

# Chapitre V

## Des atomes de Rydberg circulaires sur puce

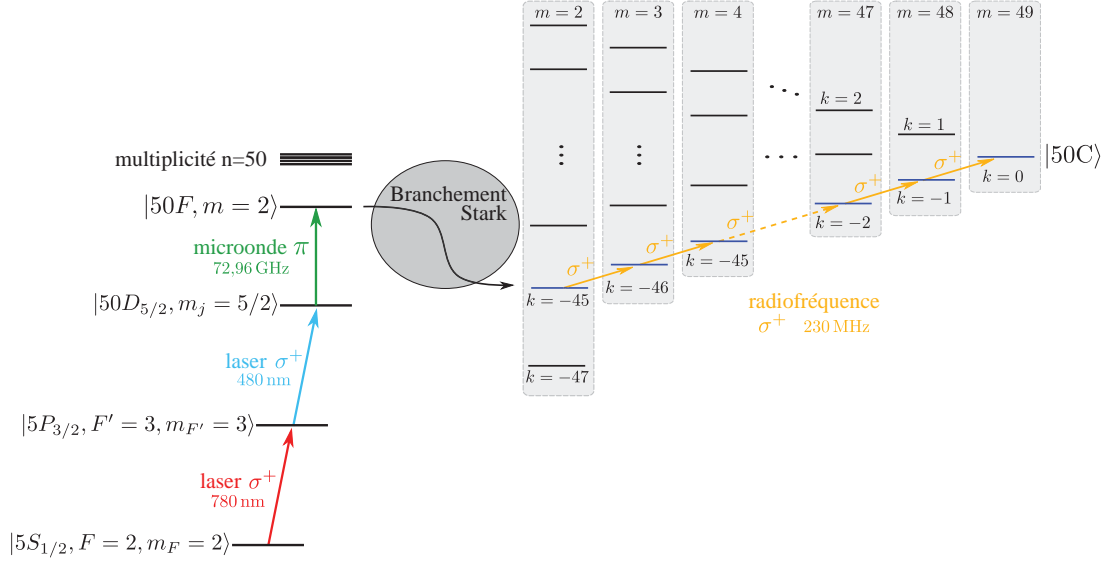
### Sommaire

---

<b>V.1 Principe du passage adiabatique . . . . .</b>	<b>106</b>
V.1.1 Le passage adiabatique idéal pour l'atome d'hydrogène . . . .	106
V.1.2 Le passage adiabatique avec défaut quantique . . . . .	108
<b>V.2 Modifications du dispositif expérimental . . . . .</b>	<b>108</b>
V.2.1 Contrôle du champ parallèle à la puce . . . . .	109
V.2.2 Contrôle du champ perpendiculaire à la puce . . . . .	113
<b>V.3 Le chemin du niveau fondamental au niveau de Rydberg circulaire 50C . . . . .</b>	<b>114</b>
V.3.1 La transition laser $5S \rightarrow 50D$ . . . . .	114
V.3.2 La transition microonde $50D \rightarrow 50F$ . . . . .	114
V.3.3 Le passage adiabatique $m = 2 \rightarrow m = n - 1$ . . . . .	114
<b>V.4 Comment caractériser les atomes de Rydberg circulaires</b>	<b>114</b>
V.4.1 Spectroscopie microonde vers les niveaux voisins . . . . .	114
V.4.2 Temps de vie . . . . .	115
V.4.3 Temps de cohérence . . . . .	115
<b>V.5 Éjectable : Première évidence du piégeage des atomes cir- culaires . . . . .</b>	<b>115</b>
V.5.1 Dispositif laser de piégeage . . . . .	115
V.5.2 Comment observer le piégeage des atomes circulaires . . . .	115

---

La première étape vers la réalisation de notre proposition de simulateur quantique est l'excitation d'atomes de Rydberg circulaires près de notre puce à atomes. Ceux-ci sont obtenus par passage adiabatique rapide, grâce à un champ radio-fréquence polarisé, à partir de niveaux de Rydberg de bas moment cinétique excités par laser. Le principe de cette excitation est résumé en figure (V.1)



**Figure V.1** Schéma de niveaux pour l'excitation d'atomes de Rydberg circulaires. Une impulsion laser à deux photons excite le niveau 50D depuis le niveau fondamental 5S. Une impulsion microonde transfère les atomes dans le niveau  $50F, m = 2$ . Le branchement Stark consiste en l'allumage adiabatique d'un champ électrique qui transfère le niveau  $50F, m = 2$  de la base sphérique vers le niveau  $|n = 50, m = 2, k = -45\rangle$  de la base parabolique. Enfin, un passage adiabatique rapide amène les atomes dans le niveau circulaire 50C.

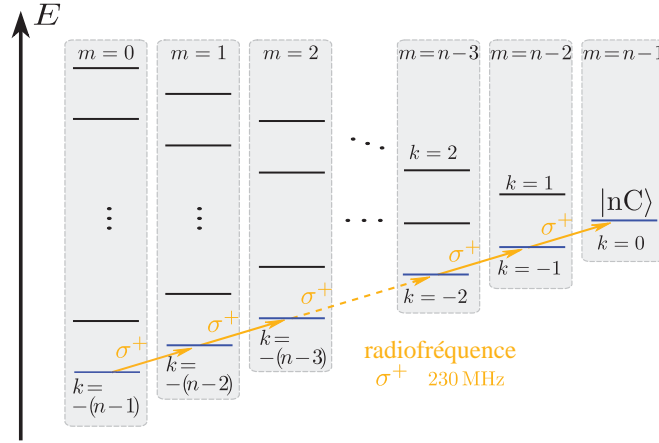
Dans ce chapitre, nous présenterons le principe du passage adiabatique de circularisation et les modifications que nous avons apportées au dispositif expérimental afin de pouvoir le mettre en œuvre. Nous décrirons et caractériserons ensuite chaque étape de l'excitation depuis le niveau fondamental jusqu'au niveau de Rydberg circulaire. Nous montrerons les premiers résultats expérimentaux mettant en évidence, par spectroscopie microonde, l'excitation d'atomes de Rydberg circulaires près d'une puce.

## V.1 Principe du passage adiabatique

### V.1.1 Le passage adiabatique idéal pour l'atome d'hydrogène

Les niveaux de Rydberg de grand moment cinétique ne sont pas accessibles par excitation laser. En effet, une excitation laser à deux photons depuis le niveau 5S ne peut au maximum amener les atomes que dans un état de moment cinétique  $l = 2^*$ . Il faut donc trouver un moyen d'augmenter le moment cinétique d'un atome en gardant constant son nombre quantique principal  $n$ . L'effet Stark permet de lever la dégénérescence des

\*. Des dispositifs d'excitation à trois lasers peuvent être mis en place mais le problème reste entier.



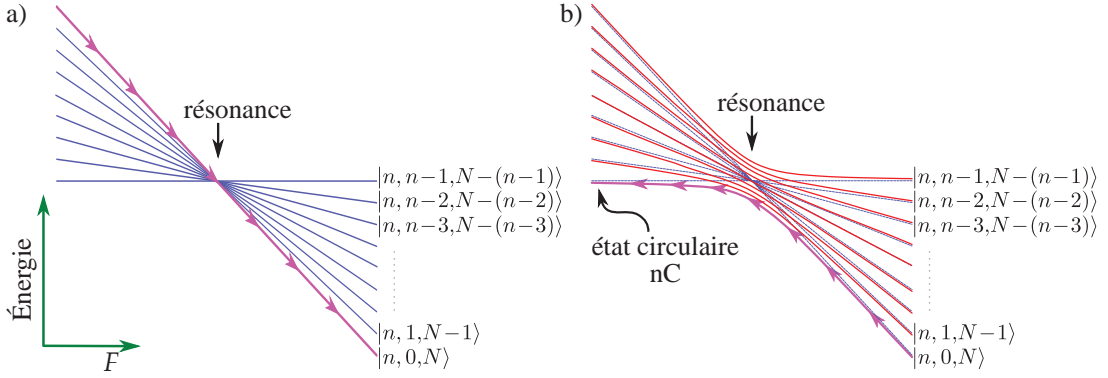
**Figure V.2** Échelle des niveaux Stark de l'atome d'hydrogène. Un champ radio-fréquence polarisé  $\sigma^+$  permet de coupler les niveaux de la diagonale du bas, représentés en bleu.

différents niveaux  $|n, m, k\rangle$  d'une même multiplicité. L'échelle de niveaux correspondante est représentée, pour l'atome d'hydrogène, en figure (V.2). Au premier ordre, les niveaux  $|n, m, k\rangle$  et  $|n, m + 1, k + 1\rangle$  sont séparés d'une énergie

$$h\nu_{RF+}(F) = \frac{3}{2}n|\mathbf{F}| \times 2E_I, \quad (\text{V.1})$$

où  $\mathbf{F}$  est le champ électrique et  $E_I$  l'énergie d'ionisation. Pour  $n = 50$  et un champ électrique de 2 V/cm, cette énergie est de l'ordre de  $h \times 200$  MHz. Les niveaux  $|n, m, k\rangle$  et  $|n, m + 1, k + 1\rangle$  peuvent ainsi être couplés par un champ radio-fréquence  $\sigma^+$  à la fréquence  $\nu_{RF+}(F)$ . Une série de  $n - 1$  photons  $\sigma^+$  à la fréquence  $\nu_{RF+}(F)$  permettrait donc de transférer un atome du niveau  $|n, m = 0, k = -(n - 1)\rangle$  jusqu'au niveau circulaire  $|nC\rangle = |n, m = n - 1, k = 0\rangle$ .

Une approche plus robuste consiste à effectuer ce transfert par passage adiabatique. Cette technique s'explique intuitivement dans le formalisme de l'atome habillé. Habillons donc notre atome d'hydrogène, avec un champ radio-fréquence  $\sigma^+$  à la fréquence  $\nu_{RF+}(F_0)$ , où  $F_0$  est une valeur arbitraire du champ électrique. Nous obtenons le diagramme de niveaux présenté en figure (V.3 a), représentant l'énergie des niveaux habillés  $|n, m, p\rangle$  où  $p$  est le nombre de photons radio-fréquence absorbés et où le nombre quantique  $k$  est omis car toujours minimal. En augmentant le champ électrique  $F$  jusqu'à une valeur  $F_{max} > F_0$ , l'état  $|n, m = 0, N\rangle$  traverse la résonance  $F = F_0$ . En allumant le champ radio-fréquence, le croisement à résonance des niveaux habillés devient un anti-croisement, représenté en figure (V.3 b). En diminuant la valeur adiabatiquement du champ électrique, le niveau  $|n, m = 0, N\rangle$  est transféré vers le niveau  $|n, m = n - 1, N - (n - 1)\rangle$  lors du passage par la résonance. Enfin, l'extinction du champ radio-fréquence branche le niveau  $|n, m = n - 1, N - (n - 1)\rangle$  sur le niveau circulaire  $|nC\rangle$ .



**Figure V.3** Principe du passage adiabatique de circularisation. **a)** Diagramme d'énergie de l'atome habillé, sans couplage avec le champ RF. En augmentant le champ électrique  $F$ , le niveau habillé  $|n, 0, N\rangle$  suit les flèches roses. **b)** Diagramme d'énergie de l'atome habillé, couplé au champ RF. En diminuant le champ électrique, le niveau habillé  $|n, 0, N\rangle$  suit les flèches roses vers le niveau habillé  $|n, n-1, N-(n-1)\rangle$ . À l'extinction du champ RF, celui-ci est branché sur le niveau circulaire  $|nC\rangle$ .

### V.1.2 Le passage adiabatique avec défaut quantique

Malheureusement, le défaut quantique du rubidium déplace les niveaux de faible  $l$  et les niveaux situés en bas de l'échelle Stark ne sont plus couplés au reste de la multiplicité par le champ radio-fréquence à  $\nu_{RF+}$ . Le niveau le plus bas qui puisse être couplé à la multiplicité se trouve être le niveau  $|n, m=2, k=2-(n-1)+2\rangle$ , que nous noterons  $|n, 2, k_0\rangle$ . Le passage adiabatique de circularisation pour le rubidium, représenté en figure (V.1), commencera donc dans ce niveau.

Il nous faut maintenant savoir comment exciter ce niveau de départ. À bas  $l$ , le défaut quantique est important et un très grand champ électrique serait nécessaire pour que les bons nombres quantiques deviennent  $|n, m, k\rangle$  au lieu de  $|n, l, m\rangle$ . Nous pouvons alors identifier quel niveau  $|n, l_0, m_0\rangle$  a la plus grande projection sur  $|n, 2, k_0\rangle$ , puis allumer progressivement le champ électrique afin de brancher adiabatiquement  $|n, l_0, m_0\rangle$  sur  $|n, 2, k_0\rangle$ . Or le niveau  $|n, l_0, m_0\rangle$  se trouve être le niveau  $|n, l=3, m=2\rangle = |nF, m=2\rangle$ .

Ainsi, afin d'exciter le niveau circulaire 50C, nous devrons exciter le niveau  $|50F, m=2\rangle$  puis lui faire subir un passage adiabatique radio-fréquence. Puisque nous disposons de deux lasers pour l'excitation des niveaux de Rydberg, nous ne pouvons adresser par laser la transition  $5S \rightarrow 50F$ . Nous devons donc exciter par laser le niveau 50D, puis transférer celui-ci vers le niveau 50F par une impulsion microonde. Cette suite de transitions menant au niveau circulaire est résumée en figure V.1.

## V.2 Modifications du dispositif expérimental

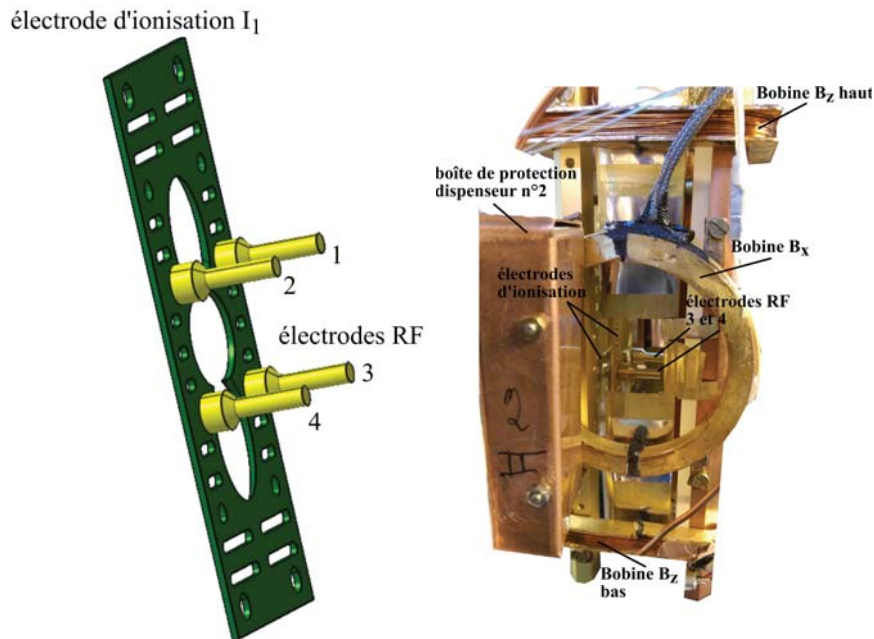
La réalisation du passage adiabatique de circularisation nécessite de pouvoir imposer un champ électrique radio-fréquence tournant au niveau des atomes. De plus, les niveaux de Rydberg circulaires ont un seuil d'ionisation des champs bien plus élevés que les niveaux de Rydberg de bas  $l$  [2]. En raison de ces deux particularités, nous avons dû apporter des modifications au dispositif expérimental.

### V.2.1 Contrôle du champ parallèle à la puce

Le dispositif de contrôle des champs électriques dont nous disposions auparavant, présenté au chapitre II, ne permettait de varier le champ électrique que perpendiculairement à la puce, soit dans la direction  $y$ . Un champ électrique statique  $F$  est imposé par ce dispositif, qui définit l'axe de quantification du moment cinétique des atomes selon  $Oy$ . Afin de réaliser le passage adiabatique de circularisation, nous avons besoin de contrôler le champ dans le plan  $xOz$ , c'est-à-dire parallèlement à la puce.

Notre dispositif de contrôle du champ parallèle à la puce consiste en quatre électrodes cylindriques (« électrodes RF »), disposées en carré autour de la zone de piégeage des atomes. En appliquant à ces électrodes des tensions oscillantes avec des phases bien optimisées, nous pourrions générer un champ électrique radio-fréquence arbitrairement polarisé au niveau des atomes. En appliquant des tensions constantes arbitraires sur ces électrodes, nous pourrions aussi compenser les champs résiduels dans les directions  $x$  et  $z$ .

La figure V.4 montre la disposition de ces électrodes au cœur du dispositif expérimental.



**Figure V.4** Électrodes « RF » de circularisation et de contrôle du champ parallèle à la puce. À gauche, schéma représentant les électrodes RF, fixées sur l'électrode d'ionisation  $I_1$ , et numérotées de 1 à 4. À droite, photographie du cœur de l'expérience. On y voit la « boîte » de protection de l'un des dispensateurs de rubidium, les bobines de biais  $B_z$  et l'une des bobines de biais  $B_x$ , les deux électrodes d'ionisation, et les deux électrodes RF du bas (3 et 4).

#### Description technique du dispositif

Chaque électrode RF est un cylindre de 6 mm de diamètre et de 12 mm de long, en cuivre doré. Les quatre cylindres sont disposés perpendiculairement à la puce en un

carré de 30 mm de côté. Afin de fixer les cylindres au sein du dispositif, nous avons percé des trous dans l'électrode d'ionisation  $I_1$ . Chaque électrode est fixée par une tige filetée traversant l'un de ces trous et maintenue par un écrou. Or les électrodes RF doivent être isolées de l'électrode  $I_1$ . Les écrous de fixation sont ainsi isolés de  $I_1$  par des rondelles en nylon. Les tiges filetées sont quant à elles isolées par des espaceurs en céramique MACOR, logés dans la base élargie et évidée de chaque cylindre et traversant l'électrode  $I_1$ . Le recouvrement de ces pièces diélectriques par les électrodes elles-mêmes est crucial, afin de limiter au maximum l'exposition des atomes à des surfaces non-conductrices susceptibles d'emmagasinier des charges électriques et de créer ainsi des champs parasites. La longueur des cylindres en cuivre et l'épaisseur des espaceurs en céramique sont calculés pour que le bout de chaque cylindre arrive à une distance d'environ 2 mm de la surface de la puce.

La tension appliquée à chacune des électrodes RF est amenée *via* des câbles coaxiaux, permettant de propager des signaux radio-fréquence aussi bien que des tensions constantes. Ces câbles coaxiaux semi-rigides fins traversent le cryostat, sont thermalisés à 4,2 K au fond de la jupe hélium. À l'approche du cœur de l'expérience, ils sont terminées par des connecteurs SMA, auxquels viennent se brancher des câbles plus courts et plus épais. Cette deuxième section de câblage a deux intérêts. Premièrement, la connexion des câbles aux cosses qui sont en contact avec les électrodes est facilitée par l'épaisseur et la solidité de ces deuxième câbles. Ces cosses sont intercalées entre l'écrou de fixation de chaque électrode et un second écrou de blocage, qui garantit le contact électrique avec la tige filetée et ainsi avec l'électrode. Deuxièmement, cela nous permet, au prix d'une simple déconnexion de connecteurs SMA, de démonter ou ajuster indépendamment les câbles coaxiaux semi-rigides et le porte-puce assorti de ses électrodes.

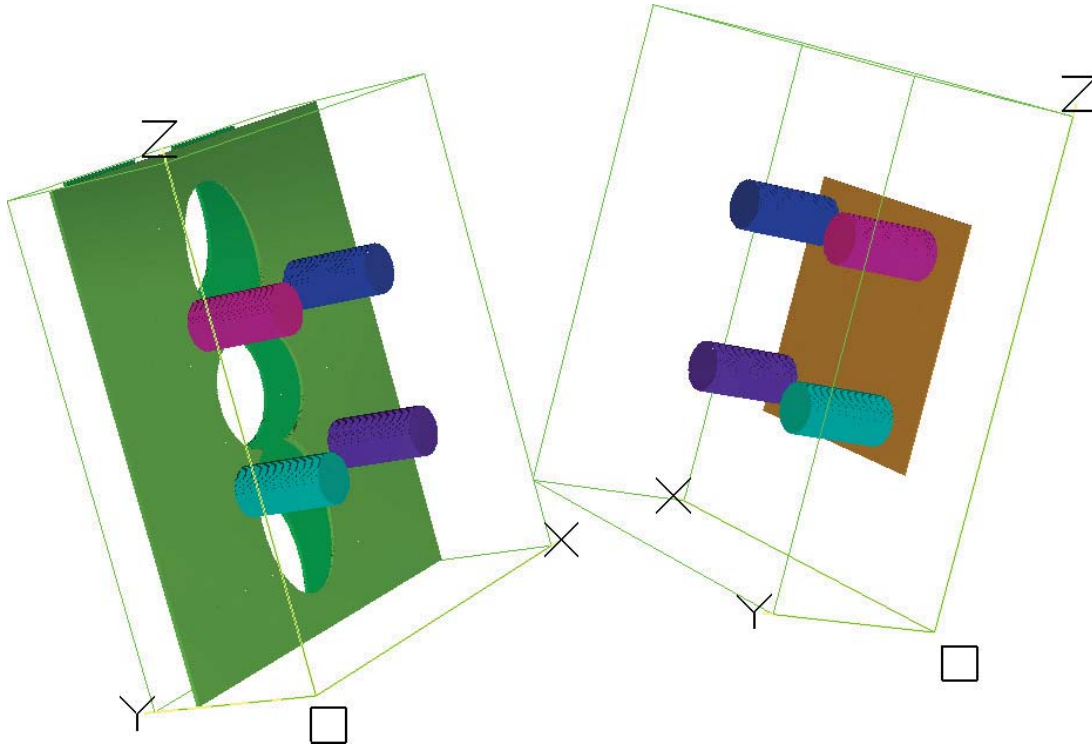
Les tensions constantes appliquées aux électrodes sont fournies par une source analogique contrôlée par ordinateur, dont les sorties sont filtrées par un circuit RC de temps caractéristique  $\tau = 1 \mu\text{s}$ . Cela permet de réduire le bruit électrique de cette source à une amplitude inférieure à 5 mV<sub>pp</sub>.

### Simulation du champ créé par les électrodes RF

Il était important, afin de bien concevoir la géométrie de ces électrodes RF, de savoir quel serait l'effet des tensions appliquées dessus en termes de champ électrique au niveau des atomes. L'estimation du champ créé ne peut pas se faire simplement par les approximations de conducteurs infinis pour lesquels il suffirait de diviser la différence de potentiel entre eux par la distance les séparant. En effet, la géométrie des électrodes est assez éloignée de ce genre de modèle et limite ainsi déjà la validité qu'aurait une telle approximation. De plus, la région où nous souhaitons créer du champ électrique est très proche de la puce, entre 0,5 et 2 mm de celle-ci. C'est-à-dire que d'une part cette région est située en dehors du volume délimité par les quatre électrodes, et d'autre part que la présence proche d'une surface conductrice considérée comme infinie (la puce) perturbera grandement les lignes de champ dans cette région.

Afin d'estimer le champ créé par les électrodes, nous avons utilisé le logiciel SIMION, destiné au calcul de potentiels et champs électriques et de trajectoires de particules chargées dans des structures arbitraires. Les éléments que nous y avons programmés sont les suivants : la surface de la puce, les électrodes RF et les électrodes d'ionisation.

Cette structure simplifiée est représentée en figure (V.5).

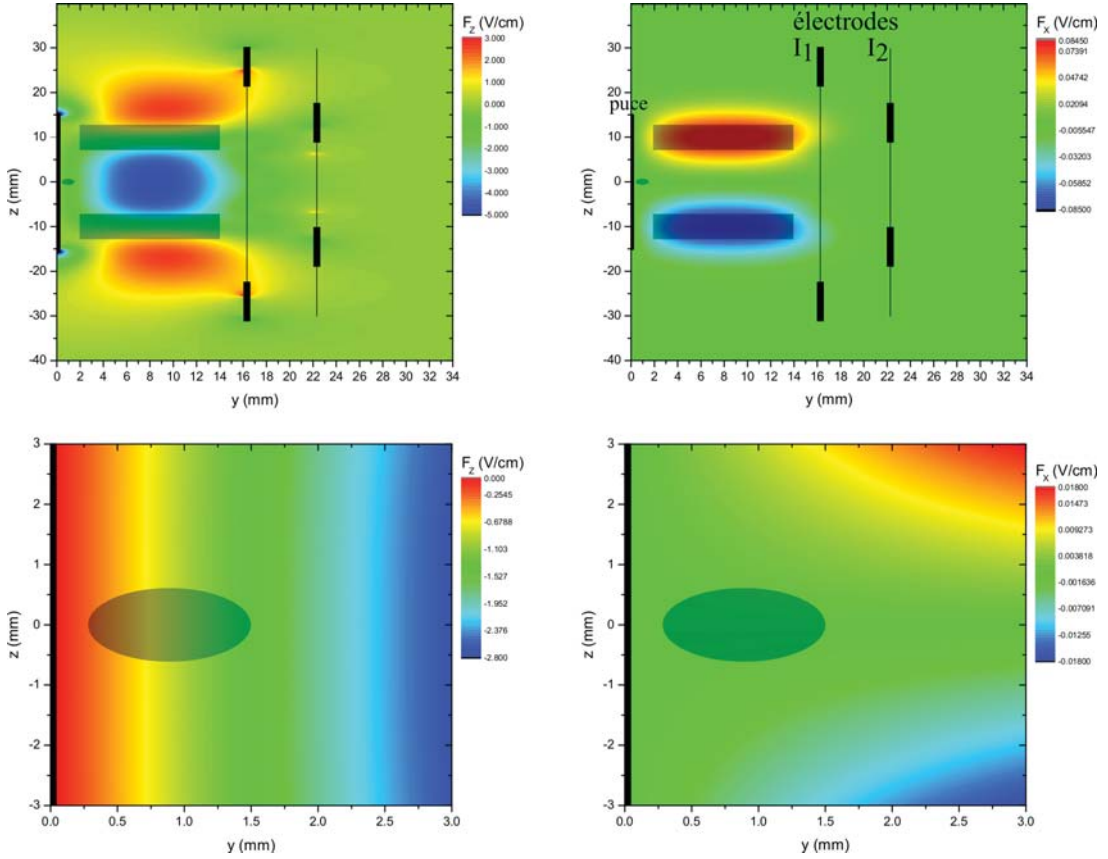


**Figure V.5** Électrodes « RF » et leur environnement tels que programmés dans nos simulations SIMION. Les quatre électrodes RF sont représentées, dans l'ordre de leur numérotation, en bleu foncé (1), rose (2), violet (3) et bleu turquoise (4). La puce est représentée par une surface jaune, et les électrodes d'ionisation en vert clair ( $I_1$ ) et vert foncé ( $I_2$ ). Les axes indiqués par les lettres  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  sont les axes que nous utilisons habituellement, bien que l'origine  $O$  du repère ne soit pas la même. Par souci de clarté visuelle, la figure de gauche représente les électrodes RF et d'ionisation sans la puce, et la figure de droite représente les électrodes RF et la puce, sans les électrodes d'ionisation.

Nous présentons ci-dessous un exemple de simulation où l'on impose les potentiels suivants : 10 V aux deux électrodes RF du haut (1 et 2), -10 V aux deux électrodes RF du bas (3 et 4), et 0 V à la puce et aux électrodes d'ionisation. On espère alors appliquer un champ électrique vertical dirigé vers le bas au niveau des atomes.

La figure (V.6) présente le résultat de la simulation. Les deux graphes à grande échelle (en haut), permettent de confirmer que le champ créé est largement selon  $z$ . En effet, la composante  $F_z$  varie de 3 V/cm à -5 V/cm lorsque la composante  $F_x$  varie de -0,08 V/cm à 0,08 V/cm. L'on retrouve le comportement idéal des conducteurs infinis dans la zone au centre des électrodes RF, autour du point ( $y = 8$  mm,  $z = 0$ ) : le champ  $y$  est homogène avec des valeurs de  $F_z = -5$  V/cm et  $F_x = 0$ . Malheureusement, nous piégeons habituellement les atomes bien plus près de la puce, à des distance comprises entre  $y = 0,3$  mm et  $y = 1,5$  mm. Il est donc important de vérifier que, dans nos régions habituelles de piégeage, notre dispositif sera suffisamment performant. Les deux graphes à petite échelle (en bas), nous confirment cela : nous serons capables de créer un champ de l'ordre de  $F_z = -0,5$  V/cm à -1,5 V/cm, avec une composante  $F_x$  quasi-nulle, de l'ordre du mV/cm.





**Figure V.6** Champ électrique créé par les électrodes RF, dans le plan  $(yOz)$ ,  $x = 0$ . Les échelles de longueur en  $y$  et en  $z$  sont différentes. À gauche la composante  $F_z$ , à droite la composante  $F_x$ . En haut, une grande région est représentée, sur laquelle sont marquées la puce et les électrodes d'ionisation (les traits épais sont les endroits où ces électrodes sont dans le plan  $(x = 0)$  et les traits fins sont la projection des électrodes entières sur ce plan). Les projections des électrodes RF sur le plan  $(x = 0)$  sont représentées en filigrane gris (rectangles), de même que la zone de piégeage des atomes (petit ovale proche de la puce). En bas, une région beaucoup plus petite est représentée, englobant la région typique de piégeage des atomes, représentée en filigrane gris. À des fins de lisibilité, les échelles de couleur sont différentes sur chacun des graphes.

La symétrie de la structure en  $x$  et en  $z$  est un argument suffisant pour affirmer que nous pourrions tout aussi bien créer un champ opposé à celui-ci, c'est-à-dire avec une composant  $F_z$  positive, ou encore un champ très largement orienté selon  $x$ . Nous avons néanmoins occulté dans notre description un effet indésirable : les électrodes RF créent également un champ selon  $y$  dans la région qui les sépare de la puce. Les atomes étant piégés dans cette région, délimitée par  $0 < y \leq 2$  mm, ils subiront un champ  $F_y$  dû à ces électrodes. Dans les mêmes conditions de tensions appliquées, le champ  $F_y$  varie selon  $z$ , dans un intervalle compris entre  $-0,4$  V/cm en  $z = 0,4$  mm et  $0,4$  V/cm en  $z = -0,5$  mm. Fort heureusement le champ  $F_y$  reste suffisamment homogène à l'échelle de taille des nuages atomiques de diamètre  $\Delta z < 300$   $\mu$ m, une taille qui est atteinte dès le stade de mélasse optique. De plus, nous pouvons compenser sa valeur moyenne grâce aux électrodes d'ionisation, comme nous l'avons expliqué en II.2.4.

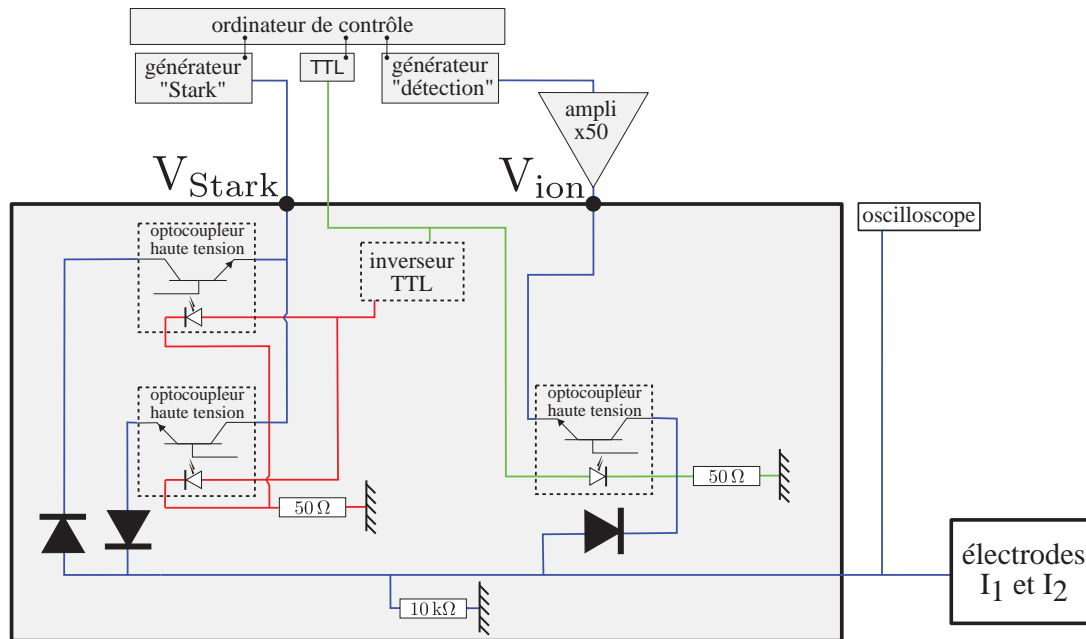
Enfin, la simulation confirme que nous pourrions appliquer un champ radio-fréquence



tournant dans le plan ( $xOz$ ) perpendiculaire à la puce, en vue de la circularisation des atomes de Rydberg sous un champ statique selon  $y$ . En effet, une différence de potentiel entre les électrodes du haut (1 et 2) et celles du bas (3 et 4) crée un champ  $F_z$  quasi-pur et une différence de potentiel entre les électrodes de gauche (1 et 3) et celles de droite (2 et 4) crée un champ  $F_x$  quasi-pur. Le détail des champs tournants pour la circularisation sera discuté au chapitre V.

### V.2.2 Contrôle du champ perpendiculaire à la puce

Dans nos expériences sur les niveaux de Rydberg de bas  $l$ , une tension de  $-150$  V était suffisante à l'ionisation de tous les niveaux d'intérêt. L'ionisation des niveaux circulaires se faisant à un seuil bien plus élevé que celle des niveaux de bas  $l$ , il nous a fallu adapter le dispositif générant les tensions d'ionisation. De plus, l'étape de branchement Stark et de passage adiabatique exigent un contrôle précis de la tension appliquée aux électrodes d'ionisation  $I_1$  et  $I_2$  pendant la phase d'excitation. Nous avons souhaité faire en sorte que ce contrôle soit le plus simple possible, et donc indépendant du contrôle de la tension pendant la phase de détection. À cette fin, nous avons conçu un circuit permettant de commuter rapidement entre deux générateurs de tension indépendants, l'un dédié au contrôle de la phase d'excitation (« générateur Stark »), l'autre dédié au contrôle de la phase d'ionisation (« générateur de détection »). Ce circuit de commutation est représenté en figure V.7.



**Figure V.7** Second circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation. Les tensions sont fournies par deux générateurs de fonctions arbitraires indépendants et appliquées directement aux électrodes par deux voies séparées (voie basse tension à gauche et voie haute tension à droite).

Dans ce second circuit de contrôle de tension, l'ordinateur de contrôle permet de programmer une rampe arbitraire sur chacun des générateurs. La tension fournie par

le générateur « détection » est amplifiée 50 fois et devient «  $V_{\text{ion}}$  ». L'amplification est réalisée par un amplificateur haute tension Trek 2205, pouvant fournir des tensions jusqu'à  $\pm 500$  V. La tension  $V_{\text{ion}}$  est introduite dans la voie haute tension du circuit de contrôle. La tension fournie par le générateur « Stark » n'est pas amplifiée et est appelée «  $V_{\text{Stark}}$  ».  $V_{\text{Stark}}$  est introduite dans la voie basse tension du circuit de contrôle. Pendant la phase d'excitation, le signal TTL est éteint. L'optocoupleur de la voie haute tension est alors bloquant, et les deux optocoupleurs de la voie basse tension sont passants. L'optocoupleur du haut sert à faire passer les tension négatives et celui du bas les tensions positives. Chacun est isolé par une diode à sa sortie, adaptée au sens de circulation du courant dans chaque voie. La tension  $V_{\text{Stark}}$  est alors directement appliquée aux électrodes. Pendant la phase de détection, le signal TTL est allumé. Les optocoupleurs de la voie basse tension deviennent bloquants et celui de la voie haute tension devient passant. La tension  $V_{\text{ion}}$  est alors directement appliquée aux électrodes. Les tensions en fin de rampe de détection peuvent aller de  $-150$  V pour les niveaux voisins du 60S, et jusqu'à  $-500$  V pour les niveaux voisins du 50C. Nous avons donc conçu ce circuit de contrôle en conséquence, en utilisant des optocoupleurs MOC8204M capables de bloquer des tensions élevées.

Nous disposons ainsi d'un outil de contrôle du champ électrique dans toutes les directions grâce aux électrodes RF. Le nouveau circuit de commutation des électrodes d'ionisation simplifie le contrôle de la tension lors des phases d'ionisation et de détection des atomes de Rydberg. Enfin, l'amplificateur haute tension Trek 2205 permet d'imposer des tensions suffisantes pour ioniser les atomes de Rydberg dans les niveaux voisins du 50C.

### V.3 Le chemin du niveau fondamental au niveau de Rydberg circulaire 50C

#### V.3.1 La transition laser $5S \rightarrow 50D$

en champ nul et en champ non-nul  $\rightarrow$  choix de  $m_j$

#### V.3.2 La transition microonde $50D \rightarrow 50F$

en champ nul et en champ non-nul  $\rightarrow$  choix de  $m_l$  et problème d'élargissement Stark

#### V.3.3 Le passage adiabatique $m = 2 \rightarrow m = n - 1$

présenter le dispositif radio-fréquence tel qu'il est chez nous et les arrivées avec différentes puissances RF + la procédure d'optimisation

### V.4 Comment caractériser les atomes de Rydberg circulaires

#### V.4.1 Spectroscopie microonde vers les niveaux voisins

50c-51c et optimisation fine de la RF

50c-49c ?

#### **V.4.2 Temps de vie**

temps de vie théorique, temps de vie mesuré, température effective

#### **V.4.3 Temps de cohérence**

franges de Ramsey

### **V.5 Éjectable : Première évidence du piégeage des atomes circulaires**

#### **V.5.1 Dispositif laser de piégeage**

description de l'optique de mise en forme  
et caractérisation du faisceau de piégeage

#### **V.5.2 Comment observer le piégeage des atomes circulaires**

problème du temps de vie qui empêche d'observer l'absence de chute libre  
comment observer un piégeage de niveaux qui ne vivent pas longtemps ? propositions  
envisagées  
premiers signaux s'ils existent