

Table des matières

1	Dispositif expérimental et méthodes d'analyse	1
1.1	Présentation générale de l'expérience	2
1.1.1	Vue d'ensemble du dispositif	2
1.1.2	Historique et contributions successives	2
1.2	Le dispositif expérimental	2
1.2.1	Système laser et contrôle de fréquence	2
1.2.2	Production et refroidissement des atomes (non détaillé ici, renvoi à d'autres travaux)	3
1.2.3	Piégeage magnétique sur puce	3
1.2.4	Génération de potentiels modulés	6
1.3	Sélection spatiale avec DMD	8
1.3.1	Motivation et principe	8
1.3.2	Mise en place technique (initiée par Léa Dubois)	8
1.3.3	Utilisation dans les protocoles	9
1.4	Techniques d'imagerie et d'analyse	10
1.4.1	Imagerie par absorption	10
1.4.2	Analyse des profils	11
1.5	Expériences et protocoles étudiés	11
1.5.1	Expansion longitudinale	11
1.5.2	Sonde locale de distribution de rapidité	12
1.6	Discussion sur les limites et les perspectives	12
	Conclusion	13
A	Annexes	15

Chapitre 1

Dispositif expérimental et méthodes d'analyse

Contents

1.1	Présentation générale de l'expérience	2
1.1.1	Vue d'ensemble du dispositif	2
1.1.2	Historique et contributions successives	2
1.2	Le dispositif expérimental	2
1.2.1	Système laser et contrôle de fréquence	2
1.2.2	Production et refroidissement des atomes (non détaillé ici, renvoi à d'autres travaux)	3
1.2.3	Piégeage magnétique sur puce	3
1.2.4	Génération de potentiels modulés	6
1.3	Sélection spatiale avec DMD	8
1.3.1	Motivation et principe	8
1.3.2	Mise en place technique (initiée par Léa Dubois)	8
1.3.3	Utilisation dans les protocoles	9
1.4	Techniques d'imagerie et d'analyse	10
1.4.1	Imagerie par absorption	10
1.4.2	Analyse des profils	11
1.5	Expériences et protocoles étudiés	11
1.5.1	Expansion longitudinale	11
1.5.2	Sonde locale de distribution de rapidité	12
1.6	Discussion sur les limites et les perspectives	12

Introduction

- Objectif du chapitre : présentation synthétique de l'expérience
- Distinction claire des contributions : mise en place initiale (précédents doctorants), développement (travail de Léa Dubois), contribution personnelle (prise de données, analyses spécifiques, participation à certaines manipulations)
- Rôle de l'expérience dans l'étude de la dynamique des gaz de Bose 1D

Ce chapitre présente l'expérience utilisée pour étudier les gaz unidimensionnels de rubidium ultra-froids. Nous décrivons l'architecture du dispositif, les méthodes d'imagerie et d'analyse, ainsi que les protocoles expérimentaux auxquels j'ai participé. Le développement initial du refroidissement et du piégeage avant la puce a été réalisé par d'anciens doctorants. La mise en place du piégeage sur la puce et du système de sélection spatiale à l'aide d'un DMD a été initiée par Léa Dubois, alors en première année de doctorat à mon arrivée. Mon travail s'est concentré principalement sur la prise de données, l'analyse et la participation à certaines expériences spécifiques telles que l'expansion longitudinale et la mesure locale de la distribution de rapidité.

Objectif du chapitre Ce chapitre a pour objectif de fournir une présentation synthétique et structurée du dispositif expérimental utilisé pour étudier la dynamique de gaz de Bose unidimensionnels ultra-froids. Il constitue un socle indispensable pour comprendre les protocoles expérimentaux développés au cours de ma thèse et les analyses présentées dans les chapitres suivants.

Architecture générale Nous présentons d'abord l'architecture complète de l'expérience, depuis la production des atomes jusqu'à leur imagerie, en passant par les étapes de refroidissement, de piégeage magnétique sur puce, de manipulation optique, et de génération de potentiels. Cette description s'accompagne d'une mise en contexte des contributions historiques au dispositif.

Contributions successives et personnelles Une attention particulière est portée à la répartition chronologique des contributions. Les étapes initiales (source atomique, MOT, piège DC) ont été développées par d'anciens doctorants. La mise en place du piégeage 1D sur puce ainsi que l'utilisation du DMD pour la sélection spatiale ont été réalisées au cours de la thèse de Léa Dubois. Mon travail s'inscrit dans cette continuité et concerne principalement la prise de données, l'analyse de protocoles dynamiques, ainsi que la participation à certaines opérations de maintenance et d'optimisation du système.

Rôle du dispositif dans la thèse Ce dispositif permet d'explorer des phénomènes hors équilibre dans des gaz quantiques 1D. Il constitue une plateforme particulièrement adaptée à l'étude de protocoles d'expansion, de sondes locales, ou de dynamiques guidées par la théorie hydrodynamique généralisée (GHD), qui sont au cœur de cette thèse.

1.1 Présentation générale de l'expérience

1.1.1 Vue d'ensemble du dispositif

- Architecture générale : production, piégeage, manipulation et imagerie.
- Systèmes étudiés : gaz de rubidium 87 dans des pièges 1D.
- Objectifs : exploration de dynamiques hors équilibre.

1.1.2 Historique et contributions successives

- Étapes de refroidissement et piégeage initial : travaux antérieurs (voir thèses citées).
- Développement du piégeage 1D sur puce et du DMD : thèse de Léa Dubois.
- Contributions personnelles : prise de données, protocoles dynamiques, analyse.

1.2 Le dispositif expérimental

1.2.1 Système laser et contrôle de fréquence

Laser maître 1 : référence de fréquence La stabilité en fréquence de l'ensemble des faisceaux employés dans l'expérience est assurée par un laser à cavité étendue conçu au SYRTE. Ce laser est verrouillé par spectroscopie d'absorption saturée sur la raie D2 du ^{87}Rb , en ciblant le croisement des transitions $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2, 3\rangle$. Ce verrouillage fournit la référence absolue de fréquence à partir de laquelle les autres sources laser sont synchronisées par battement optique.

Laser repompeur Le faisceau de repompage, qui transfère les atomes tombé dans l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état $|F = 2\rangle$, est produit par une diode DFB (Distributed Feedback). Sa fréquence est décalée de 6 GHz par rapport au maître 1 par battement optique et mélange avec un oscillateur à micro-ondes de 6.6 GHz. Une diode Fabry–Perot, injectée par la DFB, élève la puissance de sortie au-delà de 100 mW.

Laser maître 2 : source principale de manipulation Un second laser à cavité étendue, est verrouillé par battement optique sur la fréquence du maître 1. L'émission est amplifiée au moyen d'un amplificateur à semi-conducteur évasé (Tapered Amplifier), fournissant plus de 1 W en sortie. Le faisceau ainsi produit est distribué vers différentes parties de l'installation expérimentale : alimentation du piège magnéto-optique (PMO), formation de la mélasse optique, réalisation du pompage optique, imagerie par absorption, génération du faisceau de sélection.

Gestion des fréquences et polarisations Les faisceaux peuvent être interrompus soit à l'aide d'obturateurs mécaniques, soit via des modulateurs acousto-optiques (AOM). Ces derniers offrent un temps de commutation beaucoup plus court que les systèmes mécaniques, car ils permettent de sélectionner uniquement un ordre de diffraction non nul et d'éteindre instantanément le faisceau en interrompant l'alimentation radiofréquence. L'intensité et la polarisation sont réglées via des cubes séparateurs PBS associés à des lames demi-onde, fixes ou motorisées. Ce dispositif offre une grande souplesse pour adapter la configuration optique aux différentes étapes de l'expérience.

Note Une présentation plus exhaustive du montage laser et de son système de verrouillage est disponible dans la thèse de A. Johnson [8]. Le dispositif a été conservé dans son architecture d'origine tout au long de mes travaux, avec seulement un entretien régulier.

1.2.2 Production et refroidissement des atomes (non détaillé ici, renvoi à d'autres travaux)

- Source chaude de rubidium, MOT, molasses optique.
- Refroidissement à des températures sub- μ K Refroidissement sub-Doppler (détails renvoyés aux travaux précédents).

Le dispositif expérimental permet de produire des gaz ultra-froids de rubidium, en vue d'obtenir des gaz unidimensionnels dans le régime quantique dégénéré. La séquence expérimentale suit un protocole établi, initialement développé par d'anciens doctorants (voir par exemple la thèse d'A. Johnson [8]) et réoptimisé au début de la thèse de Léa. Dubois [1] sous la supervision d'I. Bouchoule.

Libération des atomes de rubidium Les atomes de ^{87}Rb sont émis à partir d'un *dispenser* placé directement dans l'enceinte à vide, à proximité de la monture de la puce atomique. Un courant de 4.5 A est appliqué pendant environ 5 s, générant un flux d'atomes thermiques dans la chambre à vide.

Capture par le piège magnéto-optique (PMO) Les atomes thermiques sont ralentis et confinés dans un piège magnéto-optique. Quatre faisceaux laser (dont deux réfléchis par la puce) combinés à un champ quadrupolaire magnétique produit par des bobines permettent de former un nuage atomique situé à quelques millimètres de la surface de la puce.

Rapprochement vers la puce Le nuage est rapproché de la surface de la puce en transférant le champ quadrupolaire depuis les bobines vers le champ produit par le fil en forme de U de la puce (fil bleu, Fig. ??). Le courant dans ce fil est ajusté lentement de 3.6 A à 1.5 A, ce qui positionne le nuage à quelques centaines de micromètres de la surface.

Pompage optique Enfin, les atomes sont préparés dans l'état magnétique $|F = 2, m_F = 2\rangle$ par pompage optique. Un faisceau circulairement polarisé σ^+ , résonant sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, assure la polarisation du nuage.

Mélasse optique Après la capture dans le PMO, une étape de mélasse optique est appliquée pour refroidir davantage le nuage atomique, au-delà de la limite de Doppler. La mélasse optique repose sur l'utilisation de faisceaux laser légèrement désaccordés en fréquence et polarisés de manière appropriée, qui interagissent avec les atomes selon le mécanisme de refroidissement sub-Doppler.

Le principe physique est le suivant : les atomes en mouvement voient les faisceaux laser avec un décalage Doppler, ce qui modifie la probabilité d'absorption selon leur vitesse et leur position. Combiné avec les effets de polarisation (notamment les forces de type Sisyphus dans un champ de polarisation variable), cela crée un potentiel de friction optique qui ralentit les atomes. Contrairement au refroidissement Doppler standard, la mélasse optique permet de réduire l'énergie cinétique des atomes en dessous de la limite Doppler, atteignant des températures beaucoup plus basses.

Ainsi, cette étape permet d'obtenir un nuage plus dense et plus froid, condition essentielle pour les manipulations ultérieures et la formation de gaz unidimensionnels dans le régime quantique dégénéré.

1.2.3 Piégeage magnétique sur puce

- Présentation de la puce atomique.
- Confinement transverse et longitudinal.
- Régime 1D : conditions d'accès ($\hbar\omega_{\perp} \gg k_B T$).

— Problèmes de rugosité, stabilité magnétique.

Piégeage magnétique sur puce

On peut créer des structures atomiques allongées en utilisant des techniques de piégeage optique. Par exemple, plusieurs groupes de recherche ont recours à des réseaux optiques bidimensionnels (2D) pour former un ensemble de tubes atomiques longitudinaux [10, 17, 13, 11]. Ces réseaux 2D permettent de produire un grand nombre de systèmes atomiques quasi-unidimensionnels, offrant ainsi une plateforme idéale pour l'étude des gaz 1D. Ce type de dispositif est particulièrement adapté à l'étude de gaz faiblement denses, car les densités peuvent être moyennées sur l'ensemble des tubes. Cependant, l'étude expérimentale des fluctuations locales dans chaque tube reste difficile avec ce genre de configuration. Pour surmonter cette limitation, on utilise le piégeage à l'aide de puces atomiques.

Principe général Les atomes de rubidium sont confinés par une puce atomique intégrée dans l'enceinte à vide. Une puce atomique est un circuit microfabriqué comportant de fins micro-fils parcourus par des courants électriques, ce qui permet de générer des champs magnétiques à géométrie contrôlée. Cette technologie, développée dans les années 1990 [3, 6], offre une miniaturisation significative des dispositifs de piégeage [5, 14]. Les premiers condensats de Bose–Einstein sur puce ont été réalisés en 2001 [7, 12], puis ultérieurement au Laboratoire Charles Fabry [2]. Les puces atomiques permettent d'accéder à des confinements très forts, particulièrement adaptés à l'étude des gaz de Bose unidimensionnels et à l'exploration de leurs propriétés quantiques locales [16, 18].

— Des structures atomiques allongées peuvent être réalisées par piégeage optique. Dans ce cadre, des réseaux optiques bidimensionnels (2D) permettent de créer un ensemble de tubes atomiques quasi-unidimensionnels [10, 17, 13, 11]. Ces réseaux offrent un grand nombre de systèmes atomiques identiques, facilitant l'étude statistique de gaz 1D faiblement dense. Toutefois, l'accès expérimental aux fluctuations locales dans chaque tube reste limité.

Pour contourner cette contrainte, les puces atomiques offrent une solution efficace. Ces dispositifs microfabriqués intègrent de fins micro-fils parcourus par des courants, générant des champs magnétiques de géométrie contrôlée et permettant des confinements très forts [3, 6, 5, 14]. La miniaturisation ainsi obtenue a permis l'obtention des premiers condensats de Bose–Einstein sur puce dès 2001 [7, 12], et dès 2003 au Laboratoire Charles Fabry [2]. Grâce à ces confinements, il devient possible d'étudier expérimentalement les propriétés de gaz de Bose unidimensionnels et leurs fluctuations locales [16, 18].

Structure de la puce utilisée La puce utilisée au cours de cette expérience a été conçue en collaboration avec S. Bouchoule, A. Durnez et A. Harouri (C2N). Elle repose sur un substrat de carbure de silicium sur lequel est déposé le circuit électrique. Ce dernier est recouvert d'une couche de résine BCB, aplanie par des cycles d'enduction et d'attaque plasma. Une fine couche d'or (~ 200 nm) est finalement évaporée afin de permettre l'utilisation de la puce comme miroir pour l'imagerie à 780 nm. La puce est soudée à l'indium sur une monture en cuivre inclinée à 45° par rapport à l'axe optique.

Fils de piégeage et géométrie des champs La puce atomique intègre plusieurs ensembles de conducteurs, chacun conçu pour une étape spécifique de la capture, du transport et du confinement des atomes. L'ensemble de la séquence de transfert, depuis le piège magnéto-optique (PMO) jusqu'au guide unidimensionnel, repose sur une succession de configurations magnétiques générées par ces différents fils.

Phase U : approche de la surface Après la phase de pré-refroidissement, le nuage est initialement capturé dans un PMO situé au-dessus de la puce. Il est ensuite rapproché de la surface en transférant progressivement le champ quadropolaire des bobines externes vers celui produit par un fil en forme de U intégré à la puce (fils bleus dans la Fig. ??). Cette étape (*phase U*) est accompagnée d'un mélange optique et d'un pompage optique afin de préparer les atomes pour le piégeage magnétique.

Phase Z : piège DC et refroidissement À l'issue du pompage optique, les atomes sont transférés dans un piège magnétique combinant un courant continu circulant dans un fil en forme de Z (fil orange) et un champ magnétique externe. Ce *piège DC* assure un confinement transverse fort. Un refroidissement par évaporation radiofréquence, d'une durée d'environ 2.3 s, abaisse la température du nuage à environ $1 \mu\text{K}$, pour un nombre typique d'atomes de l'ordre de 2.5×10^5 .

Transfert vers le guide unidimensionnel Une fois refroidi, le nuage est acheminé vers la zone expérimentale où trois micro-fils parallèles et symétriques (fils jaunes) parcourus par des courants alternatifs (AC) génèrent un guide magnétique unidimensionnel assurant le confinement transverse. Le confinement longitudinal est fourni par deux paires de fils : d/d' (rose) et D/D' (vert).

Le passage du piège DC au guide 1D est réalisé de manière adiabatique grâce à cinq rampes linéaires de courant d'une durée comprise entre 50 et 60 ms chacune. Durant cette opération : (i) le courant dans le fil Z est progressivement réduit, (ii) le courant dans les micro-fils du guide est augmenté jusqu'à environ 50 mA, (iii) un courant initial de 0.5 A est appliqué dans les fils D et D' , puis ajusté pour maintenir fixe la position du centre de masse du nuage.

Ce protocole minimise les oscillations résiduelles dans le guide et assure un découplage efficace entre la dynamique longitudinale et le confinement transverse. Ce dispositif a été développé au cours de la thèse de Léa Dubois [?] et a été utilisé dans le cadre de mes protocoles expérimentaux sur l'expansion longitudinale et les sondes locales de distribution de rapidité.

Optimisation géométrique La géométrie des conducteurs de la puce a été conçue pour réduire la dissipation thermique, limiter les couplages parasites et garantir une bonne symétrie des champs magnétiques. Dans la zone expérimentale, les atomes sont piégés à environ $15\ \mu\text{m}$ au-dessus des fils, soit $8\ \mu\text{m}$ au-dessus de la surface de la puce.

Refroidissement final et accès au régime unidimensionnel Une dernière phase de refroidissement par évaporation radiofréquence est effectuée directement dans le guide AC. Grâce à l'anisotropie marquée du piège, le confinement transverse atteint une fréquence ω_{\perp} telle que l'énergie quantique $\hbar\omega_{\perp}$ dépasse largement les énergies thermique et chimique du système. On atteint ainsi le régime unidimensionnel, caractérisé par la hiérarchie d'énergies :

$$k_B T, \mu \ll \hbar\omega_{\perp},$$

où μ désigne le potentiel chimique et T la température du gaz.

Dans ce régime, le confinement transverse est assuré principalement par la géométrie des micro-fils et la présence de champs magnétiques externes, tandis que le confinement longitudinal, plus faible, est ajustable via une combinaison de champs magnétiques externes et de courants circulant dans des fils additionnels (d/d' et D/D').

Les gaz obtenus contiennent typiquement entre 3×10^3 et 1.5×10^4 atomes, pour des températures de l'ordre de 50 à 200 nK. La Fig. ?? illustre un exemple de nuage dans ce régime, observé avec le système d'imagerie final.

Avantages du piégeage sur puce Comparé aux systèmes utilisant des réseaux optiques 2D, le piégeage sur puce ne fournit qu'un seul tube, ce qui permet un meilleur accès aux fluctuations locales de densité et aux observables résolues spatialement. Ce type de dispositif est ainsi particulièrement adapté à l'étude de la thermodynamique et de la dynamique de gaz 1D isolés.

Limitations et effets parasites Parmi les limitations spécifiques au piégeage sur puce figurent la rugosité des potentiels magnétiques due aux imperfections des fils, qui peut induire des modulations parasites du confinement longitudinal. De plus, la stabilité du dispositif est sensible aux champs parasites magnétiques externes ainsi qu'aux échauffements dus aux courants continus.

Imagerie finale À l'issue de ce refroidissement, les atomes sont observés avec le système d'imagerie final (voir Fig. ??), adapté aux tailles caractéristiques du gaz dans le piège. Une image typique de ce nuage est présentée en Fig. ??.

Remarques expérimentales Lorsque j'ai rejoint l'équipe, la première année thèse de Léa Dubois touchait à sa fin et le dispositif expérimental était en fonctionnement stable. Les différentes étapes du cycle (dispenser, PMO, mélasse, pompage optique, piège DC, transfert vers le guide, évaporation finale) avaient été mises en place et optimisées pendant les premières années de sa thèse, sous la supervision d'I. Bouchoule. Le cycle expérimental complet dure environ 15 secondes. Une description plus détaillée peut être trouvée dans la thèse d'A. Johnson [8].

Pendant ma première année, j'ai principalement participé à la prise de données en collaboration avec Léa. Grâce à la qualité de son travail, le dispositif était globalement très fiable, ce qui a permis de mener des campagnes expérimentales riches sans intervention lourde. Néanmoins, cette stabilité avait pour contrepartie que je n'ai pas été directement impliqué dans la résolution des pannes complexes ou dans le reconditionnement complet de la manipulation, ce qui a limité ma formation sur les aspects de maintenance approfondie du dispositif.

En revanche, peu avant la fin de la thèse de Léa et au début de ma troisième année, nous avons observé une chute significative du nombre d'atomes capturés. Sous la supervision d'I. Bouchoule, une intervention lourde a alors été décidée : nous avons cassé le vide pour diagnostiquer le problème. Il s'est avéré que les connecteurs du dispenser étaient endommagés. L'opération a été mise à profit pour installer un nouveau dispenser et remplacer la puce atomique.

Cette opération a mobilisé plusieurs personnes du laboratoire et de ses partenaires : S. Bouchoule (C2N) et Anne [Nom complet à préciser] ont participé à la manipulation et à la pose de la puce, tandis que j'ai pu assister à l'étuvage de l'enceinte à vide avec F. Nogrette. Après cette intervention, j'ai suivi avec I. Bouchoule le réajustement progressif de la séquence de refroidissement : alignement des faisceaux, réglages de la mélasse, optimisation du chargement dans le piège DC, puis dans le guide.

Cet épisode m'a permis de me confronter plus directement aux paramètres critiques du cycle d'évaporation et à la reprise d'une séquence complète. Toutefois, le départ de Léa, qui maîtrisait tous les aspects de la manipulation, a marqué une rupture importante dans la continuité des savoir-faire pratiques liés à cette expérience.

(fig :puce — Schéma de la puce atomique avec fils U, Z, AC, D et D'.)

(fig :imagerieFinale — Schéma optique du système d'imagerie final)

[fig :nuageDC — Image du gaz dans le piège DC après évaporation]

[fig :gaz1D — Image typique d'un gaz dans le régime 1D]

1.2.4 Génération de potentiels modulés

- Courants modulés pour créer des pièges harmoniques ou quartiques.
- Découplage transverse/longitudinal.

Champ des micro-fils. Puisque que $m_F = 2$, (état assuré par pompage optique), le potentiel magnétique $-\vec{\mu}\vec{B}(\vec{r})$ (avec moment dipolaire magnétique alors $\vec{\mu}$ et le champs magnetque totale que resente les atomes $\vec{B}(\vec{r})$) est proportionnel à $|\vec{B}(\vec{r})|$ de sorte que les atomes, en état low-field seeking, sont attirés vers les régions de champ magnétique minimal. Les micro-fils, alignés selon l'axe horizontal \vec{e}_x , sont parcourus par des courants alternatifs $\pm I$ (déphasés) produisant le champ magnétique de confinement : un fil central parcouru par un courant I , et deux fils latéraux par des courants opposés $-I$.

Champ de biais. Un champ de biais transverse $\vec{B}_{\text{biais}} = B_{\text{biais}} \vec{e}_y$, avec l'axe verticale par \vec{e}_y , est appliqué afin de régler la distance des atomes par rapport aux micro-fils. En notant \vec{e}_z l'axe horizontal perpendiculaire à \vec{e}_x et \vec{e}_y , l'annulation du champ total a lieu en $z_0 = \mu_0 I / (2\pi B_{\text{biais}})$ avec μ_0 la perméabilité du vide. La modulation de B_{biais} permet de déplacer le point où le champ total s'annule, ce qui permet de positionner précisément le minimum du potentiel à une distance d du plan des fils.

Champ d'Ioffe. Afin d'éviter les pertes de Majorana liées à la présence d'un champ nul, un champ longitudinal $B_0 \vec{e}_x$ est ajouté, garantissant que le minimum de champ reste non nul.

Fréquence de piégeage transverse. Dans la configuration étudiée, les atomes sont confinés à $d = 15 \mu\text{m}$ au-dessus de la puce, soit l'espace entre deux micro-fils. Cette faible distance maximise le gradient de champ et donc la fréquence de piégeage transverse, qui s'écrit

$$\omega_{\perp}^{(0)} = \sqrt{\frac{\mu_B}{mB_0}} \frac{\mu_0 I}{2\pi d^2}$$

avec μ_B le magnéton de Bohr, m la masse atomique et μ_0 la perméabilité du vide.

Rugosité et suppression par modulation Les imperfections géométriques des micro-fils engendrent des fluctuations parasites du champ magnétique le long du guide, créant une rugosité du potentiel. Pour la supprimer, les courants sont modulés à haute fréquence ($\sim 400 \text{ KHz}$), bien au-delà des fréquences de piégeage. Dans ce régime, les atomes ne perçoivent que le potentiel moyenné temporellement, où la composante parasite longitudinale est fortement réduite. Le confinement effectif reste harmonique, avec une fréquence transverse donnée par

$$\omega_{\perp} = \frac{\omega_{\perp}^{(0)}}{\sqrt{2}}.$$

Découplage des confinements transverses et longitudinaux. Les courants qui parcourent les fils D , D' , d et d' sont orientés selon \vec{e}_u . Les champs magnétiques induits possèdent alors une composante selon \vec{e}_x , notée B_{\parallel}^x , et une composante selon \vec{e}_v (axe normal à la puce), notée B_{\parallel}^v . Si le champ selon \vec{e}_x est négligeable devant B_0 , alors le potentiel moyen se sépare en une partie transverse et une partie longitudinale découplées : $\langle V \rangle = V_{\perp}(y, z) + V_{\parallel}(x)$.

Potentiel longitudinal harmonique. Dans la configuration où seuls les fils D et D' sont utilisés, le potentiel longitudinal peut, à l'ordre 2 en x , être considéré comme harmonique :

$$V_{\parallel}(x) = V_0 + \frac{1}{2} m \omega_{\parallel}^2 x^2,$$

On note $2L = 1.89 \text{ mm}$ est la distance séparant les fils D et D' . Les courants circulant dans ces deux fils sont identiques et notés $I_D = I_{D'}$. Si la condition $B_0 \gg \mu_0 I_D d / (\pi L)^2$ est vérifiée, alors le terme constant du potentiel vaut approximativement $V_0 \simeq \mu_B B_0$.

La pulsation longitudinale totale ω_{\parallel} se décompose en deux contributions : (i) une pulsation $\omega_{\parallel}^x = \sqrt{\frac{6 d \mu_B \mu_0 I_D}{\pi L^4 m}}$ induite par le champ longitudinal B_{\parallel}^x et (ii) une pulsation $\omega_{\parallel}^v = \sqrt{\frac{\mu_B}{m B_0} \frac{\mu_0 I_D}{\pi L^2}}$ liée au champ B_{\parallel}^v . Pour des courants $I > 1 \text{ A}$, on a $\omega_{\parallel}^v \gg \omega_{\parallel}^x$, et ainsi :

$$\omega_{\parallel} \propto \frac{I_D}{\sqrt{B_0} L^2}.$$

La fréquence longitudinale est donc réglée expérimentalement en ajustant I_D .

Avec les dimensions caractéristiques de la puce et des fils, il est possible d'atteindre des confinements longitudinaux de fréquence $f_{\parallel} = \omega_{\parallel} / 2\pi$ allant jusqu'à $\sim 150 \text{ Hz}$, la limite étant imposée par le chauffage des fils pour $I_D \leq 4 \text{ A}$.

Mesure de la fréquence transverse et longitudinale Pour la caractérisation, la pulsation transverse ω_{\perp} a été mesurée par la méthode du mode de respiration transverse [9], tandis que ω_{\parallel} a été obtenue à partir des oscillations dipolaires longitudinales. Les détails expérimentaux de ces méthodes figurent dans le manuscrit de thèse de Léa Dubois [1], p. 73 et p. 78.

Potentiel longitudinal quartic. Si on ajoute du courant dans les fils d et d' . Alors on peut avoir un potentiel non négligeable à l'ordre 4. Pour simplifier, les courants dans ces fils I_d et $I_{d'}$ sont identiques et le potentiel s'écrit :

Potentiel longitudinal quartique. Si l'on ajoute un courant dans les fils d et d' , on peut générer un potentiel longitudinal comportant un terme significatif à l'ordre 4 en x . Pour simplifier, on suppose $I_d = I_{d'}$. On obtient alors :

$$V_{\parallel}(x) = \mu_B B_0 + \frac{\mu_B \mu_0}{\pi} d \left[\frac{I_D}{L^2} + \frac{I_d}{l^2} + 3 \left(\frac{I_D}{L^4} + \frac{I_d}{l^4} \right) x^2 + 5 \left(\frac{I_D}{L^6} + \frac{I_d}{l^6} \right) x^4 \right] + \frac{\mu_B}{B_0} \left(\frac{\mu_0}{\pi} \right)^2 \left[\left(\frac{I_D}{L^2} + \frac{I_d}{l^2} \right) x^2 + 2 \left(\frac{I_D}{L^2} + \frac{I_d}{l^2} \right) \left(\frac{I_D}{L^4} + \frac{I_d}{l^4} \right) x^4 \right].$$

En ajustant I_D et i_d , on peut réaliser par exemple un double puits [15], ou bien supprimer le terme quadratique x^2 afin d'obtenir un potentiel quartique pur :

$$V_{\parallel}(x) = a_0 + a_4 x^4$$

comme on le fait dans [4].

En pratique, la puce présente des dimensions finies et n'est pas parfaitement symétrique. Un calcul plus précis, prenant en compte la géométrie exacte (disposition et épaisseur des fils), est présenté en annexe de la thèse de Thibault Jacqmin [?], p. 151. Cela impose un ajustement fin et asymétrique des courants I_D , $I_{D'}$, I_d et $I_{d'}$.

On ajuste les courants I_D et i_d pour par exemple faire des double puits [15] ou en supprimant le terme en x^2 d'obtenir un potentiel longitudinal quartique de la forme $V_{\parallel}(x) = a_0 + a_4 x^4$ [4].

En réalité la puce présente des dimensions finies, Un calcul plus précis prenant en compte la géométrie exacte des fils (disposition sur la puce, épaisseur finie) se trouve en appendice de la thèse de Thibault Jacqmin [112], page 151. De plus la puce n'est pas parfaitement symétrique donc on doit ajuster les courants I_D , $I_{D'}$, I_d et $I_{d'}$.

Caractérisation des potentiels longitudinal et transverse. Pour atteindre le régime unidimensionnel, les confinements doivent être fortement anisotropes : un piégeage transverse très fort et un piégeage longitudinal faible. La condition $\mu, k_B T \ll \hbar \omega_{\perp}$ garantit le gel des degrés de liberté transverses.

Cette configuration est particulièrement adaptée pour obtenir des profils de densité homogènes, nécessaires à certaines expériences de transport. Le transfert des atomes du piège harmonique vers le piège quartique est réalisé de manière *diabatique* (changement rapide du potentiel), car un transfert adiabatique entraîne des pertes importantes.

Caractérisation des potentiels longitudinal et transverse. Pour atteindre le régime unidimensionnel, les potentiels de piégeage doivent être très asymétriques : un confinement transverse fort et un confinement longitudinal faible. La fréquence transverse ω_{\perp} doit être suffisamment élevée pour geler les degrés de liberté dans cette direction, avec la condition $\mu, k_B T \ll \hbar \omega_{\perp}$.

1.3 Sélection spatiale avec DMD

1.3.1 Motivation et principe

- Besoin de préparer des tranches homogènes.
- Intérêt dans les protocoles hors équilibre.

Objectif du dispositif de sélection L'outil de sélection spatiale a été conçu pour permettre une action locale sur le gaz atomique. Il présente deux objectifs principaux. D'une part, il permet de mesurer la distribution de rapidité localement résolue, en sélectionnant une tranche du gaz avant de la libérer et de suivre son expansion. D'autre part, il offre la possibilité de créer des situations hors équilibre en retirant une partie du gaz à l'équilibre, ce qui perturbe la configuration initiale et initie une dynamique.

Intérêt pour les protocoles hors équilibre Ce dispositif permet ainsi de générer des protocoles analogues à des configurations classiques comme le pendule de Newton, ou de sonder directement la dynamique d'un gaz de Lieb-Liniger dans des conditions contrôlées. Il constitue une brique essentielle pour les expériences de dynamique et de transport quantique.

1.3.2 Mise en place technique (initiée par Léa Dubois)

- Dispositif optique de projection.
- Contrôle numérique des motifs.
- Calibration et stabilité.

Principe de sélection par pression de radiation La sélection repose sur l'illumination d'une zone définie du gaz avec un faisceau quasi-résonant avec la transition cyclique $F = 2 \rightarrow F' = 3$ de la ligne D2 du rubidium. Les atomes subissent une pression de radiation due aux cycles absorption/émission spontanée, ce qui les pousse hors du piège ou les amène dans un état non piégé.

Façonnage spatial du faisceau La sélection doit être spatialement résolue. Le profil d'intensité dans le plan des atomes est de type binaire :

$$I(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x \in [x_1, x_2] \\ I_0 & \text{sinon} \end{cases}$$

ce qui permet de préserver ou d'éjecter les atomes selon leur position longitudinale.

Utilisation du DMD Pour générer ce profil, un DMD (Digital Micromirror Device) est utilisé. Il s'agit d'une matrice de 1024×768 micro-miroirs orientables individuellement ($\pm 12^\circ$). En inclinant ces miroirs, on contrôle localement la réflexion de la lumière. L'image du DMD est projetée directement sur le plan des atomes, en imagerie directe.

Avantages du DMD Le DMD permet une reconfiguration rapide et programmable du motif de lumière. Cette technologie est largement utilisée dans les expériences d'atomes froids pour produire des potentiels structurés, homogénéiser un faisceau ou adresser localement les atomes.

Alternatives possibles Il est possible, en théorie, d’atteindre un effet similaire par un transfert cohérent des atomes vers un état anti-piégé via un pulse micro-onde ou une transition Raman. Cependant, la méthode par pression de radiation est plus simple à mettre en œuvre et adaptée à nos objectifs expérimentaux.

Principe de l’expulsion par pression de radiation Un atome illuminé par un faisceau proche de la résonance peut être expulsé du piège soit par transition vers un état anti-piégé, soit par effet de pression de radiation. Cette dernière génère une accélération suffisante pour fournir une énergie cinétique supérieure à la profondeur du puits magnétique. Le nombre de photons diffusés nécessaire peut être estimé à partir de la conservation de l’impulsion : une vingtaine de photons suffisent typiquement à extraire un atome du piège dans nos conditions.

Modèle de diffusion et estimation du seuil Le taux de diffusion de photons est modélisé à l’aide d’un taux Γ_{sc} , dépendant de l’intensité I , de l’intensité de saturation I_{sat} , d’un paramètre α (lié à la polarisation et au champ magnétique) et du désaccord δ . À résonance, et pour un temps d’illumination τ_p , on peut estimer le nombre total de photons diffusés par atome par $N_{sc} = \tau_p \Gamma_{sc}$.

Mesures expérimentales de la puissance nécessaire La puissance minimale nécessaire pour éjecter tous les atomes d’une zone illuminée est déterminée en fixant un temps d’illumination donné, puis en variant l’intensité du faisceau. L’analyse est réalisée après un délai d’attente de ~ 10 ms, pour s’assurer que seuls les atomes encore piégés soient détectés. Il est observé que 99% des atomes sont retirés à partir d’un rapport $I/I_{sat} \simeq 0.12$.

Mesures de photons diffusés par fluorescence La quantité de photons diffusés est également mesurée par l’analyse du signal de fluorescence capté par la caméra. En calibrant le rapport entre photons détectés et photons diffusés (en tenant compte de l’efficacité optique du système), le nombre moyen de photons nécessaires pour éjecter un atome est confirmé expérimentalement autour de 20. Un ajustement du modèle de diffusion permet d’estimer le paramètre $\alpha \simeq 0.4$.

Saturation et effets Doppler À fort temps d’illumination ($\tau_p > 150 \mu s$), une saturation du nombre de photons diffusés est observée, interprétée comme un effet géométrique : les atomes accélérés atteignent physiquement la puce atomique et cessent de contribuer au signal. Une correction Doppler peut être introduite dans le modèle, mais reste négligeable ($< 5\%$) dans les régimes expérimentaux utilisés.

Limitations expérimentales de la sélection Plusieurs effets peuvent limiter l’efficacité ou la propreté de la sélection :

- La diffraction liée à la taille finie de l’objectif entraîne un flou de l’ordre de $1-2 \mu m$ au bord des zones éclairées.
- Une diffusion parasite par la puce peut se produire à forte intensité si tout le DMD est illuminé ; cela est évité en réduisant la taille transverse du faisceau à quelques micro-miroirs seulement.
- Des inhomogénéités d’éclairement dues à la gaussienne du faisceau et au speckle peuvent conduire à une sur-illumination de certaines zones. Un effort a été fait pour homogénéiser l’intensité en sortie de fibre.
- La réabsorption des photons diffusés pourrait entraîner un échauffement du gaz restant. Un désaccord en fréquence de 15 MHz a été testé pour éviter ce phénomène, sans effet visible sur la température du gaz.

Mesures de l’impact sur le gaz restant La température du gaz sélectionné est comparée avant et après sélection via l’analyse des fluctuations de densité après temps de vol. Aucun changement significatif de température ni d’élargissement n’a été observé. Ces résultats suggèrent que, dans les conditions expérimentales utilisées, la sélection ne perturbe pas significativement les atomes restants.

1.3.3 Utilisation dans les protocoles

- Formes utilisées : boîtes, barrières, coupures.
- Préparation initiale contrôlée du gaz.
- Exemples de protocoles expérimentaux utilisant le DMD

Sélection locale et mesure de rapidité En sélectionnant une tranche du gaz, on peut ensuite couper le confinement longitudinal et laisser cette tranche s'étendre. Le profil de densité asymptotique obtenu après un long temps d'expansion est proportionnel à la distribution de rapidité locale du gaz initial. Ce protocole permet ainsi une mesure résolue de $\rho(x, t \rightarrow \infty) \sim \rho(v)$.

Génération d'états hors équilibre La sélection permet également de créer des discontinuités dans le profil de densité, et donc d'initier une dynamique hors équilibre. Par exemple, on peut ne conserver que deux paquets séparés de gaz, qui vont alors osciller l'un vers l'autre. Cette configuration est analogue à un pendule de Newton quantique.

Formes utilisées Les motifs projetés par le DMD peuvent prendre différentes formes : boîtes, barrières, coupures, etc. Cette flexibilité rend l'outil extrêmement précieux pour explorer diverses configurations initiales et protocoles dynamiques.

Contrôle logiciel du DMD Le pilotage du DMD repose sur l'utilisation d'un module intégré fourni par Vialux (V7001-SuperSpeed), qui comprend les bibliothèques logicielles ALP-4. Plusieurs configurations du DMD peuvent être chargées en mémoire au début de chaque cycle expérimental, puis sélectionnées en cours de séquence à l'aide d'un signal digital. Le temps de commutation des miroirs est inférieur à $30 \mu\text{s}$, ce qui est compatible avec les protocoles étudiés.

Partage du faisceau avec la voie d'imagerie Le faisceau utilisé pour la sélection spatiale est prélevé à partir du faisceau sonde déjà accordé sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ de la raie D2. Le partage est réalisé à l'aide d'un cube séparateur de polarisation placé en aval d'une lame demi-onde, permettant de contrôler la puissance injectée dans la fibre optique. Ce choix simplifie la mise en œuvre en évitant d'ajouter une source laser supplémentaire.

Blocage du faisceau de sélection Deux systèmes permettent de couper le faisceau de sélection pendant le cycle expérimental :

- un cache mécanique (type électro-aimant), utilisé pour un blocage longue durée ;
- un modulateur acousto-optique (AOM), permettant de produire des impulsions brèves de quelques dizaines de μs , en amont du séparateur.

Pour garantir que le faisceau ne perturbe pas l'imagerie, le cache mécanique reste fermé pendant l'utilisation du faisceau sonde.

Montage optique de projection Le faisceau façonné par le DMD est projeté dans le plan des atomes à l'aide d'un système optique permettant de sélectionner l'ordre 0 de diffraction. L'ensemble des optiques est dimensionné (diamètre 50 mm) pour limiter la diffraction. L'alignement est effectué en superposant le faisceau de sélection à la voie d'imagerie.

Grandissement et champ couvert Le montage permet de couvrir une zone de l'ordre de $600 \mu\text{m}$ dans le plan des atomes, soit plus que la longueur typique d'un nuage ($\sim 400 \mu\text{m}$ pour $f_{\parallel} = 5 \text{ Hz}$). Le grandissement est déterminé par les focales utilisées : une focale $f_1 = 750 \text{ mm}$ du côté du DMD, et $f = 32 \text{ mm}$ pour l'objectif côté atomes, donnant $G = f/f_1 \approx 0.043$.

Visualisation et interface Le contrôle du DMD s'effectue via une interface graphique permettant de prévisualiser les configurations de miroirs. Une capture d'écran de cette interface est présentée dans la Fig. ??, où la zone active réfléchie est visualisée en rouge. Cette interface est pilotée de manière automatisée pendant le déroulement de la séquence expérimentale.

1.4 Techniques d'imagerie et d'analyse

1.4.1 Imagerie par absorption

- Imagerie *in situ* et après temps de vol.
- Résolution, limites instrumentales.

Système d'imagerie par absorption L'imagerie est réalisée à l'aide d'une caméra CCD à déplétion profonde, optimisée pour une grande efficacité quantique à la longueur d'onde de 780 nm. On utilise des techniques d'imagerie par absorption permettant d'extraire la densité optique $D(x, z)$, elle-même reliée à la densité atomique 3D via la loi de Beer-Lambert. Le profil de densité linéaire $n(x)$ est obtenu par intégration sur les directions transverses.

Imagerie après temps de vol En appliquant un champ magnétique vertical ($B = 8$ G), la polarisation du faisceau peut être rendue circulaire (σ^+) pour adresser la transition fermée $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m'_F = 3\rangle$. Cette configuration assure une meilleure définition de la section efficace d'absorption. Un temps de vol de quelques ms est utilisé avant l'imagerie, permettant également de décompresser le nuage.

Imagerie in situ Sans champ magnétique, les atomes sont imagés à $7 \mu\text{m}$ de la puce, ce qui implique une double absorption du faisceau incident et réfléchi. Dans ce cas, la transition n'est pas fermée, ce qui nécessite une calibration du facteur de conversion entre la densité mesurée et la densité réelle. Un ajustement linéaire permet de relier les profils in situ aux profils obtenus après temps de vol.

Choix des paramètres d'imagerie L'intensité du faisceau sonde est choisie typiquement à $I_0/I_{\text{sat}} \approx 0.3$ pour optimiser le rapport signal sur bruit tout en restant dans une zone de linéarité acceptable. Dans ces conditions, le nombre de photons diffusés est de l'ordre de $N_{\text{sc}} \approx 230$ et le rayon de diffusion reste comparable à la résolution du système d'imagerie ($\sim 2.6 \mu\text{m}$).

Limites du modèle de Beer-Lambert La validité de la loi de Beer-Lambert repose sur une approximation à une particule. Dans le cas des gaz fortement denses ou quasi 1D, les effets collectifs, les réabsorptions et les couplages dipolaires peuvent invalider ce modèle. Pour cette raison, même pour l'imagerie in situ, un temps de vol court (~ 1 ms) est souvent appliqué afin de diluer le gaz transversalement.

Défauts et instabilités expérimentales Plusieurs limitations instrumentales ont été identifiées :

- La caméra initialement utilisée montrait des motifs parasites aléatoires ainsi qu'un offset variant au cours du temps. Le remplacement de la caméra a permis de résoudre ces problèmes.
- Des franges d'interférences apparaissaient lors de la division des images d'absorption, probablement dues à des effets Fabry-Pérot dans les optiques. Le désaxage du faisceau d'imagerie a permis d'en limiter l'impact.
- Des photons résiduels, même en l'absence de faisceau sonde, ont été détectés. Ces derniers proviennent vraisemblablement de diffusions multiples dans le système optique.

Conclusion La combinaison de l'imagerie in situ et après temps de vol, ainsi qu'une calibration soignée des paramètres optiques et expérimentaux, permettent d'accéder à des profils de densité fiables malgré les limites intrinsèques du système d'imagerie. Une attention particulière a été portée à la réduction des artefacts expérimentaux afin de garantir la précision des mesures.

1.4.2 Analyse des profils

- Extraction des densités, tailles, températures.
- Distribution longitudinale.
- Estimation de la température par ajustement Yang-Yang (optionnel si pertinent).

1.5 Expériences et protocoles étudiés

Cette section peut être la plus personnelle, en précisant ton rôle à chaque fois.

1.5.1 Expansion longitudinale

- Protocole d'expansion (libération longitudinale, maintien du confinement transverse).
- Suivi de l'évolution du profil.
- Analyse à différents temps d'expansion
- Comparaison aux modèles analytiques : solutions homothétiques, GP, asymptotiques.

1.5.2 Sonde locale de distribution de rapidité

- Principe de la mesure : coupure d'une tranche puis expansion.
- Rôle du DMD dans la sélection.
- Accès à la distribution de vitesse locale.
- Comparaison avec les prédictions GHD.
- Limites et incertitudes

1.6 Discussion sur les limites et les perspectives

- Contraintes techniques (bruit, alignement, stabilité de la puce. . .).
- Améliorations potentielles (résolution, contrôle du potentiel, automatisation).
- Perspectives pour d'autres types d'expériences (étude de chocs, turbulence quantique, etc.)

Conclusion

- Résumé de l'architecture du dispositif).
- Méthodes d'analyse utilisées et robustesse.
- Importance de l'expérience dans le contexte de l'étude des gaz quantiques unidimensionnels

Ce chapitre a présenté les éléments essentiels du dispositif expérimental, les méthodes d'imagerie, ainsi que les expériences auxquelles j'ai participé. L'ensemble constitue une plateforme performante pour l'étude de la dynamique de gaz 1D hors équilibre.

Résumé de l'architecture expérimentale Nous avons décrit les éléments clés du dispositif utilisé : un système de refroidissement laser basé sur trois sources couplées, un piégeage magnétique sur puce optimisé pour réaliser des géométries unidimensionnelles, une plateforme de modulation de potentiel via un DMD, et un système d'imagerie haute résolution. L'ensemble permet une manipulation fine des nuages atomiques dans un cadre reproductible et stable.

Méthodes d'analyse et robustesse L'imagerie par absorption, couplée à une analyse rigoureuse des profils atomiques, fournit des outils fiables pour extraire les grandeurs pertinentes : densités, tailles, températures, distributions de vitesses. Ces méthodes ont permis de confronter les résultats expérimentaux à des prédictions théoriques de type GHD ou Yang-Yang.

Importance du dispositif pour la thèse Ce dispositif a été essentiel pour mener à bien les expériences présentées dans cette thèse. Il offre à la fois un contrôle local (grâce au DMD), un bon confinement transverse (grâce à la puce) et une imagerie précise. La plateforme est ainsi bien adaptée pour étudier des systèmes 1D fortement corrélés hors équilibre, et pour tester les prédictions de la physique statistique intégrable.

Perspectives Malgré ses atouts, le dispositif présente des limitations techniques (rugosité magnétique, sensibilité à l'alignement, etc.) qui laissent entrevoir des pistes d'amélioration. Des développements futurs pourraient notamment viser à augmenter la résolution spatiale, automatiser davantage les séquences, ou explorer d'autres régimes dynamiques comme la turbulence ou les collisions de chocs quantiques.

Annexes

- Schémas techniques (puce, DMD, optique).
- Tableaux de paramètres expérimentaux.
- Exemples de motifs DMD utilisés.

Conclusion

Conclusion de la thèse.

Annexe A

Annexes

Informations complémentaires.

Bibliographie

- [1] PhD thesis.
- [2] C. Aussibal. *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein sur une microstructure*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, Nov. 2003.
- [3] J. Denschlag, D. Cassettari, and J. Schmiedmayer. Guiding neutral atoms with a wire. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :2014–2017, Mar. 1999.
- [4] L. Dubois, G. Thémèze, J. Dubail, and I. Bouchoule. Experimental investigation of a bipartite quench in a 1d bose gas. Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Saclay ; CESQ and ISIS (UMR 7006), University of Strasbourg and CNRS, May 2025.
- [5] R. Folman, P. Krüger, D. Cassettari, B. Hessmo, T. Maier, and J. Schmiedmayer. Controlling cold atoms using nanofabricated surfaces : Atom chips. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :4749–4752, May 2000.
- [6] J. Fortagh, A. Grossmann, C. Zimmermann, and T. W. Hänsch. Miniaturized wire trap for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :5310–5313, Dec. 1998.
- [7] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. Haensch, and J. Reichel. Bose–einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 413 :498–501, Nov. 2001.
- [8] A. Johnson. *One-dimensional Bose Gases on an Atom Chip : Correlations in Momentum Space and URL*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay (COMUE), Dec. 2016.
- [9] Y. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov. Evolution of a bose-condensed gas under variations of the confining potential. *Physical Review A*, 54(R1753) :R1753–R1756, Sept. 1996.
- [10] T. Kinoshita, T. Wenger, and D. S. Weiss. Observation of a one-dimensional tonks-girardeau gas. *Science*, 305(5687) :1125–1128, 2004.
- [11] H. Moritz, T. Stöferle, M. Köhl, and T. Esslinger. Exciting collective oscillations in a trapped 1d gas. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :250402, Dec. 2003.
- [12] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann. Bose–einstein condensation in a surface microtrap. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :230401, Nov. 2001.
- [13] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, I. I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch, and I. Bloch. Tonks–girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice. *Nature*, 429 :277–281, 2004.
- [14] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :3398–3401, Oct. 1999.
- [15] M. Schemmer, I. Bouchoule, B. Doyon, and J. Dubail. Generalized hydrodynamics on an atom chip. *Phys. Rev. Lett.*, 122 :090601, Mar 2019.
- [16] T. Schumm, S. Hofferberth, L. M. Andersson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer, and P. Krüger. Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip. *Nature Physics*, 1 :57, Sept. 2005.
- [17] B. L. Tolra, K. M. O'Hara, J. H. Huckans, W. D. Phillips, S. L. Rolston, and J. V. Porto. Observation of reduced three-body recombination in a correlated 1d degenerate bose gas. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :190401, May 2004.
- [18] J.-B. Trebbia, J. Esteve, C. I. Westbrook, and I. Bouchoule. Experimental evidence for the breakdown of a hartree-fock approach in a weakly interacting bose gas. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :250403, Dec. 2006.