en particulier du développement de

l'information quantique et de ses potentielles applications. Dans le cadre de l'information quantique, le bit classique valant soit 0 soit 1 est remplacé par un bit quantique ou « qubit » qui peut se trouver dans une superposition des deux états 0 et 1. La réalisation d'un ordinateur quantique est une potentielle application de ce domaine. En exploitant l'intrication d'un grand nombre de qubits on ouvre la voie à de nouvelles possibilités algorithmiques et à la résolution de problèmes hors d'accès pour un ordinateur classique. La clé de l'information quantique est non seulement de manipuler des systèmes quantiques mais aussi pouvoir les préparer et les maintenir dans des états intriqués et superposés n'ayant pas d'analogue classique.

2.1.2 Principe

La génération et le contrôle d'états quantiques est donc un enjeu actuel majeur. Dans ce contexte, le champ de l'électrodynamique quantique en cavité apparaît comme un cadre expérimental idéal pour étudier l'ingénierie d'états quantiques ainsi que les mécanismes mis à l'œuvre dans leur décohérence. Il repose sur le couplage fort entre un système à deux niveaux d'une part et un mode du champ électromagnétique se comportant comme un oscillateur harmonique d'autre part. La dissipation du système est faible de sorte que ses propriétés quantiques sont mises en évidence. Par ailleurs, l'état interne du système à deux niveaux peut être manipulé et détecté facilement, permettant d'agir indirectement sur l'état du champ.

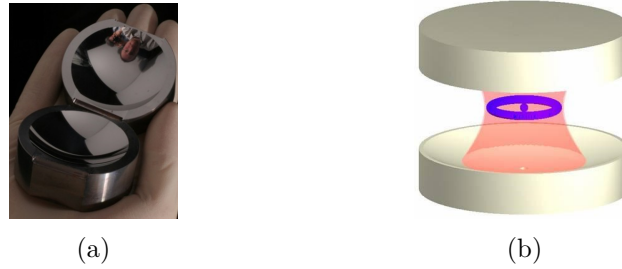


FIGURE 2 – (a) Photographie des deux miroirs supraconducteurs utilisés dans l'expérience. (b) Schéma d'un atome de Rydberg circulaire placé au centre de la cavité formée par les deux miroirs.

Champ électromagnétique

Dans l'expérience sur laquelle j'ai travaillé durant ma thèse, le champ est piégé dans une cavité Fabry-Pérot formée de deux miroirs supraconducteurs refroidis à très basse température (1.5 K). Les deux miroirs, représentés sur la figure 2 (a), sont quasiment sphériques, donnant lieu à des modes propres appelés « modes transverses électromagnétiques » $TEM_{q,n,m}$, indexés par trois entiers où q désigne le nombre de ventres de l'onde stationnaire longitudinale tandis que n et m caractérisent le profil transverse. Nous utilisons en pratique le mode $TEM_{9,0,0}$, caractérisé par un q impair donc possédant un ventre au centre de la cavité, ce qui maximise le couplage avec les atomes au centre du mode. La distance entre les miroirs est ajustée précisément à l'aide d'un matériau piézoélectrique tel que le mode $TEM_{9,0,0}$ soit à la fréquence $\nu_9 = 51.099$ GHz, dans le domaine micro-onde. Le volume du mode est de l'ordre de quelques λ^3 , où $\lambda = c/\nu_9 = 5.87$ mm est la longueur d'onde du mode, assurant un confinement du même ordre et permettant d'atteindre une amplitude importante du champ électrique au centre de la cavité avec seulement quelques photons mis dans le mode.

Système à deux niveaux

Le système à deux niveaux est lui réalisé par un atome de rubidium 85 placé dans un état de Rydberg circulaire. Ce sont des états d'un atome hydrogénoïde de très grand nombre quantique principal n (état de Rydberg) et dont les nombres quantiques orbital ℓ et magnétique m sont maximaux : $\ell = m = n - 1$. Ces états sont appelés « circulaires » car la fonction d'onde de l'électron de valence a la forme d'un tore dont l'image classique correspond à une trajectoire

circulaire de l'électron autour du cœur. On représente sur la figure 2 (b) un tel atome au centre de la cavité précédente. Ils sont notés $|nc\rangle$. Malgré leurs nombres quantiques élevés ces états sont très stables et nous pouvons considérer deux niveaux circulaires successifs comme constituant d'un système à deux niveaux.

2.2 Un atome de Rydberg circulaire pour voir la lumière

2.2.1 La lumière, objet quantique

La lumière, comme tout objet quantique, présente des caractéristiques à la fois corpusculaire et ondulatoire. Sa quantification entraîne l'existence d'états propres pour son hamiltonien, séparés d'un quantum d'énergie fixe $\hbar\omega$, que l'on appelle *photon*. Ces états sont appelés états de Fock, ou états nombres, et notés $|n\rangle$. Ils sont fondamentalement *non-classiques*. La valeur moyenne de l'opérateur champ électrique dans ces états est nulle, ce qui est bien différent du cas d'un champ classique. Enfin, bien qu'apparaissant naturellement lors de la quantification théorique du champ, ils sont délicats à obtenir expérimentalement.

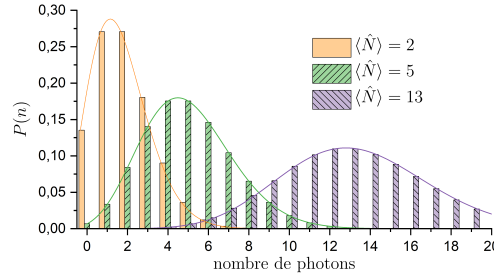


FIGURE 3 – Populations en termes de nombre de photons pour trois états cohérents caractérisés par leur nombre de photons moyen $\langle \hat{N} \rangle$

Pour décrire dans le formalisme quantique les états analogues aux états classiques on introduit les états *cohérents*, notés $|\alpha\rangle$, avec $\alpha \in \mathbb{C}$. Ils sont obtenus par l'action de l'opérateur déplacement $D(\alpha)$ unitaire qui décrit l'évolution du champ dans le mode de la cavité sous l'effet du couplage à une source classique émettant à la fréquence de la cavité et dont l'amplitude et la phase sont caractérisés par le nombre complexe α . Ces états cohérents peuvent s'écrire dans la base des états de Fock comme

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n \in \mathbb{N}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle . \quad (2)$$

Il est intéressant de noter ici que la distribution de photons, c'est-à-dire la population d'un état cohérent dans les différents états de Fock, suit une loi de probabilité poissonnienne $P(n)$ de paramètre $|\alpha|^2$. Une telle distribution est représentée sur la figure 3 pour différents nombre de photons moyen $\langle \hat{N} \rangle = |\alpha|^2$.

$$P(n) = |\langle n|\alpha\rangle|^2 = e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} . \quad (3)$$

Enfin, les états chat de Schrödinger sont la superposition de deux états cohérents de phases distinctes. Ce type d'état est très intéressant car il représente la superposition de deux états quasi-classiques orthogonaux comme dans l'expérience de pensée de Schrödinger, la phase de l'état étant alors analogue à l'aiguille d'un appareil de mesure sondant l'état du chat, ne pouvant en principe pas pointer dans deux directions en même temps. Plus précisément on définira dans la suite l'état chat de Schrödinger $|\Psi_{chat}\rangle$ comme la somme de deux états cohérents de même amplitude réelle

α en opposition de phase, à un facteur de normalisation \mathcal{N} près

$$|\Psi_{chat}\rangle = \frac{1}{\mathcal{N}}(|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle) . \quad (4)$$

2.2.2 L'atome de Rydberg circulaire, sonde élémentaire du champ électromagnétique

Dans mon expérience, la préparation et la mesure d'états quantiques du champ n'est possible que par l'intermédiaire d'un atome de Rydberg circulaire fortement couplé placé au sein de la cavité.

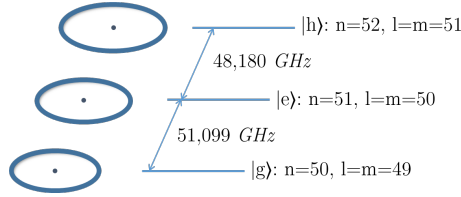


FIGURE 4 – Principaux niveaux électroniques du Rubidium 85 utilisés.

Les niveaux circulaires utilisés dans mon expérience sont les niveaux $|50c\rangle$, $|51c\rangle$ et $|52c\rangle$ notés respectivement $|g\rangle$ (*ground*), $|e\rangle$ (*excited*) et $|h\rangle$ pour leur rôle lors du couplage avec le champ de la cavité. Le système à deux niveaux est donc l'ensemble de $|51c\rangle$ et $|50c\rangle$, et on utilisera en plus le niveau $|52c\rangle$ lorsque l'on souhaite découpler totalement l'état atomique de celui la cavité.

La pulsation des transitions correspondantes peut se calculer d'après la loi des niveaux d'énergie d'un atome hydrogénoïde. On a entre les niveaux $|(n-1)c\rangle$ et $|nc\rangle$:

$$\omega_n = \frac{R_y^*}{\hbar} \left(\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2} \right) \propto \frac{1}{n^3} . \quad (5)$$

où R_y^* est la constante de Rydberg modifiée pour tenir compte de la masse du cœur, c'est-à-dire de l'ensemble formé par le noyau et les autres électrons. La fréquence $\nu_n = \omega_n/2\pi$ varie en n^{-3} et pour les transitions utilisées expérimentalement appartient au domaine micro-onde, autour de 50 GHz, correspondant à la fréquence du mode électromagnétique de la cavité.

D'une part, un dipôle électrique \vec{p} se couple avec le champ électromagnétique de la cavité \vec{E} selon le terme de couplage $\vec{p} \cdot \vec{E}$. Pour maximiser ce couplage il est donc essentiel d'utiliser l'atome sur une transition où l'élément de dipôle est important. On peut calculer la composante σ^+ de l'élément de dipôle $\vec{p}_n = \langle nc | \vec{p} | (n-1)c \rangle$ entre deux niveaux circulaires adjacents, ce qui donne pour la transition qui nous intéresse ($n = 51$), $|\vec{p}_{51}| = 1776.e.a_0$, où a_0 est le rayon de Bohr et e la charge élémentaire. Cette valeur est très grande à l'échelle atomique, comparable au dipôle que formerait une charge e oscillant avec une amplitude de ≈ 800 nm.

Par ailleurs, du fait des règles de sélection pour les transitions dipolaires électriques, le temps de vie du niveau circulaire $|h\rangle$ est de l'ordre de 33.7 ms à température nulle, ce qui est largement plus important que le temps d'interaction des atomes avec le champ électromagnétique dans les expériences que j'ai réalisées, de l'ordre de 500 μ s et nous pouvons donc considérer que les états circulaires sont stables.

Les atomes de Rydberg sont donc des atomes géants, véritables antennes très sensibles aux champs électriques et ainsi capables de se coupler au champ infinitésimal de la cavité grâce à leur dipôle important, tout en gardant leur stabilité lors de l'interaction grâce à leur long temps de vie.

2.3 Interaction champ-atome et oscillations de Rabi

2.3.1 États habillés

L'évolution du système atome-champ peut complètement se résoudre mathématiquement dans le formalisme de Jaynes-Cummings, dont je donnerai ici quelques résultats utiles. On notera $|\Psi_{at}, \Psi_{champ}\rangle$ l'état quantique du système atome-champ. Le hamiltonien total du système s'écrit $H_{at} + H_{champ} + H_{ac}$, somme des deux hamiltoniens propres de chacun des sous-systèmes et d'un terme de couplage H_{ac} .

Lorsque le désaccord, c'est-à-dire la différence entre la pulsation du mode de la cavité ω_c et la pulsation de la transition atomique $|e\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ ω_{at} est nul, les niveaux $|e, n\rangle$ et $|g, n+1\rangle$ sont dégénérés. En dehors de l'état fondamental $|g, 0\rangle$ qui est isolé, les états propres du hamiltonien $H_{at} + H_{champ}$ sont donc alors organisés par doublets $\mathcal{D}_n = \{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$, séparés les uns des autres par un quantum d'énergie $\hbar\omega_c$. Le couplage laisse stable ces sous-espaces ce qui permet de restreindre l'étude à chacun d'eux. On peut alors diagonaliser le hamiltonien réduit, montrant l'existence de deux états propres appelés *états habillés* et notés $|\pm, n\rangle$. Ils sont intriqués, c'est-à-dire qu'on ne peut pas les factoriser en un état du champ par un état de l'atome. Les énergies propres associées sont données par :

$$E_n^\pm = (n + 1/2)\hbar\omega_c \pm \frac{\hbar}{2}\Omega_n . \quad (6)$$

où $\Omega_n = \Omega_0\sqrt{n+1}$ est ce que l'on appelle la pulsation de Rabi à n photons. C'est l'écart en fréquence entre les deux états habillés. La pulsation de Rabi du vide Ω_0 caractérise le couplage H_{ac} .

2.3.2 Oscillations de Rabi

Supposons maintenant que l'on prépare l'atome dans l'état $|e\rangle$ et la cavité dans un état de Fock $|n\rangle$. Cet état initial $|e, n\rangle$ n'étant pas état propre du hamiltonien total, cela va donner naissance à des oscillations entre les deux états $|e, n\rangle$ et $|g, n+1\rangle$, appelées oscillations de Rabi.

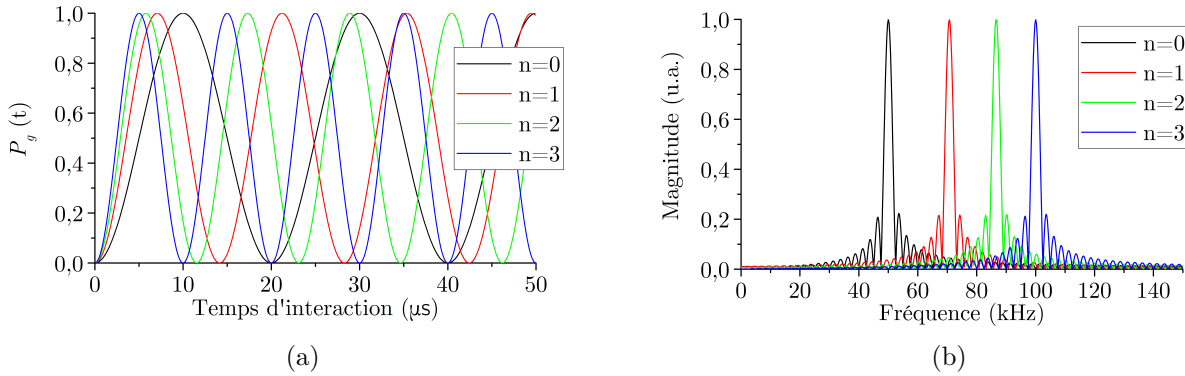


FIGURE 5 – (a) Evolution de la probabilité P_g en fonction du temps d'interaction pour un atome préparé initialement dans l'état $|e\rangle$ et la cavité dans l'état de Fock $|n\rangle$. (b) Transformée de Fourier des signaux précédents pris sur une durée de $400\mu s$, illustrant l'équivalence entre la fréquence des oscillations et le nombre de photons présents dans la cavité.

Plus précisément on peut calculer la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ (resp. $|g\rangle$) en fonction du temps :

$$P_e(t) = 1 - P_g(t) = \cos^2\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) = \frac{1}{2}(1 + \cos(\Omega_n t)) . \quad (7)$$

Le système oscille donc entre l'état de départ $|e, n\rangle$ et l'état $|g, n+1\rangle$ dans lequel l'atome a perdu son excitation et la cavité a gagné un quantum d'énergie. Il y a un échange cohérent et

réversible d'énergie entre la cavité et l'atome. Cet échange est caractérisé par la pulsation Ω_n qui dépend de n donc de l'état de Fock initial. C'est sur cette dépendance, illustrée sur la figure 5 que se basent toutes les expériences que j'ai réalisées.

Si on suppose maintenant que l'atome placé initialement dans l'état $|e\rangle$ interagit avec un état cohérent $|\alpha\rangle$, superposition selon une loi de Poisson de moyenne $\bar{n} = |\alpha|^2$ des différents états de Fock, alors on peut superposer les résultats obtenus pour chaque état de Fock. Le signal temporel de $P_g(t)$ sera donc la somme pondérée de fonctions sinusoïdales oscillant à des fréquences différentes comme présentées sur la figure 6 (a). La fonction résultante est elle tracée sur la figure 6 (b). Ces fonctions sinusoïdales sont initialement en phase et la probabilité $P_g(t)$ commence donc à osciller à la fréquence angulaire moyenne $\Omega_r = \Omega_0\sqrt{\bar{n}}$ (instant **a**). Au bout d'un certain temps **b** ces fonctions acquièrent des phases différentes et le contraste des oscillations de Rabi s'effondre, brouillé par la participation des différentes fréquences. Enfin, l'état cohérent étant composé d'un nombre fini d'états de Fock, les différentes composantes se remettent en phase au bout d'un temps **d** et le contraste des oscillations réapparaît, dans un phénomène de résurgence qui est la manifestation purement quantique de la décomposition sur la base des états de Fock.

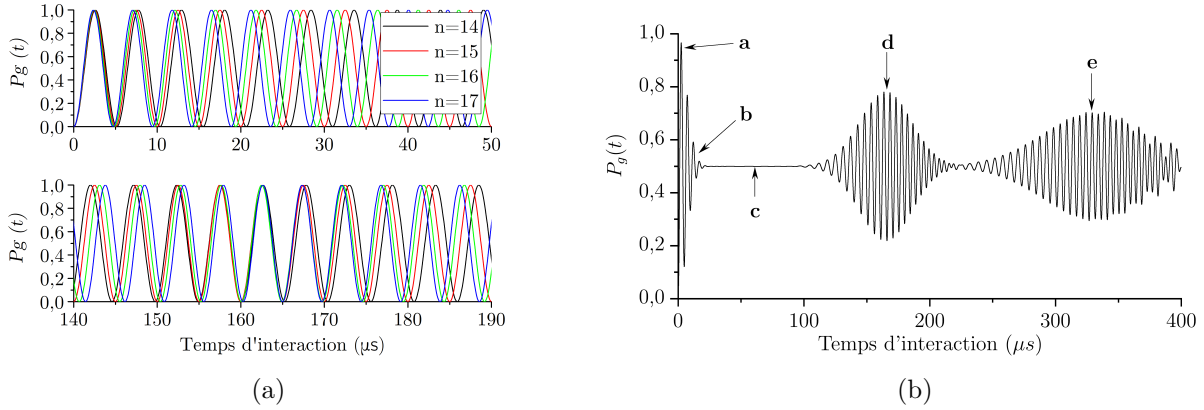


FIGURE 6 – Evolution de la probabilité P_g en fonction du temps d'interaction pour un atome préparé initialement dans l'état $|e\rangle$ et la cavité dans (a) l'état de Fock $|n\rangle$ pour $n = 14, 15, 16, 17$. (b) l'état cohérent $\alpha = 4$.

Le signal temporel d'oscillations de Rabi entre un atome préparé dans l'état excité et le champ électromagnétique piégé dans la cavité est ainsi toujours la somme de sinusoïdes de fréquences distinctes, dont le poids respectif est directement la population dans un état de Fock donné de l'état du champ. C'est ce signal $P_g(t)$ qui sera mesuré expérimentalement puis analysé.

2.4 Montage expérimental

2.4.1 Augmenter le temps d'interaction

L'interaction entre l'atome et la cavité nécessite la présence de l'atome au centre de la cavité. Elle est donc limitée au temps de vol des atomes. Toutes les expériences précédentes d'électrodynamique quantique en cavité étaient dans mon groupe réalisées avec un jet d'atomes rapides, sortis d'un four à la vitesse 240 m s^{-1} . Le temps d'interaction est alors limité à quelques dizaines de μs . Le paragraphe précédent met en évidence une des raisons qui motive l'augmentation de ce temps d'interaction. En effet, afin d'extraire de l'information du signal temporel des oscillations de Rabi $P_g(t)$, il est intéressant d'en tirer ses composantes fréquentielles comme peut le faire le calcul de sa transformée de Fourier. Hors comme c'est le cas général en traitement du signal, plus le temps d'acquisition est important plus la transformée de Fourier est précise, permettant en particulier de faire ici la différence entre les $\Omega_n = \Omega_0\sqrt{n+1}$ qui se rapprochent lorsque n augmente.

2.4.2 Une fontaine atomique

Il a ainsi été décidé de mettre en place une nouvelle expérience combinant électrodynamique quantique en cavité et jet d'atomes froids. Dans ce nouveau montage, dit « fontaine », un jet vertical d'atomes lents issus d'un nuage froid est envoyé dans la cavité de telle sorte que les atomes traversent la cavité à une vitesse d'environ 10 m/s. Cela représente un gain de plus d'un facteur 10 par rapport aux expériences précédentes, passant d'un temps d'interaction de 50 μ s à 500 μ s.

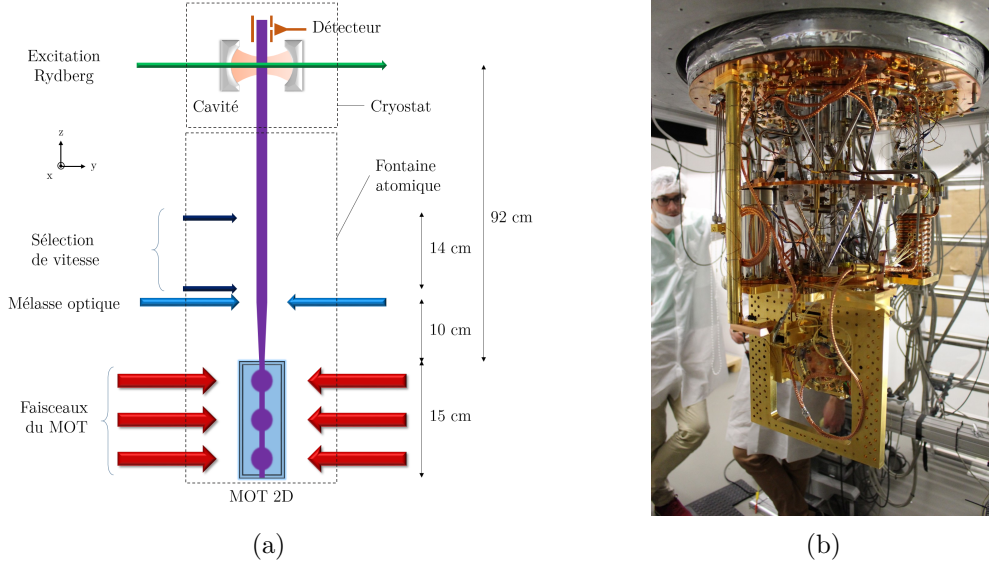


FIGURE 7 – (a) Schéma du dispositif expérimental sur lequel sont représentés la zone de la fontaine atomique et la zone cryogénique où le cœur expérimental est situé. (b) Photographie de la partie haute du dispositif précédent.

Ce dispositif est la réunion de plusieurs éléments représentés sur la figure 7 (a). Pour que la trajectoire ne dévie pas sous l'effet de la gravité, le jet se doit d'être vertical. Les atomes émis par du Rubidium 85 solide chauffé sont d'abord refroidis par un *piège magnéto-optique* (MOT) bidimensionnel. Cela permet de générer un faisceau atomique lent et intense selon l'axe vertical. Les atomes sont ensuite à nouveau refroidis par une *mélasse optique* pour en limiter la divergence géométrique. Deux faisceaux lasers permettent alors par action stroboscopique de sélectionner une sous-classe monocinétique de ce jet atomique. En effet, une dispersion trop importante en terme de vitesse induirait des temps d'interaction différents dans la cavité et brouillerait les signaux mesurés. Cette fontaine atomique est connectée à une enceinte ultra vide octogonale dans laquelle un système d'imagerie par fluorescence permet d'estimer le flux atomique puis raccordée au *cryostat* dans lequel se trouve le cœur expérimental.

L'environnement cryogénique dans lequel le dispositif est placé est indispensable pour réduire le champ électromagnétique thermique résiduel à la fréquence de la cavité, nuisible pour la préparation d'état à faible nombre de photons ainsi que pour le temps de vie des atomes de Rydberg circulaires. En pratique, le système est maintenu lors des manipulations à une température de (1.476 ± 0.001) K grâce à un cryostat à hélium 3.

La stabilité du dispositif expérimental à la fois mécanique et en terme de température a été un enjeu important de ma thèse. En effet, un changement de la température du bloc expérimental est susceptible d'entraîner de légères contractions thermiques pouvant modifier la fréquence de la cavité de quelques centaines de Hz ainsi que modifier l'environnement vibrationnel de l'expérience, ce qui est particulièrement nuisible lorsque l'on souhaite sonder la cohérence d'états quantiques du champ.

Pour finir, dans la partie haute du dispositif, visible sur la photographie 7 (b), se passe la préparation des états de Rydberg circulaires au sein de la cavité puis la détection de l'état atomique par ionisation dans un détecteur électronique.

2.5 Principaux résultats obtenus

2.5.1 Oscillations de Rabi dans un état chat mésoscopique

Lors de mes deux dernières années de thèse ce nouveau montage expérimental a pu donner ses premiers résultats. Nous avons enregistré 20 périodes d'oscillations de Rabi entre une cavité vide et un atome excité sans mesurer d'atténuation, témoin d'un échange cohérent d'énergie entre l'atome et le champ sur une durée d'au moins 400 μs . Nous avons ensuite mesuré le phénomène d'effondrement et de résurgence des oscillations de Rabi dans un champ cohérent de plus de 13 photons, présenté sur la figure 8 (a). La transformée de Fourier de ces données expérimentales met en évidence la structure quantifiée du champ de la cavité.

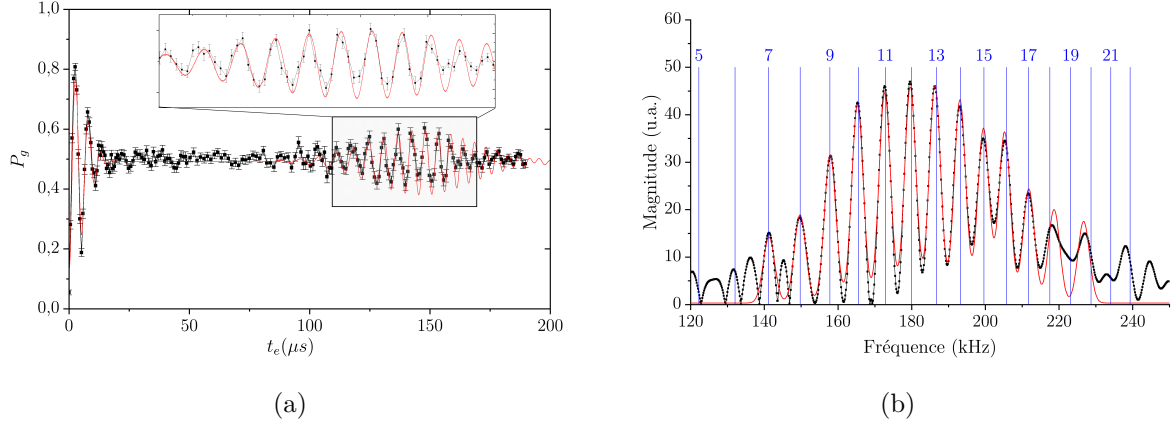


FIGURE 8 – (a) Oscillations de Rabi dans un champ cohérent $|\beta\rangle$ avec $\beta^2 = 13.2 \pm 0.1$. Les données expérimentales sont en noir et la courbe rouge est le résultat d'une simulation numérique dans les conditions de l'expérience. (b) Transformée de Fourier de la courbe expérimentale (en noir). La courbe rouge est un ajustement de la courbe précédente sous forme de somme de plusieurs gaussiennes. Les traits verticaux bleus marquent la position des fréquences de Rabi théoriques associées à chaque nombre de photon.

De plus, on a pu exploiter ce régime résonant pour générer un état non-classique. En effet, en interrompant l'évolution du système précédent au temps de demi-résurgence le champ se trouve dans un état de type chat de Schrödinger. La génération d'un tel état de taille mésoscopique a alors été démontrée à travers l'observation d'une résurgence anticipée des oscillations de Rabi caractéristiques d'un état chat de Schrödinger. Enfin, nous avons mesuré la décohérence rapide de cet état non-classique¹.

2.5.2 Génération de superpositions d'états de Fock

D'autres résultats ont pu être obtenus en utilisant le régime dispersif, c'est-à-dire lorsque le désaccord entre la fréquence atomique et celle de la cavité est non nul. Par un procédé non détaillé ici, ce régime a pu être exploité pour générer des états de Fock. Leur caractérisation repose en revanche sur l'enregistrement du signal $P_g(t)$ d'oscillations de Rabi en régime résonant introduit précédemment. On peut voir sur la figure 9 (a) les signaux temporels associés à la préparation de différents états de Fock $|n\rangle$ dans la cavité. Comme leurs transformées de Fourier 9 (b) le mettent en évidence, ces signaux sont dominés par une unique composante fréquentielle à la pulsation Ω_n , qui est bien la pulsation de Rabi associée à n photons. Cela permet d'estimer la pureté des états ainsi générés. Cette méthode a ensuite été utilisée pour réaliser puis caractériser un état légèrement plus sophistiqué : la superposition d'états de Fock $(|0\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$.

1. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.123.143605>

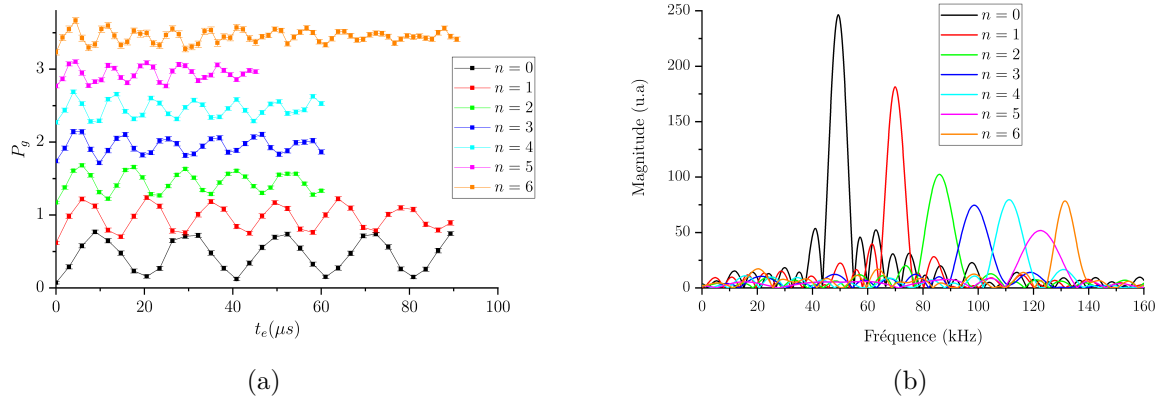


FIGURE 9 – (a) Oscillations de Rabi dans les états de Fock $|n\rangle$ obtenus expérimentalement. Les 7 courbes sont décalées verticalement pour plus de lisibilité. (b) Transformées de Fourier de ces signaux temporels.

3 Valorisation des travaux de recherche et enseignement

3.1 Valorisation des travaux de recherche

3.1.1 Stabilisation d'un laser en fréquence

Ma thèse s'inscrit à la fin d'un long processus ayant eu pour but la réalisation d'un nouveau dispositif. Il a en particulier fallu mettre au point de nouvelles techniques expérimentales pour s'adapter à la manipulation d'atomes lents, travail auquel plusieurs générations de doctorants ont participé. Ce dispositif est donc la synthèse de nombreuses années de recherche, faites de tâtonnements puis de progrès successifs. Participer à ce processus m'a permis d'acquérir de nombreuses connaissances et compétences pratiques qui me seront utiles en tant qu'enseignant.

Au-delà de l'objectif physique sous-jacent, la construction de mon dispositif expérimental recoupe de nombreux domaines qui s'inscrivent individuellement dans le programme de classe préparatoire. Si je suis amené à y enseigner, je pourrai l'utiliser en fil rouge afin d'illustrer différents chapitres. En comparaison avec l'enseignement proposé à l'université, l'enseignement en classe préparatoire est parfois très éloigné du monde de la recherche. Avoir comme support des exemples pratiques comme peut le faire une expérience de recherche rend bien souvent l'enseignement plus cohérent et intelligible.

Par exemple, on peut imaginer introduire le laser à une classe de PT par une approche documentaire tout en justifiant son usage pour la manipulation des atomes. Une problématique sera alors de garantir sa stabilité. Pour cela plusieurs séances de TP pourront être consacrées à l'élaboration d'un mécanisme de stabilisation de la fréquence d'un laser ajustable, combinant interférence, physique des lasers, électronique et traitement numérique. J'ai moi même mis au point un tel système au cours d'un stage, en utilisant du matériel accessible dans un lycée.

Au cours d'un premier TP il s'agira pour les élèves de faire la figure d'interférence d'un faisceau issu d'une diode laser de fréquence ajustable sur une lame à faces non parallèles. Cette figure sera ensuite récupérée sur une caméra CCD, puis traitée numériquement pour en déduire l'interfrange. L'interfrange est directement relié à la longueur d'onde du faisceau laser ainsi qu'aux caractéristiques de la lame. Je fournirai alors aux élèves un programme python pour remonter à l'interfrange en temps réel et leur permettre de vérifier la validité des relations d'interférence.

Une deuxième séquence sera dédiée à l'exploitation de cette figure d'interférence. Tout d'abord une séance de travaux dirigés permettra d'étudier les filtres actifs impliquant un amplificateur linéaire intégré, mettant en évidence leur réponse fréquentielle mais aussi temporelle afin de comprendre leur effet lors d'une rétroaction. Lors de la séance de TP suivante, les élèves devront établir un

signal d'erreur à partir de la mesure de l'interfrange du signal interférométrique puis mettre au point un contrôleur proportionnel, intégrateur, dérivateur (PID) qui peut par exemple être fait par un Arduino et dont il faudra choisir astucieusement les paramètres. L'objectif est alors d'avoir une rétroaction sur la fréquence du laser ajustable afin de le stabiliser. Si un spectromètre industriel est disponible il sera alors possible de comparer l'évolution de la fréquence du laser en présence et en absence de rétroaction.

L'intérêt d'une telle séquence expérimentale, recoupant introduction en cours et séances de TD et de TP, est de donner aux étudiants une vision d'ensemble sur des domaines de la physique qui peuvent leur paraître découplés, tout en prenant un exemple à la fois simple et pratique pouvant réellement être implémenté dans une expérience de recherche actuelle.

3.1.2 La physique quantique comme modèle de théorie physique

Les programmes de première et terminale d'enseignement spécifique insistent sur la compréhension de la démarche scientifique, en particulier lors de la partie « lois et modèles » dédiée à la modélisation conceptuelle. La physique quantique est un sujet relativement récent dont certaines conséquences peuvent encore aujourd'hui paraître contre intuitives, comme nous l'avons vu dans la partie précédente. De plus, c'est un domaine qui suscite de part sa méconnaissance des fantasmes et le mot « quantique » est parfois utilisé à des fins détournées. Il est donc important de chercher et de comprendre les réponses scientifiques pour être capable de discernement non seulement dans le cadre scolaire mais aussi dans un cadre général citoyen. Tout en abordant les notions inhérentes au programme je propose donc d'utiliser la physique quantique pour illustrer la mise en place de la démarche scientifique.

La séquence pédagogique commencera par quinze minutes de débat et de discussion avec les élèves pour savoir ce que leur évoque la physique quantique. Je leur présenterai ensuite des vidéos d'expériences mettant en œuvre la réalisation progressive de figures d'interférences obtenues par un faisceau lumineux et des mêmes figures obtenues à l'aide de matière émise particule par particule. Cette mise en évidence de la nature ondulatoire de la matière aura pour objectif à la fois de montrer l'étrangeté des phénomènes quantiques pour le sens commun mais aussi d'introduire la réciprocité entre lumière et matière. Les élèves devront s'interroger sur cette réciprocité afin de mener à l'introduction de la notion de photon. Il sera alors nécessaire de se confronter à l'expérience pour vérifier cette théorie, comme dans la construction de toute théorie physique. On pourra alors soulever les difficultés expérimentales pour mesurer le quanta de lumière. La vitesse de la lumière, la quantité de photons dans les objets rencontrés au quotidien (les élèves pourront calculer qu'une lampe de 100W émet 10^{20} photons par seconde), la facilité d'un photon à être détruit, seront autant de paramètres à prendre en compte.

3.2 Enseignements

3.2.1 Enseignement au Bénin

Dans le cadre d'un programme spécifique j'ai enseigné dans la ville de Porto-Novo au Bénin pendant 6 mois à temps plein. Mon travail consistait à donner des travaux dirigés et pratiques de mathématiques et de physique-chimie à deux classes de première C et trois classes de terminale C (C désignant la spécialité « Mathématiques », le système béninois reprenant l'ancien système français) dans trois établissements différents. Cette expérience s'est avérée très enrichissante sur de nombreux points.

Elle m'a permis de réfléchir en profondeur aux méthodes d'enseignement. En premier lieu, le programme était très lourd. Il s'agissait de l'ancien programme français, avec de nombreux sujets que je n'avais personnellement abordé qu'en classe préparatoire (champ électromagnétique, induction, chimie organique). Aucun de ces sujets, en plus du programme traditionnel, ne peut être

traité de façon pleinement satisfaisante en quelques heures de terminale. Ce programme imposant entraînait chez les élèves un recours systématique à la mémoire, négligeant alors l'exercice de réflexion puisque le temps de réfléchir ne leur était pas laissé. Cela ne faisait que creuser le fossé entre les meilleurs élèves et les autres qui n'arrivaient pas à suivre le rythme imposé.

D'autre part, une réforme datant de l'année 2000 avait introduit une nouvelle méthode de travail : l'approche par compétences. Les leçons sont introduites par des activités, ayant pour but de mener les élèves à découvrir le cours eux-mêmes à travers leur réflexion personnelle. Cela s'est avéré en pratique artificiel à la fois pour les élèves et pour les enseignants. La façon dont elle était implémentée dans les manuels à travers des textes longs, abstraits et peu crédibles ne faisait qu'ajouter de la confusion. L'approche m'a cependant paru très intéressante sous réserve de pouvoir l'illustrer par de réelles problématiques à l'aide de supports documentaires variés et au cours de travaux pratiques. Au-delà d'évidentes différences avec la situation en France, j'ai sur ce plan été confronté et dû m'adapter à certaines difficultés. Les séances de TP étaient en effet au programme mais complètement négligées. J'ai passé du temps à fouiller dans les tréfonds des établissements pour dénicher du matériel puis le mettre en pratique avec les élèves, qui étaient très heureux de manipuler pour la première fois sur des montages expérimentaux qu'ils avaient dû retenir par cœur sans les réaliser. Les conditions n'étaient toutefois pas idéales, on peut citer par exemple le dosage d'un acide par une base sans connaître leurs concentrations respectives, les flacons étant sans étiquette, avec un pH-mètre qu'il était impossible d'étalonner et un indicateur coloré incertain.

Pour m'adapter j'ai dû faire preuve d'initiative. Par exemple, une grande crise du système scolaire avait conduit les professeurs des établissements publics à se mettre en grève pendant plusieurs mois, privant les élèves dans l'année du baccalauréat de cours indispensables. J'ai donc proposé de nombreuses séances de soutien scolaire pour tenter de pallier ce manque. J'ai également décidé en parallèle de préparer certains élèves aux Olympiades de Mathématiques organisées par le lycée français de Cotonou, voyant là un bon moyen de motiver les meilleurs élèves, même si la participation au concours ne serait sûrement que symbolique. Les Olympiades permettent à mes yeux une ouverture d'esprit sur d'autres domaines des mathématiques ainsi qu'une pédagogie faisant davantage appel à la réflexion qu'à la mémoire. Un important effort administratif et logistique fut nécessaire pour emmener ces élèves à Cotonou, mais largement récompensé par l'excitation des élèves en allant au concours et leur satisfaction d'être resté pendant les quatre longues heures d'épreuve, véritable marathon pour des élèves de première.

3.2.2 Monitorat

J'ai durant mes quatre années de thèse effectué une mission d'enseignement en L1 et L2, à travers des TP, des TD et des colles orales. J'ai participé aux unités d'enseignement de mécanique et d'électronique qui ne m'ont pas laissé beaucoup de liberté dans la façon d'enseigner. Les parcours antérieurs des étudiants de première année étaient très variés, certains étant arrivés par défaut car refusés dans les filières davantage appliquées qu'ils souhaitaient. En l'absence de bases formelles et de motivation pour la physique, j'ai parfois dû adapter mon enseignement en donnant des exercices moins mathématisés, davantage tournés vers la culture générale et vers des exemples du quotidien, nombreux en mécanique et en électronique. Les séances d'interrogations orales étaient très intéressantes : moins intimidantes qu'en classe préparatoire, elles permettaient alors d'avoir un retour individuel et comprendre davantage la façon de penser des étudiants.

Par ailleurs j'ai rapidement pris l'habitude d'introduire les TP par des exemples d'application concrets que ce soit dans la vie de tous les jours ou dans la recherche puis d'en discuter avec eux. Cette approche permet aux étudiants de dégager eux même une problématique, de rendre les séances plus interactives et de faciliter leur compréhension de nouvelles notions.