

Table des matières

I	Modèle de Lieb-Liniger et approche Bethe Ansatz	3
1	Introduction au gaz de bosons unidimensionnels	7
1.1	Description du modèle de Lieb-Liniger	7
1.2	Propriétés fondamentales et régimes asymptotiques	8
2	Bethe Ansatz et solution exacte du modèle de Lieb-Liniger	9
2.1	Problème à deux corps	9
2.2	Problème à N corps	9
2.3	Condition aux bords périodiques et équation de Bethe Ansatz	9
II	Relaxation des systèmes quantiques isolés et phénomènes d'équilibre	11
3	Équilibre thermique et ensemble de Gibbs	13
3.1	Thermodynamique du gaz de Lieb-Liniger à température nulle	13
3.2	Excitations élémentaires à température nulle	14
3.3	Physique statistique de l'ensemble de Gibbs	14
3.4	Entropie de Yang-Yang et principe de maximisation	15
4	Équilibre non thermique et ensemble de Gibbs généralisé	17
4.1	Intégrabilité et charges conservées	17
4.2	Dynamique hors équilibre et relaxation des systèmes isolés	17
4.3	Physique statistique appliquée aux systèmes intégrables	17
4.4	Entropie de Yang-Yang généralisée et fluctuations	19
4.4.1	Fluctuation du Nombre d'atomes et de l'énergie	21
III	Dynamique hors-équilibre et hydrodynamique généralisée	23
5	Hydrodynamique et régimes asymptotiques	25
5.1	Hydrodynamique classique des systèmes chaotiques	25
5.2	Hydrodynamique des systèmes intégrables et distribution de rapidité	25
5.3	Équation d'hydrodynamique généralisée (GHD)	25
IV	Protocoles expérimentale	27
6	Présentation de l'expérience	29
6.1	Piégeage transverses et longitudinale	29
6.2	Sélection spatial	29
7	Mesure de distribution de rapidités locales pour des systèmes en équilibre	31
8	Mesure de distribution de rapidités locales pour des systèmes hors équilibre	33
9	Piégeage dipolaire	35

Première partie

Modèle de Lieb-Liniger et approche Bethe Ansatz

Pourquoi en 1D ?

Explication classique à l'aide d'un modèle chaotique : la thermalisation en 2D, illustrée par l'exemple de l'eau en ébullition, avec comme paramètres T , E , N . Modélisation par des sphères dures et introduction du modèle ergodique : en 1D, l'intégrabilité du modèle de sphères dures dans un espace réduit entraîne un simple échange de vitesses, sans modifier la distribution des vitesses.

Pourquoi en 1D quantique ?

Le gaz de Bose unidimensionnel avec interactions ponctuelles (la version quantique de l'équation de Schrödinger non linéaire) est l'un des modèles intégrables les plus fondamentaux, pouvant être résolu par la méthode de l'Ansatz de Bethe (ref). Ce modèle a fait l'objet d'études approfondies (ref).

Après avoir décrit le modèle de Lieb-Liniger et analysé ses asymptotiques ainsi que les théories linéarisées (Gross-Pitaevskii et Bogoliubov) dans le chapitre 1, nous poursuivons par la construction des fonctions propres de l'Hamiltonien dans un volume fini.

Cette construction, détaillée dans le chapitre 2, met en évidence la forme explicite des fonctions propres et leur réductibilité au cas à deux particules, une caractéristique commune des modèles résolubles par l'Ansatz de Bethe. Enfin, dans la dernière section, nous imposons des conditions aux limites périodiques à

CHAPITRE

1

INTRODUCTION AU GAZ DE BOSONS UNIDIMENSIONNELS

Contents

1.1	Description du modèle de Lieb-Liniger	7
1.2	Propriétés fondamentales et régimes asymptotiques	8

Introduction

1.1 Description du modèle de Lieb-Liniger

Le gaz de Bose unidimensionnel est décrit par les opérateurs champs quantiques de Bose canoniques d'annihilation $\Psi(x, t)$ et de création $\Psi^\dagger(x, t)$, satisfaisant les relations de commutation canoniques à temps égal $[\hat{\Psi}(x, t), \hat{\Psi}^\dagger(y, t)] = \delta(x - y)$ et $[\hat{\Psi}(x, t), \hat{\Psi}(y, t)] = [\hat{\Psi}^\dagger(x, t), \hat{\Psi}^\dagger(y, t)] = 0$.

L'Hamiltonien du modèle s'écrit :

$$\hat{H} = \int dx \left(\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x \hat{\Psi}^\dagger \partial_x \hat{\Psi} + \frac{g}{2} \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi} \hat{\Psi} \right)$$

où m est la masse de la particule g est la constante de couplage 1D. L'équation du mouvement correspondante

$$i\hbar \partial_t \hat{\Psi} = -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2 \hat{\Psi} + g \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi} \hat{\Psi}$$

est l'équation de Schrödinger non linéaire (NS).

Les interactions entre particules sont répulsives donc $g > 0$. l'état fondamental à température nulle est une sphère de Fermi, et seul ce cas sera considéré par la suite.

Le vide de Fock $|0\rangle$ est défini par $\Psi|0\rangle = 0$

Enfin, les opérateurs nombre de particules \hat{Q} et impulsion \hat{P} s'écrivent :

$$\begin{aligned}\hat{Q} &= \int dx \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi} \\ \hat{P} &= \frac{1}{2} \int dx \hat{\Psi}^\dagger (-i\hbar \partial_x) \hat{\Psi} + cc\end{aligned}$$

Ces opérateurs sont hermitiens et constituent des intégrales du mouvement $[\hat{H}, \hat{Q}] = [\hat{H}, \hat{P}] = 0$. Nous pouvons maintenant chercher les fonctions propres communes $|\Psi_N\rangle$ des opérateurs \hat{H} , \hat{P} et \hat{Q} :

$$|\Psi_N(\theta_1, \dots, \theta_N)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \int d^N x \varphi_N(x_1, \dots, x_N | \theta_1, \dots, \theta_N) \hat{\Psi}^\dagger(x_1) \dots \hat{\Psi}^\dagger(x_N) |0\rangle$$

Ici, φ_N est une fonction symétrique de toutes les variables x_j . Les équations aux valeurs propres sont $\hat{H}|\Psi_N\rangle = E_N|\Psi_N\rangle$, $\hat{P}|\Psi_N\rangle = p_N|\Psi_N\rangle$ et $\hat{Q}|\Psi_N\rangle = N|\Psi_N\rangle$.

Il en résulte que φ_N est une fonction propre à la fois de l'Hamiltonien quantique de Lieb et Liniger (LL)

$$\begin{aligned}H_{LL} &= \sum_{i=1}^N \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_{x_i}^2 + g \sum_{j>i} \delta(x_i - x_j) \right\} \\ H_{LL} \varphi_N &= E_N \varphi_N\end{aligned}$$

et de l'opérateur de moment quantique $P_N = -i\hbar \sum_{i=1}^N \partial_{x_i}$:

1.2 Propriétés fondamentales et régimes asymptotiques

CHAPITRE

2

BETHE ANSATZ ET SOLUTION EXACTE DU MODÈLE DE LIEB-LINIGER

Contents

2.1	Problème à deux corps	9
2.2	Problème à N corps	9
2.3	Condition aux bords périodiques et équation de Bethe Ansatz	9

2.1 Problème à deux corps

2.2 Problème à N corps

2.3 Condition aux bords périodiques et équation de Bethe Ansatz

$$L\theta_a + \sum_{b=1}^N \Phi(\theta_a - \theta_b) = 2\pi I_a$$

$$2\pi\rho_s(\theta_a) = \frac{2\pi}{L} \lim_{\text{therm}} \frac{|I_{a+1} - I_a|}{|\theta_{a+1} - \theta_a|} = \frac{2\pi}{L} \frac{\partial I}{\partial \theta}(\theta_a) = 1 + \frac{1}{L} \sum_{b=1}^N \Delta(\theta_a - \theta_b)$$

Deuxième partie

Relaxation des systèmes quantiques isolés et phénomènes d'équilibre

CHAPITRE

3

ÉQUILIBRE THERMIQUE ET ENSEMBLE DE GIBBS

Contents

3.1	Thermodynamique du gaz de Lieb-Liniger à température nulle	13
3.2	Excitations élémentaires à température nulle	14
3.3	Physique statistique de l'ensemble de Gibbs	14
3.4	Entropie de Yang-Yang et principe de maximisation	15

3.1 Thermodynamique du gaz de Lieb-Liniger à température nulle

Dans la limite thermodynamique, le nombre de particules N et le volume (la longueur de la boîte) L tendent vers l'infini de sorte que leur rapport $D = \frac{N}{L}$ reste fini :

$$\lim_{N, L \rightarrow \infty} \frac{N}{L} = D = \text{const} < \infty$$

Considérons le système à température nulle. Rappelons que l'état d'énergie minimale dans le secteur avec un nombre fixe de particules correspond aux solutions j des équations de Bethe suivantes :

$$L\theta_a + \sum_{b=1}^N \Phi(\theta_a - \theta_b) = 2\pi I_a,$$

où les nombres fermionique $I_a = a - (N + 1)/2$ et $a \in \llbracket 1, N \rrbracket$. Dans la limite thermodynamique, les valeurs de θ_a se condensent ($\theta_{a+1} - \theta_a = \mathcal{O}(1/L)$), et remplissent l'intervalle symétrique, la mer de Dirac/ sphère de Fermi $\llbracket -K, K \rrbracket$ où $K = \theta_N$ (ici $n_a \geq n_b \Rightarrow \theta_a \geq \theta_b$)

La quantité ρ_s tel que (manque une intro avant)

$$2\pi\rho_s(\theta_a) = \frac{2\pi}{L} \lim_{\text{therm}} \frac{|I_{a+1} - I_a|}{|\theta_{a+1} - \theta_a|} = \frac{2\pi}{L} \frac{\partial I}{\partial \theta}(\theta_a) = 1 + \frac{1}{L} \sum_{b=1}^N \Delta(\theta_a - \theta_b)$$

représente la densité de vacances que l'on appellera densité d'état avec $I(\theta_a) = I_a$ et $\Delta(\theta) = \Phi'(\theta) = \frac{2c}{c^2 + \theta^2}$.
Maintenant intéressons nous à la densité de particules dans l'espace des moments $\rho(\theta)$, définie de la manière suivante :

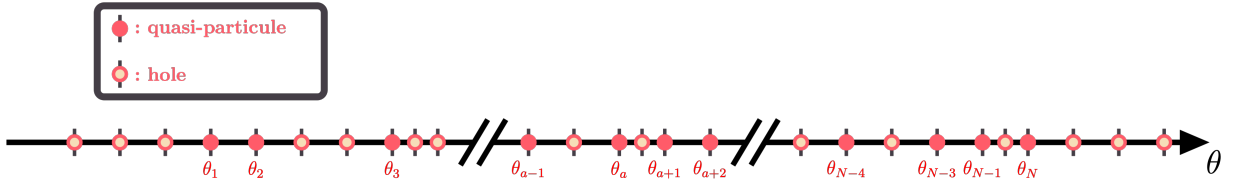
$$\rho(\theta_a) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \frac{1}{\theta_{a+1} - \theta_a} > 0.$$

À l'états fondamentale tous les vacances dans $[-K, K]$ sont occupés donc $\rho = \rho_s$. La quantité $L\rho(\theta)d\theta$ est le nombre de rapidité dans la cellule $[\theta, \theta + d\theta]$. La quantité $L \int_{-K}^K \rho(\theta) d\theta$ est le nombre de particule N . On remplace la somme par une intégrale :

$$2\pi\rho = 1 + \Delta \star \rho$$

3.2 Excitations élémentaires à température nulle

3.3 Physique statistique de l'ensemble de Gibbs



On écrit l'observable énergie et nombre :

$$\hat{\mathcal{N}} = \sum_{\{\theta_a\}} \left(\sum_{a=1}^N 1 \right) |\{\theta_a\}\rangle \langle \{\theta_a\}|, \quad (3.1)$$

$$\hat{\mathcal{E}} = \sum_{\{\theta_a\}} \left(\sum_{a=1}^N \varepsilon(\theta_a) \right) |\{\theta_a\}\rangle \langle \{\theta_a\}|, \quad (3.2)$$

avec $\sum_{a=1}^N 1 \equiv \langle \hat{\mathcal{N}} \rangle_{\{\theta_a\}} \doteq \langle \{\theta_a\} | \hat{\mathcal{N}} | \{\theta_a\} \rangle$ et $\sum_{a=1}^N \varepsilon(\theta_a) \equiv \langle \hat{\mathcal{E}} \rangle_{\{\theta_a\}} \doteq \langle \{\theta_a\} | \hat{\mathcal{E}} | \{\theta_a\} \rangle$.
La probabilité que le système soit dans configuration $\{\theta_a\}$ est

$$P_{\{\theta_a\}} = \frac{e^{-\beta(\langle \hat{\mathcal{E}} \rangle_{\{\theta_a\}} - \mu \langle \hat{\mathcal{N}} \rangle_{\{\theta_a\}})}}{Z_{thermal}} = \frac{e^{-\beta \sum_{a=1}^N (\varepsilon(\theta_a) - \mu)}}{Z_{thermal}} \quad (3.3)$$

avec la fonction de partition $Z_{thermal} = \sum_{\{\theta_a\}} e^{-\beta(\langle \hat{\mathcal{E}} \rangle_{\{\theta_a\}} - \mu \langle \hat{\mathcal{N}} \rangle_{\{\theta_a\}})} = \sum_{\{\theta_a\}} e^{-\beta \sum_{a=1}^N (\varepsilon(\theta_a) - \mu)}$

$$\langle \hat{\mathcal{N}} \rangle = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \ln Z}{\partial \mu} \Bigg|_T, \quad \Delta_{\hat{\mathcal{N}}}^2 = \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \mu^2} \Bigg|_T = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \langle \hat{\mathcal{N}} \rangle}{\partial \mu} \Bigg|_T \quad (3.4)$$

$$\langle \hat{\mathcal{E}} - \mu \hat{\mathcal{N}} \rangle = - \frac{\partial \ln Z}{\partial \beta} \Bigg|_\mu, \quad \Delta_{\hat{\mathcal{E}} - \mu \hat{\mathcal{N}}}^2 = \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \beta^2} \Bigg|_\mu = - \frac{\partial \langle \hat{\mathcal{E}} - \mu \hat{\mathcal{N}} \rangle}{\partial \beta} \Bigg|_\mu \quad (3.5)$$

$$\langle \hat{\mathcal{E}} \rangle = \left[\frac{\mu}{\beta} \frac{\partial}{\partial \mu} \Bigg|_T - \frac{\partial}{\partial \beta} \Bigg|_\mu \right] \ln Z, \quad \Delta_{\hat{\mathcal{E}}}^2 = \left[\frac{\mu}{\beta} \frac{\partial}{\partial \mu} \Bigg|_T - \frac{\partial}{\partial \beta} \Bigg|_\mu \right]^2 \ln Z = \left[\frac{\mu}{\beta} \frac{\partial}{\partial \mu} \Bigg|_T - \frac{\partial}{\partial \beta} \Bigg|_\mu \right] \langle \hat{\mathcal{E}} \rangle \quad (3.6)$$

La matrice densité thermique est :

$$\hat{\rho}_{thermal} = \frac{e^{-\beta \hat{H}}}{Z_{thermal}}, \quad (3.7)$$

$$e^{-\beta \hat{H}} = \sum_{\{\theta_a\}} e^{-\beta \sum_{a=1}^N (\varepsilon(\theta_a) - \mu)} |\{\theta_a\}\rangle \langle \{\theta_a\}| \quad (3.8)$$

3.4 Entropie de Yang-Yang et principe de maximisation

ÉQUILIBRE NON THERMIQUE ET ENSEMBLE DE GIBBS GÉNÉRALISÉ

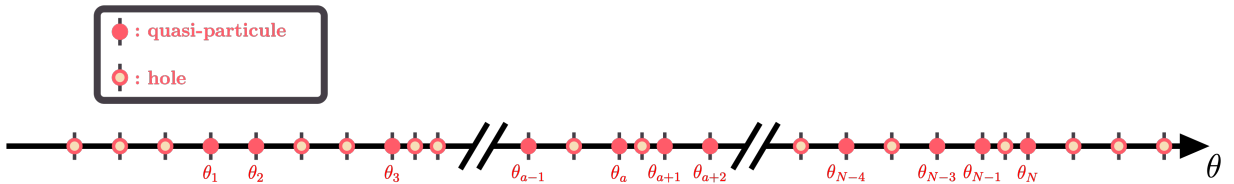
Contents

4.1	Intégrabilité et charges conservées	17
4.2	Dynamique hors équilibre et relaxation des systèmes isolés	17
4.3	Physique statistique appliquée aux systèmes intégrables	17
4.4	Entropie de Yang-Yang généralisée et fluctuations	19
4.4.1	Fluctuation du Nombre d'atomes et de l'énergie	21

4.1 Intégrabilité et charges conservées

4.2 Dynamique hors équilibre et relaxation des systèmes isolés

4.3 Physique statistique appliquée aux systèmes intégrables



On peut commence à généraliser avec l'opérateur :

$$\hat{\mathcal{O}}_i = \sum_{\{\theta_a\}} \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}} |\{\theta_a\}\rangle \langle \{\theta_a\}| \quad (4.1)$$

$\hat{\mathcal{O}}_i \in \{\hat{\mathcal{N}}, \hat{\mathcal{E}} - \mu \hat{\mathcal{N}}\}$ tel que $\sum_i \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}} = \beta \left(\langle \hat{\mathcal{E}} \rangle_{\{\theta_a\}} - \mu \langle \hat{\mathcal{N}} \rangle_{\{\theta_a\}} \right)$ et pour simplifier ici $Z \equiv Z_{thermal}$:

Point clé n° 1. Sa moyenne , variance et écartype de l'observable :

$$\langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle = \sum_{\{\theta_a\}} \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}} \frac{\overbrace{e^{-\sum_i \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}}}}^{P_{\{\theta_a\}}}}{Z} = - \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta_i} \Big|_{\beta_{j \neq i}} = - \frac{\partial \ln Z}{\partial \beta_i} \Big|_{\beta_{j \neq i}} \quad (4.2)$$

$$\langle \hat{\mathcal{O}}_i^2 \rangle = \sum_{\{\theta_a\}} \langle \hat{\mathcal{O}}_i^2 \rangle_{\{\theta_a\}} \frac{e^{-\sum_i \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}}}}{Z} = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial \beta_i^2} \Big|_{\beta_{j \neq i}} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{\hat{\mathcal{O}}_i}^2 &= \left\langle \left(\hat{\mathcal{O}}_i - \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle \right)^2 \right\rangle = \langle \hat{\mathcal{O}}_i^2 \rangle - \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle^2 = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial \beta_i^2} \Big|_{\beta_{j \neq i}} - \left(\frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta_i} \Big|_{\beta_{j \neq i}} \right)^2 \\ &= \frac{\partial}{\partial \beta_i} \left(\frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta_i} \Big|_{\beta_{j \neq i}} \right) \Big|_{\beta_{j \neq i}} = \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \beta_i^2} \Big|_{\beta_{j \neq i}} = - \frac{\partial \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle}{\partial \beta_i} \Big|_{\beta_{j \neq i}} \end{aligned} \quad (4.4)$$

si $\hat{\mathcal{O}}_i = \hat{\mathcal{N}}$ alors $\beta_i = -\beta\mu$ et si $\hat{\mathcal{O}}_i = \hat{\mathcal{E}} - \mu\hat{\mathcal{N}}$ alors $\beta_i = \beta$.

$$\langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle = \sum_{\{\theta_a\}} \langle \{\theta_a\} | \hat{\mathcal{O}}_i | \{\theta_a\} \rangle \frac{e^{-\sum_i \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}}}}{Z}, \quad (4.5)$$

$$= \sum_{\{\theta_b\}} \langle \{\theta_b\} | \hat{\mathcal{O}}_i \sum_{\{\theta_a\}} \frac{e^{-\sum_i \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}}}}{Z} | \{\theta_a\} \rangle \langle \{\theta_a\} | \{\theta_b\} \rangle, \quad (4.6)$$

$$= \text{Tr}(\hat{\mathcal{O}}_i \hat{\rho}) \quad (4.7)$$

avec $\hat{\rho} = \sum_{\{\theta_a\}} \frac{e^{-\sum_i \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}}}}{Z} | \{\theta_a\} \rangle \langle \{\theta_a\} |$ et $Z = \sum_{\{\theta_a\}} e^{-\sum_i \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}}}$ tel que $\text{Tr}(\hat{\rho}) = 1$

La matrice densité GGE avec $Z \equiv Z_{GGE}$ est :

$$\hat{\rho}_{GGE}[f] = \sum_{\{\theta_a\}} \frac{e^{-\sum_{i=1}^{\infty} \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}}}}{Z} | \{\theta_a\} \rangle \langle \{\theta_a\} |. \quad (4.8)$$

Dans le cas thermique, on peut remarquer que $\langle \hat{\mathcal{N}} \rangle_{\{\theta_a\}} \propto \sum_{a=1}^N \theta_a^0$ et $\langle \hat{\mathcal{E}} \rangle_{\{\theta_a\}} \propto \sum_{a=1}^N \theta_a^2$. On peut donc réécrire $\sum_{i=1}^{\infty} \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}}$

$$\sum_{i=1}^{\infty} \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}} = \sum_{i=0}^{\infty} \alpha_i \sum_{a=1}^N \theta_a^i \quad (4.9)$$

et pour chaque $a \in \llbracket 1, N \rrbracket$: $\sum_i \alpha_i \theta_a^i$ converge donc on peut échanger les deux sommes soit

$$\sum_{i=1}^{\infty} \beta_i \langle \hat{\mathcal{O}}_i \rangle_{\{\theta_a\}} = \sum_{a=1}^N f(\theta_a) \quad (4.10)$$

avec $f(\theta) = \sum_{i=0}^{\infty} \alpha_i \theta^i$. Et on peut réécrire la matrice densité :

$$\hat{\rho}_{GGE}[f] = \frac{e^{-\hat{Q}[f]}}{Z_{GGE}}, \quad (4.11)$$

$$e^{-\hat{Q}[f]} = \sum_{\{\theta_a\}} e^{-\sum_{a=1}^N f(\theta_a)} | \{\theta_a\} \rangle \langle \{\theta_a\} | \quad (4.12)$$

pour une certaine fonction f relié à la charge $\hat{Q}[f] = \sum_{\{\theta_a\}} \left(\sum_{a=1}^N f(\theta_a) \right) |\{\theta_a\}\rangle \langle \{\theta_a\}|$. Et on peut réécrire la probabilité de la configuration $\{\theta_a\} : P_{\{\theta_a\}} = \langle \{\theta_a\} | \hat{\rho}_{GGE}[f] | \{\theta_a\} \rangle = e^{-\sum_{a=1}^N f(\theta_a)} / Z$ avec $Z = \sum_{\{\theta_a\}} e^{-\sum_{a=1}^N f(\theta_a)}$.

Nous aimerions calculer les valeurs d'attente par rapport à cette matrice de densité, par exemple La moyenne GGE d'un observable s'écrit ,

Point clé n° 2.

$$\langle \hat{\mathcal{O}} \rangle_{GGE} \doteq \frac{\text{Tr}(\hat{\mathcal{O}} \hat{\rho}_{GGE}[f])}{\text{Tr}(\hat{\rho}_{GGE}[f])} = \frac{\text{Tr}(\hat{\mathcal{O}} e^{-\hat{Q}[f]})}{\text{Tr}(e^{-\hat{Q}[f]})} = \frac{\sum_{\{\theta_a\}} \langle \{\theta_a\} | \hat{\mathcal{O}} | \{\theta_a\} \rangle e^{-\sum_{a=1}^N f(\theta_a)}}{\sum_{\{\theta_a\}} e^{-\sum_{a=1}^N f(\theta_a)}} \quad (4.13)$$

pour une certaine observable $\hat{\mathcal{O}}$.

4.4 Entropie de Yang-Yang généralisée et fluctuations

La fonction de partition des états, s'exprime comme une fonctionnelle de la distribution ρ :

$$\Xi = \sum_{\rho} \exp(-\mathcal{A}(\rho)).$$

Dans la section **Entropie de Yang-Yang** (??), l'action $\mathcal{A}(\rho)$ s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{A}(\rho) \doteq -L S_{YY}(\rho) + L \int f(\theta) \rho(\theta) d\theta,$$

où S_{YY} est la fonctionnelle d'entropie de Yang-Yang, définie dans (??), et f est la fonction paramétrant les charges, introduite dans (??).

La fonction de partition des états s'exprime comme une fonctionnelle de la distribution de rapidité ρ :

$$\Xi = \sum_{\rho} \exp(-\mathcal{A}(\rho)).$$

Dans la section **Entropie de Yang-Yang** (??), nous avons montré que l'action $\mathcal{A}(\rho)$ s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{A}(\rho) \doteq -L S_{YY}(\rho) + L \int f(\theta) \rho(\theta) d\theta,$$

où S_{YY} désigne la fonctionnelle d'entropie de Yang-Yang, définie en (??), et f la fonction génératrice associée aux charges conservées, introduite en (??).

Dans cette même section **Entropie de Yang-Yang** (??), nous avons établi un lien entre f et distribution de référence ρ^c , qui maximise la contribution à la fonction de partition des états .

L'hypothèse selon laquelle, après relaxation, le système est décrit par un ensemble généralisé de Gibbs (GGE) constitue un pilier fondamental de notre compréhension des dynamiques hors équilibre dans les systèmes intégrables. Cette hypothèse a des implications théoriques majeures, et il est donc essentiel de la confronter à l'expérience. Cependant, la seule connaissance de la distribution de rapidité moyenne ρ^c ne permet pas de valider cette description. En effet, plusieurs ensembles statistiques peuvent conduire à une même distribution moyenne. Pour distinguer le GGE des autres candidats, il est nécessaire d'aller au-delà et d'analyser les fluctuations de la distribution de rapidité, notées $\delta\rho$, autour de la valeur moyenne ρ^c .

Nous poursuivons en développant l'action autour de la distribution ρ^c . La différentielle de l'action en ce point est nulle ($d\mathcal{A}_{\rho^c} = 0$ (??)). D'après la formule de Taylor-Young , à l'ordre 2 en $\delta\rho$, l'action s'écrit avec une forme quadratique :

$$\mathcal{A}(\rho^c + \delta\rho) \underset{\delta\rho \rightarrow 0}{=} \mathcal{A}(\rho^c) + \frac{1}{2} \left. \frac{\delta^2 \mathcal{A}}{\delta \rho^2} \right|_{\rho^c} (\delta\rho) + \mathcal{O}((\delta\rho)^3),$$

une expression quadratique pour l'action à l'ordre dominant en $\delta\Pi$ avec $\left.\frac{\delta^2\mathcal{A}}{\delta\rho^2}\right|_{\rho^c}$ la forme quadratique définie positive (Fig. (??)).

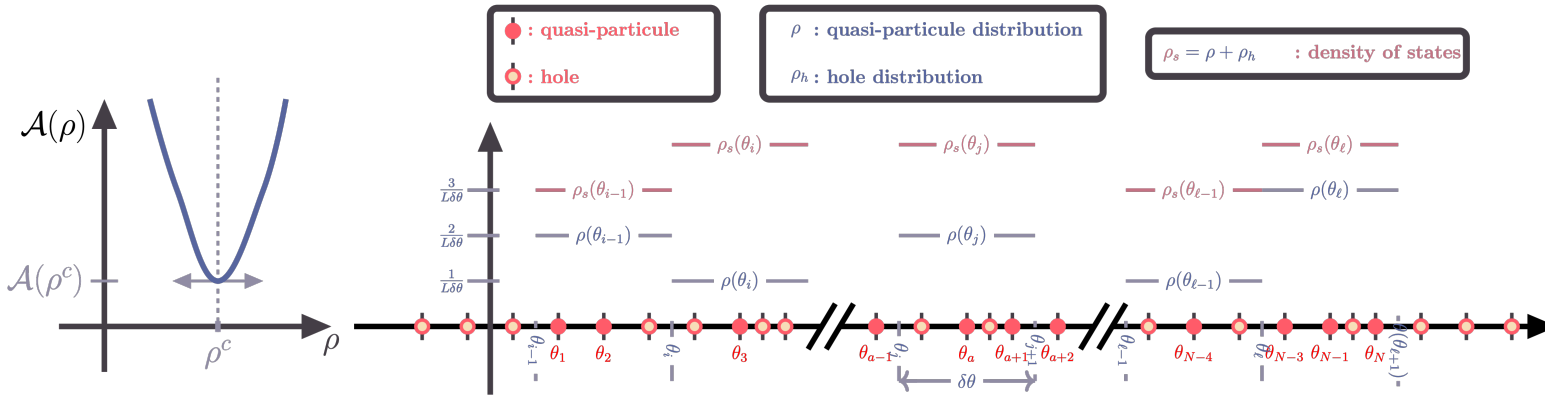
Dans cette même section, nous avons également mis en évidence que la distribution ρ^c qui maximise la contribution à la fonction de partition correspond à un point stationnaire de l'action, et est entièrement déterminée par la fonction f . Cette distribution ρ^c définit ainsi l'état macroscopique typique du système au sein de l'ensemble statistique considéré.

L'hypothèse selon laquelle, après relaxation, le système est décrit par un ensemble généralisé de Gibbs (GGE) constitue un fondement majeur de notre compréhension des dynamiques hors équilibre dans les systèmes intégrables. Cette hypothèse a des implications théoriques profondes et mérite d'être testée expérimentalement. Toutefois, la seule connaissance de la distribution de rapidité moyenne ρ^c ne permet pas de confirmer l'adéquation du GGE. En effet, plusieurs ensembles statistiques peuvent mener à une même valeur moyenne de ρ . Pour lever cette ambiguïté, il est nécessaire d'étudier les fluctuations autour de la distribution typique, notées $\delta\rho$, définies par $\rho = \rho^c + \delta\rho$.

Afin de caractériser ces fluctuations, nous développons l'action $\mathcal{A}(\rho)$ au voisinage de ρ^c . Par construction, ρ^c étant un point stationnaire, la différentielle première de \mathcal{A} en ce point est nulle : $d\mathcal{A}_{\rho^c} = 0$ (cf. équation (??)). En appliquant le développement de Taylor-Young à l'ordre deux en $\delta\rho$, nous obtenons :

$$\mathcal{A}(\rho^c + \delta\rho) \underset{\delta\rho \rightarrow 0}{=} \mathcal{A}(\rho^c) + \frac{1}{2} \left. \frac{\delta^2\mathcal{A}}{\delta\rho^2} \right|_{\rho^c} (\delta\rho, \delta\rho) + \mathcal{O}((\delta\rho)^3),$$

où $\left.\frac{\delta^2\mathcal{A}}{\delta\rho^2}\right|_{\rho^c}$ désigne la forme bilinéaire symétrique (a priori définie positive) associée à la hessienne de l'action, illustrée en Fig. (??). Cette approximation quadratique constitue la base du traitement gaussien des fluctuations autour de l'état typique, permettant d'accéder aux corrélations et à la structure fine de l'ensemble statistique effectif.



On discrétise l'axe des rapidités en petite cellule de rapidité $[\theta, \theta + \delta\theta]$, qui contient $L\rho(\theta)\delta\theta$ rapidités. Avec ces petites tranches, la forme quadratique s'écrit :

$$\left. \frac{\delta^2\mathcal{A}}{\delta\rho^2} \right|_{\rho^c} (\delta\rho) = \sum_{a,b|\text{tranche}} \delta\rho(\theta_a) \frac{\partial^2\mathcal{A}}{\partial\delta\rho(\theta_a)\partial\delta\rho(\theta_b)} (\rho^c) \delta\rho(\theta_b).$$

Les fluctuations s'écrivent donc :

$$\begin{aligned} \langle \delta\rho(\theta) \delta\rho(\theta') \rangle &= \frac{\int d\delta\rho \delta\rho(\theta) \delta\rho(\theta') \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_{a,b|\text{tranche}} \delta\rho(\theta_a) \frac{\partial^2\mathcal{A}}{\partial\delta\rho(\theta_a)\partial\delta\rho(\theta_b)} (\rho^c) \delta\rho(\theta_b) \right)}{\int d\delta\Pi \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_{a,b|\text{tranche}} \delta\rho(\theta_a) \frac{\partial^2\mathcal{A}}{\partial\delta\rho(\theta_a)\partial\delta\rho(\theta_b)} (\rho^c) \delta\rho(\theta_b) \right)} \\ &= (\mathbf{A}^{-1})_{\theta,\theta'} \end{aligned}$$

Point clé n° 3.

$$\langle \delta\rho(\theta)\delta\rho(\theta') \rangle = (\mathbf{A}^{-1})_{\theta,\theta'}$$

avec la matrice $\mathbf{A}_{\theta,\theta'} \equiv \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial \delta\rho(\theta) \partial \delta\rho(\theta')}(\rho^c)$, qui maximise la probabilité $\rho^c = \rho_s^c \nu^c$, s'écrit

$$\hat{\mathbf{A}} = \hat{\mathbf{A}}^{(0)} + \delta\theta \hat{\mathbf{V}}$$

avec

$$\begin{aligned} A_{\theta,\theta'}^{(0)} &= L\delta\theta \left(\frac{1}{\rho_s^c(1-\nu^c)\nu^c} \right) (\theta)\delta(\theta-\theta'), \\ V_{\theta,\theta'} &= L\delta\theta \left\{ - \left[\left(\frac{1}{\rho_s^c(1-\nu^c)} \right) (\theta) + \left(\frac{1}{\rho_s^c(1-\nu^c)} \right) (\theta') \right] \frac{\Delta(\theta'-\theta)}{2\pi} + \int d\theta'' \left(\frac{\nu^c}{\rho_s^c(1-\nu^c)} \right) (\theta'') \frac{\Delta(\theta''-\theta)}{2\pi} \frac{\Delta(\theta''-\theta')}{2\pi} \right\} \end{aligned}$$

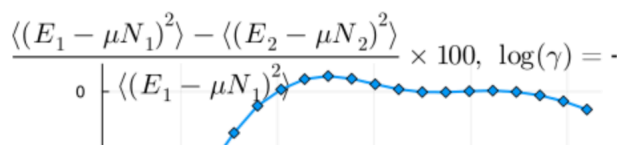
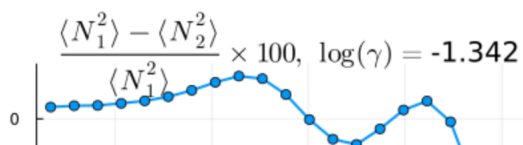
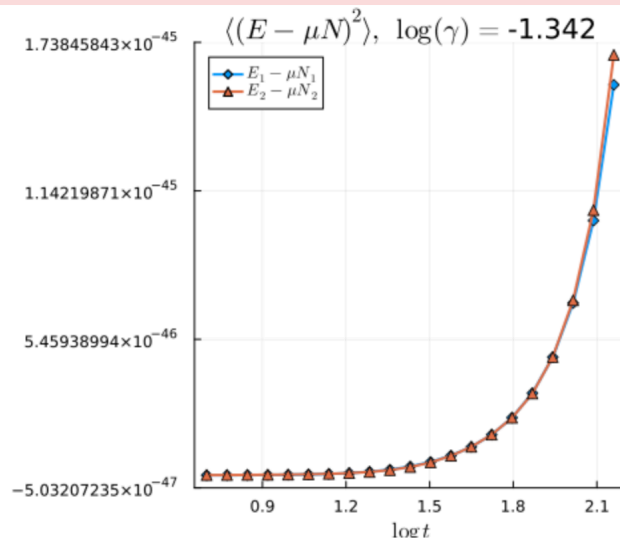
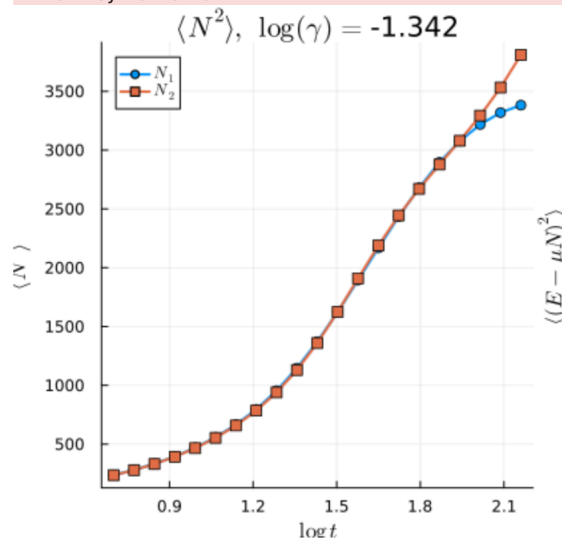
4.4.1 Fluctuation du Nombre d'atomes et de l'énergie

$$\begin{aligned} \Delta_{\hat{\mathcal{N}}}^2 &= \frac{1}{\beta} \frac{\partial \langle \hat{\mathcal{N}} \rangle}{\partial \mu} \bigg|_T \\ \Delta_{\hat{\mathcal{E}} - \mu \hat{\mathcal{N}}}^2 &= - \frac{\partial \langle \hat{\mathcal{E}} - \mu \hat{\mathcal{N}} \rangle}{\partial \beta} \bigg|_{\mu} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \Delta_{\hat{\mathcal{N}}}^2 &= L^2 \int d\theta_a \int d\theta_b \langle \delta\rho(\theta_a)\delta\rho(\theta_b) \rangle \\ \Delta_{\hat{\mathcal{E}} - \mu \hat{\mathcal{N}}}^2 &= L^2 \int d\theta_a \int d\theta_b \left(-\mu + \frac{1}{2}m\theta_a^2 \right) \left(-\mu + \frac{1}{2}m\theta_b^2 \right) \langle \delta\rho(\theta_a)\delta\rho(\theta_b) \rangle \end{aligned}$$

ERROR: syntax error
ERROR: syntax error
ERROR: syntax error



Troisième partie

Dynamique hors-équilibre et hydrodynamique généralisée

CHAPITRE

5

HYDRODYNAMIQUE ET RÉGIMES ASYMPTOTIQUES

Contents

5.1	Hydrodynamique classique des systèmes chaotiques	25
5.2	Hydrodynamique des systèmes intégrables et distribution de rapidité	25
5.3	Équation d'hydrodynamique généralisée (GHD)	25

5.1 Hydrodynamique classique des systèmes chaotiques

5.2 Hydrodynamique des systèmes intégrables et distribution de rapidité

5.3 Équation d'hydrodynamique généralisée (GHD)

Quatrième partie

Protocoles expérimentale

CHAPITRE

6

PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE

Contents

6.1	Piégeage transverses et longitudinale	29
6.2	Sélection spatial	29

6.1 Piégeage transverses et longitudinale

6.2 Sélection spatial

CHAPITRE

7

MESURE DE DISTRIBUTION DE RAPIDITÉS
LOCALES POUR DES SYSTÈMES EN ÉQUILIBRE

CHAPITRE

8

MESURE DE DISTRIBUTION DE RAPIDITÉS
LOCALES POUR DES SYSTÈMES HORS
ÉQUILIBRE

CHAPITRE

9

PIÉGEAGE DIPOLAIRE