

FIGURE 1 – Schéma 3D du transport magnétique placé autour du système à vide réalisé par l'ingénieur du département de physique Jack Olejnik

Une technique très commune dans le domaine des atomes froids consiste à piéger des atomes polarisés dans un minimum de champ magnétique. Cette technique est très précieuse car il suffit généralement de jouer sur le courant parcourant une bobine pour modifier la géométrie du piège. Le transport magnétique reprend ces concepts pour l'appliquer à un déplacement des atomes sur plusieurs dizaines de centimètres. Il consiste simplement à aligner une série de paires de bobines magnétiques. En jouant sur les courants des bobines, on peut déplacer le centre du piège correspondant au zéro du champ magnétique d'un bout à l'autre de la chaîne. Cette technique a été développée pour la première fois dans le groupe de T. Hänsch à Munich (réf. [?]). Suite au succès de cette méthode, un certain nombre de groupes l'ont à leur tour adoptée. Il est à noter qu'il existe une méthode alternative de transport magnétique développée dans le groupe de E. Cornell à Boulder (voir réf. [?]), cette dernière consistant à déplacer mécaniquement une seule paire de bobines à l'aide d'un moteur sur un système de rails.

La configuration du groupe de Munich possède un virage de  $90^\circ$  pour libérer au maximum l'axe du guide. Pour notre part, nous effectuons un transport uniquement rectiligne (voir figure 1). Ce dispositif a les avantages évidents d'être plus simple et de transporter plus rapidement car le coude force le nuage d'atomes à s'arrêter puis repartir.

L'objectif est de transporter le nuage d'atomes de la chambre du piège magnéto-optique (PMO) à la cellule d'expérience le plus adiabatiquement possible. Le critère le plus important est d'avoir un grand nombre de collisions à la fin du transport pour le refroidissement évaporatif, tout en ayant un grand nombre d'atomes et une température la plus basse possible. Le maintien d'une basse température du nuage est également importante pour le transport car un nuage trop chaud sera évaporé sur les parois du tube du vide différentiel et entraînera une perte d'atomes supplémentaire.

Dans ce chapitre, après avoir rappelé rapidement le principe du transport, j'explique comment on détermine les courants pour réaliser le transport recherché puis j'insiste sur les détails techniques concernant le montage lui-même et l'électronique de commande.

## 0.1 Principe du transport magnétique

Dans cette partie, je rappelle le principe de piégeage magnétique d'atomes froids puis j'explique comment on peut passer de l'idée du piège simple au transport magnétique.

### 0.1.1 Piège magnétique créé par une paire de bobines

Si un atome de moment magnétique  $\boldsymbol{\mu}$  est plongé dans un champ magnétique  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ , le couplage s'écrit :

$$\hat{H} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Dans le cas où le moment magnétique de l'atome suit adiabatiquement le champ magnétique, on peut définir une énergie potentielle :

$$E_{\text{pot}} = \mu_B g_F m_F B \quad (2)$$

où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr. Comme il n'est pas possible de créer un maximum de champ magnétique local, il faut polariser les atomes dans un état de telle sorte que l'énergie potentielle soit minimum pour un minimum de champ magnétique. On choisira généralement  $F = 2, m_F = +2$  ( $g_F = \frac{1}{2}$ ) pour avoir le piège le plus comprimé possible à champ magnétique donné. Dans ce cas on obtient :

$$E_{\text{pot}} = \mu_B B \quad (3)$$

La manière la plus simple de créer un minimum de champ magnétique est d'utiliser une paire de bobines circulaires avec des courants circulant en sens opposé (configuration anti-Helmholtz).

Un développement de Taylor autour du centre du système donne :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(0) + (\mathbf{r} \cdot \nabla)\mathbf{B}... \quad (4)$$

Le champ magnétique créé par chacune des deux bobines s'annule au centre de la paire donc  $\mathbf{B}(0) = \mathbf{0}$ . Le terme dominant est donc le champ quadrupolaire :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = (b'_x x, b'_y y, b'_z z) \quad (5)$$

avec la notation :  $b'_x = \frac{\partial B_x}{\partial x}$ .

Appelons  $z$  l'axe vertical perpendiculaire aux bobines (voir figure 2). Par symétrie, les gradients suivant  $x$  et  $y$  sont égaux. La divergence nulle du champ magnétique impose que le gradient  $b'_z$  dans la direction des bobines est deux fois plus grand que celui dans le plan orthogonal :

$$b'_x = b'_y = \frac{1}{2}b'_z \quad (6)$$

### 0.1.2 Caractéristiques du nuage piégé

Dans ce paragraphe, nous allons étudier les caractéristiques d'un nuage d'atomes froids dans un piège magnétique quadrupolaire. Nous nous intéressons en particulier à la taille du nuage et la durée de vie des atomes dans le piège.

Que se passe-t-il quand on branche soudainement le piège magnétique pour capturer un nuage d'atomes préalablement piégé dans un PMO ? Évaluons la taille du nuage d'atomes dans le piège magnétique avec l'hypothèse que la phase de mélasse a été efficace et l'énergie cinétique initiale des atomes est négligeable au branchement du piège.

A l'équilibre, l'énergie initiale se répartit entre l'énergie cinétique  $E_c$  et l'énergie potentielle  $E_{\text{pot}}$  dont la relation dans un piège linéaire est donnée par le théorème du viriel :

$$\langle E_p \rangle = 2\langle E_c \rangle \quad (7)$$

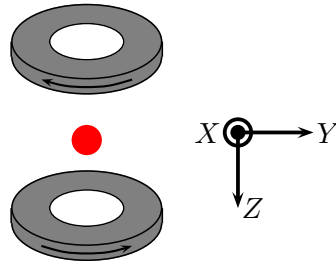


FIGURE 2 – Une paire de bobines parcourues par des courants opposés crée un piège quadrupolaire pour des atomes polarisés

En considérant que le gradient est deux fois plus fort dans l'une des deux directions, on obtient la relation suivante sur la taille du nuage :

$$r_z = \frac{1}{2}r_{x,y} = \frac{4}{9}r_{\text{MOT}} \quad (8)$$

avec  $r_{\text{MOT}}$  le rayon du nuage avant le branchement du piège magnétique.

Nous pouvons donner des valeurs indicatives de taille de nuage et de température applicable à notre expérience. Typiquement,  $r_{\text{MOT}}$  vaut quelques millimètres. Pour un gradient de 100 G/cm, la température à l'équilibre vaut 225  $\mu\text{K}$  et le rayon du nuage  $r_z$  est de l'ordre du mm. On reste alors largement dans la zone linéaire du piège qui est du même ordre que les distances typiques du système : pour notre expérience, la distance entre les bobines et les atomes ou bien le rayon des bobines valent environ 3 cm.

Un problème majeur du piège quadrupolaire est l'existence de pertes Majorana : la fréquence de Larmor étant faible au voisinage du centre du piège de champ nul, la polarisation des atomes se déplaçant dans le piège ne peut pas suivre adiabatiquement la variation de champ magnétique si bien qu'ils se trouvent non piégés. On peut estimer la durée de vie due à ce phénomène (voir réf. [?]). Le critère de basculement de spin pour une position  $r$  et une vitesse  $v$  données revient à :

$$\frac{v}{r} < \frac{\mu r b'}{\hbar} \quad (9)$$

Il existe un ellipsoïde de basculement de spin au centre du piège dans lequel les atomes sont perdus. Le rayon de l'ellipsoïde est le suivant :

$$r_{\text{sf}} \sim \sqrt{\frac{v\hbar}{\mu b'}} \quad (10)$$

Le rayon de l'ellipsoïde dépend de la vitesse de l'atome. Pour évaluer la durée du nuage dans son ensemble, on choisit l'ellipsoïde qui correspond à la classe de vitesse moyenne du nuage. On peut compter le nombre d'atomes entrant dans l'ellipsoïde de basculement de spin et qui sont perdus :

$$\dot{N} = \frac{N}{R^3} \cdot v 4\pi r_{\text{sf}}^2 \quad (11)$$

où  $R$  est le rayon du nuage. Le théorème du viriel du piège quadrupolaire (voir équation 7) permet de relier la vitesse moyenne et la taille du nuage :

$$mv^2 = \mu b' R \quad (12)$$

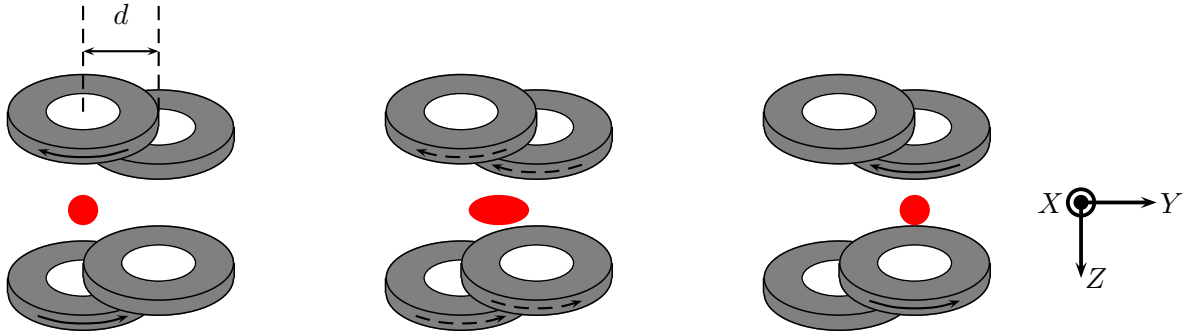


FIGURE 3 – En jouant sur les courants des deux paires de bobines, on peut déplacer le centre du piège magnétique d’une paire à l’autre et ainsi déplacer le nuage d’atomes. Cependant, le rapport d’aspect du piège n’est pas constant dans le plan horizontal, ce qui peut entraîner un échauffement du nuage.

L’équation 11 donne la durée de vie qui est proportionnelle au carré du rayon du nuage  $R$  (réf [?]) :

$$\tau = \frac{m}{4\pi\hbar} R^2 \quad (13)$$

c’est à dire dans le cas du Rubidium 87,  $\tau = 1.1 \cdot 10^4 R^2$  s/cm<sup>2</sup>. Pour un rayon du nuage de 1 mm, nous avons  $\tau = 110$ s. Nous verrons par la suite lors de l’étude du transport que la durée totale de celui-ci est de l’ordre de 5 s. Les pertes Majorana sont donc négligeables.

### 0.1.3 Deux paires de bobines

Considérons maintenant la situation où nous avons deux paires de bobines juxtaposées horizontalement selon l’axe  $y$ . On veut transporter les atomes du premier au second piège (voir figure 3). Au début, seule la première paire est parcourue par un courant et le piège quadrupolaire est centré sur cette première paire. Si on commence à diminuer le courant dans la première paire tout en augmentant le courant dans la seconde paire, le centre du piège magnétique va se déplacer vers la deuxième paire de bobines. Il faut néanmoins faire une remarque importante : il faut que le déplacement du piège soit continu pour ne pas perdre ou chauffer le nuage d’atomes. Pour cela il est nécessaire que les deux bobines successives se chevauchent.

On peut calculer numériquement le champ magnétique créé par deux paires de bobines en configuration anti-Helmholtz se recouvrant de manière arbitraire. On peut ainsi détecter la position du centre du piège en fonction du courant dans les bobines. On augmente linéairement le courant de la deuxième paire tout en diminuant celui de la première. En conséquence, le centre du piège se déplace de la première à la deuxième paire (voir figure 4). Traitons chaque bobine comme une spire idéale de rayon  $R$ . Notons  $d$  le décalage horizontal entre les deux paires. Quand les paires de bobines se chevauchent de plus de la moitié ( $d \leq R$ ), le déplacement du piège est continu et varie de manière constante. Pour  $R < d < 2R$ , on voit apparaître des variations rapides de la position du piège de plus en plus prononcées quand on augmente  $d$ . En revanche, quand il n’y a aucun recouvrement ( $d > 2R$ ), le déplacement est discontinu et le transport est impossible dans ce cas.

Il est nécessaire à ce stade de faire une remarque importante. Sauf cas particulier exotique, la géométrie du piège n’est pas constante au cours du transport entre les deux paires de bobines.

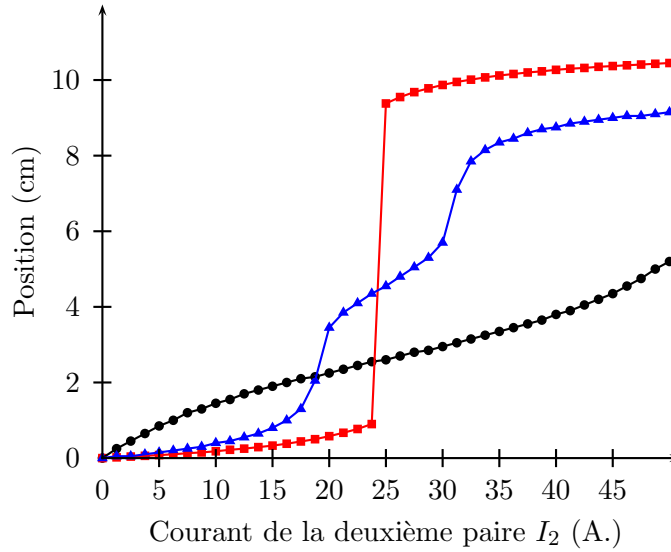


FIGURE 4 – On augmente linéairement le courant dans la deuxième paire tout en diminuant le courant dans la première de telle sorte que  $I_1 + I_2 = 50A$ . Quand les deux bobines se chevauchent de moitié (les points correspondent au cas  $d = R$ ), le déplacement du centre du piège est continu. Pour un chevauchement intermédiaire (les triangles correspondent au cas  $d = 1,75R$ ), des variations rapides apparaissent mais le déplacement reste continu. Par contre quand les bobines ne se chevauchent pas (les carrés correspondent au cas  $d = 2R$ ), il n'est pas possible d'avoir un déplacement continu du centre du piège.

Appelons  $A$  le rapport d'aspect du piège dans le plan horizontal :

$$A = \frac{b'_x}{b'_y} \quad (14)$$

On démarre avec  $A = 1$  puis le piège s'allonge dans la direction du transport quand on commence à mettre du courant dans la deuxième paire de bobines ( $A > 1$  avec notre convention). Ensuite, le rapport d'aspect redescend à 1 (voir figure 4). Cette variation de  $A$  peut être une source nuisible de chauffage pour notre nuage d'atomes. Il serait souhaitable de pouvoir garder la géométrie du piège constant au cours du transport mais cela n'est pas possible si deux bobines seulement sont en jeu à un instant donné. En effet, les deux courants nous permettent de contrôler deux paramètres : la position du centre du piège et le gradient suivant l'axe de confinement fort (axe vertical  $z$ ). Le rapport d'aspect du piège  $A$  constitue un troisième paramètre à contrôler. Il faut donc un troisième degré de liberté. Une solution simple est d'utiliser une troisième paire de bobines.

#### 0.1.4 Trois paires de bobines

Partons d'une situation où les deux premières paires de bobines sont parcourues par le même courant. La valeur de  $A$  dépend du chevauchement et de la taille des bobines ainsi que de la distance entre les bobines et les atomes. En général, le piège est allongé dans la direction du transport<sup>1</sup> (voir figure 5). Pour déplacer le piège, on éteint progressivement la première paire de bobines pendant qu'on allume la troisième. Le centre du piège se déplace vers la troisième paire.

<sup>1</sup>D'un point de vue théorique, rien n'interdit de réaliser le transport avec un rapport d'aspect de 1. Cependant, cela nécessite des courants négatifs ce qui rend le système d'alimentation difficile à mettre en place avec le matériel à notre disposition.

Avec des courbes temporelles de courant *judicieuses*, il est possible de garder le rapport d'aspect constant. Quand le courant dans la première paire atteint zéro, la situation est la symétrique de la situation de départ avec un courant égal dans la deuxième et troisième paire. On peut maintenant répéter le système pour transporter les atomes sur une longue distance.

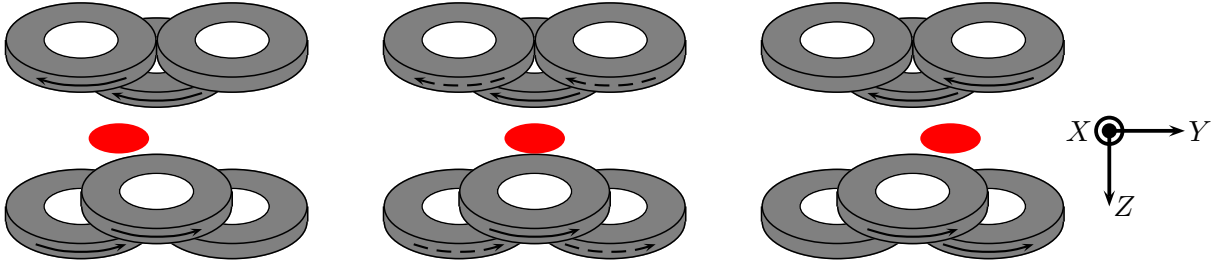


FIGURE 5 – Avec trois paires de bobines utilisées en même temps, on peut garder le rapport d'aspect constant au cours du transport

On peut noter que concrètement le transport débute et finit avec une seule paire de bobine allumée. Dans les deux cas, le rapport d'aspect vaut obligatoirement 1 et il est donc nécessaire que le rapport d'aspect varie au début et à la fin du transport.

## 0.2 Calcul des courbes temporelles de courants

Réaliser un transport avec un piège à géométrie constante nécessite de fournir aux bobines les courbes de courant adaptées. Il s'agit ici de réaliser un programme qui calcule les courants en fonction du transport que l'on veut réaliser. Ces courants "théoriques" seront ensuite utilisés par l'ordinateur de contrôle des sources de courant. Je rappelle ici les grandes lignes du programme qui a été développé par Riad Ziour dans le cadre d'un stage. Des détails plus approfondis peuvent être trouvés dans son rapport de stage (réf. [?]). Je présente ensuite les résultats obtenus pour notre système.

### 0.2.1 Principe de base du calcul des courants

L'objectif est de calculer le courant de toutes les bobines en fonction du temps. L'utilisateur définit ses consignes concernant la vitesse de transport, la géométrie et la compression du piège.

- $\mathbf{Y}_{\text{consigne}}(\mathbf{t})$  décrit la position du piège en fonction du temps avec une phase d'accélération au départ et de décélération à l'arrivée (voir figure 6). Notons qu'il peut être important d'aller lentement au début et à la fin du transport au moment où le rapport d'aspect  $A$  doit nécessairement varier.
- Le rapport d'aspect  $\mathbf{A}_{\text{consigne}}(\mathbf{t})$  n'est pas constant au cours du transport car on part et on finit dans une situation avec une seule paire de bobine donc  $A = 1$ , alors que pendant le transport  $A > 1$  comme on a vu précédemment (voir figure (a) de 8).
- Le gradient  $\mathbf{b}'_{\mathbf{z},\text{consigne}}(\mathbf{t})$  sera ici constant mais rien n'empêche de faire varier ce paramètre en début ou en fin de transport.

Nous avons à chaque instant trois courants pour trois paramètres à contrôler : la position du centre du piège  $(0, Y_{\text{consigne}}(t), 0)$  correspondant à l'endroit où le champ est nul <sup>2</sup>, le gradient

<sup>2</sup>la contrainte  $\mathbf{B} = \mathbf{0}$  semble donner lieu à trois équations mais au point considéré  $(0, Y, 0)$ , on a toujours par symétrie  $B_x = B_z = 0$ . Cette contrainte correspond à une seule équation scalaire.

suivant l'axe fort et le rapport d'aspect dans le plan parallèle aux bobines. Il faut donc résoudre, pour chaque position du piège  $Y_{\text{consigne}}$ , un système de trois équations à trois inconnus :

$$\begin{cases} \mathbf{B}(Y_{\text{rconsigne}}(t)) = \mathbf{0} \\ b'_z(Y_{\text{consigne}}(t)) = b'_{z,\text{consigne}}(t) \\ A(t) = A_{\text{consigne}}(t) \end{cases} \quad (15)$$

Une contrainte supplémentaire s'ajoute au système (15). Nous avons à notre disposition uniquement des alimentations de courant mono-cadrant qui ne peuvent alimenter les bobines que pour un sens de courant. La solution d'utiliser deux alimentations pour avoir des courants des deux signes compliquerait inutilement l'électronique. On se limite donc à des courants positifs.

Le principe de résolution du système est le suivant. Considérons trois paires de bobines, que nous nommerons 0,1 et 2, et posons  $\tilde{B}_{y,0}$ ,  $\tilde{B}_{y,1}$ ,  $\tilde{B}_{y,2}$  les champs magnétiques qui sont créés au point

$$\begin{pmatrix} x = 0 \\ y = Y_{\text{consigne}}(t) \\ z = 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

par ces paires de bobines lorsqu'elles sont parcourues par une intensité  $I = 1A$ . Posons de même  $\tilde{b}'_{x,0}$ ,  $\tilde{b}'_{x,1}$ ,  $\tilde{b}'_{x,2}$  et  $\tilde{b}'_{y,1}$ ,  $\tilde{b}'_{y,1}$ ,  $\tilde{b}'_{y,2}$  les gradients créés au même point par le même courant. On peut alors écrire le système que doivent satisfaire les intensités  $I_0$ ,  $I_1$ ,  $I_2$  à chaque instant :

$$\boxed{\begin{cases} \tilde{B}_{y,0}I_0 + \tilde{B}_{y,1}I_1 + \tilde{B}_{y,2}I_2 = 0 \\ (\tilde{b}'_{x,0} + \tilde{b}'_{y,0})I_0 + (\tilde{b}'_{x,1} + \tilde{b}'_{y,1})I_1 + (\tilde{b}'_{x,2} + \tilde{b}'_{y,2})I_2 = -b'_{z,\text{consigne}}(t) \\ (\tilde{b}'_{x,0} - A_{\text{consigne}}\tilde{b}'_{y,0})I_0 + (\tilde{b}'_{x,1} - A_{\text{consigne}}\tilde{b}'_{y,1})I_1 + (\tilde{b}'_{x,2} - A_{\text{consigne}}\tilde{b}'_{y,2})I_2 = 0 \\ \text{Avec : } I_0, I_1, I_2 \geq 0 \end{cases}} \quad (17)$$

Voici le fonctionnement général de l'algorithme : à l'instant  $t_0$ , trois paires de bobines sont utilisées. Suite à la résolution du système 17, on obtient  $I_0, I_1$  et  $I_2$  correspondant aux courants des trois paires à l'instant  $t_0$ . On passe à l'instant  $t_0 + \Delta t$ . Un changement de paires de bobines intervient si  $I_0 \leq 0$ . La paire 0 a fini de fonctionner, la paire 1 devient la paire 0, et la paire 2 devient la paire 1. La nouvelle paire devient paire 2 et on résout le système. Et ainsi de suite...

### 0.2.2 Calcul des courants pour le montage réel

Le calcul des courants doit être le plus réaliste possible, tout en faisant les approximations nécessaires pour que le temps de calcul reste raisonnable. Nous avons considéré les fils constituant nos bobines comme infiniment fins. Les résultats présentés ici tiennent compte de la géométrie du transport : le nombre de tours, l'épaisseur des bobines, i.e. la présence de deux couches de fils ainsi que du rayon de tous les tours de bobinage, la distance entre les bobines d'une même paire, la position relative des différentes paires, la taille différente des bobines au début et à la fin du transport. L'échantillonnage temporel et spatial est de 600 points.

#### Consignes

Le gradient fort est fixe tout au long du transport et vaut  $b'_z = 110G/cm$ . Un exemple de  $Y_{\text{consigne}}(t)$  est donné figure 6. Cette consigne doit être bien choisie pour éviter l'échauffement du

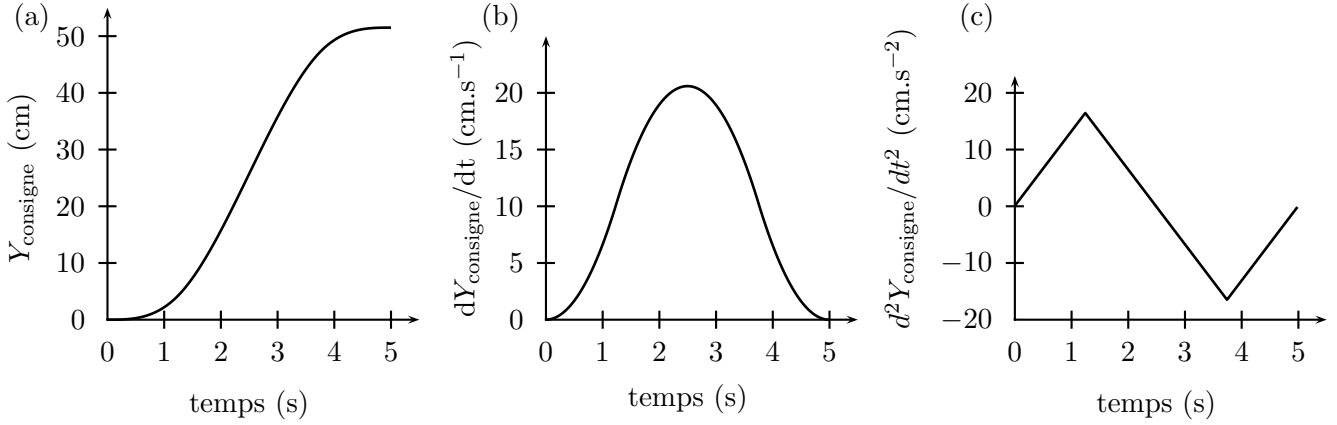


FIGURE 6 – Consigne de position (a), vitesse (b) et accélération (c) du centre du piège en fonction du temps. Il est nécessaire d’aller lentement au début et à la fin du transport quand la géométrie du piège change.

nuage atomique. On peut estimer la vitesse maximale de transport selon le critère adiabatique : il faut que le nuage se déplace d’une distance égale à sa taille en un temps raisonnablement long devant le temps d’oscillation de l’atome dans le piège. Le temps que met un atome pour effectuer une demi-oscillation est le suivant :

$$\tau \approx 2\sqrt{\frac{mR}{\mu b'}} \quad (18)$$

Pour une taille de nuage de  $R = 1\text{mm}$ ,  $\tau$  vaut 7.5 ms. On en déduit la vitesse maximale du déplacement du transport :

$$v_{\text{max}} = \frac{2R}{\tau} = \sqrt{\frac{\mu b' R}{m}} \quad (19)$$

Cette vitesse, qui correspond à la vitesse thermique, vaut  $27\text{ cm.s}^{-1}$ .

Ensuite, il faut déterminer  $A_{\text{consigne}}(Y_{\text{consigne}})$ . Il est nécessaire tout d’abord de trouver le bon rapport d’aspect  $A_{\text{transport}}$ . Le problème étant extrêmement compliqué, nous nous sommes contenté de trouver une solution qui marche et satisfait nos contraintes (courants positifs et inférieurs à 50 A) avec une méthode d’essai/erreur.  $A_{\text{transport}}$  est fixé par la géométrie de notre système à  $2,1^3$ .

### Les extrémités du transport

Le début et la fin du transport sont les points les plus délicats. La géométrie du piège change obligatoirement car le rapport d’aspect doit passer de 1 à  $A_{\text{transport}}$  (ou l’inverse pour l’arrivée) (voir (a) de 8). Les distances  $\Delta Y_{\text{début}}$  et  $\Delta Y_{\text{fin}}$  sur laquelle le rapport d’aspect passe respectivement de 1 à  $A_{\text{transport}}$  au début du transport et de  $A_{\text{transport}}$  à 1 à la fin du transport ne doivent pas être choisies au hasard.

Au début du transport, nous avons à notre disposition dans l’axe du guide une bobine ”poussante” verticale qui crée un champ magnétique dans la direction du transport pour pousser les atomes hors de la chambre du piège magnéto-optique. Cette bobine nous permet de bien contrôler la variation du rapport d’aspect dans la première phase du transport (voir figure (a)

<sup>3</sup>En conséquence comme  $b'_z = 110\text{G/cm}$ , les autres gradients valent  $b'_x = 75\text{G/cm}$  et  $b'_y = 35\text{G/cm}$ . On peut en déduire les dimensions du nuage :  $r_z = 1\text{mm}$ ,  $r_x = 1,5\text{mm}$ ,  $r_y = 3\text{mm}$ .

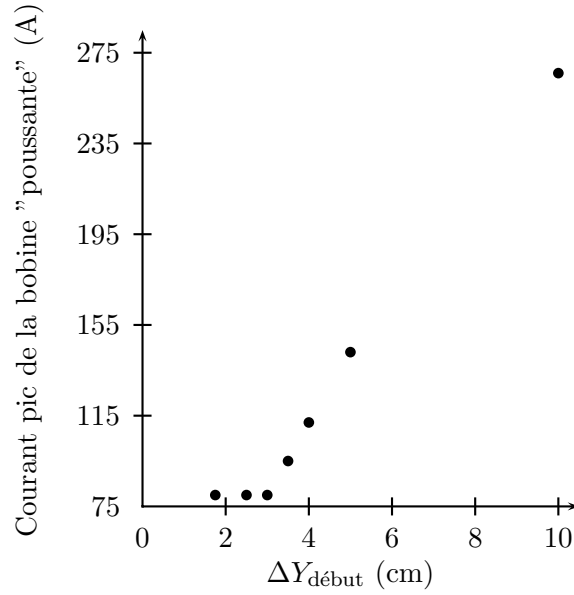


FIGURE 7 – Courant pic parcourant la bobine "poussante" en fonction de la distance sur laquelle le rapport d'aspect du piège varie de 1 à  $A_{\text{transport}}$

de 8). Le paramètre  $\Delta Y_{\text{début}}$  est critique sur le courant pic à mettre dans la bobine "poussante" (voir figure 7). On choisit  $\Delta Y_{\text{début}} < 3\text{cm}$  pour minimiser ce courant.

A la fin du transport, il ne reste plus que deux paires de bobines<sup>4</sup>. Il y a donc un paramètre que l'on ne peut plus contrôler. Comme il est primordial de contrôler la position et la raideur du piège, on laisse libre le rapport d'aspect du piège. On a donc  $A \neq A_{\text{consigne}}$  et il faut aller suffisamment lentement pour ne pas trop chauffer le nuage d'atomes. On choisit  $\Delta Y_{\text{fin}} = 6.75\text{cm}$  correspondant au décalage entre le centre de la dernière paire de transport et le centre du piège magnétique. Cela s'avère une solution raisonnable compte-tenu de la valeur des courants et de la variation du rapport d'aspect.

### Résultats du calcul pour notre expérience

La figure (b) de 8 présente les courbes de courant temporelles obtenues pour notre montage. Les courants sont de l'ordre de 50 A pic pour les bobines les plus éloignées des atomes. Les courants de la bobine "poussante" et la paire PMO peuvent monter jusqu'à respectivement à 70 A et 100 A.

## 0.3 Réalisation expérimentale

Ce paragraphe a pour but de présenter la réalisation concrète du transport magnétique pour notre expérience de condensat de Bose-Einstein.

### 0.3.1 Refroidissement des bobines

Lors du transport, le courant dans chaque bobines atteint une valeur de 50 A, ce qui est un assez élevé. Un système de refroidissement paraît donc nécessaire. Essayons d'évaluer

<sup>4</sup>Une bobine "attractive" pourrait être utilisée à la fin du transport si l'accès optique n'était pas aussi crucial. De plus sa présence n'est pas indispensable car le vide est bon et on peut prendre son temps pour la fin du transport.

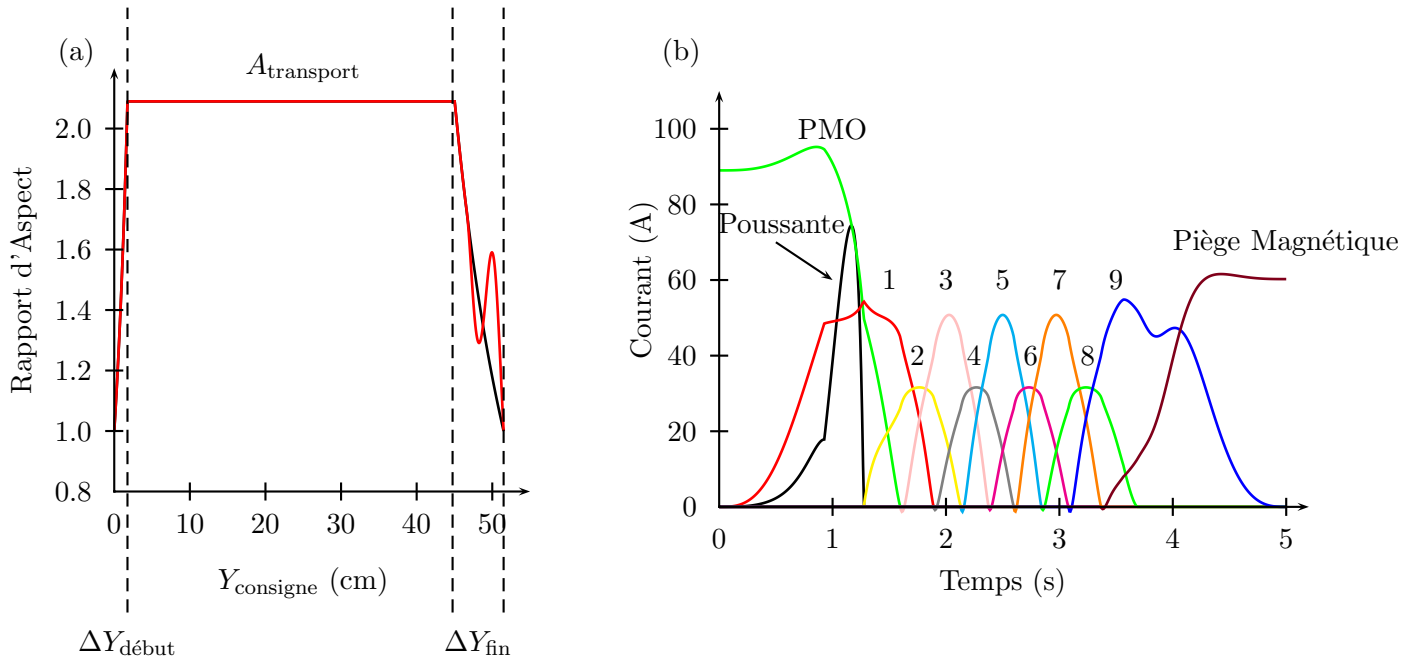


FIGURE 8 – (a). Rapport d’aspect demandé (rouge) et obtenu (noir) en fonction du temps. A la fin du transport, il n’y a seulement que deux paires de bobines, ce qui explique pourquoi on ne peut pas contrôler parfaitement le rapport d’aspect. (b). Courbe de courant en fonction du temps pour les différentes paires de bobines du transport.

l’échauffement dans une bobine sans refroidissement. La chaleur dissipée dans un volume  $V$  est la suivante :

$$\delta Q = C_p \rho V \Delta T \quad (20)$$

où  $C_p$  est la capacité calorifique volumique à pression constante du cuivre. Ceci nous donne  $\delta Q = 206 \Delta T$  pour le volume de cuivre d’une bobine de transport. L’énergie reçue par une bobine durant une phase du transport vaut :

$$E_{\text{élec}} = \int R I^2(t) dt \quad (21)$$

En intégrant une courbe de courant typique d’une bobine pour un transport de durée totale de 5 s, on obtient  $E_{\text{élec}} = 115$  J (voir (b) de 8).

S’il n’y a aucune source de refroidissement (on néglige la chaleur évacuée par la convection de l’air), l’énergie électrique reste entièrement dans la bobine de cuivre et on a :

$$\delta Q = E_{\text{élec}} \quad (22)$$

En régime normal, l’augmentation de température est inférieure au degré et le refroidissement des bobines n’est pas nécessaire. Par contre, si ce courant devait être maintenu pendant une longue durée, il pourrait avoir très vite une forte élévation de température. Calculons le temps qu’il faut pour avoir une élévation de température  $\Delta T = 10$  K, si le courant reste fixé à 50 A. Une loi simple  $E_{\text{élec}} = R I_0^2 \tau$  donne  $\tau = 157$  ms. Le système de refroidissement est donc une sécurité contre un fonctionnement défectueux du transport. Les bobines du transport sont disposées sur une plaque de 50 cm de longueur et 1 cm d’épaisseur, percée pour laisser circuler de l’eau à l’intérieur. Les bobines individuelles à risque comme la bobine ”poussante” ou celles du PMO

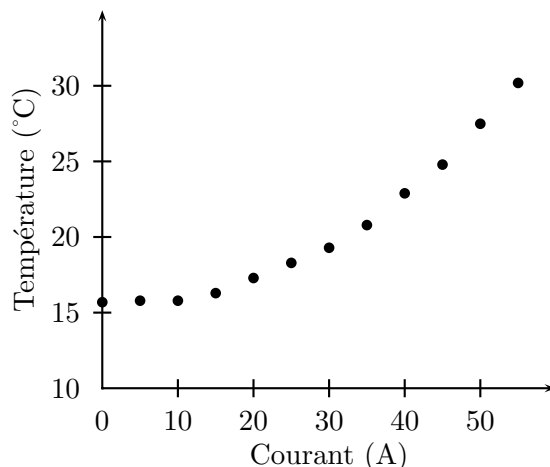


FIGURE 9 – Température d'équilibre de la bobine du piège magnétique en régime stationnaire en fonction du courant

ont également leurs plaques de refroidissement. Les plaques de refroidissement et les supports de bobine sont en cuivre. Entre les plaques de refroidissement et les bobines, on utilise de la graisse thermique pour améliorer la conductivité.

Des tests de refroidissement ont été effectués en laissant passer 50 A dans les bobines de transport. Aucune élévation significative de température n'est apparue lorsque l'on a appliqué un courant de 50 A pendant quatre ou cinq secondes.

Si le système de refroidissement est une sécurité pour le transport, il est absolument nécessaire pour le piège car c'est en régime quasi-permanent que l'on veut faire passer 50 A dans les bobines, plus précisément pendant la durée relativement longue du refroidissement évaporatif (typiquement 30 secondes). Une particularité de notre piège est de posséder deux paires de bobines pour le champ quadrupolaire. Deux plaques de cuivre refroidies à eau (une près des atomes et l'autre au dessus) sont utilisées pour que chaque bobine soit en contact direct avec une plaque.

Pour le test de l'efficacité du refroidissement du piège magnétique, on utilise une sonde thermique pour mesurer la température au point le plus chaud que l'on puisse mesurer. Le contact entre les plaques et la bonne utilisation de la pâte thermique sont fondamentaux. Pour le contact, il faut faire attention lorsque l'on fixe les plaques de refroidissement à ne pas les bomber car le contact avec la bobine serait dégradé. Il n'y a alors pas de problèmes d'échauffement en dessous de 50 A (voir figure 9). Par contre il faudra faire attention si on veut utiliser des courants plus importants pour un piège plus comprimé par exemple, surtout que la puissance à dissiper varie quadratiquement.

Comme ce sont les contacts imparfaits entre les différentes couches qui semblent limiter le refroidissement, une nouvelle conception d'un monobloc pour le piège magnétique pourra éventuellement être étudiée dans le futur.

### 0.3.2 Montage mécanique

La conception mécanique du transport magnétique a été faite par l'ingénieur du département de physique de l'École Normale Supérieure (ENS) Jack Olejnik. Il a réalisé notamment les plans techniques de toutes les pièces (voir annexe), ainsi que les dessins 3D avec le logiciel NX. (voir fig 1, 10 et 11). La mécanique a été faite dans l'atelier de mécanique du département de physique de l'ENS. Seul le bobinage a été réalisé par une entreprise extérieure (entreprise OSWALD en Allemagne). On déplace les atomes horizontalement (on veut le gradient le plus fort selon l'axe de

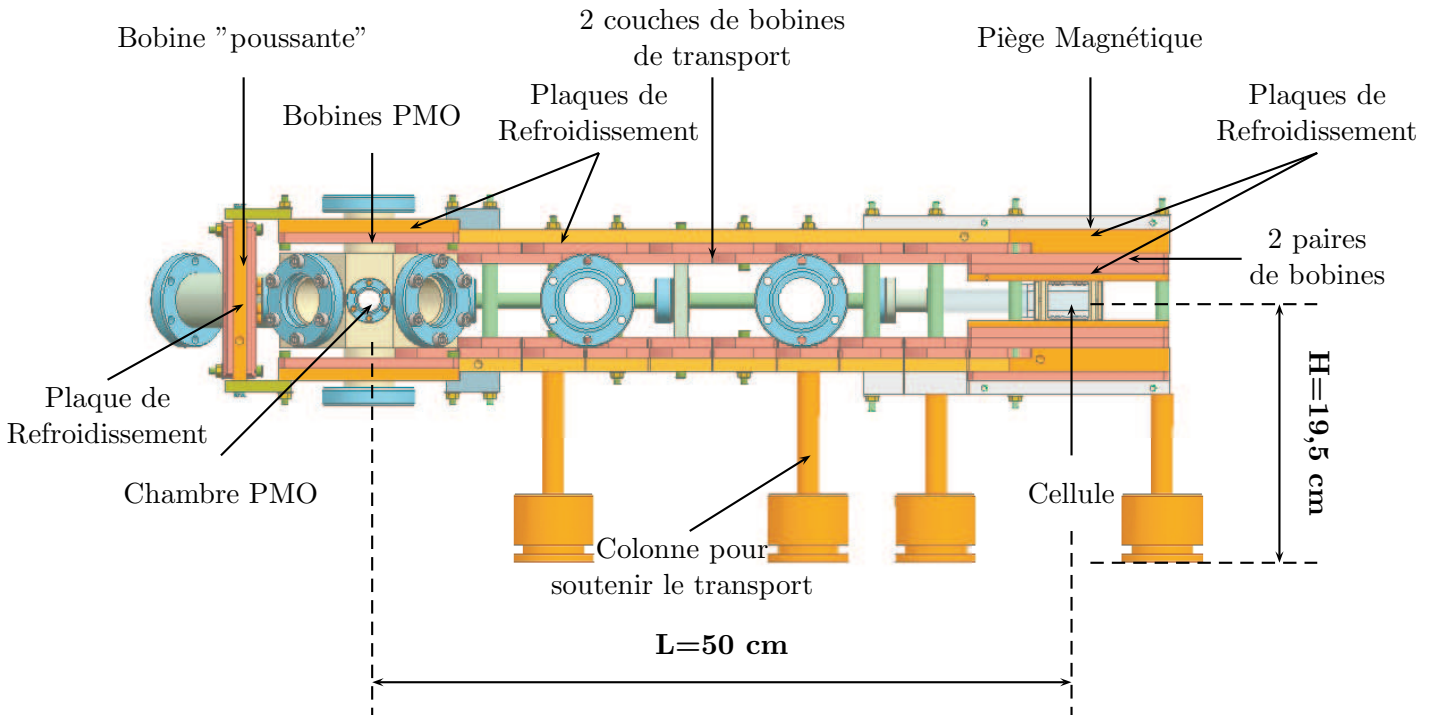


FIGURE 10 – Schéma 3D du transport réalisé par l'ingénieur du département de physique Jack Olejnik (vue de profil).

la gravité) de la chambre PMO à la cellule sur une longueur de 50 cm. Le transport magnétique est constitué de 9 paires de bobines identiques, la paire pour le piège magnéto-optique (PMO) (départ du transport), la bobine "poussante" pour aider au début du transport et la paire pour le piège magnétique. Chaque bobine chevauche la moitié de la précédente. Des pièces de fixation permettent d'assembler les différentes parties bobine "poussante", PMO, Transport, piège magnétique. Des pieds et des tiges en laiton fixent le transport magnétique par rapport à la table.

Pour éviter au maximum les courants de Foucault, les plaques de refroidissement (voir fig. 11) et les supports de bobines (voir fig. (b) de 12) sont fendus pour éviter la création de boucle de courant dans les plaques. Les fentes sont également présentes sur les pièces de fixation entre le transport et le piège magnétique.

Un défaut est apparu lors du montage au niveau de la chambre PMO entraînant un décalage vertical de l'ordre de 1 mm des bobines de la paire PMO par rapport à la chambre et au reste du transport. Le programme de calcul du courant permet de se donner une idée sur la sensibilité du transport vis à vis d'un tel défaut. Pour tout décalage de l'ordre du millimètre, l'influence est insignifiante. Pour des décalages de 2 à 5 mm, il faut changer le rapport d'aspect  $A_{\text{transport}}$  (rapport d'aspect de 2.2 pour un décalage de 2mm) mais le transport fonctionne tout de même.

### 0.3.3 Électronique de commande du transport magnétique

L'électronique de commande a pour but de gérer les courants calculés au préalable (paragraphe 0.2) parcourant les différentes paires de bobines pour réaliser le transport. Il s'agit d'envoyer le bon courant à la bonne bobine au bon moment.

La figure 14 donne le schéma de principe de l'électronique de commande du transport magnétique. L'ordinateur de commande est le chef d'orchestre : il fournit d'une part aux alimen-

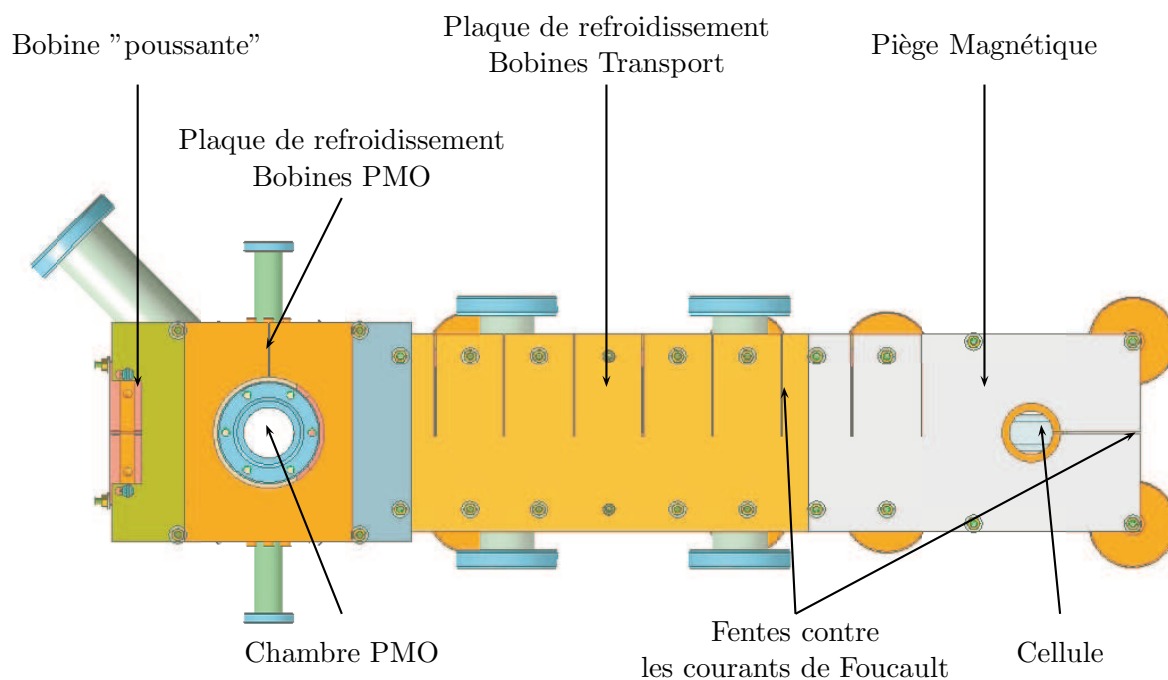


FIGURE 11 – Schéma 3D du transport réalisé par l'ingénieur du département de physique Jack Olejnik (vue de dessus).

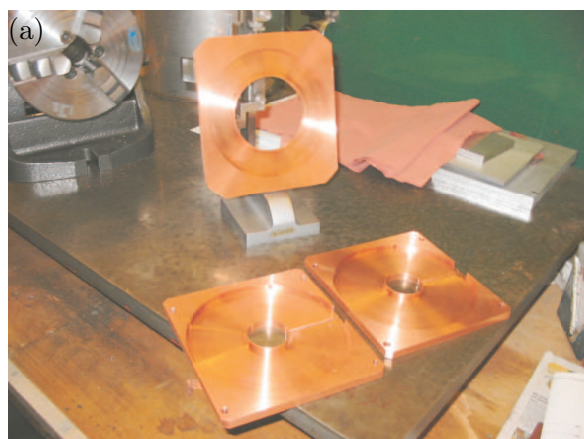


FIGURE 12 – (a). Support d'une bobine fabriqué à l'atelier de mécanique du département de physique de l'ENS. (b). Différents types de bobines : bobine de transport, bobine "poussante", bobine PMO et bobine de courbure du piège magnétique en configuration Ioffe-Pritchard.

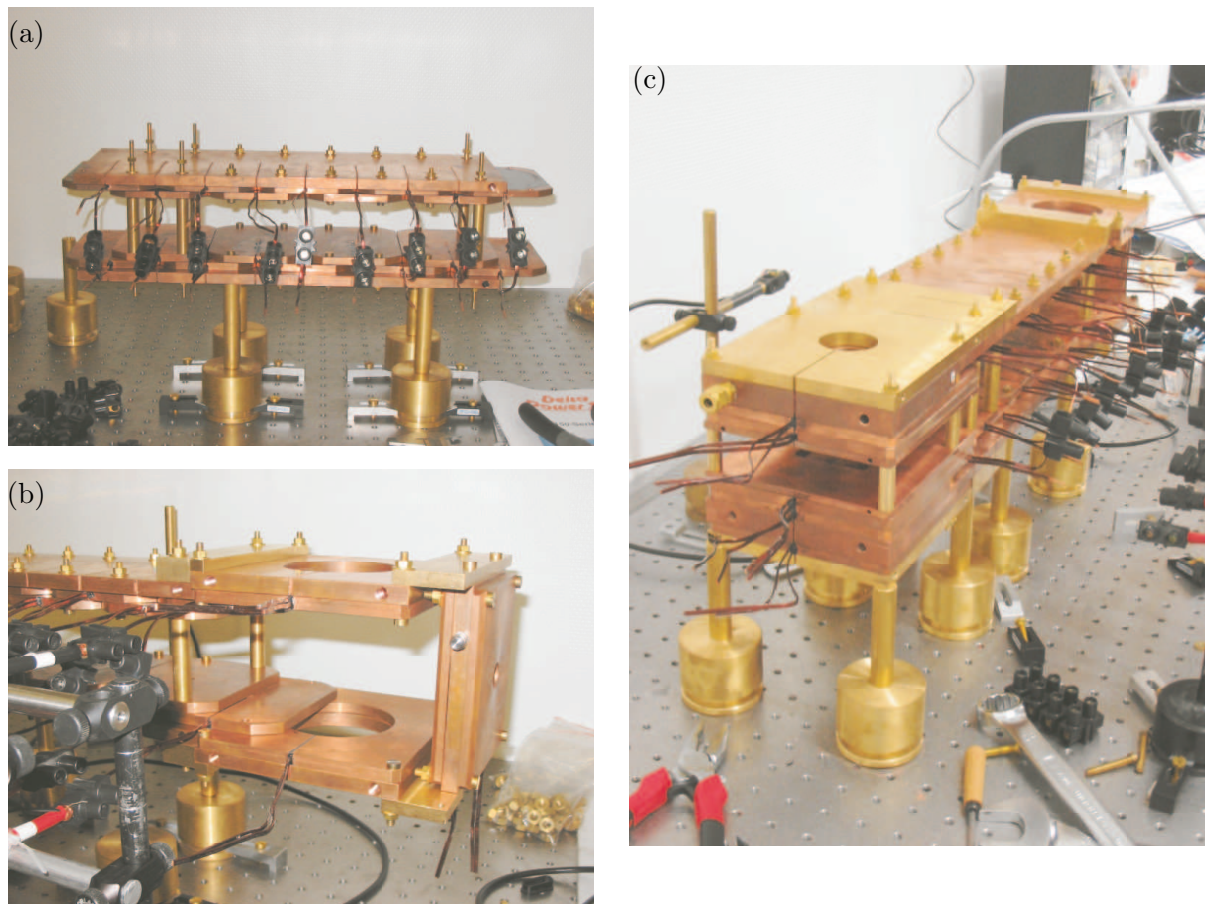


FIGURE 13 – Différentes photos du transport magnétique : (a). Partie Transport. (b). Début du transport avec la bobine "poussante". (c). Chaîne totale du transport

tations de courant des signaux analogiques correspondant aux courbes de courant demandées ; d'autre part, l'ordinateur fournit des signaux digitaux aux bons interrupteurs (contenus dans une boîte "Commutateur") permettant d'orienter le courant fourni par l'alimentation vers la bonne paire de bobines. Les températures au niveau des bobines et des interrupteurs sont mesurées, et des signaux d'erreurs sont éventuellement générés par une boîte de contrôle en cas de chauffage trop important. Ces signaux d'erreurs sont envoyés à la fois vers les alimentations et les boîtes d'interrupteurs ce qui permet de tout stopper en cas de problème.

Nous avons à notre disposition un système National Instruments PXI 1042 qui consiste en un châssis possédant à la fois l'ordinateur de commande avec MSWindows et un grand nombre de sorties digitales et analogiques (voir le chapitre ?? sur le programme). Nous utilisons quatre alimentations de courant (mais seulement trois seront utilisées en même temps) :

- 2 Delta Electronika 30V 100A
- 2 Delta electronika 15V 200A

L'alimentation du piège magnétique est différente pour des raisons de résistance plus élevée (Kniel 52 V, 75 A). Son électronique sera également différente compte-tenu de son rôle particulier. En effet, une seule des deux paires des bobines est utilisée pour le transport et il faudra allumer la deuxième paire branchée en série avec un interrupteur "analogique" supplémentaire pour comprimer le piège adiabatiquement.

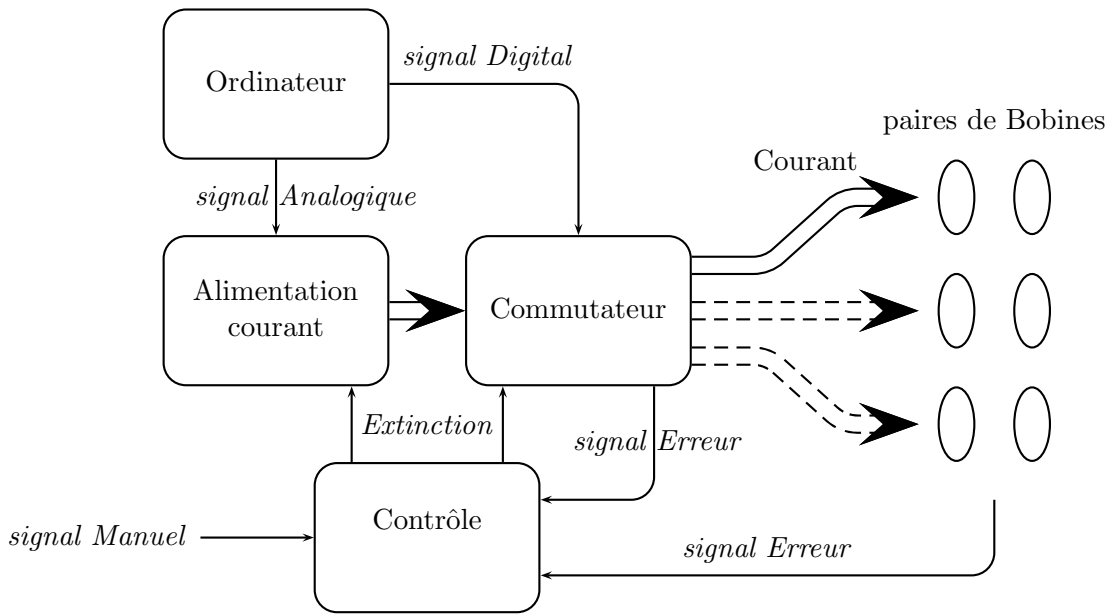


FIGURE 14 – Schéma de principe du système électronique de contrôle du transport magnétique

Chaque alimentation fournit du courant à trois paires de bobines. Chacune possède une boîte "Commutateur" qui contient les interrupteurs pour couper et fermer les circuits de chaque paire de bobines. Il y en a une pour chaque alimentation. Au niveau sécurité, chaque boîte "Commutateur" reçoit des signaux d'erreur gérés par la boîte "Contrôle" qui ouvrent les interrupteurs en cas de problème. Le schéma de la boîte "Commutateur" (fig. 15 (a)) montre les trois paires de bobines pour chaque alimentation et leur interrupteur respectif. En entrée des interrupteurs, un décodeur est présent pour allumer le bon interrupteur en fonction des signaux digitaux envoyés par l'ordinateur. Les courants typiques sont compris entre 0 et 50 A, voire 100 A pour certaines bobines ("poussante", PMO), les interrupteurs doivent donc résister à 100A. Chacun est composé de trois MOSFETS de puissance en parallèle pour diviser par 9 la puissance à dissiper par MOSFET. Des varistances sont placées en parallèle des bobines et des MOSFETS pour protéger ces derniers des surtensions. Au cas où la tension augmente trop, la résistance de la varistance diminue brusquement et celle-ci courtcircuite le MOSFET (ou la bobine) et dissipe l'énergie qui était stockée dans les bobines. Les MOSFETS sont fixés sur des plaques de cuivre pour des raisons de dissipation de la chaleur (voir figure (b) de 16).

La boîte de "contrôle" gère les signaux d'erreur qui servent à arrêter le système en cas de problème. Ceux-ci proviennent soit d'une résistance thermique rapide qui peut détecter une éventuelle élévation de température au niveau des bobines, ou un problème de température au niveau de l'électronique des boîtes "Commutateur". La résistance thermique est placée dans un diviseur de tension. Cette résistance est à peu près constante jusqu'à une certaine température critique au delà de laquelle la résistance chute brusquement. La brutale chute de tension qui en résulte fournit un signal déclencheur pour les signaux d'erreurs. Ceux-ci sont envoyés aux boîtes "Commutateur" et vers les alimentations. La boîte contrôle possède également des boutons pour allumer et éteindre manuellement les alimentations et les interrupteurs. Les signaux d'erreur passent par une porte NAND (fig. 15 (b)). Le résultat de la porte bascule quand l'un des signaux d'erreur est activé. Un système de deux portes NOR réalisant une rétro-action met le système dans un état dans lequel il est nécessaire de réactiver manuellement le signal SET pour rallumer le système. Les portes NOR assure une certaine stabilité : le système ne peut être

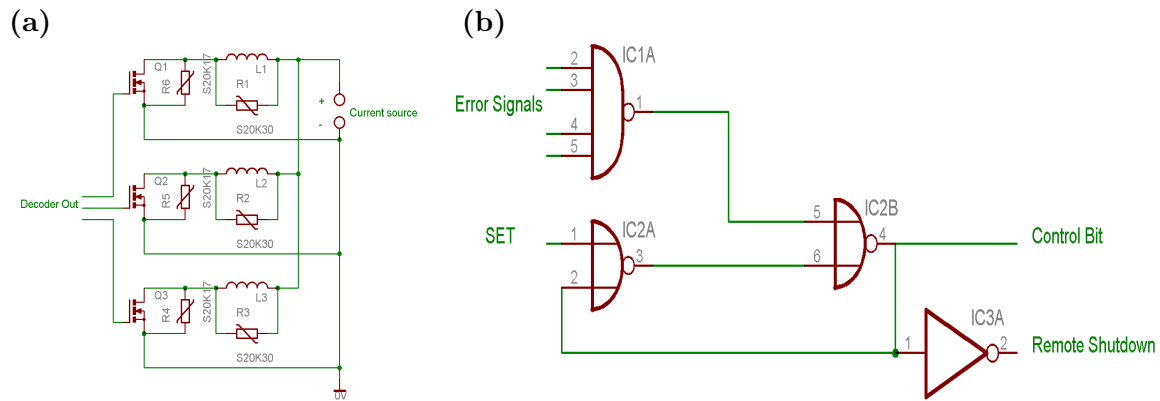


FIGURE 15 – (a). Boîte ”Commutateur” : système de trois interrupteurs pour guider le courant vers la bonne paire de bobines. (b). Boîte de contrôle : système de portes logiques NAND et NOR pour gérer les signaux d’erreur.

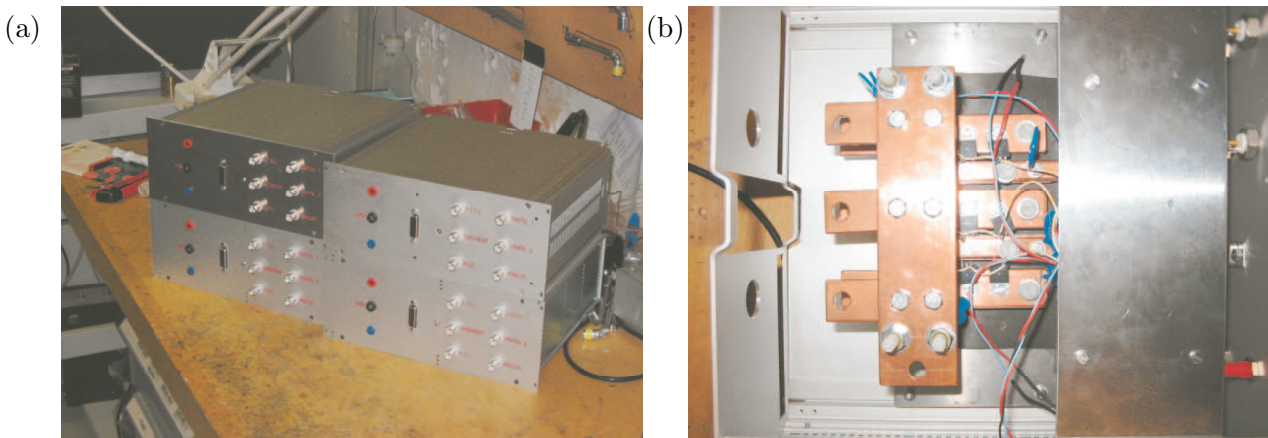


FIGURE 16 – (a). Boîtes ”Commutateur” contenant les interrupteurs pour diriger le courant vers la bonne bobine. (b). Intérieur d’une boîte ”Commutateur” : chacun des trois interrupteurs est constitué de trois MOSFETS fixés sur une plaque de cuivre.

réactivé seulement si ses deux entrées, le SET manuel et les signaux erreurs, sont OK.

On peut trouver plus de détails de l’électronique dans le rapport de DEA de Patrick Rath (réf. [?]).

### Extinction des courants dans les bobines

Notre capacité à éteindre rapidement un fort champ magnétique peut être mise à contribution dans certains cas particuliers. Il est souvent nécessaire de couper le champ magnétique pour prendre une image des atomes, particulièrement pour les images in situ. Le temps typique de réponse des MOSFETS étant de  $50\mu\text{s}$ , la solution la plus adaptée est de couper les interrupteurs<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>La réponse des alimentations de courant Delta à une commande de l’ordinateur est très lente. Le temps de réponse typique de ce type d’alimentation est de l’ordre de 20 ms. Ce temps de réponse a été déterminé en mesurant le temps d’extinction du champ magnétique avec une sonde. Ce temps étant bien plus long que celui mis en jeu par les courants de Foucault, il est attribué à la réponse lente de l’alimentation. Le temps d’allumage

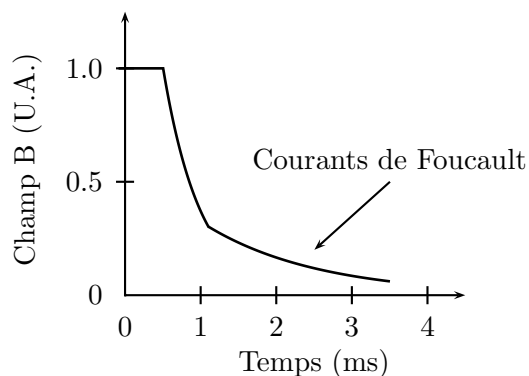


FIGURE 17 – Mesure du champ magnétique lors de l’extinction du courant parcourant une paire de bobines

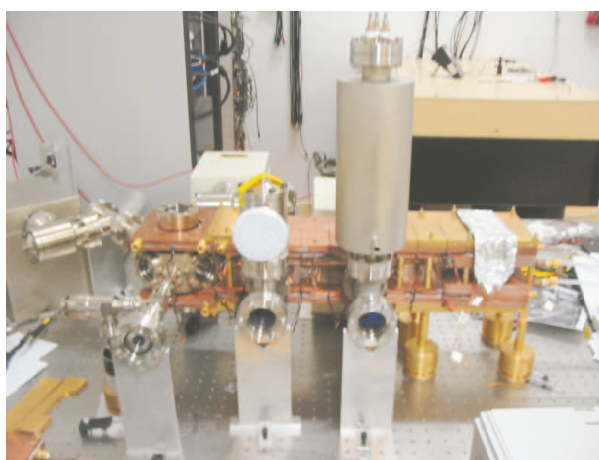


FIGURE 18 – Transport monté autour du système à vide

On mesure l’extinction du champ magnétique avec une sonde. Deux constantes de temps sont visibles sur le signal d’extinction (17) :  $\tau_1 = 0.5\text{ms}$  et  $\tau_2 = 1.5\text{ms}$ . La longue queue est probablement due probablement aux courants de Foucault lors de l’extinction du piège magnétique, malgré les précautions prises avec la présence de fentes sur le support des bobines.

## 0.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté le principe du transport magnétique, fourni les courbes de courant nécessaires et donne les principaux détails techniques de sa réalisation pour notre expérience (voir figure 18). La rigidité du montage du transport assure une robustesse du déplacement du piège magnétique et du nuage d’atomes. Au final, l’optimisation du transport sera réalisée sur les atomes eux-mêmes, avec pour objectif de se trouver dans les meilleures conditions pour le début de l’évaporation dans le piège magnétique.

---

est de 7 ms quand l’interrupteur est déjà fermé.