


Atomes froids et informatique quantique

Maxime Boissonneault

physique.usherbrooke.ca

Related papers

[Download a PDF Pack](#) of the best related papers 



[These](#)

Audrey Quessada

[Le Tellurure de Cadmium amorphe oxygéné a-CdTe:O, Synthèse et étude de quelques propriétés physi...](#)

Youssef Azhari

[Ondes Electromagnétiques et Optique Physique, 2012-2013, Licence Physique Université De Ngaound...](#)

Nana Engo

Atomes froids et informatique quantique

par

Maxime Boissonneault

Rapport présenté suite à l'école d'été Michigan Quantum Summer School,
présenté en vue de la réussite du cours Sujets de pointe - PHY889

FACULTÉ DES SCIENCES
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 28 juillet 2008

Table des matières

| | |
|---------------------------------------------------------------|-----------|
| Table des matières | ii |
| Liste des figures | iv |
| Introduction | v |
| 1 Refroidissement des atomes | 1 |
| 1.1 Piégeage magnétique | 2 |
| 1.2 Effets d'un laser sur les atomes | 3 |
| 1.2.1 Effets dissipatifs | 4 |
| 1.2.2 Effets dispersifs | 4 |
| 1.3 Refroidissement Doppler | 5 |
| 1.3.1 Le piège magnéto-optique | 6 |
| 1.3.2 Ralentisseur Zeeman | 6 |
| 1.4 Pièges laser et miroirs pour atome | 7 |
| 1.5 Refroidissement par gradient de polarisation | 7 |
| 1.6 Refroidissement par pompage dans un état sombre | 11 |
| 2 Informatique quantique | 14 |
| 2.1 Création d'un réseau optique cubique | 14 |

| | |
|--------------------------------------------------------------------|-----------|
| <i>Table des matières</i> | iii |
| 2.2 Détection des atomes dans un réseau 3D | 16 |
| 2.3 Adressabilité d'un atome et porte logique à un qubit | 18 |
| 2.4 Compactage des atomes dans un réseau 3D | 19 |
| 2.5 Porte logique à deux qubits | 20 |
| Conclusion | 23 |
| Bibliographie | 25 |

Liste des figures

| | | |
|-----|---------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | Graphique d'absorption dans le refroidissement Doppler | 5 |
| 1.2 | Diagramme d'énergie d'un atome à plusieurs niveaux. | 8 |
| 1.3 | Refroidissement par gradient de polarisation. | 9 |
| 1.4 | Refroidissement en-dessous de la température de recul T_R | 11 |
| 1.5 | Refroidissement par pompage dans un état sombre. | 12 |
| 2.1 | Réseau cubique produit dans l'expérience de l'équipe de Pennsylvania State University. | 15 |
| 2.2 | Images de trois plans consécutifs d'un réseau tridimensionnel. | 17 |
| 2.3 | Schéma de la méthode pour adresser un atome unique. | 18 |
| 2.4 | Procédure de compactage des atomes. | 20 |

Introduction

La réalisation d'un ordinateur quantique nécessite d'avoir de bons bits quantiques (qubits). L'un des choix possible est l'utilisation d'atomes neutres. Grâce à la non-linéarité du spectre atomique, on peut généralement choisir une paire de niveaux qui constituera le système à deux niveaux (qubit). Cependant, les autres niveaux permettent d'effectuer une multitude d'opérations, telles que le refroidissement des atomes à des températures de l'ordre de quelques nK, et effectuer des portes logiques à deux qubits. Les atomes neutres offrent aussi l'avantage d'interagir peu avec les atomes voisins ou l'environnement. Cela permet d'avoir des temps de relaxation élevés. Ce rapport décrit comment, avec des atomes neutres, il est possible en principe de faire de l'informatique quantique.

La première étape pour faire de l'informatique quantique avec des atomes neutres est de les refroidir. C'est donc le sujet du premier chapitre. Le refroidissement des atomes est réalisé en utilisant des champs magnétiques et électriques, et particulièrement avec des lasers. Le chapitre 1 couvre différents types de pièges, tels que les pièges magnétique, magnéto-optique et laser, de même que trois techniques de refroidissement utilisant des lasers, soient les refroidissements Doppler, par gradient de polarisation, et par pompage dans un état sombre.

Le deuxième chapitre décrit comment, grâce à des atomes froids, il est possible de réaliser différentes opérations nécessaires à la fabrication d'un ordinateur quantique. Plus précisément, le chapitre 2 décrit différentes réalisations et propositions de l'équipe du

Prof. David Weiss, à l'université d'état de Pennsylvanie. Le chapitre décrit ainsi comment ils réussissent à créer un cristal optique tridimensionnel qui contiendra les atomes, à détecter la position des atomes dans ce réseau, à réaliser des portes logiques sur un atome ciblé du réseau, à déplacer les atomes ciblés de façon à compacter le réseau, et enfin à réaliser des portes logiques à deux qubits.

Chapitre 1

Refroidissement des atomes

Avant d’aborder l’informatique quantique basée sur les atomes froids, il est important de connaître les différentes techniques qui existent afin de refroidir et de piéger les atomes. C’est cette question qui est discutée dans ce chapitre. Ce chapitre est principalement inspiré des références [1–3] ainsi que du chapitre 4 de [4].

Les techniques de refroidissement et de piégeage des atomes se basent généralement sur leur interaction avec des champs électriques ou magnétiques, contrairement à un refroidissement à l’azote ou à l’hélium liquide pour les expériences de physique de la matière condensée. Les champs utilisés peuvent être constants ou non dans l’espace comme dans le temps, offrant une pléthore de configurations possibles.

La première section traite du piégeage magnétique, qui constitue souvent la première étape pour obtenir des atomes froids. Les effets d’un laser sur les atomes sont discutés dans la section suivante. Ces effets peuvent être divisés en deux classes : les effets dissipatifs et les effets dispersifs. Trois applications directes de ces effets sont traitées dans les deux sections suivantes : le refroidissement Doppler, les pièges laser et les miroirs pour atome. Finalement, deux techniques plus poussées, le refroidissement par gradient de polarisation et le refroidissement par pompage dans un état noir, sont abordées.

1.1 Piégeage magnétique

L'idée du piégeage magnétique est de tirer profit de la dépendance de l'énergie des états d'un atome envers un champ magnétique externe. Un atome dans un état interne $|i\rangle$ aura généralement un moment magnétique μ_i . En appliquant un champ magnétique B , il est donc possible de contrôler l'énergie de ce niveau qui, grâce à l'effet Zeeman, sera donnée par

$$E_i = C_i - \mu_i B, \quad (1.1)$$

où C_i est une constante qui dépend de l'état de l'atome. L'énergie Zeeman est donc une énergie potentielle qui peut dépendre de la position si le champ appliqué est non-uniforme. Puisque la force exercée sur une particule dépend du gradient de son énergie potentielle, il est possible de piéger des atomes de cette façon. Plus précisément, si le moment magnétique μ_i de l'état est positif, l'atome se déplacera vers les champs plus élevés, et vice-versa. On peut donc piéger les atomes ayant un moment magnétique négatif en créant une configuration de champ magnétique avec un minimum local.

Une configuration simple de champ magnétique ayant cette propriété est un champ quadrupolaire, produit grâce à deux bobines d'Helmholtz opposées. Si l'on considère les deux bobines circulaires face à face avec leur axe de symétrie selon l'axe Z, le champ produit est alors de la forme [4],

$$\vec{B} = B'(x, y, -2z). \quad (1.2)$$

L'amplitude du champ magnétique est alors donnée par $|\vec{B}| = B'\sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2}$ et s'annule à l'origine, permettant de piéger les atomes. La situation est cependant un peu plus compliquée. En effet, le champ magnétique constant non-uniforme apparaît comme dépendant du temps pour un atome en mouvement. Si l'état fondamental de l'atome

possède une structure hyperfine, ce champ magnétique variant peut alors induire des transitions hyperfines si la fréquence des variations de champ magnétique est similaire ou plus grande que la séparation des niveaux hyperfins. Puisque cette séparation est d'ordre $\mu_B |\vec{B}|$ et s'annule à l'origine, les atomes peuvent donc changer d'état, et transiter vers un état qui aurait un moment magnétique positif, auquel cas ils ne seraient plus piégés.

Contourner ce problème nécessite un minimum de champ magnétique non-nul, de façon à ce que la dégénérescence de la structure hyperfine soit toujours levée. Deux façons de contourner ce problème sont décrites dans [4], soit avec un champ magnétique oscillant pour le piège « time-averaged orbiting potential » (TOP), ou bien avec une autre configuration de champ magnétique statique pour le piège Ioffe-Pritchard. Sans les décrire en détails, la première façon superpose un champ magnétique oscillant au champ quadrupolaire de sorte qu'en moyenne, l'amplitude du champ vu par l'atome ne soit pas nul. Dans la deuxième option, on utilise deux bobines de Helmholtz avec des courants dans la même direction (plutôt que des courants opposés pour le champ quadrupolaire) pour créer une bouteille magnétique. Il faut cependant ajouter d'autres bobines ou barres magnétiques afin de briser la symétrie selon l'axe Z pour obtenir un minimum de champ magnétique.

1.2 Effets d'un laser sur les atomes

Lorsqu'un atome est soumis à la lumière d'un laser, deux types d'effets peuvent se produire. Ces deux types de processus correspondent à l'interaction avec des photons réels, lorsque le laser est en résonance avec une transition de l'atome, ou à un échange de photons virtuels lorsqu'il est hors-résonance [2]. En général, tous ces effets dépendent de la polarisation de la lumière utilisée et des états atomiques considérés.

1.2.1 Effets dissipatifs

Lorsque la lumière du laser est en résonance avec une transition de l'atome, un photon avec une énergie $E_L = \hbar\omega_L$ et une quantité de mouvement $\vec{p}_L = \hbar\vec{k}_L$ peut être absorbé par l'atome. Lorsque l'atome relaxera vers l'état fondamental, il émettra un photon avec la même énergie, mais une quantité de mouvement $\vec{p}_E = \hbar\vec{k}_E$ dans une direction aléatoire. En moyenne, la quantité de mouvement transmise à l'atome sera donc

$$\langle \delta \vec{p}_A \rangle = \langle \hbar\vec{k}_L - \hbar\vec{k}_E \rangle = \langle \hbar\vec{k}_L \rangle, \quad (1.3)$$

soit la quantité de mouvement du photon absorbé. Cohen-Tannoudji qualifie cet effet de dissipatif, car la lumière directionnelle du laser est dissipée dans toutes les directions. Cet effet, qui n'est en fait que la pression de radiation, permet de ralentir des atomes si l'on connaît leur direction de propagation en les poussant dans la direction opposée.

1.2.2 Effets dispersifs

Lorsque la lumière du laser n'est pas en résonance avec une transition de l'atome, les photons ne peuvent être absorbés directement. Les niveaux d'énergie subissent cependant un décalage de Stark donné par [2]

$$\Delta = \Omega^2 \frac{\delta}{\Gamma^2 + 4\delta^2}, \quad (1.4)$$

où $\Omega \propto d\sqrt{N}$ est la fréquence de Rabi, d est le moment dipolaire de la transition, N est le nombre de photons près de l'atome (l'intensité lumineuse), Γ est le taux de relaxation de l'état excité, et $\delta = \omega_L - \omega_A$ est le décalage entre la fréquence du laser ω_L et la fréquence de la transition atomique ω_A . Puisque les décalages de Stark dépendront des niveaux considérés (par le moment dipolaire de la transition inclus dans Ω), ils peuvent être vus

comme des champs électriques et magnétiques fictifs [5] et utilisés afin de contrôler le mouvement des atomes.

1.3 Refroidissement Doppler

Tel que vu à la section 1.2.1, en percutant un atome avec un flot de photons, on peut le ralentir. Cependant, lorsque l'atome est au repos, cette pression de radiation le réchauffera. L'astuce est alors d'utiliser deux lasers pointés dans des directions opposées et de les décaler légèrement vers le rouge par rapport à la transition que l'on veut utiliser. Grâce à l'effet Doppler, un atome se déplaçant vers la droite (vitesse positive v_a) verra les photons provenant de la droite décalés vers le bleu, et ceux provenant de la gauche décalés vers le rouge. Ainsi, tel que représenté sur la figure 1.1, cet atome absorbera davantage

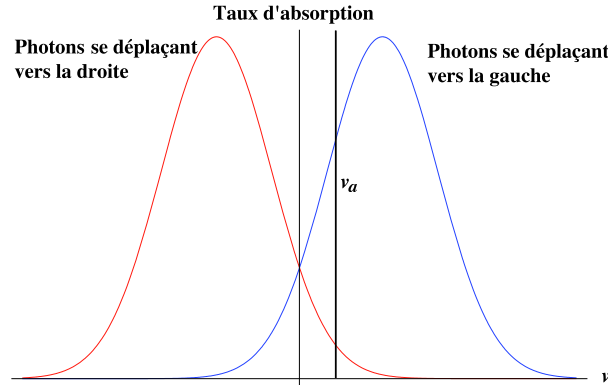


FIGURE 1.1 – Graphique d'absorption dans le refroidissement Doppler . Le taux d'absorption en fonction de la vitesse de l'atome par rapport au référentiel du laboratoire.

de photons avec une quantité de mouvement négative. Le contraire se produira pour un atome se déplaçant vers la gauche (vitesse négative). Cette technique a été suggérée pour des atomes neutres par T. W. Hänsch et A. L. Schawlow en 1975 [6]. On peut appliquer la même stratégie en trois dimensions avec six faisceaux laser, formant ce qui est appelé la mélasse optique. En effet, la zone où se croisent les six laser agit comme une zone où

un coefficient de friction effectif ralentit les atomes.

Un atome au repos absorbera de façon équivalente un photon qui provient de la droite ou de la gauche. Cette absorption constitue la limite du refroidissement Doppler. En effet, ces photons réchauffent l'atome en le faisant se déplacer selon une marche aléatoire. Il est possible de montrer [4] que la température limite est alors donnée par

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2}, \quad (1.5)$$

où k_B est la constante de Boltzmann. Ce résultat s'obtient en égalant la force Doppler exercée à la force de diffusion brownienne. Cette limite, pour des alcalins, est de l'ordre de $100 \mu\text{K}$ [2].

1.3.1 Le piège magnéto-optique

Il est aussi possible de rajouter un champ magnétique non-uniforme afin de rendre l'absorption dépendante de la position [2]. De cette façon, une force de rappel vers un point où le champ magnétique s'annule est ajoutée à la force de friction induite par les lasers. C'est cette combinaison qui est appelée le piège magnéto-optique, ou « magneto-optical trap » (MOT) en anglais [7].

1.3.2 Ralentisseur Zeeman

La pression de radiation peut aussi être utilisée pour ralentir les atomes émanant directement de la source. Dans ce cas, un faisceau laser unique est dirigé dans la direction opposée à la direction de propagation des atomes. Pour compenser le décalage Doppler qui varie au fur et à mesure que la vitesse des atomes diminue, un champ magnétique non-uniforme est appliqué de manière à ce que le laser soit toujours en résonance avec les atomes. C'est ce qui est appelé un ralentisseur Zeeman, ou « Zeeman slower » [4].

1.4 Pièges laser et miroirs pour atome

Dans la section précédente, des applications des forces dissipatives ont été expliquées. Cette section est plutôt axée sur des applications des forces dispersives. Selon l'équation (1.4), le décalage de Stark sera de même signe que le décalage δ entre la fréquence du laser et de la transition atomique. Il est ainsi possible de créer un minimum ($\delta < 0$), ou un maximum ($\delta > 0$) d'énergie potentielle en variant l'intensité du laser.

Dans le premier cas ($\delta < 0$), des atomes suffisamment froids peuvent être piégés dans un maximum d'intensité lumineuse d'un laser non-résonant, formant un piège laser. Cela a été réalisé avec un laser unique focalisé [8] et avec deux lasers croisés [9].

Dans le cas opposé ($\delta > 0$), le décalage de Stark est positif et il est donc possible de former des barrières de potentiel. Cela a été utilisé pour créer des miroirs pour atome. Des miroirs plats [10] et concaves [11] ont été réalisés expérimentalement.

1.5 Refroidissement par gradient de polarisation

Les premières expériences de refroidissement Doppler ont surpris par le fait qu'elles pouvaient atteindre des températures beaucoup plus froides que la température limite T_D . Les températures les plus basses obtenues pour des atomes de césium étaient de l'ordre de $3\mu\text{K}$, environ 40 fois plus faibles que la limite Doppler T_D [1, 12]. Les expérimentateurs ont aussi remarqué que le refroidissement dépendait de la polarisation des lasers utilisés. L'effet a été identifié et expliqué par Dalibard et Cohen-Tannoudji [13], ainsi que par Ungaret *al.* [14] en 1989.

Le refroidissement par gradient de polarisation utilise une technique qui combine les effets dissipatifs et dispersifs et le fait que l'état fondamental des atomes utilisés possède généralement une structure hyperfine. Par exemple, on considère le diagramme d'énergie

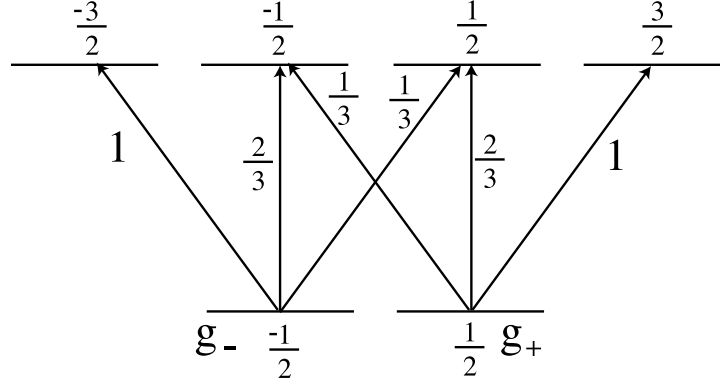


FIGURE 1.2 – Diagramme d'énergie d'un atome à plusieurs niveaux. Les flèches indiquent les transitions possibles entre le doublet de l'état fondamental et le quadruplet de l'état excité. Les fractions en-dessous des états fondamentaux et au-dessus des états excités représentent le spin total de ces états. Les fractions à côté des flèches sont les coefficients de Clebsch-Gordan pour ces transitions [4].

de la figure 1.2. Cette structure de niveaux est telle qu'il est possible de pomper un atome de l'état fondamental g_- avec $m_g = -1/2$ vers l'état g_+ avec $m_g = 1/2$ et vice-versa. En effet, si l'on considère une lumière polarisée σ_+ (circulaire droite), elle induira une transition d'un atome dans l'état g_+ vers l'état excité à $m_e = 3/2$, duquel il relaxera vers g_+ , car il n'a d'autre choix possible. Cependant, un atome dans l'état g_- transitera vers l'état $m_e = 1/2$, duquel il a une probabilité $2/3$ de relaxer vers l'état g_+ et $1/3$ vers l'état g_- . L'effet d'une lumière polarisée σ_+ est donc de pomper l'atome vers l'état fondamental g_+ . Le contraire est vrai pour une lumière polarisée σ_- .

L'astuce est alors d'utiliser deux faisceaux opposés avec des polarisations linéaires perpendiculaires entre-elles [1]. Par exemple, on choisit un faisceau se propageant vers l'axe z positif (axe horizontal vers la droite sur la figure 1.3) polarisé selon l'axe x , et le faisceau opposé polarisé selon l'axe y . Le champ électrique de ces deux faisceaux est

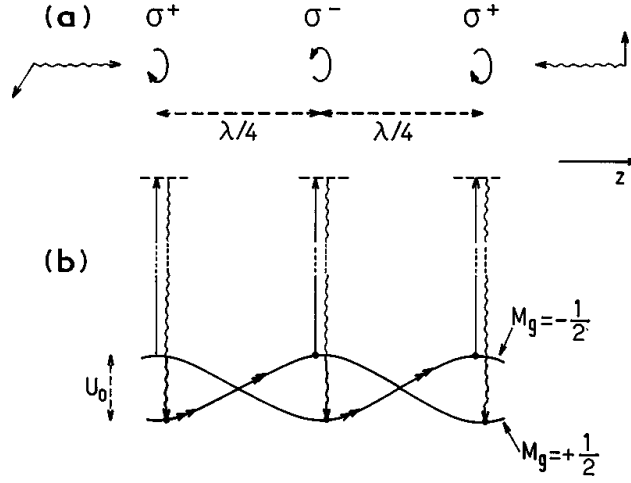


FIGURE 1.3 – Refroidissement par gradient de polarisation. (Image tirée de [2]) En a), la polarisation résultante du champ électrique donné à l'équation Eq. (1.7). En b), la modulation de l'effet Stark induite par la modulation de la polarisation, pour les états g_{\pm} .

$$\vec{E}_x(z, t) = E_0 \hat{x} (e^{-i(\omega_L t - k_L z)} + e^{i(\omega_L t - k_L z)}) \quad (1.6a)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = iE_0 \hat{y} (e^{-i(\omega_L t + k_L z)} + e^{i(\omega_L t + k_L z)}), \quad (1.6b)$$

où ω_L et k_L sont la fréquence et le vecteur d'onde de la lumière, E_0 est son intensité, et \hat{x} et \hat{y} sont des vecteurs unitaires. On peut exprimer la somme de ces champs sous la forme

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}(z) e^{-i\omega_L t} + \vec{E}^*(z) e^{i\omega_L t} \quad (1.7a)$$

$$\vec{E}(z) = E_0 (\hat{x} e^{ik_L z} - i\hat{y} e^{-ik_L z}), \quad (1.7b)$$

de telle sorte que la polarisation du champ électrique passe de $\sigma_- \propto \hat{x} - i\hat{y}$ en $z = 0$, à $\sigma_+ \propto \hat{x} + i\hat{y}$ en $z = \pi/2k_L$, en passant par $\hat{x} \pm \hat{y}$ entre temps, avec une périodicité de π/k_L .

L'atome sentira deux décalages de Stark associés aux deux faisceaux. Cependant, le décalage induit par un faisceau n'est pas le même pour l'état g_+ que pour l'état

g_- . En effet, le décalage induit est proportionnel au coefficient de Clebsh-Gordan de la transition [4]. Par exemple, un faisceau de polarisation σ_+ couple l'état g_- à l'état $m_e = 1/2$ avec un coefficient de Clebsh-Gordan de $1/3$, et l'état g_+ à l'état $m_e = 3/2$ avec un coefficient unité. Le décalage de Stark sera donc trois fois plus élevé pour l'état g_+ que pour l'état g_- .

La modulation de la polarisation induit donc une modulation de l'énergie des niveaux g_- et g_+ en anti-phase, tel que représenté sur la figure 1.3(b). Si l'on suppose maintenant un atome dans l'état g_+ dans un minimum de potentiel (polarisation σ_+) qui se déplace vers la droite. Il grimpera alors la barrière de potentiel, perdant de l'énergie cinétique, jusqu'au sommet (polarisation g_-), où il aura la plus grande probabilité d'être pompé par le laser vers l'état g_- et il se retrouvera dans le fond d'un puits. Un tel atome sera alors ralenti jusqu'à ce que son énergie soit inférieure à l'énergie U_0 de la barrière. C'est à cause de l'alternance des cycles de montée et de chute de potentiel que Dalibard et Cohen-Tannoudji ont nommé ce refroidissement « Sisyphus cooling », en référence à Sisyphe dans la mythologie grecque, qui avait été condamné à rouler indéfiniment une pierre au sommet d'une montagne pour la voir redescendre tout de suite après.

La température minimale atteignable par ce procédé devrait être de l'ordre de $U_0 \propto \hbar\Omega^2/\delta$, et l'on pourrait penser que l'on peut diminuer l'intensité ($\Omega^2 \propto I$) du laser indéfiniment. En pratique, le refroidissement par gradient de polarisation est limité par l'énergie de recul E_R transmise par un photon émis de manière spontanée à l'atome. Cette énergie est [2]

$$E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}, \quad (1.8)$$

où M est la masse de l'atome et k le vecteur d'onde du photon. La température définie par cette énergie

$$T_R = \frac{2E_R}{k_B}, \quad (1.9)$$

est de l'ordre du μK , et concorde avec les températures qui avaient été observées expérimentalement. Cette technique de refroidissement devient inefficace à cette température, car l'énergie de recul donnée à l'atome par le photon émis devient plus importante que l'énergie perdue en grimpant les barrières de potentiel.

1.6 Refroidissement par pompage dans un état sombre

La limite de température pour la technique précédente est imposée par l'énergie de recul transmise par un seul photon émis de manière spontanée. Il est cependant possible d'atteindre une température encore plus basse. L'astuce est d'utiliser une configuration dans laquelle un atome au repos n'absorbe pas de photons. En effet, s'il est possible d'obtenir un profil d'absorption dépendant de la vitesse, tel qu'illustré sur la figure 1.4(a), la marche aléatoire d'un atome induite par les émissions spontanées peut alors le faire transiter vers un état de mouvement tel que $v \approx 0$, dans lequel l'atome ne pourra plus interagir avec les photons. Tel qu'illustré sur la figure 1.4(b), la distribution de vitesse des atomes tendra donc à se concentrer autour de $v \approx 0$.

L'une des configuration exploitant cette astuce est appelée « velocity selective coherent population trapping » (VSCPT) en anglais et a été proposée et démontrée par

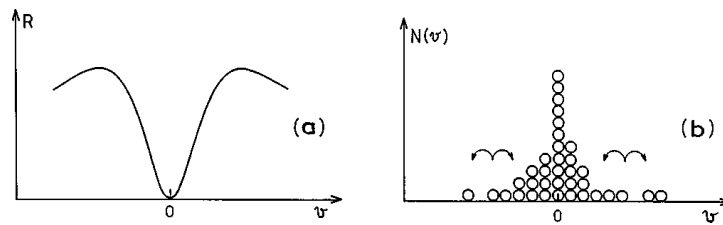


FIGURE 1.4 – Refroidissement en-dessous de la température de recul T_R . (Image tirée de [2]) (a) Profil, en fonction de la vitesse de l'atome, du coefficient d'absorption R nécessaire pour refroidir en-dessous de la température de recul T_R . (b) Distribution de vitesse d'un gaz d'atomes pendant le refroidissement.

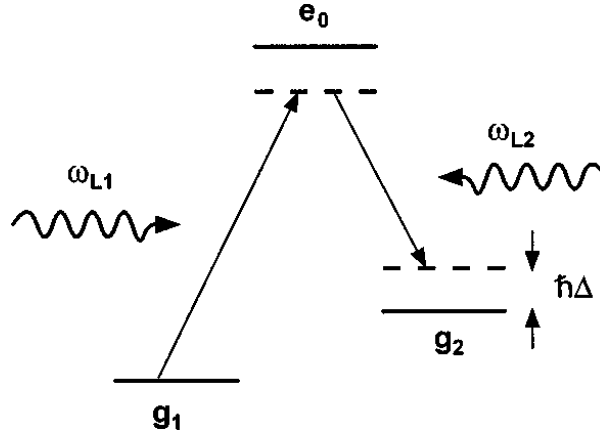


FIGURE 1.5 – Refroidissement par pompage dans un état sombre. (Image tirée de [2]) Un atome à trois niveaux est soumis à deux lasers de fréquence ω_{L1} et ω_{L2} qui sont légèrement décalé des fréquences des transitions $g_1 \leftrightarrow e_0$ et $g_2 \leftrightarrow e_0$. Lorsque le décalage $\Delta = 0$, la lumière est absorbée de façon résonante et l'état du système devient une combinaison linéaire de g_1 et g_2 , qui est isolée du niveau e_0 par une interférence destructive.

Aspect *et al.* [15] en 1988. Pour cette technique, on considère un atome avec deux états fondamentaux g_1 et g_2 et un état excité e_0 (appelé système Λ à cause de la forme du spectre). On soumet cet atome à deux lasers de fréquence ω_{L1} et ω_{L2} qui excitent les transitions $g_1 \leftrightarrow e_0$ et $g_2 \leftrightarrow e_0$ respectivement. Cette configuration est illustrée sur la figure 1.5. Si le décalage Δ est nul, l'atome est pompé par une transition Raman dans une superposition linéaire de l'état g_1 et g_2 . Lorsqu'il est dans cet état, la transition vers le niveau e_0 ne se produit pas grâce à une interférence destructive entre les deux transitions $g_1 \rightarrow e_0$ et $g_2 \rightarrow e_0$ [2].

L'astuce est alors de décaler les deux lasers de façon à ce que la transition Raman se produise pour une vitesse non-nulle. Lorsqu'un atome transite vers l'état superposé de g_1 et g_2 , il cesse d'absorber et d'émettre des photons. Il a été montré [16] que les deux états g_1 et g_2 diffèrent aussi par leur quantité de mouvement. Puisqu'ils sont couplés au même état $|e_0, p = 0\rangle$, leur quantité de mouvement est liée et l'état superposé s'exprime

comme [2]

$$|\psi_D\rangle = c_1 |g_1, -\hbar k_1\rangle + c_2 |g_2, \hbar k_2\rangle. \quad (1.10)$$

L'atome est donc dans une superposition de deux états ayant une quantité de mouvement opposée, mais dont la moyenne est nulle. On note que, contrairement aux deux techniques précédentes, il n'y a pas de limite fondamentale telle que l'énergie de recul pour définir une température minimale atteignable dans cette technique. La limite est plutôt technique et dépend de la configuration des niveaux électroniques utilisés et d'à quel point l'état utilisé est sombre. Par cette technique, des températures de l'ordre de $T_R/800$ ont été observées [17].

Chapitre 2

Informatique quantique

Dans ce chapitre, on s'intéresse à la réalisation d'opérations nécessaires à la réalisation d'informatique quantique à partir d'atomes refroidis et disposés dans un cristal optique. Dans la première section, on expliquera la configuration de l'expérience menée dans le laboratoire du Prof. David S. Weiss, à l'université Pennsylvania State, puis comment ils réussissent à détecter les atomes dans un cristal optique. Les sections suivantes décrivent respectivement comment il est proposé de contrôler sélectivement un atome du cristal afin d'effectuer des portes logiques à un qubit, de déplacer les atomes afin d'obtenir un réseau compact, et d'effectuer des portes logiques à deux qubits.

2.1 Création d'un réseau optique cubique

Un réseau optique cubique simple peut être produit grâce à trois ondes stationnaires perpendiculaires de fréquence légèrement décalées [18]. Le léger décalage sert à éviter l'interférence des trois ondes et permet d'avoir un cristal tridimensionnel dont la lumière est polarisée de la même façon (linéairement par exemple) dans tout le cristal.

À l'aide de trois paires de faisceaux décalés vers le bleu, orientés à $\theta = 10^\circ$ les un

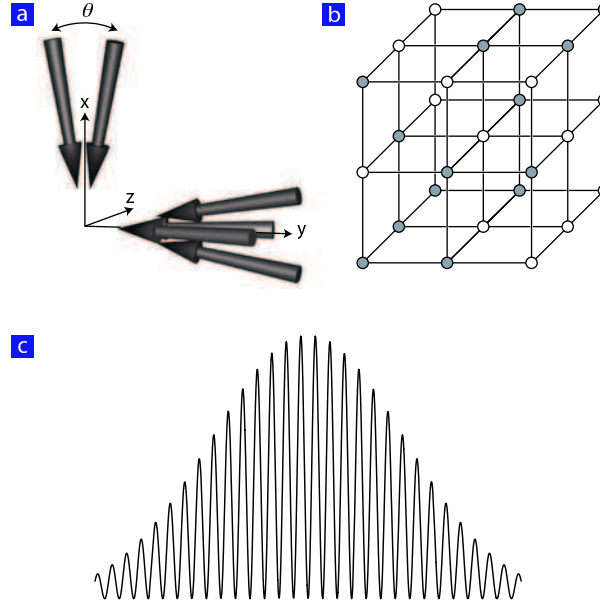


FIGURE 2.1 – Réseau cubique produit dans l’expérience de l’équipe de Pennsylvania State University. (Image tirée de [20]) a) L’orientation des faisceaux lasers utilisés. b) Le réseau cubique simple obtenu avec un remplissage de 0.5. c) Le potentiel selon l’un des axes cristallins.

des autres, ils peuvent faire un réseau cubique simple avec une constante de réseau de $4.9 \pm 0.1 \mu\text{m}$ [19]. Dû au décalage vers le bleu des lasers, les atomes sont piégés aux minima d’intensité. L’orientation des faisceaux est illustrée dans la figure 2.1 a). La longueur d’onde utilisée est de $\lambda = 845.5\text{nm}$, et sa largeur est d’environ $60 \mu\text{m}$. Avec une puissance de laser de 60 mW dans chaque faisceau, la profondeur maximale des puits est de $U_0/k_B = 165 \mu\text{K}$. Le potentiel selon l’un des axes cristallins est représenté à la figure 2.1 c). Le potentiel diminue vers les bords à cause de la distribution d’intensité du laser.

Dans leur expérience [20], des atomes de césium sont refroidis et capturés dans un piège magnéto-optique. Ils allument ensuite le réseau optique. À ce moment, il y a en moyenne six atomes par sites du réseau. Les atomes sur le même site subissent plusieurs collisions qui peuvent les éjecter ou former une molécule, auquel cas ils ne sont plus piégés. À la fin, les sites qui contenaient un nombre pair d’atomes se retrouvent donc vides

et ceux qui contenaient un nombre impair contiennent un seul atome. Ils obtiennent donc un réseau avec une moitié aléatoire de sites remplis. Cette étape se produit si rapidement qu'ils ne peuvent l'observer.

Après 5 ms, ils éteignent le piège magnéto-optique et seul le réseau optique piège les atomes. Ils allument alors des faisceaux pour davantage refroidir les atomes par gradient de polarisation, tel que décrit à la section 1.5, ou dans la référence [18]. Pour ce refroidissement, ils utilisent une longueur d'onde plus courte que la constante de réseau de façon à refroidir même si les atomes ne sautent pas d'un site à l'autre. Ils peuvent alors atteindre des températures de l'ordre de 1 ou $2\mu\text{K}$, beaucoup plus faibles que la profondeur des puits de potentiel.

2.2 Détection des atomes dans un réseau 3D

Grâce à la maille de leur réseau qui est suffisamment grande, ils peuvent détecter la présence ou l'absence d'un atome à chaque site [20]. Pour ce faire, ils détectent la lumière des lasers de refroidissement diffusée par les atomes grâce à un capteur CCD. L'objectif utilisé a une profondeur de champ de $2.8\mu\text{m}$ leur permettant d'avoir un seul plan du réseau au point focal à la fois. Ils prennent une photo d'un plan, puis déplacent l'objectif grâce à un transducteur piézoélectrique pour photographier le plan suivant. Chaque plan est exposé pendant 500 ms, durée pendant laquelle ils détectent environ 3300 photons par atome au centre du réseau. La figure 2.2 montre le résultat d'une prise de photo de trois plans consécutifs, ainsi qu'une photo de ces mêmes plans à 3 s d'intervalle. Ils montrent ainsi qu'aucun des atomes au centre du réseau (là où le puits de potentiel est le plus profond), ne saute d'un site à l'autre. Avec une barrière de potentiel $U_0 = 165\mu\text{K} \times k_B$, ils obtiennent une probabilité de saut de 5×10^{-6} par seconde pour les atomes du milieu

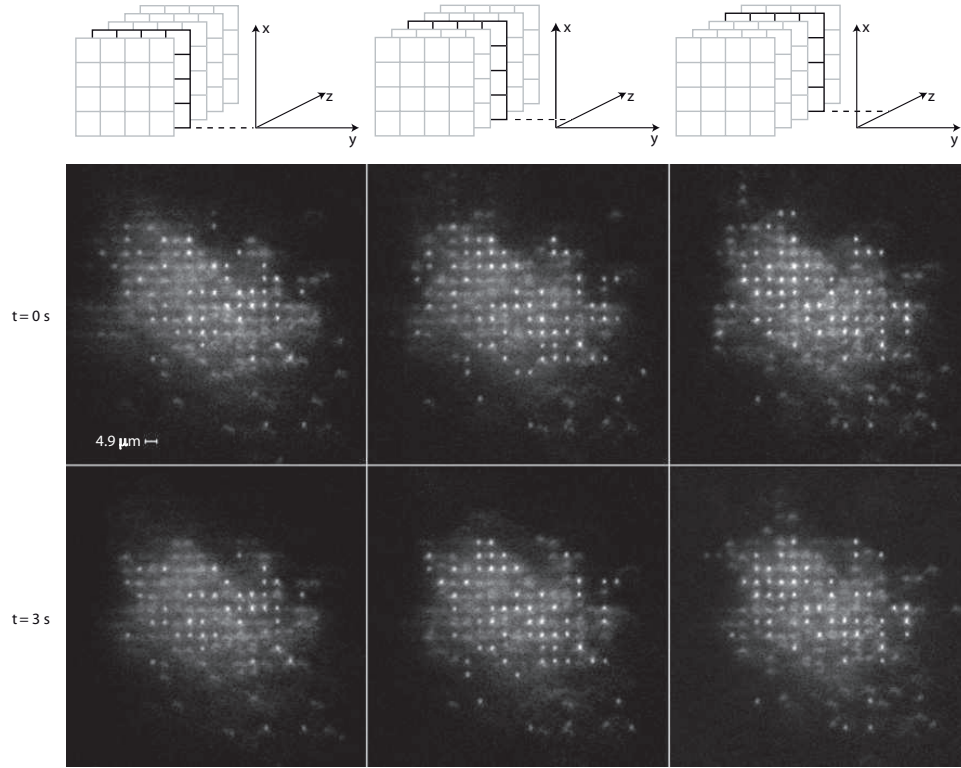


FIGURE 2.2 – Images de trois plans consécutifs d’un réseau tridimensionnel. (Image tirée de [20]) Les images ont été prises avec un temps d’exposition de 500 ms. L’arrière-plan lumineux correspond à la lumière reçue des plans hors-focus. Les images du bas ont été prises 3 s après celles du haut.

du réseau.

Ils concluent aussi qu’ils peuvent détecter la présence ou l’absence d’atome sur un site avec une probabilité d’erreur de 10^{-7} . Pour un réseau de 250 atomes, il leur faut $\sim 0.5 \text{ s}$ pour obtenir ce taux. Enfin, ils peuvent photographier deux plans en même temps s’ils déplacent l’axe optique du système d’imagerie pour y introduire de l’astigmatisme. De cette façon, et en ajustant les paramètres du système d’imagerie, les atomes de deux plans subséquents apparaissent comme deux ellipses dont le grand-axe est perpendiculaire, plutôt que comme deux points superposés. Ils affirment qu’en refroidissant davantage les atomes, il serait en principe possible de photographier le cristal au complet par une technique holographique.

2.3 Adressabilité d'un atome et porte logique à un qubit

Pour adresser de manière sélective un atome, la technique proposée est de focaliser un laser sur le site atomique [19,21]. Par exemple, un laser de $2\mu\text{W}$ à 877 nm focalisé sur un point de $1.2\mu\text{m}$ dans leur cristal induirait un décalage de Stark 2.5 fois plus élevé à l'atome au point focal qu'au plus proche voisin. Ce décalage permettrait alors d'effectuer des opérations qui ne seraient en résonance qu'avec l'atome ciblé. Cette situation est illustrée à la figure 2.3 a).

Un exemple d'application est d'utiliser un champ micro-ondes uniforme sur tout le cristal, mais qui est en résonance avec un seul site, pour effectuer une porte logique sur l'atome. Par exemple, la figure 2.3 b) présente le schéma d'énergie de l'atome ciblé. L'état de moment cinétique $F = 3$, $m_F = 1$ (état A), jouerait ici le rôle de l'état fondamental, et l'état $F = 4$, $m_F = 1$ (état B) jouerait le rôle de l'état excité du qubit. Un pulse résonnant peut faire passer l'atome de l'état A à l'état B. La condition pour que cette technique fonctionne est que le pulse micro-onde soit suffisamment bien résolu en fréquence pour ne pas induire de transition sur les atomes voisins. La différence entre le décalage de

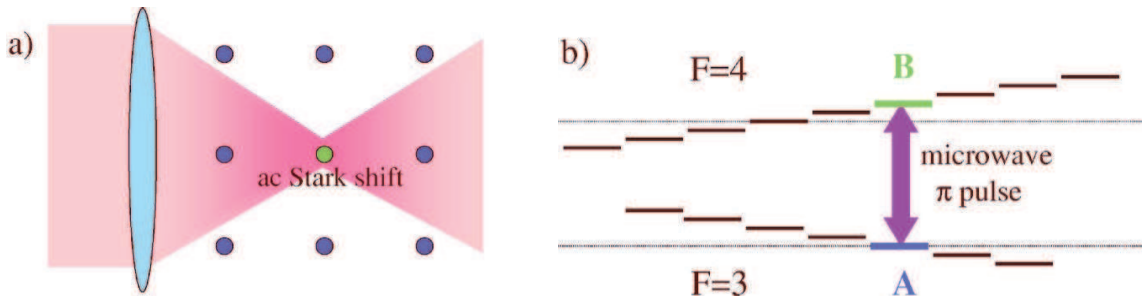


FIGURE 2.3 – Schéma de la méthode pour adresser un atome unique. (Image tirée de [19]) a) Un faisceau laser est focalisé sur un volume de l'ordre de $1\mu\text{m}^3$. b) Décalage des niveaux fondamental ($F=3$, $m_F = 1$) et excité ($F=4$, $m_F = 1$). On peut appliquer un pulse pour faire passer l'atome de l'état A à l'état B.

Stark de l'atome ciblé et celui du plus proche voisin est, dans cet exemple, d'environ 1 MHz. Ainsi, avec un pulse micro-onde d'une durée d'environ $30\mu s$, ils pourraient agir sur l'atome ciblé, sans agir sur ses voisins.

2.4 Compactage des atomes dans un réseau 3D

Afin d'effectuer des portes logiques à deux qubits qui soient efficaces, il est préférable que les atomes occupent un réseau régulier rempli, de sorte que la distance inter-atomique soit minimale et régulière. L'équipe de Pennsylvania State ont élaboré un algorithme qui permettrait de compacter les atomes. Cet algorithme est décrit en détail dans les références [19,21]. Il se base sur la possibilité de connaître la position des atomes, et sur la possibilité de les contrôler indépendamment les uns des autres.

La proposition consiste à d'abord sonder la position de tous les atomes dans le cristal tel que décrit à la section 2.2. Utilisant cette information, ils proposent d'utiliser la technique décrite à la section précédente afin d'induire une transition vers l'état B pour les atomes sélectionnés (ceux à déplacer). Ces atomes sont alors dans un état qui est dominé par la polarisation σ_+ contrairement à ceux qui demeurent dans l'état A , dominés par la polarisation σ_- . Ils pourraient alors, en tournant la polarisation de l'un des deux lasers, déplacer les atomes dans l'état B par rapport aux atomes dans l'état A . Cette procédure est illustrée à la figure 2.4 a). L'algorithme de compactage se base alors sur ces deux opérations : « flip » (transition de A vers B), et déplacement sélectif.

La procédure de compactage se déroule ensuite en deux phases. Dans un premier temps (pour un cristal bidimensionnel), ils uniformisent le nombre d'atome dans chaque rangée. Ceci est illustré par la figure 2.4 b). Dans un deuxième temps, ils compactent les rangées, tel qu'illustré à la figure 2.4 c). L'algorithme est décrit en détail pour un cristal

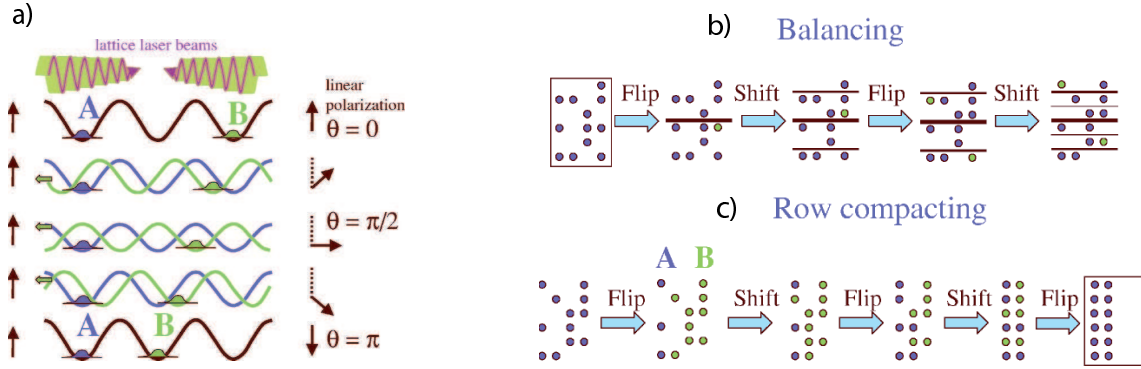


FIGURE 2.4 – Procédure de compactage des atomes. (Image tirée de [19]). a) Procédure pour décaler sélectivement un atome. Le mouvement de l'atome dans l'état B est dominé par la lumière polarisée σ_+ , alors que celui dans l'état A est dominé par la lumière polarisée σ_- . b) La première étape du compactage est d'uniformiser le nombre d'atomes dans chaque rangée. c) La deuxième étape est de compacter les rangées.

tridimensionnel dans la référence [21].

Ils calculent [19] que ces opérations peuvent se faire avec très peu de réchauffement des atomes. Ainsi, un déplacement d'une durée de 5 ms induit un réchauffement de moins de 0.01 d'un quantum d'énergie de vibration. Ils calculent aussi que l'opération de « flip » peut se faire avec un réchauffement d'environ 10^{-3} d'un quantum d'énergie de vibration. Ils calculent enfin que cette procédure peut se faire en N étapes pour un cristal unidimensionnel, en $5/2N^{1/2}$ étapes pour un cristal bidimensionnel et en $9/2N^{1/3}$ étapes pour un cristal tridimensionnel, où N est le nombre d'atomes dans le cristal. Ils obtiennent un temps de 1 s pour compacter un cristal tridimensionnel de 4000 atomes. On note qu'ils peuvent aussi corriger les erreurs qui se seraient produites pendant l'algorithme en photographiant de nouveau le cristal.

2.5 Porte logique à deux qubits

L'une des propositions pour réaliser une porte logique à deux qubits dans ce système est d'utiliser des transitions vers des états de Rydberg [22], qui sont caractérisés par

un nombre quantique n élevé. Ces états ont un moment dipolaire qui peut être très important. Ils considèrent ainsi deux états électroniques $|g\rangle_j = |0\rangle_j$ et $|e\rangle_j = |1\rangle_j$ pour les états fondamental et excité de l'atome $j \in \{1, 2\}$. Ils proposent d'utiliser deux laser qui couplent l'état fondamental $|g\rangle_j$ d'un atome avec un état de Rydberg $|r\rangle_j$, avec une fréquence de Rabi Ω_j . La porte logique proposée est une porte de phase telle que

$$|\epsilon_1\rangle \otimes |\epsilon_2\rangle \rightarrow e^{i\epsilon_1\epsilon_2\phi} |\epsilon_1\rangle \otimes |\epsilon_2\rangle, \quad (2.1)$$

avec $\epsilon_j \in \{0, 1\}$.

La porte est réalisée en trois étapes. D'abord, ils appliquent un pulse π sur l'atome 1, puis un pulse 2π sur l'atome 2, puis un autre pulse π sur l'atome 1. Grâce à l'interaction dipolaire entre les deux états de Rydberg, la dégénérescence entre les états $|gr\rangle$ et $|rg\rangle$ est levée, avec une différence d'énergie de l'ordre de l'énergie d'interaction dipolaire que l'on appelle u et ils considèrent le cas où $u \gg \Omega_j$.

Dans le cas où les 2 atomes étaient initialement dans l'état $|ee\rangle$, la porte logique ne fait rien, car aucune transition n'est en résonance. Dans le cas où le système est dans l'état $|ge\rangle$, la porte réalise les opérations suivantes : $|ge\rangle \rightarrow |re\rangle \rightarrow -|re\rangle \rightarrow -|ge\rangle$, où chaque flèche représente une étape. Dans le cas où l'état initial est $|eg\rangle$, la porte réalise les opérations $|eg\rangle \rightarrow |eg\rangle \rightarrow -|eg\rangle \rightarrow -|eg\rangle$. Enfin, lorsque le système est initialement dans l'état $|gg\rangle$, le premier pulse l'amène dans l'état $|rg\rangle$. À cause de l'énergie d'interaction, et parce que l'atome 1 est dans l'état $|r\rangle_1$, l'état $|r\rangle_2$ est décalé en énergie. Puisque $u \gg \Omega_j$, le deuxième pulse n'est pas résonant. Son seul effet est d'ajouter une phase $\varphi\pi\Omega_2/2u \ll \pi$ [22] à la fonction d'onde. Le troisième pulse retourne le qubit 1 vers l'état $|g\rangle_1$. L'état final est alors $e^{i(\pi-\varphi)} |gg\rangle \approx -|gg\rangle$. Le résultat de cette porte logique est donc

décrit par les relations

$$|gg\rangle \rightarrow e^{i(\pi-\varphi)} |gg\rangle \approx -|gg\rangle \qquad |ge\rangle \rightarrow -|ge\rangle \qquad (2.2a)$$

$$|eg\rangle \rightarrow -|eg\rangle \qquad |ee\rangle \rightarrow |ee\rangle . \qquad (2.2b)$$

De la même façon que précédemment, ils pourraient utiliser des lasers focalisés sur deux points du réseau afin de décaler les niveaux d'énergie et de s'assurer de ne faire la porte logique que sur les deux atomes désirés.

Conclusion

En conclusion, on a vu dans ce rapport, comment il est possible de réaliser différentes étapes nécessaires à l'informatique quantique grâce à des atomes neutres. Plusieurs techniques de refroidissement ont d'abord été décrites dans le premier chapitre. Ces techniques permettent de refroidir les atomes à des températures de l'ordre de quelques nano-kelvins. On a vu que la limite de température pour la meilleure technique de refroidissement n'est pas fondamentale, mais limitée par la qualité du contrôle exercé sur le système.

Dans le deuxième chapitre, on a vu comment l'équipe du Prof. Weiss réussit à créer un réseau tridimensionnel d'atomes grâce à un cristal optique, et réussit à détecter la position de tous les atomes dans ce cristal. On a aussi vu comment ils proposent de réaliser des portes logiques à un qubit et à deux qubits grâce à des lasers focalisés sur un ou deux sites du cristal optique. Ils proposent ainsi d'utiliser le décalage de Stark produit par les lasers focalisés afin de contrôler, grâce à des pulses micro-ondes uniquement en résonance avec les atomes ciblés.

Bibliographie

- [1] Y. Castin, J. Dalibard, et C. Cohen-Tannoudji. *Bose-Einstein Condensation : Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, chapter 9, 173–201. Cambridge University Press (1996). Editeurs : A. Griffin, D. W. Snoke et S. Stringari.
- [2] Claude N. Cohen-Tannoudji. Nobel lecture : Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.* **70**(3), 707–719 (1998).
- [3] William D. Phillips. Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.* **70**(3), 721–741 (1998).
- [4] Christopher Pethick et Henrik Smith. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*. Cambridge University Press, (2002).
- [5] Claude Cohen-Tannoudji et Jacques Dupont-Roc. Experimental study of zeeman light shifts in weak magnetic fields. *Phys. Rev. A* **5**(2), 968–984 (1972).
- [6] T. W. Hänsch et A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [7] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, et D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**(23), 2631–2634 (1987).
- [8] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, et A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.* **57**(3), 314–317 (1986).
- [9] Charles S. Adams, Heun Jin Lee, Nir Davidson, Mark Kasevich, et Steven Chu. Evaporative cooling in a crossed dipole trap. *Phys. Rev. Lett.* **74**(18), 3577–3580 (1995).
- [10] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov, et A. I. Sidorov. Quantum-state-selective mirror reflection of atoms by laser light. *Phys. Rev. Lett.* **60**(21), 2137–2140 (1988).
- [11] C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, et C. Cohen-Tannoudji. Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity. *Phys. Rev. Lett.* **71**(19), 3083–3086 (1993).
- [12] C. N. Cohen-Tannoudji et W. D. Phillips. New mechanisms for laser cooling. *Physics Today* **43**, 33 (1990).

- [13] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [14] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, et S. Chu. Optical molasses and multilevel atoms : theory. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989).
- [15] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, et C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. *Phys. Rev. Lett.* **61**(7), 826–829 (1988).
- [16] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, et C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping : theoretical analysis. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(7), 2112 (1989).
- [17] B. Saubaméa, T. W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc, et C. Cohen-Tannoudji. Direct measurement of the spatial correlation function of ultracold atoms. *Phys. Rev. Lett.* **79**(17), 3146–3149 (1997).
- [18] S. Lukman Winoto, Marshall T. DePue, Nathan E. Bramall, et David S. Weiss. Laser cooling at high density in deep far-detuned optical lattices. *Phys. Rev. A* **59**(1), R19–R22 (1999).
- [19] D. S. Weiss, J. Vala, A. V. Thapliyal, S. Myrgren, U. Vazirani, et K. B. Whaley. Another way to approach zero entropy for a finite system of atoms. *Phys. Rev. A* **70**(4), 040302 (2004).
- [20] Karl D. Nelson, Xiao Li, et David S. Weiss. Imaging single atoms in a three-dimensional array. *Nature Physics* **3**, 556 (2007).
- [21] J. Vala, A. V. Thapliyal, S. Myrgren, U. Vazirani, D. S. Weiss, et K. B. Whaley. Perfect pattern formation of neutral atoms in an addressable optical lattice. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **71**(3), 032324 (2005).
- [22] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté, et M. D. Lukin. Fast quantum gates for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **85**(10), 2208–2211 (2000).