

# Calcul et simulation quantiques avec des matrices d'atomes de Rydberg

**Thierry Lahaye** (thierry.lahaye@institutoptique.fr)

CNRS, Université Paris-Saclay & Institut d'Optique, Laboratoire Charles Fabry, 2 avenue Augustin Fresnel, 91120 Palaiseau

**Les technologies quantiques, c'est-à-dire l'utilisation, en vue d'applications pratiques, des phénomènes emblématiques de la physique quantique que sont superpositions cohérentes et états intriqués, connaissent un essor spectaculaire. Elles promettent en effet à terme de révolutionner un certain nombre de domaines, comme la métrologie, les communications sécurisées ou la manière de réaliser certains calculs. Depuis quelques années, l'utilisation de matrices d'atomes de Rydberg pour ce type d'application connaît un essor considérable.**

Les technologies quantiques reposent sur des systèmes physiques, ou « plateformes », que l'on peut contrôler à l'échelle de l'objet quantique individuel, jouant le rôle de *bits* quantiques (*qubits*), et que l'on cherche à assembler en des systèmes de plus en plus complexes, tout en gardant un très bon contrôle, afin d'effectuer des opérations quantiques. Parmi ces plateformes, les ions piégés et les circuits supraconducteurs ont longtemps fait la course en tête, en termes de qualité des opérations effectuées et de nombre de *qubits* (plusieurs dizaines).

Cependant, depuis une dizaine d'années, une nouvelle approche s'est développée. Elle repose sur l'utilisation de matrices d'atomes, confinés individuellement dans des pièges de lumière appelés « pincettes optiques », et que l'on fait interagir en les excitant par laser dans des « états de Rydberg ». Cette approche est longtemps restée un domaine de niche, mais aujourd'hui, des dizaines de groupes développent ces systèmes, qui connaissent des progrès fulgurants. Après un bref rappel historique, les outils de base du domaine seront décrits, et quelques exemples d'expériences récentes seront donnés. Il est évidemment hors de question de viser ici à l'exhaustivité : on trouvera quelques références parmi des centaines de travaux publiés.

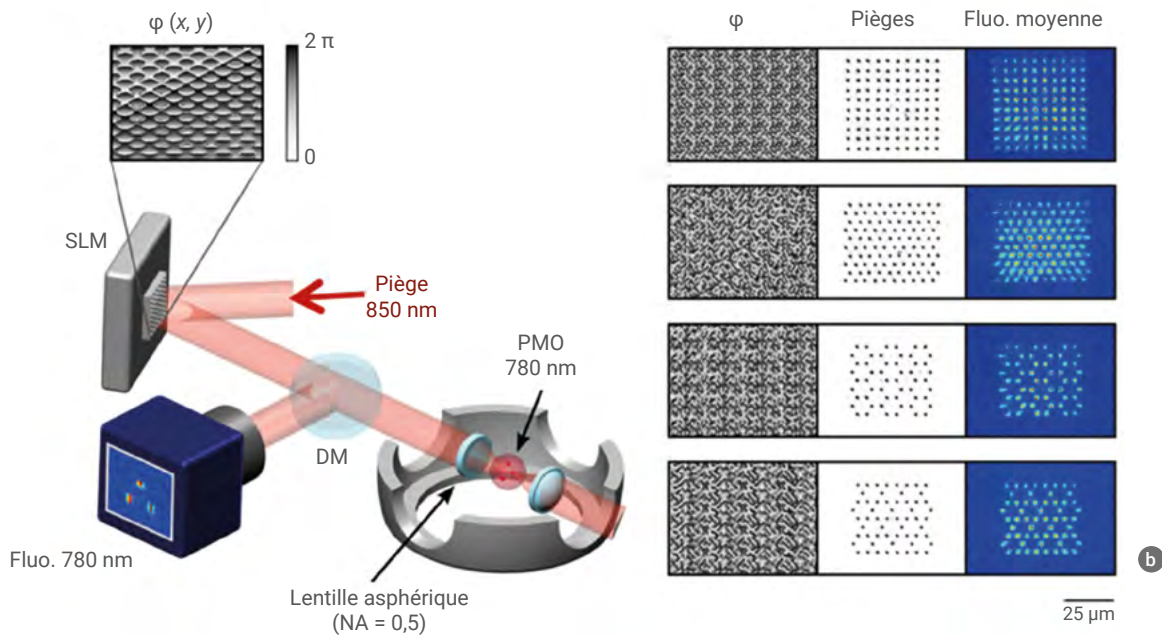
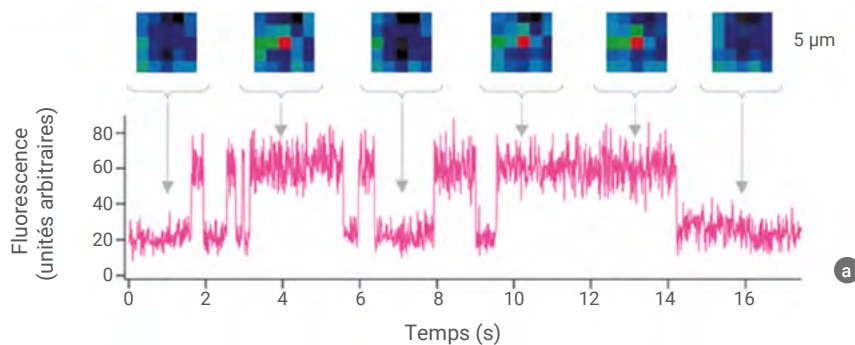


## Des articles fondateurs aux « jeunes pousses » actuelles

La naissance de cette plateforme remonte à deux articles pionniers, publiés il y a 25 ans. Le premier [1], en 2000, issu des travaux de Peter Zoller, Misha Lukin, et collègues, est une étude théorique proposant d'utiliser les interactions existant entre atomes de Rydberg pour réaliser des portes quantiques robustes. Le second, expérimental [2], est la démonstration, en

2001 dans le groupe de Philippe Grangier à l'Institut d'Optique, du piégeage d'un atome individuel dans un piège de lumière microscopique, premier pas vers la réalisation de la proposition précédente. Aujourd'hui, plusieurs entreprises, dont la jeune pousse Pasqal que nous avons fondée avec A. Browaeys, A. Aspect, G.-O. Raymond et C. Jurczak, commercialisent des « processeurs quantiques » à plusieurs centaines de *qubits* [3] (voir photo ci-dessus).

>>>



### 1. Matrices d'atomes individuels.

(a) Signal de fluorescence d'un atome unique dans une pince optique [1].

(b) En utilisant un modulateur spatial de lumière (SLM), on peut obtenir des matrices de pièges avec des géométries quasiment arbitraires [4].

(c) Pour obtenir une matrice ordonnée, on part d'une matrice chargée aléatoirement, et on réarrange les atomes.

>>>

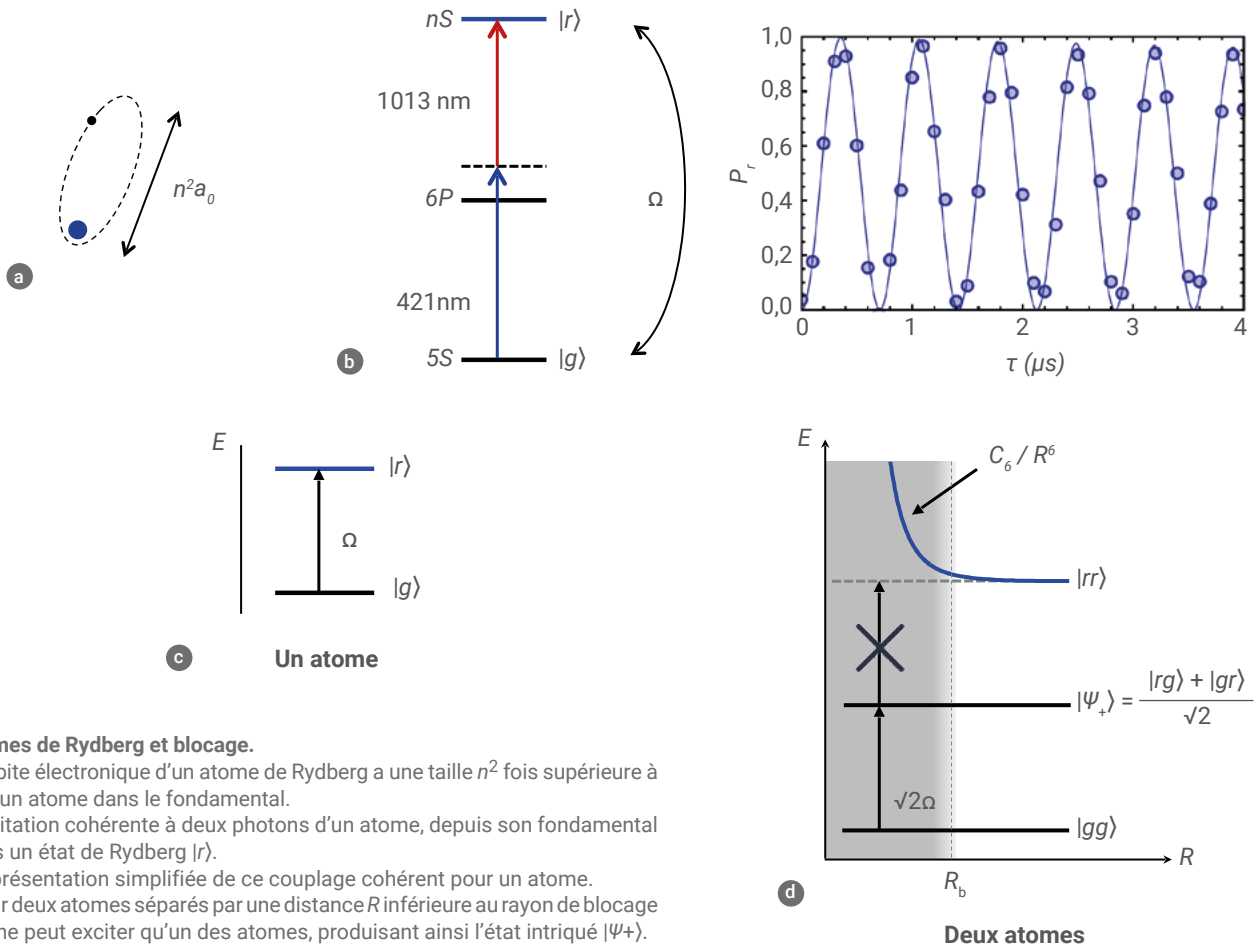
## Matrices d'atomes individuels

Pour piéger des atomes individuels, on part d'un nuage d'atomes refroidi par des lasers quasi résonants. On focalise au sein de ce nuage un laser très désaccordé par rapport aux transitions atomiques, qui constitue un piège (dit « dipolaire ») micrométrique. Un atome froid du nuage peut entrer, à un moment aléatoire, dans ce piège initialement vide. Il reste alors confiné dans

cette pince, et émet de la lumière quasi résonante qui est collectée sur une caméra. Si un deuxième atome entre dans le piège, des collisions assistées par la lumière portent la paire atomique dans un état moléculaire excité, qui se désexcite presque immédiatement, entraînant la perte des deux atomes. Ainsi, la pince peut contenir au plus un atome. À un instant donné, on a une probabilité  $\sim 1/2$  d'avoir un atome piégé,

ce qui se traduit par un signal de fluorescence d'allure télégraphique (figure 1a). On réalise ainsi une source « non déterministe » d'atomes individuels.

La deuxième étape consiste à créer un grand nombre de pinces optiques, arrangées selon une géométrie désirée, comme un réseau régulier. Pour cela, on imprime une phase bien choisie sur le front d'onde du faisceau de piégeage, grâce à un modulateur



## 2. Atomes de Rydberg et blocage.

- (a) L'orbite électronique d'un atome de Rydberg a une taille  $n^2$  fois supérieure à celle d'un atome dans le fondamental.
- (b) Excitation cohérente à deux photons d'un atome, depuis son fondamental  $|g\rangle$  vers un état de Rydberg  $|r\rangle$ .
- (c) Représentation simplifiée de ce couplage cohérent pour un atome.
- (d) Pour deux atomes séparés par une distance  $R$  inférieure au rayon de blocage  $R_b$ , on ne peut exciter qu'un des atomes, produisant ainsi l'état intriqué  $|\Psi_+\rangle$ .

spatial de lumière (SLM), qui est un réseau de phase contrôlé par ordinateur [4]. Dans le plan focal, on a alors une matrice de pinces, séparées de quelques microns ; chaque piège contient soit un, soit zéro atome, avec une probabilité proche de 1/2 (figure 1b). On obtient donc, à chaque répétition de l'expérience, une configuration aléatoire, ce qui est rédhibitoire pour beaucoup d'applications qui requièrent une géométrie fixée.

Ce verrou a été levé en 2016 par notre équipe et par le groupe de Misha Lukin, à Harvard. L'idée est simple : partant d'une matrice de  $2N$  pinces, on la charge (aléatoirement) avec  $N$  atomes, on « gèle » le chargement en dispersant le nuage d'atomes froids qui l'entoure, et on image la fluorescence de cette configuration désordonnée. Un programme informatique détermine en temps réel comment déplacer les atomes à l'aide d'une pince optique mobile afin d'obtenir toujours la même configuration finale ordonnée (figure 1c). En 2016, nous obtenions des matrices contenant une

cinquante d'atomes ; depuis, l'utilisation de meilleurs algorithmes et de nouvelles techniques optiques permet d'atteindre des matrices contenant environ un millier d'atomes.

## Les atomes de Rydberg

À ce stade, les atomes étant dans leur état fondamental et séparés les uns des autres par quelques micromètres, ils n'interagissent pas. Pour remédier à cela, on les excite par laser vers des états de nombre quantique principal  $n$  élevé, entre 50 et 100. Ces « états de Rydberg » (figure 2a) possèdent des propriétés exceptionnelles : une très grande orbite électronique ( $> 1\mu\text{m}$ ), un grand moment dipolaire électrique, une durée de vie longue (quelques centaines de microsecondes), mais aussi des interactions intenses et ajustables. Par exemple, deux atomes, séparés par une distance  $R$  et portés dans le même état de Rydberg de nombre quantique  $n$ , interagissent via une interaction de van der Waals en  $C_6/R^6$ , où  $C_6 \propto n^{11}$  : les

interactions sont très fortes même pour des séparations de plusieurs micromètres.

Expérimentalement, on obtient ces états de Rydberg grâce à une excitation laser, par exemple avec une transition à deux photons (figure 2b) qui permet d'obtenir des oscillations de Rabi entre le fondamental  $|g\rangle$  et l'état de Rydberg choisi  $|r\rangle$ , avec des fréquences d'oscillations de l'ordre du MHz.

Si, pour un atome isolé (figure 2c), ce couplage cohérent conduit à des oscillations de Rabi, il n'en est plus de même pour deux atomes proches, en raison du phénomène de « blocage de Rydberg » (figure 2d). En effet, si les deux atomes sont à une distance  $R$  inférieure au rayon de blocage  $R_b$ , défini par  $\hbar\Omega = C_6/R_b^6$ , alors l'état doublement excité  $|rr\rangle$  n'est plus résonant avec les lasers d'excitation. On n'excite alors qu'un atome sur les deux, créant la superposition symétrique  $|\Psi_+\rangle$  des états  $|rg\rangle$  et  $|gr\rangle$ , ce qui donne un état intriqué. C'est ce phénomène qui permet de réaliser des portes quantiques, comme nous allons le voir.

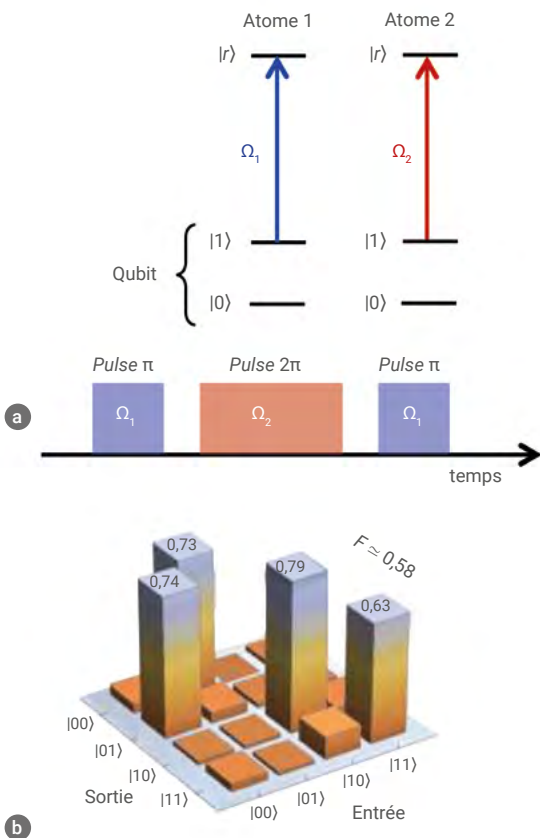
>>>

>>>

## Portes quantiques utilisant le blocage de Rydberg

La figure 3a présente le principe de la porte à deux *qubits* proposée dans l'article pionnier [1]. On encode les états  $|0\rangle$  et  $|1\rangle$  d'un *qubit* dans deux niveaux hyperfins du fondamental de l'atome, et on suppose que chaque atome peut être éclairé, indépendamment, par un laser résonnant qui couple l'état  $|1\rangle$ , mais pas l'état  $|0\rangle$ , à l'état de Rydberg  $|r\rangle$ . Si on se rappelle le fait bien connu que la fonction d'onde d'un système à deux niveaux qui effectue une rotation de  $2\pi$  change de signe, il est facile de se convaincre qu'en appliquant la séquence temporelle représentée sur la figure 3a (impulsion  $\pi$  sur le premier atome, impulsion  $2\pi$  sur le second, et nouvelle impulsion  $\pi$  sur le troisième), les états à deux atomes se transforment ainsi :

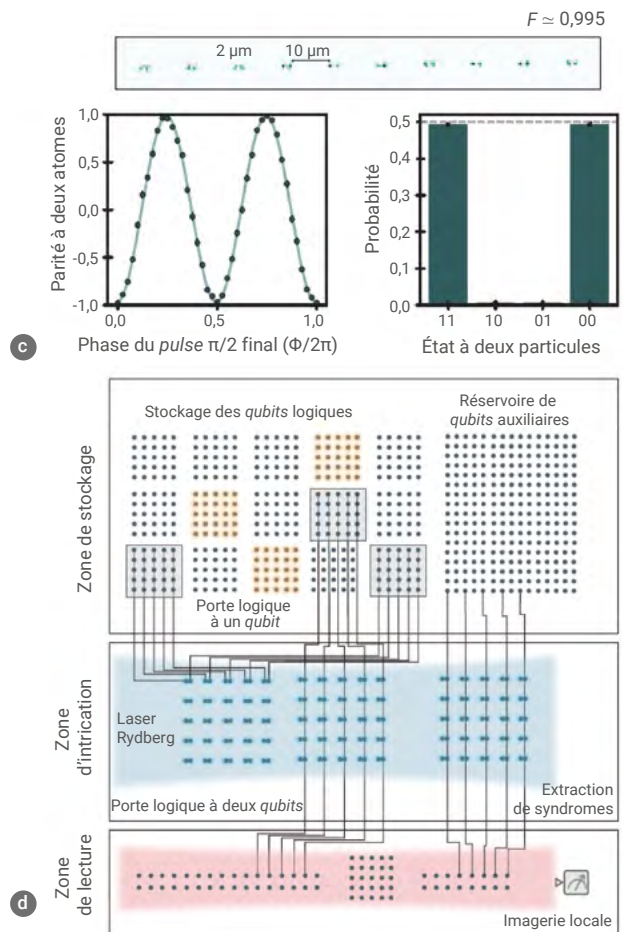
$$\begin{aligned} |00\rangle &\rightarrow |00\rangle, & |01\rangle &\rightarrow -|01\rangle, \\ |10\rangle &\rightarrow -|10\rangle, & |11\rangle &\rightarrow -|11\rangle. \end{aligned}$$



Ceci constitue la table de vérité d'une porte « C-phase », porte à deux *qubits* universelle, équivalente à une porte logique « C-not » (modulo des rotations locales à un *qubit*). La première relation vient simplement du fait qu'un atome dans  $|0\rangle$  ne « voit » pas le laser et n'est donc pas affecté par ces impulsions ; le signe – apparaissant dans les deuxième et troisième relations est dû à la rotation de  $2\pi$  évoquée plus haut, qui n'affecte qu'un seul atome ; enfin la dernière relation résulte pleinement du phénomène de blocage : la première impulsion porte le premier atome dans  $|r\rangle$  ce qui rend l'excitation du deuxième impossible. Sans blocage, on aurait  $|11\rangle \rightarrow |11\rangle$ , et on ne pourrait pas intriquer les atomes.

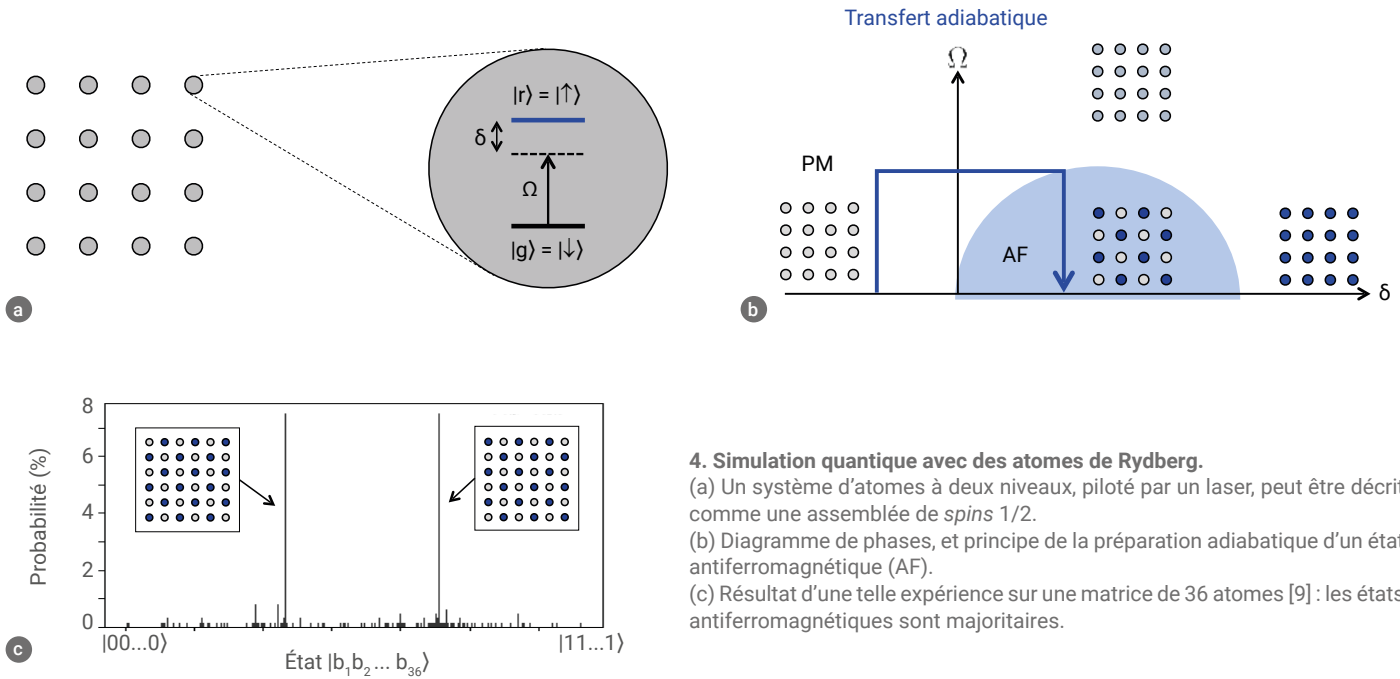
Expérimentalement, les premières démonstrations du blocage de Rydberg avec deux atomes ont été obtenues en 2009, à l'Institut d'Optique et à l'Université

du Wisconsin ; la première porte à deux *qubits*, obtenue par Saffman en 2010 [5] avait cependant une fidélité modérée de 0,58 (figure 3b). Mais, comme souvent, l'obtention de ce premier résultat a stimulé plusieurs groupes à se lancer dans le domaine, qui avec des raffinements techniques (lasers, espèces atomiques...), qui avec de nouveaux protocoles... Cela a permis d'augmenter considérablement les fidélités obtenues ; par exemple, en 2023, le groupe de Lukin à Harvard a démontré (figure 3c) des fidélités de 0,995 pour des portes à deux *qubits* effectuées en parallèle sur des paires d'atomes de rubidium [6]. Enfin, récemment, de premières démonstrations en vue du calcul quantique résilient aux erreurs (FTQC) ont été faites (figure 3d) avec des *qubits* logiques et une architecture en zones permettant de stocker, d'intriquer, et de lire les *qubits* de manière optimisée [7].



### 3. Portes quantiques avec des atomes de Rydberg.

- (a) Principe de la porte proposée dans l'article fondateur [1].
- (b) Première démonstration expérimentale d'une porte C-not, en 2010, par le groupe de Mark Saffman [5], avec une fidélité de 0,58. L'axe z représente la probabilité d'observer un état donné des deux atomes (00, 01, 10 ou 11) en sortie pour les différents états possibles en entrée de la porte.
- (c) En 2023, des fidélités de 0,995 sont atteintes à Harvard [6].
- (d) Architecture en trois zones (stockage en blanc, intrication en bleu et lecture en rouge) pour la démonstration d'un processeur à *qubits* logiques [7] ; les traits pleins montrent les trajectoires suivies par les atomes pour effectuer une porte quantique.



#### 4. Simulation quantique avec des atomes de Rydberg.

(a) Un système d'atomes à deux niveaux, piloté par un laser, peut être décrit comme une assemblée de *spins* 1/2.

(b) Diagramme de phases, et principe de la préparation adiabatique d'un état antiferromagnétique (AF).

(c) Résultat d'une telle expérience sur une matrice de 36 atomes [9] : les états antiferromagnétiques sont majoritaires.

## La simulation quantique

Ces matrices d'atomes ne sont pas seulement utilisées pour le calcul quantique ; elles permettent aussi de mener, sur des systèmes contrôlés, des études de physique quantique à  $N$  corps (en particulier sur les modèles de *spins* qui décrivent le magnétisme) : c'est ce que l'on appelle la simulation quantique [8].

Illustrons cela sur le modèle d'Ising en champ transverse [9]. Une matrice carrée d'atomes (figure 4a), éclairés par un laser couplant le fondamental  $|g\rangle$  et l'état de Rydberg  $|r\rangle$ , dans lequel ils interagissent via l'interaction de van der Waals, est formellement décrite par le même Hamiltonien qu'un système de *spins* 1/2 interagissant par des couplages d'Ising, une fois qu'on identifie les états  $|g\rangle=|\downarrow\rangle$  et  $|r\rangle=|\uparrow\rangle$ . Les paramètres du laser (pulsation de Rabi  $\Omega$  et désaccord  $\delta$  à résonance) jouent le rôle d'un champ magnétique extérieur.

La figure 4b illustre le « diagramme de phases » du système en fonction des paramètres laser. Lorsque  $\Omega$  et  $\delta$  sont grands par rapport aux interactions, le système est paramagnétique (PM) : les *spins* s'alignent avec le champ. En revanche, lorsque les interactions dominent mais que l'on maximise le nombre d'excitations Rydberg, un ordre antiferromagnétique (AF) apparaît (dôme bleuté), car, à cause du blocage, on ne peut avoir deux atomes adjacents excités. Expérimentalement, on prépare cet état

(dit « de Néel ») en faisant varier lentement les paramètres laser, pour « suivre adiabatiquement » l'état fondamental à partir de l'état paramagnétique, facile à préparer. La figure 4c montre le résultat sur un petit système de 36 atomes : après l'expérience, on mesure l'état des *spins* ; parmi les  $2^{36}$  états possibles *a priori*, on obtient en majorité les deux états de Néel. Ces systèmes d'atomes de Rydberg permettent d'étudier, outre le modèle d'Ising, bien d'autres Hamiltoniens habituellement rencontrés en magnétisme quantique.

## Conclusion

Ainsi, l'utilisation de matrices d'atomes de Rydberg pour les technologies quantiques est aujourd'hui en pleine expansion, non seulement dans le monde académique, mais aussi dans l'industrie avec plusieurs jeunes pousses qui développent à la fois la technologie et les applications, au-delà de la recherche fondamentale. Prédire une telle explosion de ces activités il y a quinze ans aurait été bien difficile ! ■



1. D. Jaksch *et al.*, "Fast Quantum Gates for Neutral Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2208.
2. N. Schlosser *et al.*, "Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap", *Nature* **411** (2001) 1024.
3. L. Henriet *et al.*, "Quantum Computing with Neutral Atoms", *Quantum* **4** (2020) 327.
4. F. Nogrette *et al.*, "Single-Atom Trapping in Holographic 2D Arrays of Microtraps with Arbitrary Geometries", *Phys. Rev. X* **4** (2014) 021034.
5. L. Isenhower *et al.*, "Demonstration of a Neutral Atom Controlled-NOT Quantum Gate", *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 010503.
6. S. Evered *et al.*, "High-fidelity parallel entangling gates on a neutral-atom quantum computer", *Nature* **622** (2023) 268.
7. D. Bluvstein *et al.*, "Logical quantum processor based on reconfigurable atom arrays", *Nature* **626** (2024) 58.
8. A. Browaeys et T. Lahaye, "Many-body physics with individually controlled Rydberg atoms", *Nature Phys.* **16** (2020) 132.
9. P. Scholl *et al.*, "Quantum simulation of 2D antiferromagnets with hundreds of Rydberg atoms", *Nature* **595** (2021) 233.