

Domain Wall Dynamics for a 1D Bose gas

Léa Dubois¹, G. Themèze, J. Dubail and I. Bouchoule,

¹ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Université Paris-Saclay

* lea.dubois@universite-paris-saclay.fr

October 4, 2024

Abstract

Abstract

Contents

1	Introduction	2
2	Experimental setup	4
2.1	Atom chip experiment	4
2.2	Producing a initially semi infinite homogeneous 1D Bose gas	4
2.3	Expérience avec puce atomique	4
2.4	Production d'un gaz de Bose 1D homogène semi-infini initialement	5
3	GHD predictions	5
4	Experimental data	8
5	Extraction of the initial rapidity distribution	9
5.1	Directly from the edge profile	9
5.2	Using GHD equations	9
5.3	Directement à partir du profil au bord	10
6	Probing locally the rapidity distribution	10
7	Conclusion	12
	References	12

List of figures :

- For the experimental setup : atom chip with the shape of the longitudinal trap + linear density profile of the initial situation
- For the experimental data : Euler scale observed
- For the experimental data : edge profile with ($T=0$, Lieb-Liniger) and ($T=0$, GP)
- experimental edge profile + fit by GE + fit of the left part by GE + fit of the right part by GE + insert avec fig. 9.9 de la thèse de Léa

- (a) experimental edge profile + fit by function s (4 fitting parameters) ; (b) distribution des facteurs d'occupation (c) distributions de rapidités
- local rapidity distribution : voir dernière figure déjà mise

1 Introduction

Gaining insight on the out-of-equilibrium dynamics of many-body quantum systems is the tremendously difficult and it is the goal of an active research field. One particular class of systems where important progress have been done is the class of integrable one-dimensional systems. Owing to their infinite number of local conserved charges, to describe the local properties of equilibrium states, that arise after relaxation, one needs a whole function, the rapidity distribution^[1]. The latter can be viewed as the distribution in velocity space of the infinite-lifetime quasi-particles in the system. Large scale dynamics is accounted for by a generalized hydrodynamic (GHD) effective theory^[2], which assume local equilibrium. A paradigmatic situation that can be handled by this theory is the dynamics induced by a partite quench ^[1, 2], dubbed domain-wall protocol in this paper. In this protocol the Hamiltonian governing the dynamic is translation invariant but the initial state is the junction of two-semifinite homogeneous systems prepared each in a different equilibrium state of the Hamiltonian. The GHD theory predicts that, at time long enough such that diffusion effects become negligible ^[3] and Euler-scale hydrodynamics is valid, the time evolution is ballistic. An interesting feature of this protocol is that the local state, within the merging region, is expected to presents features characteristic of zero-temperature systems. Thus this protocol could be used to reveal power-law singularities of correlation function characteristic of zero-temperature Luttinger liquid ^[4], providing a local probe is performed.

In this paper, we experimentally realize an instance of the domain-wall protocol using an ultra-cold atomic Bose gas, well described by the Lieb-Liniger model of one-dimensionnal Bosons with contact repulsive interactions ^[5, 6], which is an integrable model. The domain wall consists in our experiment in the junction of a gas prepared in an equilibrium state on the one side, and the vacuum on this other side. It is prepared starting from an homogeneous cloud, by the sudden removal of its left part. For different evolution times, we record the density profile of the border between the two zones, dubbed the border profile. We find that the border profile shows a ballistic behavior, as expected from GHD theory at Euler scale.

The border profile, for clouds prepared with deep evaporative cooling, is in fair agreement with GHD predictions assuming the semi-infinite gas is in its ground state, although deviations are present. We show that, from the border profile, it is in principle possible to reconstruct the rapidity distribution characterising the initial gas. This protocol can thus be used as a generalized thermometry. However, the reconstruction method suffers from a high sensitivity to experimental noise in the tail of the border profile which prevent us to reconstruct faithfully the initial rapidity distribution. Instead we use ansatz parametrized by a few parameters to extract the rapidity distributions of the initial gas from a fit to the border profile.

Finally, we use a newly developed techniques ^[7] to probe the local rapidity distribution within the border. The latter is expected to be highly asymmetric for an initial state whose rapidity distribution is substantially broader and smoother than that of the ground state: while one of its border reflects the broad character of the initial rapidity distribution, the other border present the sharp feature expected for the ground state. Our experimental data show such an asymmetric behavior, although the above feature is softened by the finite spatial resolution of the local rapidity distribution measurement.

Introduction

Comprendre la dynamique hors équilibre des systèmes quantiques à plusieurs corps est une tâche extrêmement difficile et constitue l'objectif d'un domaine de recherche actif. Une classe particulière de systèmes pour laquelle des progrès importants ont été réalisés est celle des systèmes intégrables unidimensionnels.

En raison de leur nombre infini de charges conservées locales, pour décrire les propriétés locales des états d'équilibre qui apparaissent après relaxation, il est nécessaire de disposer d'une fonction complète, la distribution de rapidité[[1](#)]. Cette dernière peut être vue comme la distribution dans l'espace des vitesses des quasi-particules à durée de vie infinie dans le système. La dynamique à grande échelle est prise en compte par une théorie hydrodynamique généralisée (GHD)[[2](#)], qui suppose un équilibre local.

Une situation paradigmatique que cette théorie peut traiter est la dynamique induite par une rupture bipartite [[1](#), [2](#)], appelée protocole de mur de domaine dans cet article. Dans ce protocole, l'hamiltonien régissant la dynamique est invariant par translation, mais l'état initial est la jonction de deux systèmes homogènes semi-infinis, chacun préparé dans un état d'équilibre différent de l'hamiltonien. La théorie GHD prédit que, pour des temps suffisamment longs pour que les effets de diffusion deviennent négligeables [[3](#)] et que l'hydrodynamique à l'échelle d'Euler soit valide, l'évolution temporelle est balistique.

Une caractéristique intéressante de ce protocole est que l'état local, au sein de la région de jonction, est censé présenter des caractéristiques propres aux systèmes à température nulle. Ainsi, ce protocole pourrait être utilisé pour révéler les singularités en loi de puissance des fonctions de corrélation caractéristiques des liquides de Luttinger à température nulle [[4](#)], à condition qu'une mesure locale soit effectuée.

Dans cet article, nous réalisons expérimentalement une instance du protocole de mur de domaine en utilisant un gaz de Bose ultra-froid, bien décrit par le modèle de Lieb-Liniger des bosons unidimensionnels avec interactions répulsives de contact [[5](#), [6](#)], qui est un modèle intégrable. Le mur de domaine consiste dans notre expérience en la jonction d'un gaz préparé dans un état d'équilibre d'un côté, et du vide de l'autre côté. Il est préparé à partir d'un nuage homogène, en retirant soudainement sa partie gauche. Pour différents temps d'évolution, nous enregistrons le profil de densité à la frontière entre les deux zones, appelé profil de frontière. Nous constatons que le profil de frontière présente un comportement balistique, comme prévu par la théorie GHD à l'échelle d'Euler.

Le profil de frontière, pour des nuages préparés par refroidissement évaporatif profond, est en bon accord avec les prédictions de la GHD en supposant que le gaz semi-infini est dans son état fondamental, bien que des écarts soient présents. Nous montrons qu'à partir du profil de frontière, il est en principe possible de reconstruire la distribution de rapidité caractérisant le gaz initial. Ce protocole peut donc être utilisé comme une thermométrie généralisée. Cependant, la méthode de reconstruction souffre d'une sensibilité élevée au bruit expérimental dans la queue du profil de frontière, ce qui nous empêche de reconstruire fidèlement la distribution de rapidité initiale. Nous utilisons donc une méthode basée sur un ansatz paramétré par quelques paramètres pour extraire les distributions de rapidité du gaz initial à partir d'un ajustement du profil de frontière.

Enfin, nous utilisons une technique récemment développée [[7](#)] pour sonder la distribution locale de rapidité au sein de la frontière. Cette dernière est censée être fortement asymétrique pour un état initial dont la distribution de rapidité est sensiblement plus large et plus lisse que celle de l'état fondamental : tandis qu'un côté de la frontière reflète le caractère large de la distribution de rapidité initiale, l'autre côté présente la caractéristique nette attendue pour l'état fondamental. Nos données expérimentales montrent un tel comportement asymétrique, bien que cette caractéristique soit atténuée par la résolution spatiale finie de la mesure de la

distribution locale de rapidité.

2 Experimental setup

[Premier jet : Léa]

2.1 Atom chip experiment

- Explain that the shape of the longitudinal potential locally at the center of the chip can be developed in polynomials. We can restrict ourselves to the first 4 predominant terms such as the potential is written $V(x) = \sum_{i=1}^4 a_i x^i$. Each coefficient a_i can be adjusted by changing the currents flowing through the four wires that generate the longitudinal potential.

2.2 Producing a initially semi infinite homogeneous 1D Bose gas

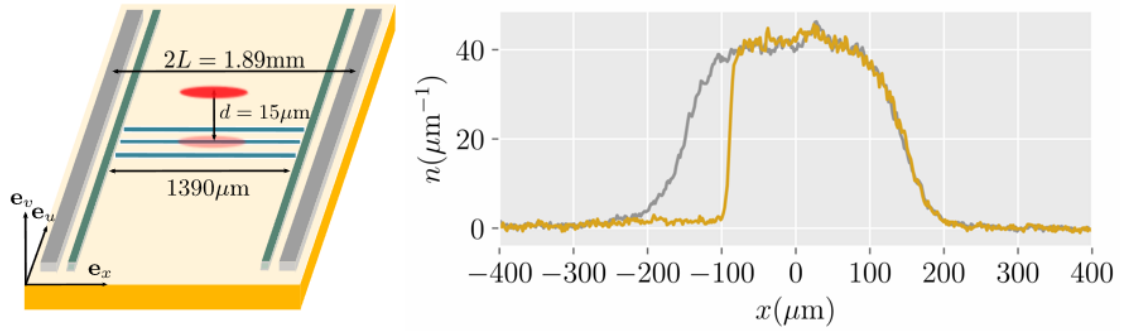


Figure 1: (a) — (b) The grey curve represents the linear density profile of gas confined within a quartic potential. The atomic cloud is then illuminated during $30\mu s$ by a near resonant light beam, shaped using a DMD. The resulting density profile is depicted in yellow.

Dispositif expérimental

[Premier jet : Léa]

2.3 Expérience avec puce atomique

- Expliquer que la forme du potentiel longitudinal localement au centre de la puce peut être développée en polynômes. Nous pouvons nous restreindre aux 4 premiers termes prédominants, de sorte que le potentiel s'écrive $V(x) = \sum_{i=1}^4 a_i x^i$. Chaque coefficient a_i peut être ajusté en modifiant les courants circulant dans les quatre fils qui génèrent le potentiel longitudinal.

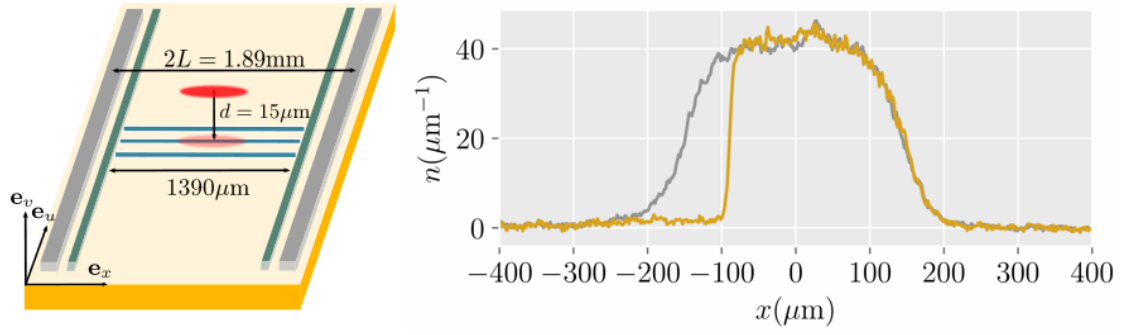


Figure 2: (a) – (b) La courbe grise représente le profil de densité linéaire du gaz confiné dans un potentiel quartique. Le nuage atomique est ensuite illuminé pendant $30\mu\text{s}$ par un faisceau lumineux quasi-résonant, façonné à l'aide d'un DMD. Le profil de densité résultant est représenté en jaune.

2.4 Production d'un gaz de Bose 1D homogène semi-infini initialement

3 GHD predictions

Upon time evolution, the initial sharp border of the cloud broadens and time derivative of local quantities decrease. After some time, upon coarse graining in position and time, one expects that the gas can locally be described by equilibrium states. Equilibrium states of the Lieb-Liniger model are entirely characterized by their rapidity distribution $\rho(\theta)$. Equivalently, equilibrium states can be parametrized by a function $\nu(x, t, \theta)$ dubbed the occupation factor distribution which takes values between 0 and 1 and which is related to ρ by $\nu(\theta) = \rho(\theta)/\rho_s(\theta)$, where $\rho_s(\theta) = 1/(2\pi)(1 + \int d\theta' \Delta(\theta - \theta')\rho(\theta'))$ and the function Δ is $\Delta(\Theta) = 2g/(g^2/\hbar + \hbar\Theta^2)$. The functions ν and ρ are in one-to-one correspondance and in the following we use either ρ or ν . Since local equilibrium is assumed, the system as a whole is described by a time and position dependent rapidity distribution $\rho(x, t, \theta)$ or equivalently by the occupation factor distribution $\nu(x, t, \theta)$. The former is particularly usefull to extract the linear density, which reads $n(x, t) = \int d\theta \rho(x, t, \theta)$.

The GHD theory provides a prediction for the time-evolution of ρ , or equivalently of ν . At large enough length scales, it reduces to its Euler-Scale approximation which, written in terms of ν , takes the convective form

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + v_{[\nu]}^{\text{eff}} \frac{\partial \nu}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

where the effective velocity $v_{[\nu]}^{\text{eff}}$ is a functional of the local rapidity distribution which fulfills, for any rapidity θ , $v_{[\nu]}^{\text{eff}}(\theta) = \theta - \int \frac{d\theta'}{2\pi} \Delta(\theta - \theta') \rho(\theta') (v_{\text{eff}}(\theta) - v_{\text{eff}}(\theta'))$. For an initial domain-wall state whose discontinuity is located on $x = 0$, the solution of (??) is invariant along rays of constant velocity x/t and we introduce the occupation factor distribution of the rays $\nu^*(\nu, \theta)$ such that

$$\nu(x, t, \theta) = \nu^*(x/t, \theta). \quad (2)$$

This equation implies that all local properties of the gas depend on x and t only through the quantity x/t . For the domain wall situation considered in this paper with, initially, a vacuum state for negative x and a state of occupation factor distribution ν_0 on the right, the function $\nu^*(\nu, \theta)$ is parametrised by an edge rapidity θ^* according to

$$\nu^*(\nu, \theta) = \begin{cases} \nu_0(\theta) & \text{if } \theta < \theta^* \\ 0 & \text{if } \theta > \theta^* \end{cases} \quad \text{where } v_{[\nu^*]}^{\text{eff}}(\theta^*) = \nu. \quad (3)$$

This equations can be solved numerically if the initial distribution $v_0(\theta)$ is known. Together with Eq.(7), it entirely describes the system after the Euler-scale has been reached. Note that to compute the linear density $n(x, t)$ in order to compare to experiments, one uses the relation $n(x, t) = \int d\theta \rho(x, t, \theta)$, such that the rapidity distribution needs to be computed from the knowledge of $v(x, t, \theta)$.

Solution for a system initially in the ground state. As an example, let us derive some implications of the above equations in the case the initial state is the ground state. The initial occupation factor distribution is then a Fermi sea. More precisely $v_0(\theta) = 1$ if $|\theta| < \theta_m$ and zero otherwise, where the fermi radius θ_m depends on the initial linear density n_0 . Some general features of the state of the system after the Euler-scale has been reached can be identified. The border has well defined fronts both in the empty region of $x < 0$ and in the region of density n_0 for $x > 0$. In the region $x < 0$, the front is at $x/t = \theta_m$, since the effective velocity of a vanishingly narrow fermi sea is equal to its mean rapidity. The density vanishes for $x/t < -\theta_m$. In the region $x > 0$, the front is at $x/t = c$, where $c = v_{[v_0]}^{\text{eff}}(\theta_m)$ is the speed of sound for the density n_0 . For $x/t > c$, the system is not yet affected by the border deformation. Finally, for any x/t , the local state is a fermi sea, displaced by some quantity $v(x/t)$ in rapidity space, which corresponds to a local galilean boost of velocity $v(x/t)$. Exact solution can be derived in the two asymptotic regimes large and small densities.

In the hard core limit $\gamma = g/n_0 \gg 1$, Eq.(8) is easily solved using the fact that, in this regime, $v^{\text{eff}}(\theta) = \theta$ regardless of the occupation factor distribution. We then use Eq.(7) and the fact that a fermi sea of radius θ_m corresponds to a linear density $n = m\theta_m/(\pi\hbar)$ in this regime to derive

$$n(x, t) = \frac{n_0}{2} \left(1 + \frac{x}{t} \frac{m}{\pi\hbar n_0} \right). \quad (4)$$

We recover the results expected for a gas of free fermions, as expected from the mapping of the hard-core bosons to fermions, which preserves the density [8].

In the quasi-BEC regime $\gamma = g/n_0 \ll 1$, we solve Eq. (8) using the fact in this regime that the effective velocity at the border of a Fermi sea of radius θ_m is $\theta_m/2$, in the frame where the Fermi sea is at rest. Then, using Eq.(7) and the fact that, in this regime, a fermi sea of radius θ_m corresponds to a linear density $n = m\theta_m^2/(4g)$, we obtain

$$n(x, t) = \frac{n_0}{9} \left(\frac{x}{t} \frac{\hbar}{\sqrt{mg}n_0} + 2 \right)^2. \quad (5)$$

We recover here the hydrodynamic predictions derived from the Gross-Pitaevski equation [9, 10], as expected since this classical field approach be a good description of the system in this regime.

Prédictions de la GHD

Avec l'évolution temporelle, la frontière initiale nette du nuage s'élargit et la dérivée temporelle des quantités locales diminue. Après un certain temps, en moyenne spatiale et temporelle, on s'attend à ce que le gaz puisse être localement décrit par des états d'équilibre. Les états d'équilibre du modèle de Lieb-Liniger sont entièrement caractérisés par leur distribution de rapidité $\rho(\theta)$. De manière équivalente, les états d'équilibre peuvent être paramétrés par une fonction $v(x, t, \theta)$ appelée distribution du facteur d'occupation, qui prend des valeurs entre 0 et 1 et qui est reliée à ρ par $v(\theta) = \rho(\theta)/\rho_s(\theta)$, où $\rho_s(\theta) = 1/(2\pi) \left(1 + \int d\theta' \Delta(\theta - \theta') \rho(\theta') \right)$ et la fonction Δ est $\Delta(\theta) = 2g/(g^2/\hbar + \hbar\theta^2)$. Les fonctions v et ρ sont en correspondance

biunivoque, et dans la suite, nous utiliserons l'une ou l'autre. Puisque l'équilibre local est supposé, le système dans son ensemble est décrit par une distribution de rapidité $\rho(x, t, \theta)$ dépendant du temps et de la position, ou équivalente à la distribution du facteur d'occupation $\nu(x, t, \theta)$. La première est particulièrement utile pour extraire la densité linéaire, qui s'écrit $n(x, t) = \int d\theta \rho(x, t, \theta)$.

La théorie GHD fournit une prédiction pour l'évolution temporelle de ρ , ou de manière équivalente de ν . À des échelles suffisamment grandes, elle se réduit à son approximation à l'échelle d'Euler, qui, écrite en termes de ν , prend la forme convective

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + v_{[\nu]}^{\text{eff}} \frac{\partial \nu}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

où la vitesse effective $v_{[\nu]}^{\text{eff}}$ est une fonctionnelle de la distribution locale des rapidités qui vérifie, pour toute rapidité θ ,

$$v_{[\nu]}^{\text{eff}}(\theta) = \theta - \int \frac{d\theta'}{2\pi} \Delta(\theta - \theta') \rho(\theta') (v_{\text{eff}}(\theta) - v_{\text{eff}}(\theta')).$$

Pour un état de mur de domaine initial dont la discontinuité est située à $x = 0$, la solution de (6) est invariante le long des rayons de vitesse constante x/t , et nous introduisons la distribution du facteur d'occupation des rayons $\nu^*(\nu, \theta)$ telle que

$$\nu(x, t, \theta) = \nu^*(x/t, \theta). \quad (7)$$

Cette équation implique que toutes les propriétés locales du gaz dépendent de x et t uniquement à travers la quantité x/t . Pour la situation de mur de domaine considérée dans cet article, avec un état de vide initial pour $x < 0$ et un état avec une distribution de facteur d'occupation ν_0 à droite, la fonction $\nu^*(\nu, \theta)$ est paramétrée par une rapidité de bord θ^* selon

$$\nu^*(\nu, \theta) = \begin{cases} \nu_0(\theta) & \text{si } \theta < \theta^* \\ 0 & \text{si } \theta > \theta^* \end{cases} \quad \text{où } v_{[\nu^*]}^{\text{eff}}(\theta^*) = \nu. \quad (8)$$

Cette équation peut être résolue numériquement si la distribution initiale $\nu_0(\theta)$ est connue. Avec l'équation (7), cela décrit entièrement le système une fois l'échelle d'Euler atteinte. Pour calculer la densité linéaire $n(x, t)$ afin de la comparer aux expériences, on utilise la relation $n(x, t) = \int d\theta \rho(x, t, \theta)$, et il est nécessaire de calculer la distribution de rapidité à partir de la connaissance de $\nu(x, t, \theta)$.

Solution pour un système initialement dans l'état fondamental. À titre d'exemple, dérivons quelques implications des équations précédentes dans le cas où l'état initial est l'état fondamental. La distribution initiale du facteur d'occupation est alors une mer de Fermi. Plus précisément, $\nu_0(\theta) = 1$ si $|\theta| < \theta_m$ et zéro sinon, où le rayon de Fermi θ_m dépend de la densité linéaire initiale n_0 . Certaines caractéristiques générales de l'état du système après que l'échelle d'Euler a été atteinte peuvent être identifiées. La frontière possède des fronts bien définis dans la région vide pour $x < 0$ et dans la région de densité n_0 pour $x > 0$. Dans la région $x < 0$, le front est à $x/t = \theta_m$, car la vitesse effective d'une mer de Fermi extrêmement étroite est égale à sa rapidité moyenne. La densité s'annule pour $x/t < -\theta_m$. Dans la région $x > 0$, le front est à $x/t = c$, où $c = v_{[\nu_0]}^{\text{eff}}(\theta_m)$ est la vitesse du son pour la densité n_0 . Pour $x/t > c$, le système n'est pas encore affecté par la déformation de la frontière. Enfin, pour tout x/t , l'état local est une mer de Fermi, déplacée par une certaine quantité $\nu(x/t)$ dans l'espace des rapidités, ce qui correspond à un boost galiléen local de vitesse $\nu(x/t)$. Une solution exacte peut être dérivée dans les deux régimes asymptotiques de densité élevée et faible.

Dans le régime de hardcore $\gamma = g/n_0 \gg 1$, l'équation (8) se résout facilement en utilisant le fait que, dans ce régime, $v^{\text{eff}}(\theta) = \theta$ indépendamment de la distribution du facteur d'occupation. Nous utilisons ensuite l'équation (7) et le fait qu'une mer de Fermi de rayon θ_m correspond à une densité linéaire $n = m\theta_m/(\pi\hbar)$ dans ce régime pour obtenir

$$n(x, t) = \frac{n_0}{2} \left(1 + \frac{x}{t} \frac{m}{\pi\hbar n_0} \right). \quad (9)$$

Nous retrouvons les résultats attendus pour un gaz de fermions libres, comme prévu d'après la correspondance entre les bosons à cœur dur et les fermions, qui préserve la densité [8].

Dans le régime quasi-BEC $\gamma = g/n_0 \ll 1$, nous résolvons l'équation (8) en utilisant le fait que, dans ce régime, la vitesse effective à la frontière d'une mer de Fermi de rayon θ_m est $\theta_m/2$, dans le référentiel où la mer de Fermi est au repos. Ensuite, en utilisant l'équation (7) et le fait qu'une mer de Fermi de rayon θ_m correspond à une densité linéaire $n = m\theta_m^2/(4g)$, nous obtenons

$$n(x, t) = \frac{n_0}{9} \left(\frac{x}{t} \frac{\hbar}{\sqrt{mg}n_0} + 2 \right)^2. \quad (10)$$

Nous retrouvons ici les prédictions hydrodynamiques dérivées de l'équation de Gross-Pitaevski [9, 10], comme prévu, puisque cette approche de champ classique décrit bien le système dans ce régime.

4 Experimental data

[Premier jet : Léa] After preparing the initial state, the longitudinal confinement is removed while the transverse confinement is maintained to study the one-dimensional dynamics. The edge density profiles for different evolution times are shown in Fig.4 and represented in function of x/τ . The profiles overlap remarkably well, the ballistic evolution expected at the Euler scale is experimentally observed from a deformation time of $\tau = 10\text{ms}$.

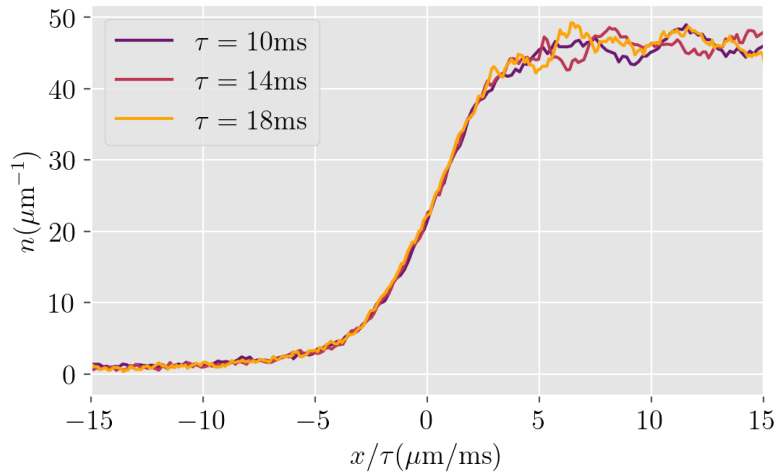


Figure 3: Caption

- Comparison with the ground state and $\gamma = 6 \times 10^{-3}$: FIGURE.
- Comparison with the ground state and $\gamma \rightarrow 0$: FIGURE and conclusion. The edge profile obtained at $T = 0$ with $\gamma = 6.10^{-3}$ is nearly identical to the parabola expected at $\gamma \rightarrow 0$.

The deviations from the parabola observed experimentally are mainly due to non-zero entropy effects.

Transition : we would like to extract the rapidity distribution from the edge profile

5 Extraction of the initial rapidity distribution

5.1 Directly from the edge profile

[Premier jet : Jérôme]

- Introducing the Jérôme's method

Transition : This method is highly sensitive to the linear density away from the edge. Since the signal-to-noise ratio in our experimental data is important in this region, The results obtained with this technique are not trustworthy.

5.2 Using GHD equations

- Thermal ansatz
- Non thermal ansatz

We propose to extract the rapidity distribution $\rho(\theta)$ of the initial homogeneous gas by fitting the experimental results with the GHD simulations. Extracting $\rho(\theta)$ remains a hard task since we would have an infinite number of fitting parameters — the whole rapidity distribution — with a limited calculation time. Thus, we have to limit the number of fitting parameters and choose an ansatz for the form of the rapidity distribution.

The first ansatz that we choose is the rapidity distribution for a Gibbs ensemble, the fitting parameters being the temperature T and the chemical potential μ .

Données expérimentales

[Premier jet : Léa]

Après avoir préparé l'état initial, le confinement longitudinal est supprimé tandis que le confinement transversal est maintenu pour étudier la dynamique unidimensionnelle. Les profils de densité au bord pour différents temps d'évolution sont montrés dans la Fig.4 et représentés en fonction de x/τ . Les profils se superposent remarquablement bien, et l'évolution balistique attendue à l'échelle Euler est observée expérimentalement à partir d'un temps de déformation de $\tau = 10\text{ms}$.

- Comparaison avec l'état fondamental et $\gamma = 6 \times 10^{-3}$: FIGURE.
- Comparaison avec l'état fondamental et $\gamma \rightarrow 0$: FIGURE et conclusion. Le profil au bord obtenu à $T = 0$ avec $\gamma = 6 \times 10^{-3}$ est presque identique à la parabole attendue pour $\gamma \rightarrow 0$. Les écarts à la parabole observés expérimentalement sont principalement dus aux effets d'entropie non nulle.

Transition : Nous souhaitons extraire la distribution des rapidités à partir du profil au bord.

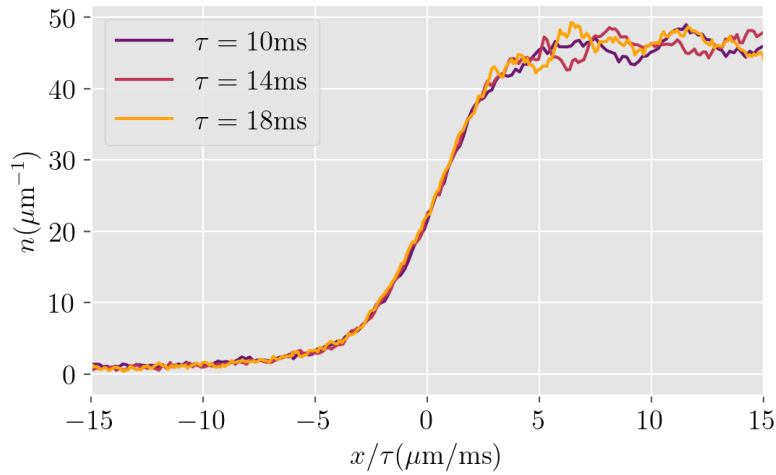


Figure 4: Légende

Extraction de la distribution initiale des rapidités

5.3 Directement à partir du profil au bord

[Premier jet : Jérôme]

- Présentation de la méthode de Jérôme.

Transition : Cette méthode est très sensible à la densité linéaire loin du bord. Étant donné que le rapport signal-bruit dans nos données expérimentales est faible dans cette région, les résultats obtenus avec cette technique ne sont pas fiables.

Utilisation des équations de GHD

- Ansatz thermique.
- Ansatz non thermique.

Nous proposons d'extraire la distribution de rapidité $\rho(\theta)$ du gaz homogène initial en ajustant les résultats expérimentaux avec les simulations de GHD. Extraire $\rho(\theta)$ reste une tâche difficile car nous aurions un nombre infini de paramètres d'ajustement – la distribution entière des rapidités – avec un temps de calcul limité. Ainsi, nous devons limiter le nombre de paramètres d'ajustement et choisir un ansatz pour la forme de la distribution des rapidités.

Le premier ansatz que nous choisissons est la distribution de rapidités pour un ensemble de Gibbs, les paramètres d'ajustement étant la température T et le potentiel chimique μ .

6 Probing locally the rapidity distribution

[Premier jet : Guillaume]

- GHD simulations predict locally a non thermal and asymmetric rapidity distribution at the edge deformation. Maybe we can explain technical things about the simulations
- Describe the experimental protocol, referring to the previous article.

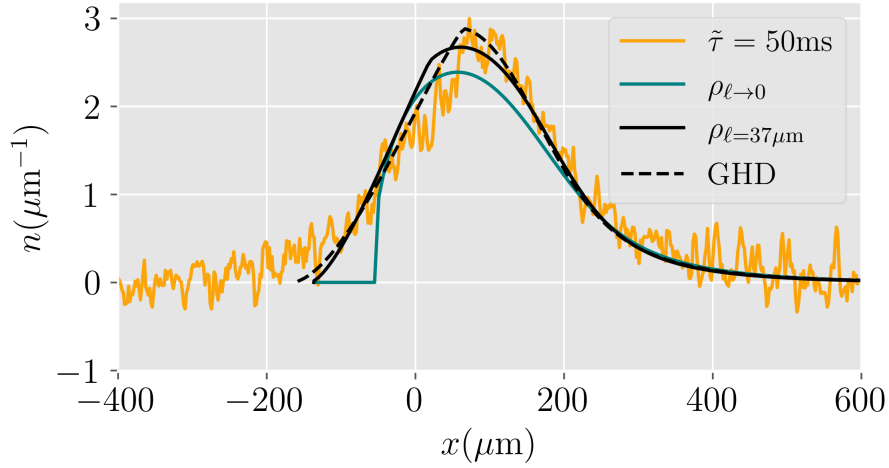


Figure 5: A second graph for this last part, change the format (.pdf). Add the profile $n(x)$ to add. Change the captions with using Π , the extensive rapidity distribution.

- Experimental data, profile asymmetry highlighted
- First comparison with the assumed homogeneous rapidity distribution in the slice
- Second comparison with the inhomogeneous rapidity distribution in the slice
- Third comparison with the GHD simulations to take into account the fact that the asymptotic regime is not completely reached.

Sonder localement la distribution des rapidités

[Premier jet : Guillaume]

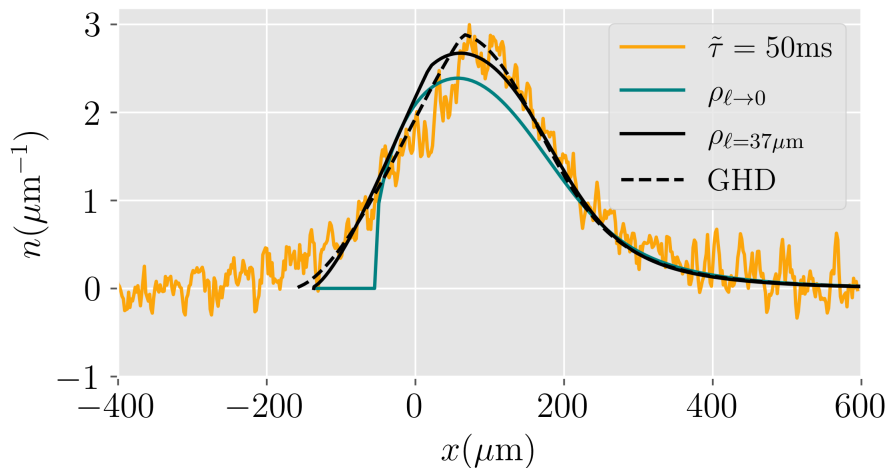


Figure 6: Un deuxième graphe pour cette dernière partie, changer le format (.pdf). Ajouter le profil $n(-x)$ pour compléter. Modifier la légende en utilisant Π , la distribution extensive des rapidités.

- Les simulations de GHD prédisent localement une distribution des rapidités non thermique et asymétrique à la déformation du bord. On pourrait expliquer des détails techniques sur les simulations.
- Décrire le protocole expérimental, en se référant à l'article précédent.
- Données expérimentales, mise en évidence de l'asymétrie du profil.
- Première comparaison avec la distribution de rapidité homogène supposée dans la tranche.
- Deuxième comparaison avec la distribution de rapidité inhomogène dans la tranche.
- Troisième comparaison avec les simulations de GHD pour prendre en compte le fait que le régime asymptotique n'est pas complètement atteint.

7 Conclusion

- a protocol that could enable the study of zero-entropy physics

Acknowledgements

Funding information

References

- [1] B. Bertini, M. Collura, J. De Nardis and M. Fagotti, *Transport in Out-of-Equilibrium \$XXZ\$ Chains: Exact Profiles of Charges and Currents*, Phys. Rev. Lett. **117**(20), 207201 (2016), doi:[10.1103/PhysRevLett.117.207201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.207201).
- [2] O. A. Castro-Alvaredo, B. Doyon and T. Yoshimura, *Emergent Hydrodynamics in Integrable Quantum Systems Out of Equilibrium*, Phys. Rev. X **6**(4), 041065 (2016), doi:[10.1103/PhysRevX.6.041065](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.6.041065).
- [3] J. De Nardis, D. Bernard and B. Doyon, *Diffusion in generalized hydrodynamics and quasiparticle scattering*, SciPost Physics **6**(4), 049 (2019), doi:[10.21468/SciPostPhys.6.4.049](https://doi.org/10.21468/SciPostPhys.6.4.049).
- [4] J. De Nardis and M. Panfil, *Edge Singularities and Quasilinear Order in Nonequilibrium Steady States*, Phys. Rev. Lett. **120**(21), 217206 (2018), doi:[10.1103/PhysRevLett.120.217206](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.217206), Publisher: American Physical Society.
- [5] E. H. Lieb and W. Liniger, *Exact Analysis of an Interacting Bose Gas. I. The General Solution and the Ground State*, Phys. Rev. **130**(4), 1605 (1963), doi:[10.1103/PhysRev.130.1605](https://doi.org/10.1103/PhysRev.130.1605).
- [6] I. Bouchoule and J. Dubail, *Generalized hydrodynamics in the one-dimensional Bose gas: theory and experiments*, J. Stat. Mech. **2022**(1), 014003 (2022), doi:[10.1088/1742-5468/ac3659](https://doi.org/10.1088/1742-5468/ac3659).
- [7] L. Dubois, G. Thémèze, F. Nogrette, J. Dubail and I. Bouchoule, *Probing the Local Rapidity Distribution of a One-Dimensional Bose Gas*, Phys. Rev. Lett. **133**(11), 113402 (2024), doi:[10.1103/PhysRevLett.133.113402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.113402), Publisher: American Physical Society.

- [8] M. Girardeau, *Relationship between Systems of Impenetrable Bosons and Fermions in One Dimension*, Journal of Mathematical Physics **1**(6), 516 (1960), doi:[10.1063/1.1703687](https://doi.org/10.1063/1.1703687).
- [9] G. A. El, V. V. Geogjaev, A. V. Gurevich and A. L. Krylov, *Decay of an initial discontinuity in the defocusing NLS hydrodynamics*, Physica D: Nonlinear Phenomena **87**(1), 186 (1995), doi:[10.1016/0167-2789\(95\)00147-V](https://doi.org/10.1016/0167-2789(95)00147-V).
- [10] G. Xu, M. Conforti, A. Kudlinski, A. Mussot and S. Trillo, *Dispersive dam-break flow of a photon fluid*, Phys. Rev. Lett. **118**(25), 254101 (2017), doi:[10.1103/PhysRevLett.118.254101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.254101), ArXiv:1703.09019 [nlin, physics:physics].