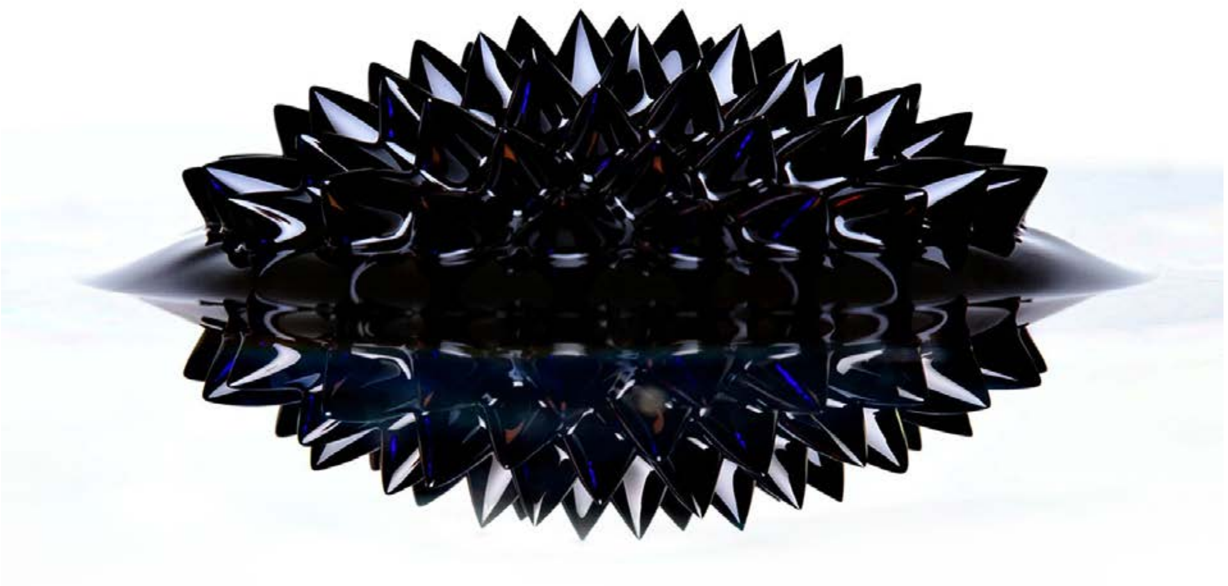
Interactions magnétiques entre atomes froids:
gouttelettes quantiques et états supersolides

Année 2024, cours 3

Le spectre d'excitation et son minimum de roton



http://pro.college-de-france.fr/jean.dalibard/index.html

image : wikipedia, G.F. Maxwell

COLLÈGE DE FRANCE 1530

Prochains séminaires

Aujourd'hui : Ultracold fermion mixtures with tunable interactions: polarons and the quest for novel superfluids
Rudolf Grimm
University of Innsbruck and IQOQI, Austrian Academy of Sciences, Autriche

22 mars : L'effet boomerang quantique
Patrizia Vignolo
Institut de Physique de Nice, Université Côte d'Azur et CNRS

29 mars : *Energie solaire photovoltaïque : jouer avec la lumière et la matière*
Daniel Suchet
Département de Physique de l'Ecole polytechnique et Institut du Photovoltaïque d'Ile de France

5 avril : Colloque "*Rydberg atoms and quantum simulation*", co-organisé avec Michel Brune

Les interactions dans les gaz d'atomes ultra-froids

- Interaction de van der Waals ($\propto 1/r^6$) + liaison chimique : courte portée

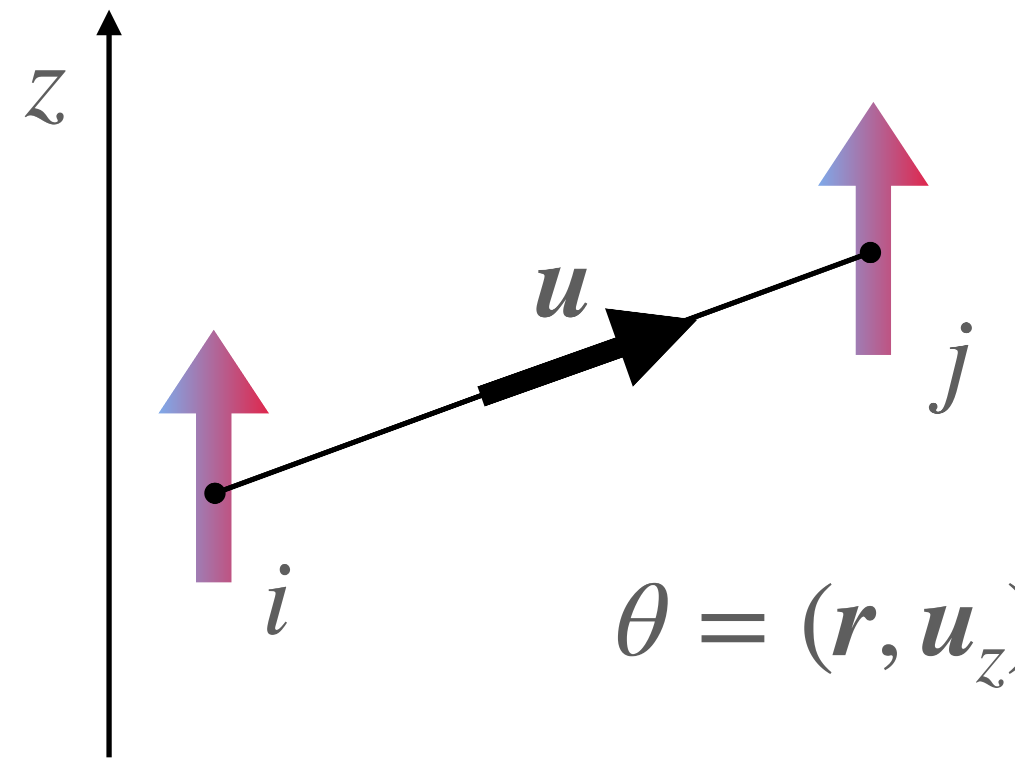
Modélisées (au moins dans une théorie de champ moyen) par un terme de contact

$$V_{\rm contact}(\boldsymbol{r}) = g\ \delta(\boldsymbol{r}) \qquad g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$$

a: longueur de diffusion en onde s

- Interaction dipolaire : relativement longue portée et anistrope

$$V_{\rm dd}(\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j) = \frac{\mu_0}{4\pi r_{ij}^3}\left[\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j - 3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{u})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \boldsymbol{u})\right]$$



$\theta = (\boldsymbol{r}, \boldsymbol{u}_z)$

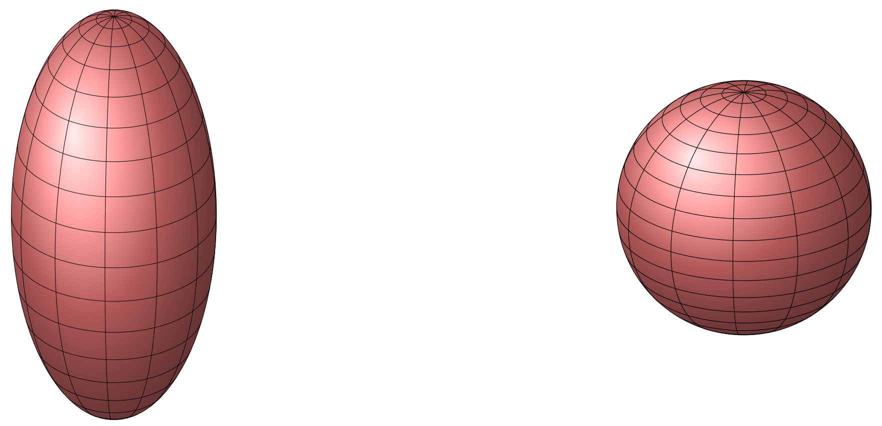
$$V_{\rm dd}(\boldsymbol{r}) = \frac{3g_{\rm dd}}{4\pi}\,\frac{1}{r^3}\,(1 - 3\cos^2\theta) \qquad g_{\rm dd} = \frac{1}{3}\mu_0\mu^2 = \frac{4\pi\hbar^2 a_{\rm dd}}{m}$$

Pour des atomes comme Cr, Dy, Er,… , le couplage $g_{\rm dd}$ peut dépasser g

La stabilité (globale) d'un condensat piégé

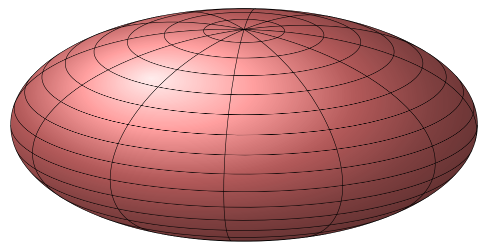
Potentiel de piégeage à symétrie de révolution : $U(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2}m\omega_\perp^2\left(x^2+y^2\right)+\frac{1}{2}\omega_z^2 z^2$

Piège allongé ou quasi isotrope : $\omega_\perp \gtrsim \omega_z$



Le gaz devient instable et s'effondre sur lui-même dès que $g_{\mathrm{dd}} \gtrsim g$

Piège très aplati : $\omega_\perp \ll \omega_z$

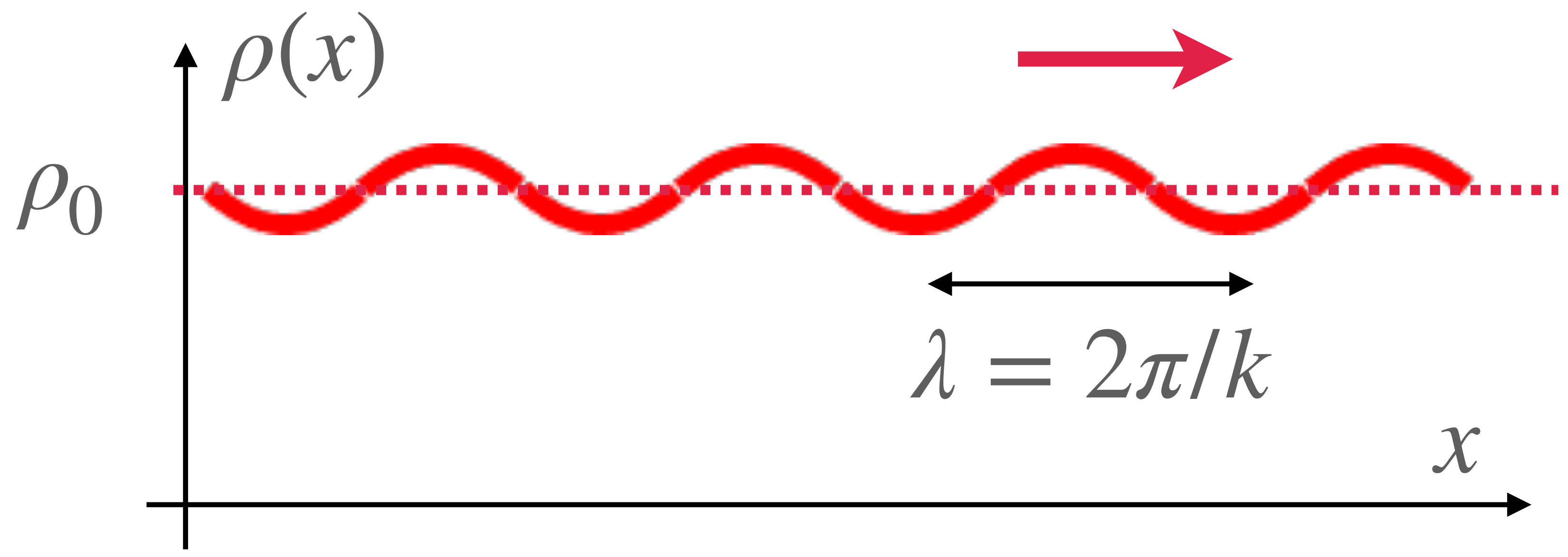


Le gaz est (globalement) stable ou métastable même si $g_{\mathrm{dd}} \gg g$

But de ce cours

Déterminer le spectre d'excitation d'un condensat dipolaire

Trouver la nature des petites perturbations qui peuvent se propager dans un condensat homogène



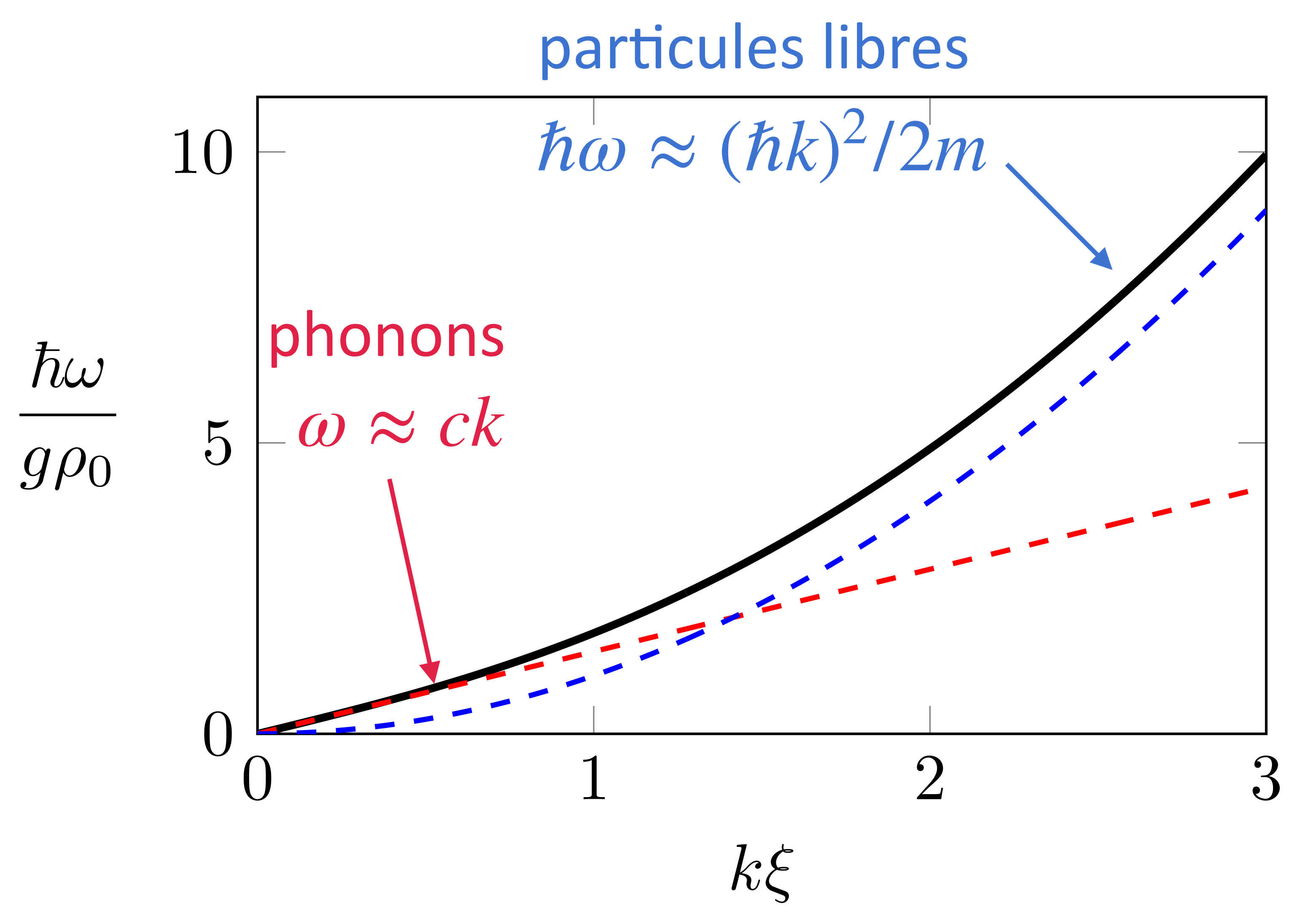
Exemple : ondes sonores de fréquence $\omega = ck$

Plus généralement, quelle est la relation de dispersion $\omega(k)$? Génère-t-elle des instabilités ?

Importance de la dimensionnalité du système

Structure en maxon-roton

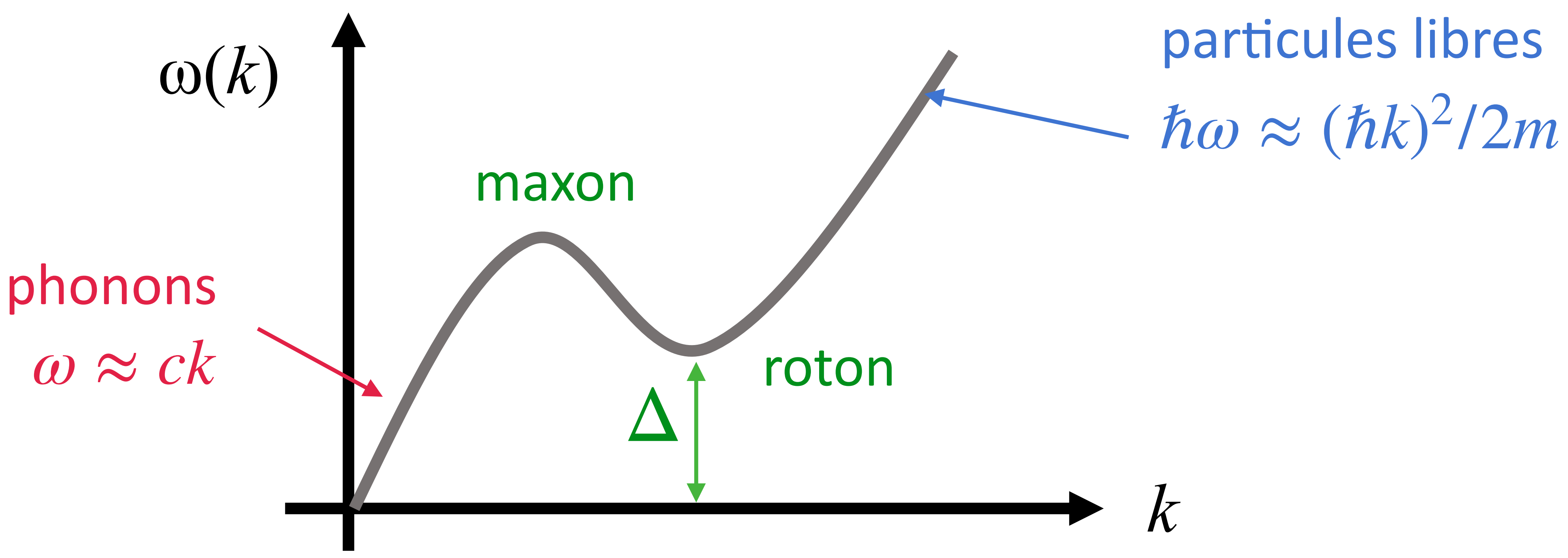
Relation de dispersion pour les condensats de Bose-Einstein “usuels” (interaction de contact $g\,\delta(\boldsymbol{r})$)



densité ρ_0 $\xi = \frac{\hbar}{\sqrt{2mg\rho_0}}$ $c = \sqrt{g\rho_0/m}$

ξ : *longueur de relaxation/cicatrisation*

Structure qui va apparaître pour les condensats dipolaires en dimension réduite :



- Lien avec la physique de l’hélium liquide
- Source d’instabilité quand $\Delta \to 0$

Plan du cours

1. Le spectre d'excitation d'un fluide quantique

Méthode de Bogoliubov

2. Gaz dipolaire uniforme à trois dimensions

Premières mesures : une vitesse du son anisotrope

3. Gaz dipolaire quasi-plan et spectre de roton

Potentiel effectif à 2D et seuil d'instabilité

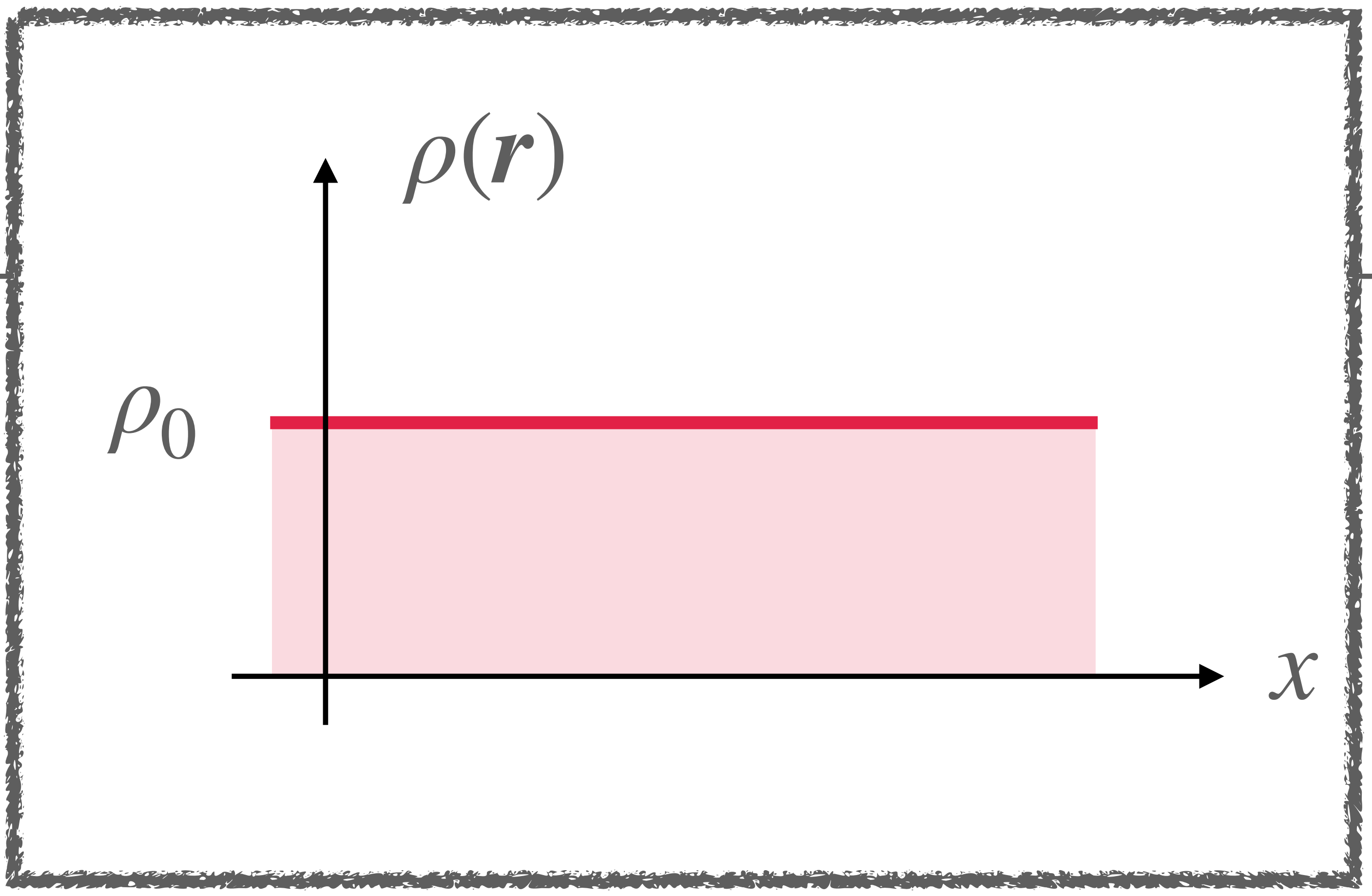
4. Mise en évidence expérimentale du spectre de roton

1.

Le spectre d'excitation d'un fluide quantique

Quelle est la dynamique des petites fluctuations autour de la solution d'équilibre ?

Gaz uniforme et potentiel chimique



Equation de Gross-Pitaevskii dépendant du temps :

$$i\hbar\partial_t\psi(\boldsymbol{r},t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi(\boldsymbol{r},t) + \left(\int V(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')\rho(\boldsymbol{r}',t)\;\mathrm{d}^3r'\right)\psi(\boldsymbol{r},t)$$

On part de la solution uniforme : $\psi(\boldsymbol{r},t) = \psi_0\;\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\mu_c t/\hbar}$ et $\rho(\boldsymbol{r},t) = \rho_0$ $\quad\Rightarrow\quad \mu_c = \tilde{V}(0)\rho_0$

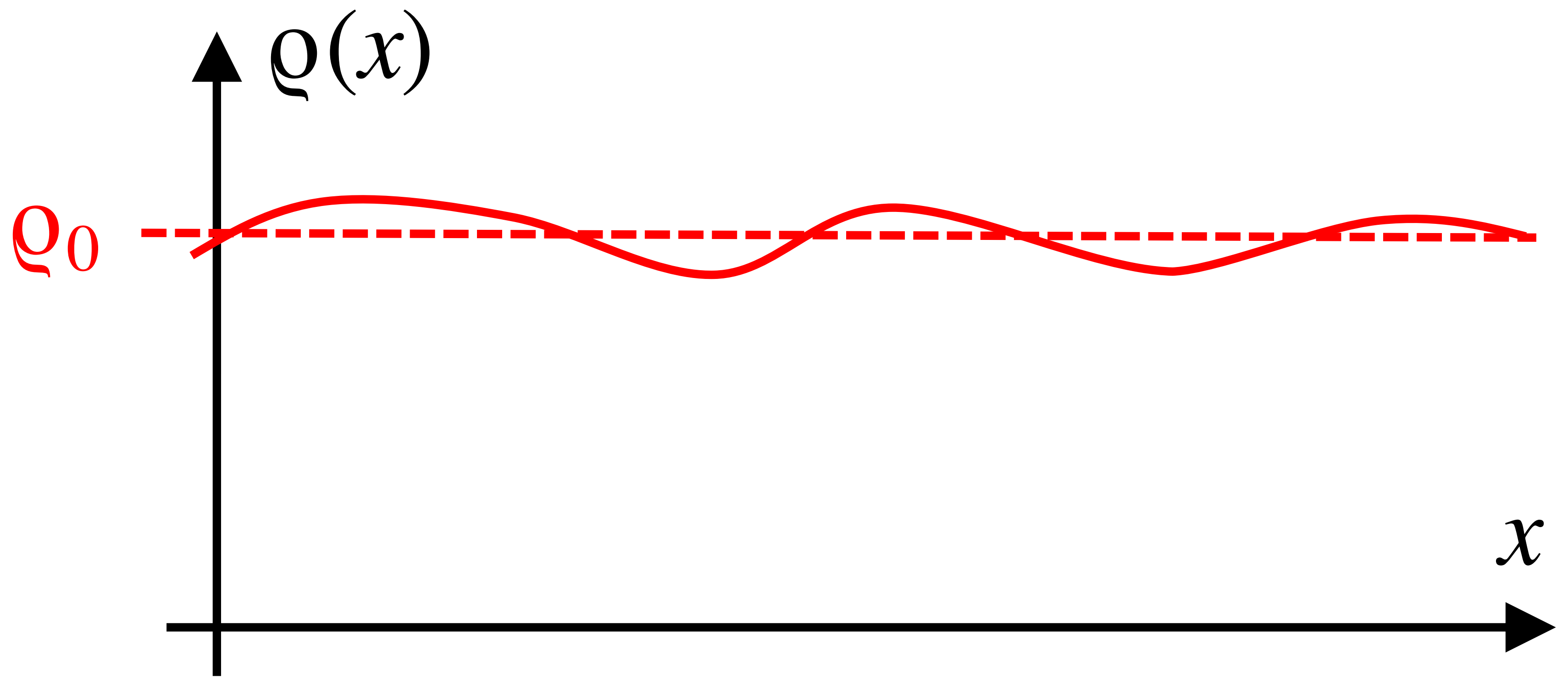
avec la transformée de Fourier $\tilde{V}(\boldsymbol{k})$ du potentiel $V(\boldsymbol{r})$: $\tilde{V}(\boldsymbol{k}) = \int \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\;V(\boldsymbol{r})\;\mathrm{d}^3r$

On supposera dans ce qui suit que $\tilde{V}(0) = \int V(\boldsymbol{r})\;\mathrm{d}^3r\;\geq 0$

Sinon, le gaz aura tendance à s'effondrer sur lui-même : $\mu_c \to -\infty$ quand $\rho_0 \to +\infty$

Modélisation des excitations

Fonction d'onde : $\sqrt{N}\,\psi(\boldsymbol{r},t) = \sqrt{\rho(\boldsymbol{r},t)}\;\mathrm{e}^{\mathrm{i}S(\boldsymbol{r},t)}$



Densité : $\rho(\boldsymbol{r},t) = \rho_0\left[1+\eta(\boldsymbol{r},t)\right]$

Phase : $S(\boldsymbol{r},t) = -\,\mu_c t/\hbar + \zeta(\boldsymbol{r},t)$ $\longrightarrow$ champ de vitesse : $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r},t) = \dfrac{\hbar}{m}\nabla\left[\zeta(\boldsymbol{r},t)\right]$

Les quantités $\eta(\boldsymbol{r},t)$ et $\zeta(\boldsymbol{r},t)$ sont supposées $\ll 1$

En particulier, pas de vortex

Equation de Gross-Pitaevskii dépendant du temps pour un potentiel d'interaction non local

$$i\hbar\partial_t\psi(\boldsymbol{r},t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\Delta}\psi(\boldsymbol{r},t) + \left(\int V(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')\rho(\boldsymbol{r}',t)\,\mathrm{d}^3r'\right)\psi(\boldsymbol{r},t)$$

Paramétrisation en termes de la densité et de la phase

$$\sqrt{N}\,\psi(\boldsymbol{r},t) = \sqrt{\rho(\boldsymbol{r},t)}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}S(\boldsymbol{r},t)}$$

Champ de vitesses : $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r},t) = \frac{\hbar}{m}\nabla\left[S(\boldsymbol{r},t)\right]$

Réécriture de l'équation de Gross-Pitaevskii :

$$\partial_t\rho = -\nabla\cdot\left(\rho\boldsymbol{v}\right)$$

$$\hbar\partial_t S = -\frac{1}{2}m\boldsymbol{v}^2 - \int V(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')\rho(\boldsymbol{r}',t)\,\mathrm{d}^3r' + \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\boldsymbol{\Delta}(\sqrt{\rho})}{\sqrt{\rho}}$$

Linéarisation de ces deux équations du mouvement avec $\rho = \rho_0\left[1+\eta\right]$ et $S = -\mu_c t/\hbar + \zeta$

$$\sqrt{N}\,\psi(\boldsymbol{r},t) = \sqrt{\rho(\boldsymbol{r},t)}\;\mathrm{e}^{\mathrm{i}S(\boldsymbol{r},t)}$$

Linéarisation au voisinage de la solution d'équilibre

$$\rho = \rho_0\left[1+\eta\right] \qquad\qquad S = -\,\mu t/\hbar + \zeta$$

Recherche des solutions sous forme d'ondes planes :

$$\eta(\boldsymbol{r},t) = \eta_0\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)} \qquad\qquad \zeta(\boldsymbol{r},t) = \zeta_0\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)}$$

Quelle est la relation de dispersion $\omega(\boldsymbol{k})$?

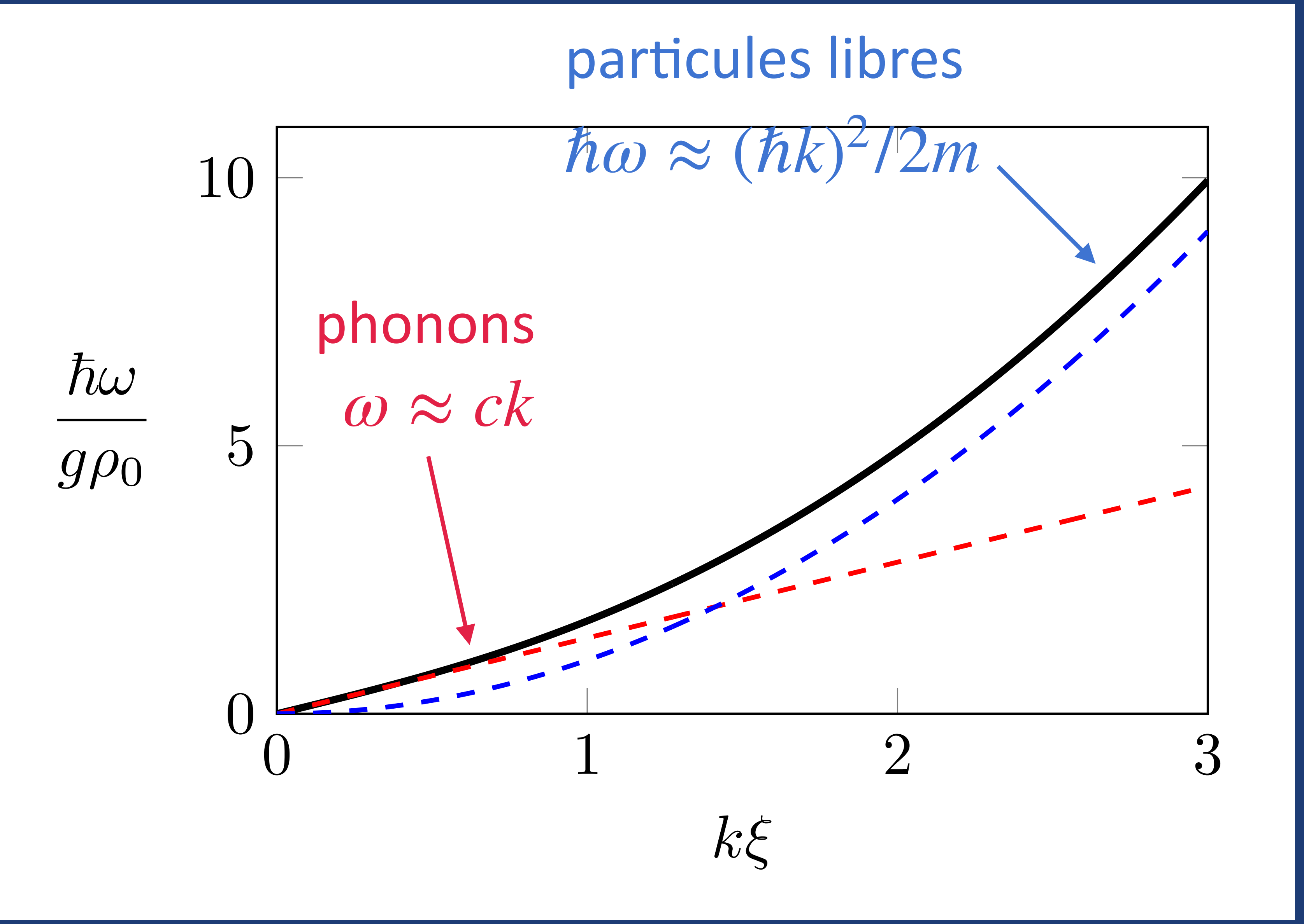
Le cas des interactions purement de contact

$$V_{\text{contact}}(\boldsymbol{r}) = g\ \delta(\boldsymbol{r})$$

Les deux cas limites :

- Grands vecteurs d'onde : $\epsilon_k = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m} \gg g\rho_0$
- Petits vecteurs d'onde : $\epsilon_k = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m} \ll g\rho_0$

$$\xi = \frac{\hbar}{\sqrt{2mg\rho_0}}$$



2.

Gaz dipolaire uniforme à 3D

La transformée de Fourier du potentiel dipolaire

$$\tilde{V}(\boldsymbol{k}) = \int \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\, V(\boldsymbol{r})\, \mathrm{d}^3 r$$

$V(\boldsymbol{r})$		$\tilde{V}(\boldsymbol{k})$
$g\,\delta(\boldsymbol{r})$	$\longleftrightarrow$	g
$\dfrac{3g_{\mathrm{dd}}}{4\pi}\,\dfrac{1-3\cos^2\theta}{r^3}$	$\longleftrightarrow$	$g_{\mathrm{dd}}\left(3\cos^2\alpha - 1\right)$

$\theta = (\boldsymbol{r}, \boldsymbol{u}_z)$ $\qquad$ $\alpha = (\boldsymbol{k}, \boldsymbol{u}_z)$

Indépendant du module de k (comme pour l'interaction de contact), mais dépendant de son orientation (anisotrope)

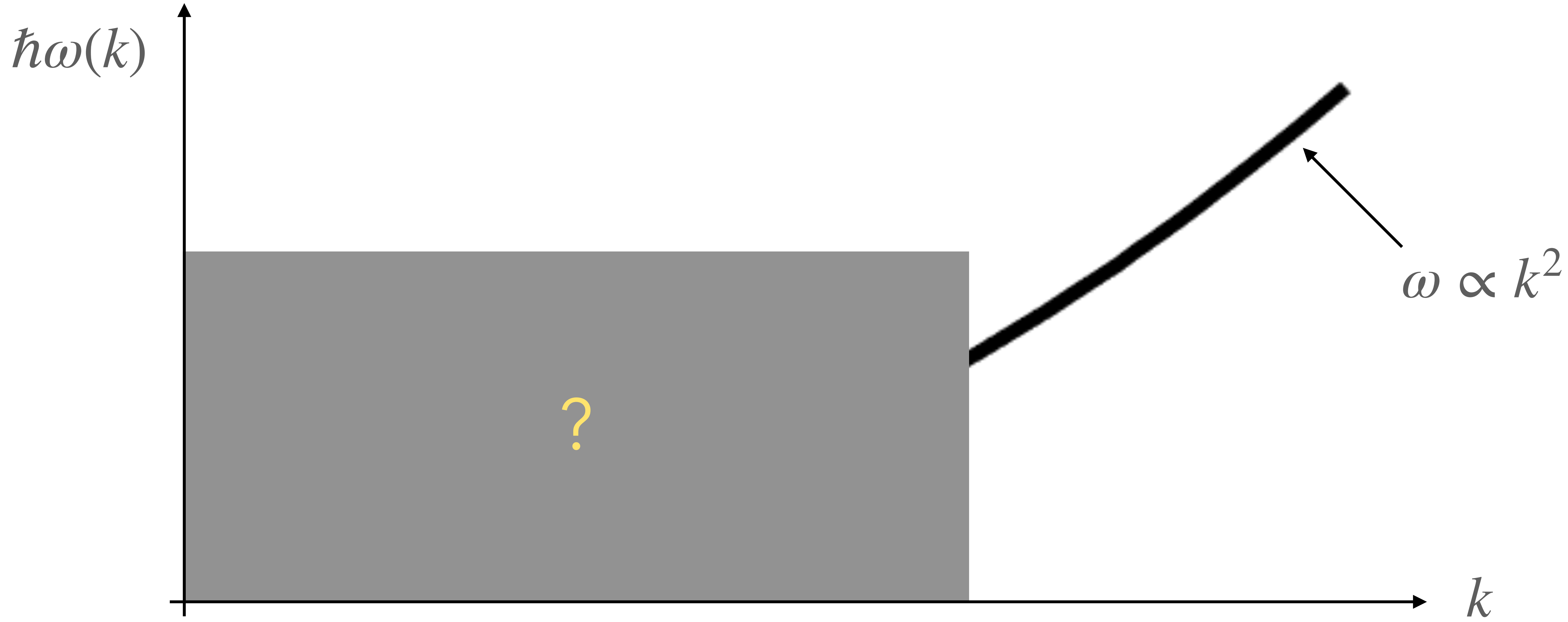
On en déduit la forme générale de la relation de dispersion

$$\hbar\omega(\boldsymbol{k}) = \left[2\rho_0\epsilon_k \underbrace{\left(g + g_{\mathrm{dd}}\left(3\cos^2\alpha - 1\right)\right)}_{\tilde{V}(\boldsymbol{k})} + \epsilon_k^2\right]^{1/2} \qquad \epsilon_k = \hbar^2 k^2/2m$$

La limite haute énergie de la relation de dispersion

$$\hbar\omega(\boldsymbol{k}) = \left[2\rho_0\epsilon_k \underbrace{\left(g + g_{\mathrm{dd}} \left(3\cos^2\alpha - 1 \right) \right)}_{\tilde{V}(\boldsymbol{k})} + \epsilon_k^2 \right]^{1/2} \qquad \epsilon_k = \hbar^2 k^2/2m$$

Si $\epsilon_k \gg g\rho_0, g_{\mathrm{dd}}\rho_0$, on néglige la contribution de $\tilde{V}(\boldsymbol{k})$: $\hbar\omega(k) \approx \epsilon_k$, limite de particules libres



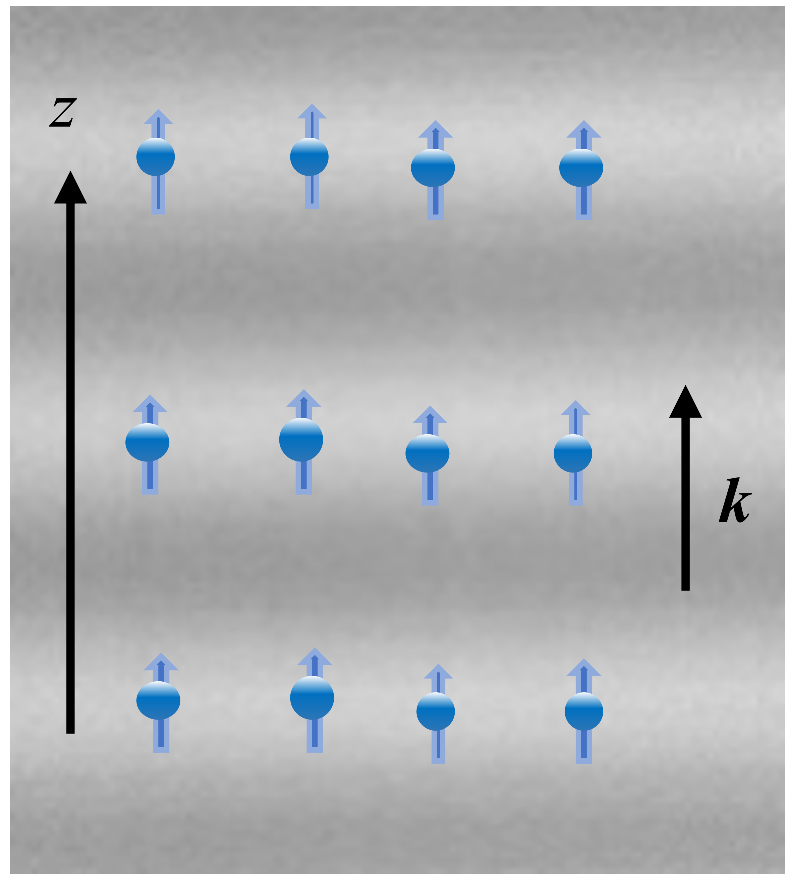
Vitesse[s] du son dans un condensat dipolaire

$\epsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m$

$\epsilon_k \ll g\rho_0,\, g_{\mathrm{dd}}\rho_0$

Limite des petits vecteurs d'onde : $\hbar\omega(\boldsymbol{k}) = \left[2\rho_0\epsilon_k\Big(g + g_{\mathrm{dd}}\left(3\cos^2\alpha - 1\right)\Big) \cancel{+\epsilon_k^2}\right]^{1/2} \longrightarrow \omega = c_\alpha k$

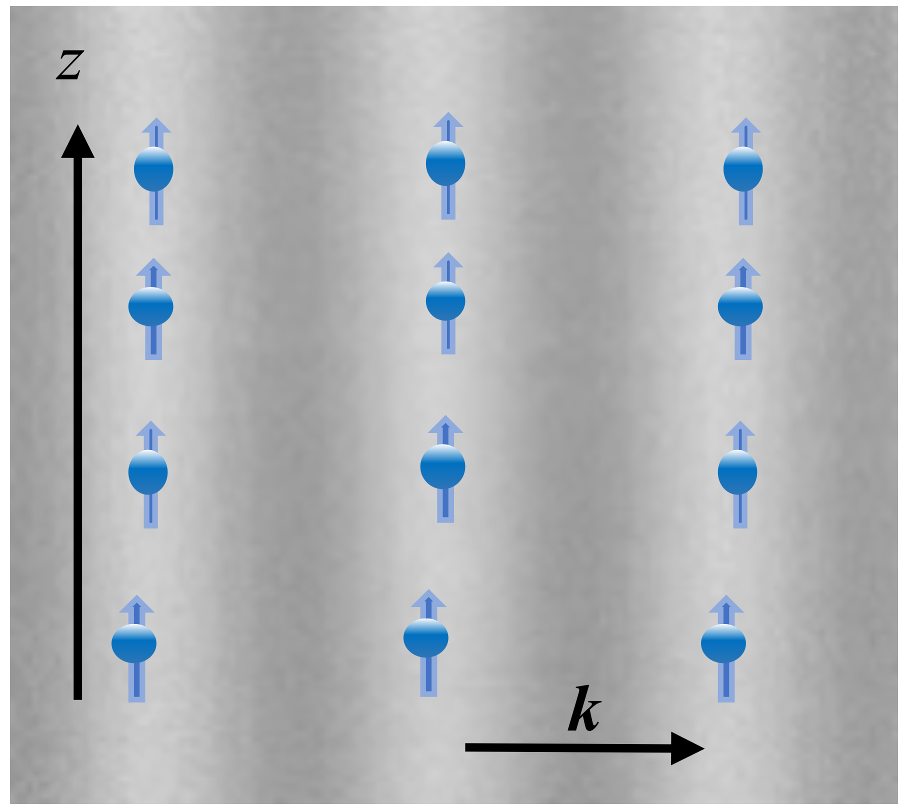
$\alpha = 0, \quad \boldsymbol{k} \parallel \boldsymbol{u}_z$



$c_\parallel = \left[(g + 2g_{\mathrm{dd}})\rho_0/m\right]^{1/2}$

dipôles côte à côte : énergie augmentée

$\alpha = \pi/2, \quad \boldsymbol{k} \perp \boldsymbol{u}_z$



$c_\parallel = \left[(g - g_{\mathrm{dd}})\rho_0/m\right]^{1/2}$

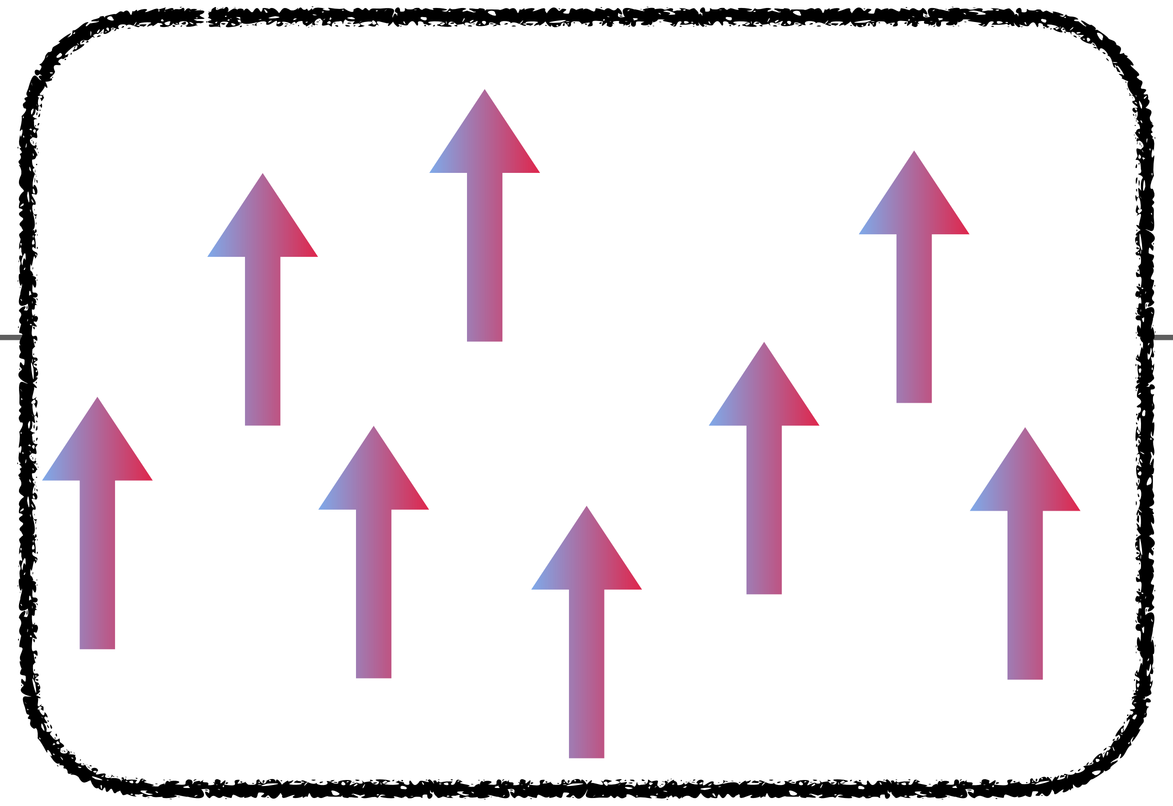
dipôles en file : énergie diminuée

Problème pour $g_{\mathrm{dd}} > g$:

ω imaginaire $\Rightarrow \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t} = \mathrm{e}^{|\omega| t}$

instabilité modulationnelle!

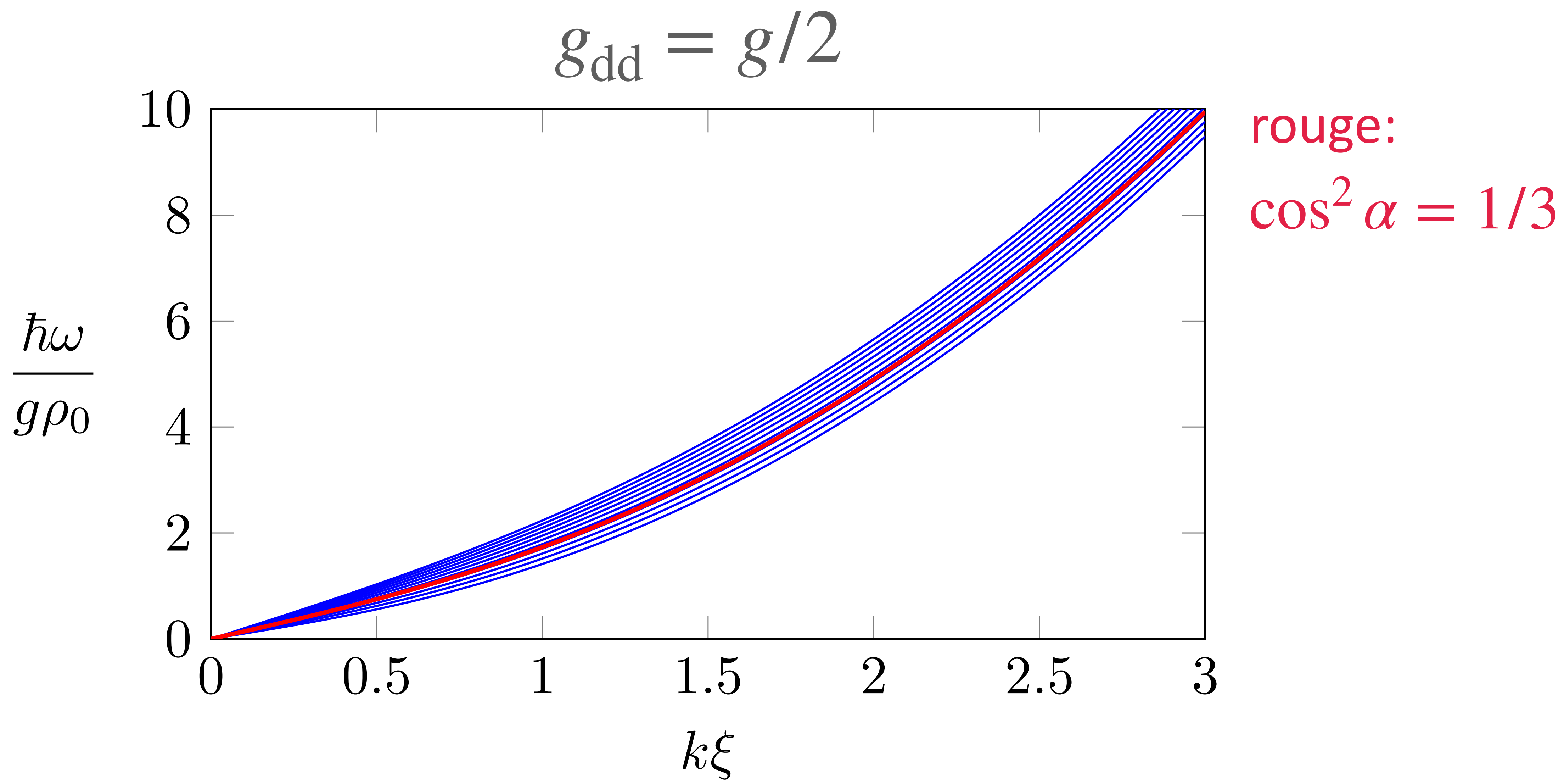
Allure générale de la relation de dispersion à 3D



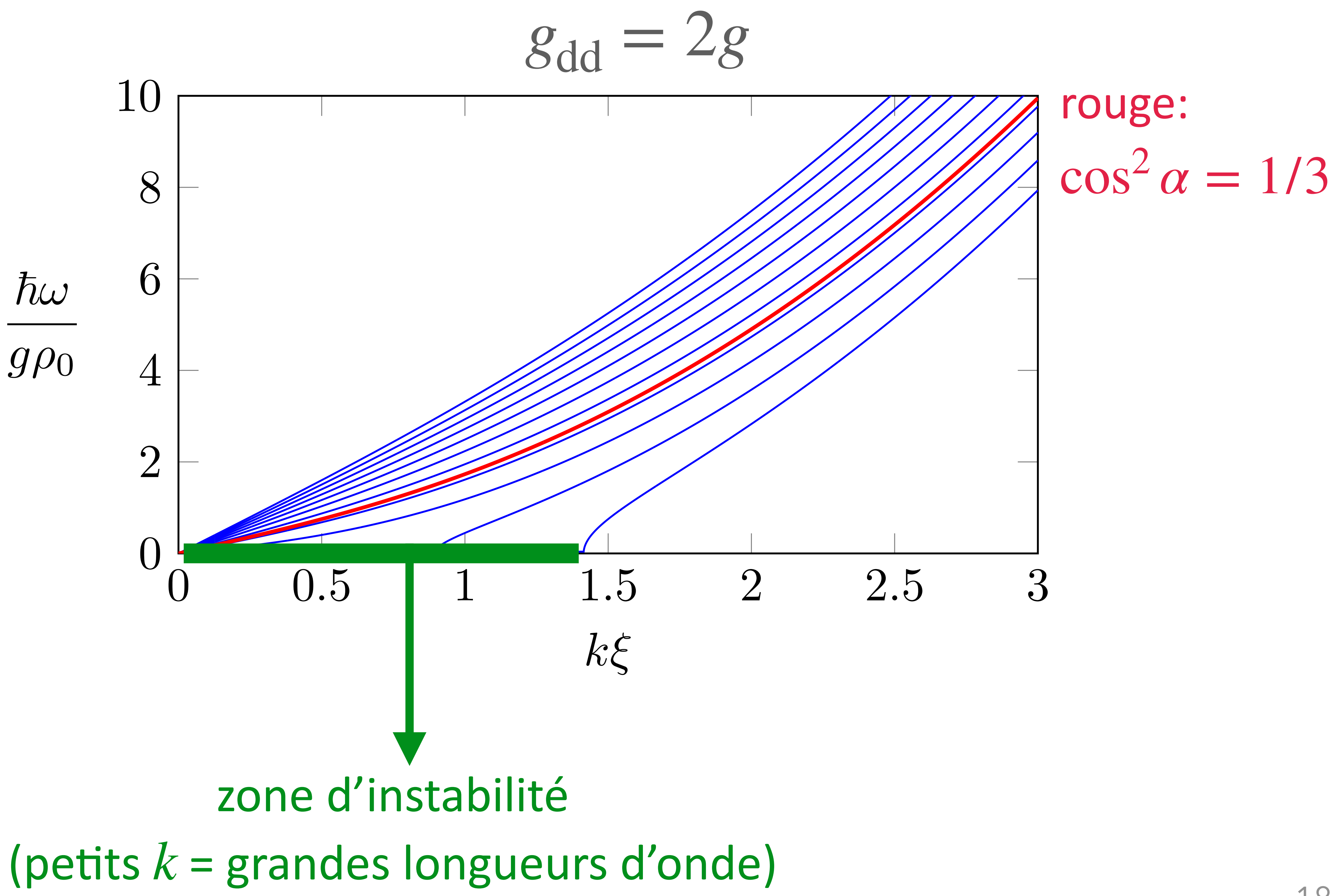
$$\hbar\omega(\boldsymbol{k}) = \left[2\rho_0\epsilon_k\Big(g + g_{\mathrm{dd}}\left(3\cos^2\alpha - 1\right)\Big) + \epsilon_k^2\right]^{1/2}$$

On varie l'angle $\alpha = (\boldsymbol{k}, \boldsymbol{u}_z)$ entre 0 et $\pi/2$

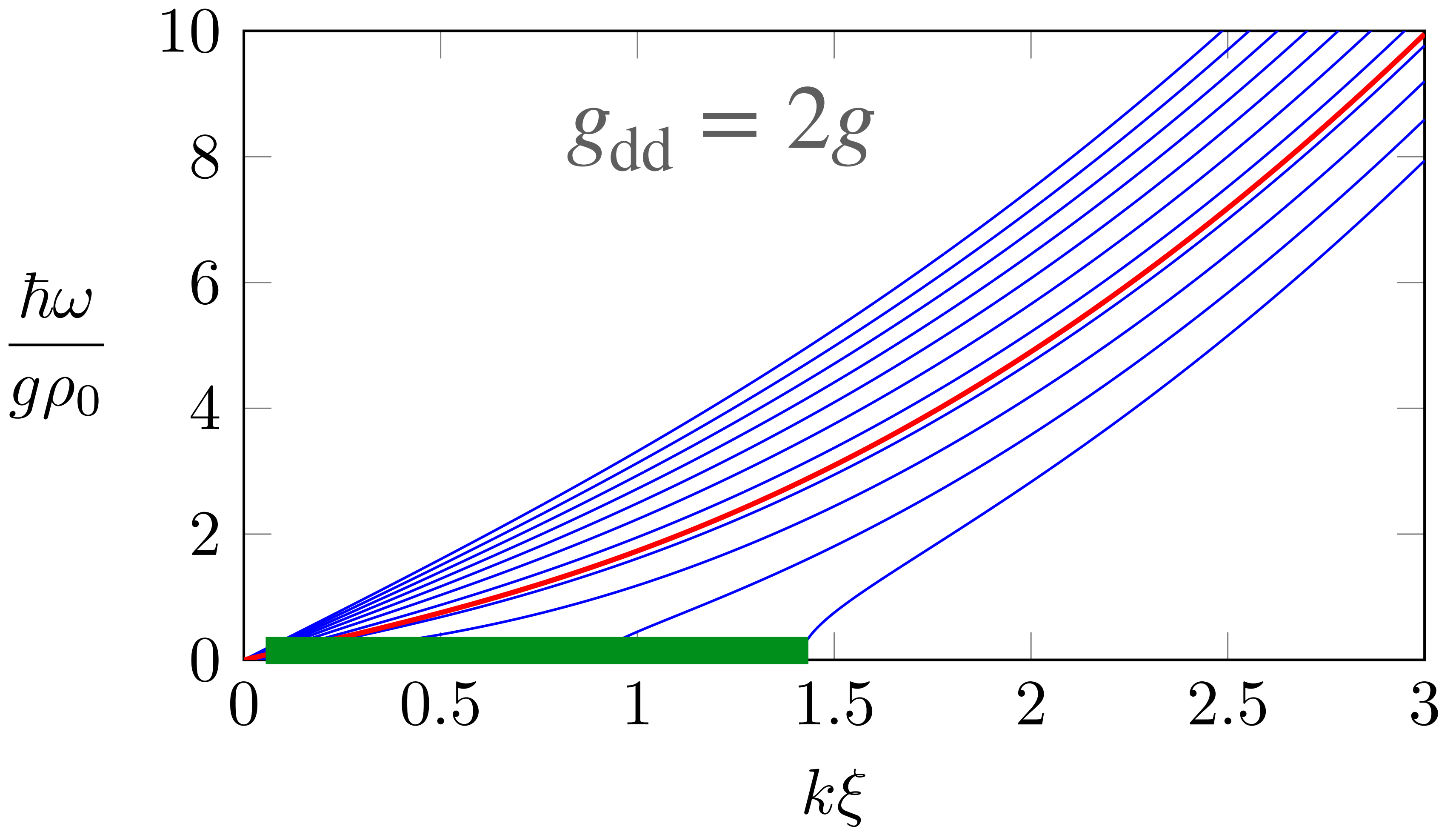
Interactions dipolaires faibles



Interactions dipolaires fortes



Conclusion pour un condensat dipolaire à 3D



Dès que les interactions dipolaires sont plus fortes que les interactions de contact ($g_{\rm dd} > g$), le condensat uniforme 3D est déstabilisé par des excitations de grande longueur d'onde

Que devient le gaz 3D pour $g_{\rm dd} > g$?

Réponse au cours 4 : possiblement une gouttelette quantique ($\sim$ liquide)

Premières mesures

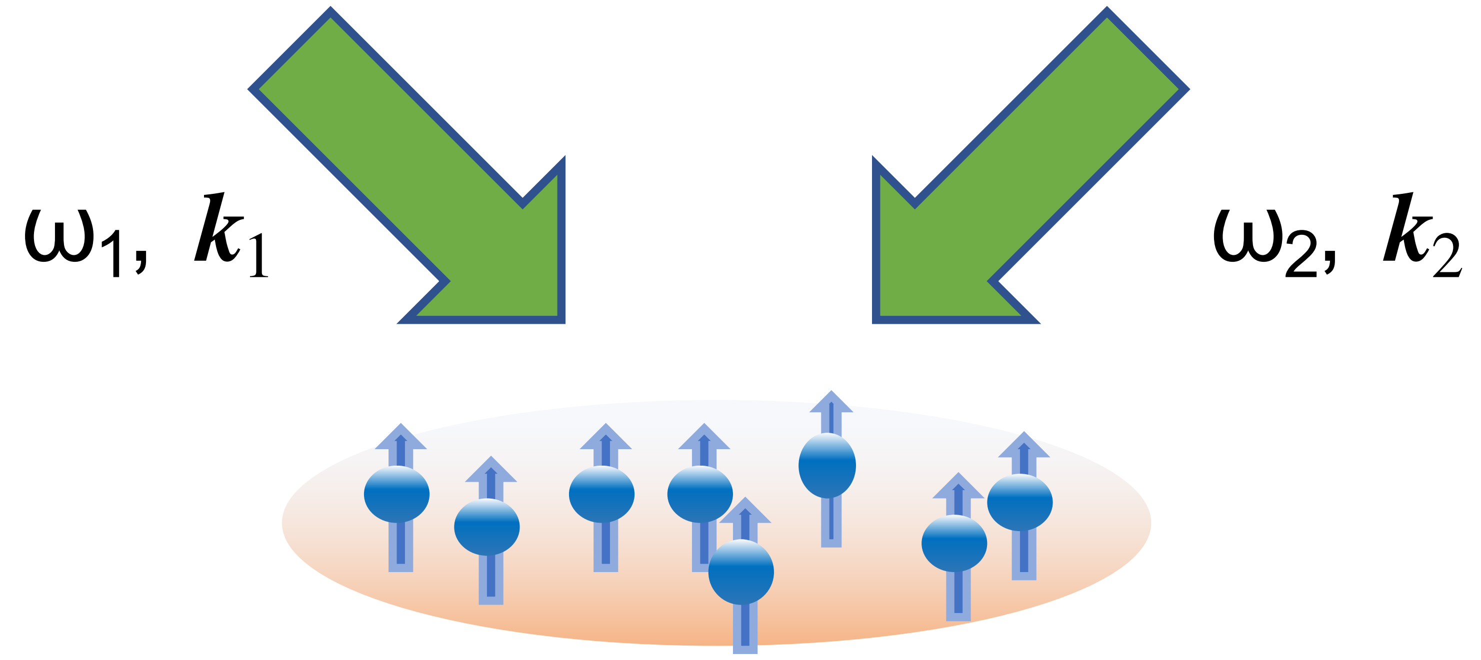
Bismut, Laburthe-Tolra et al. (2012)

Expériences au LPL, Paris Nord-Villetaneuse

Gaz d'atomes de chrome, confiné dans un piège harmonique ≈ isotrope à 3D

Mesure de la relation de dispersion par spectroscopie de Bragg

Absorption d'un photon $(\omega_1, \boldsymbol{k}_1)$ *suivie de l'émission stimulée d'un photon* $\omega_2, \boldsymbol{k}_2$



On mesure la probabilité de déposer dans le gaz

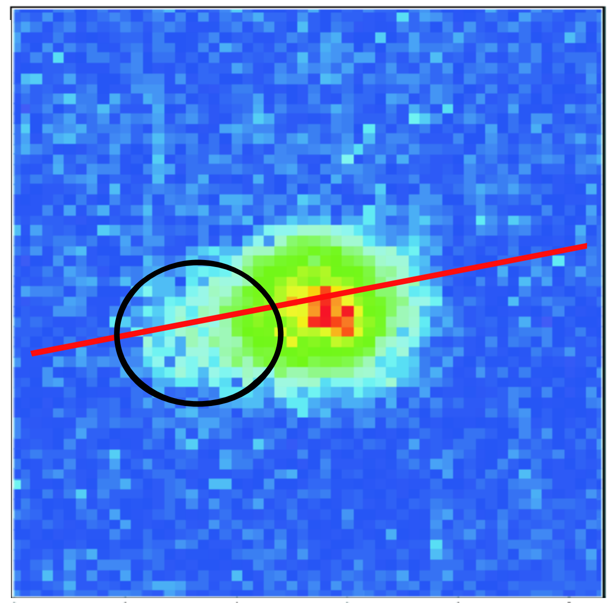
- L'énergie $\hbar(\omega_1 - \omega_2) \equiv \hbar\omega$
- L'impulsion $\hbar(\boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_2) \equiv \hbar\boldsymbol{k}$

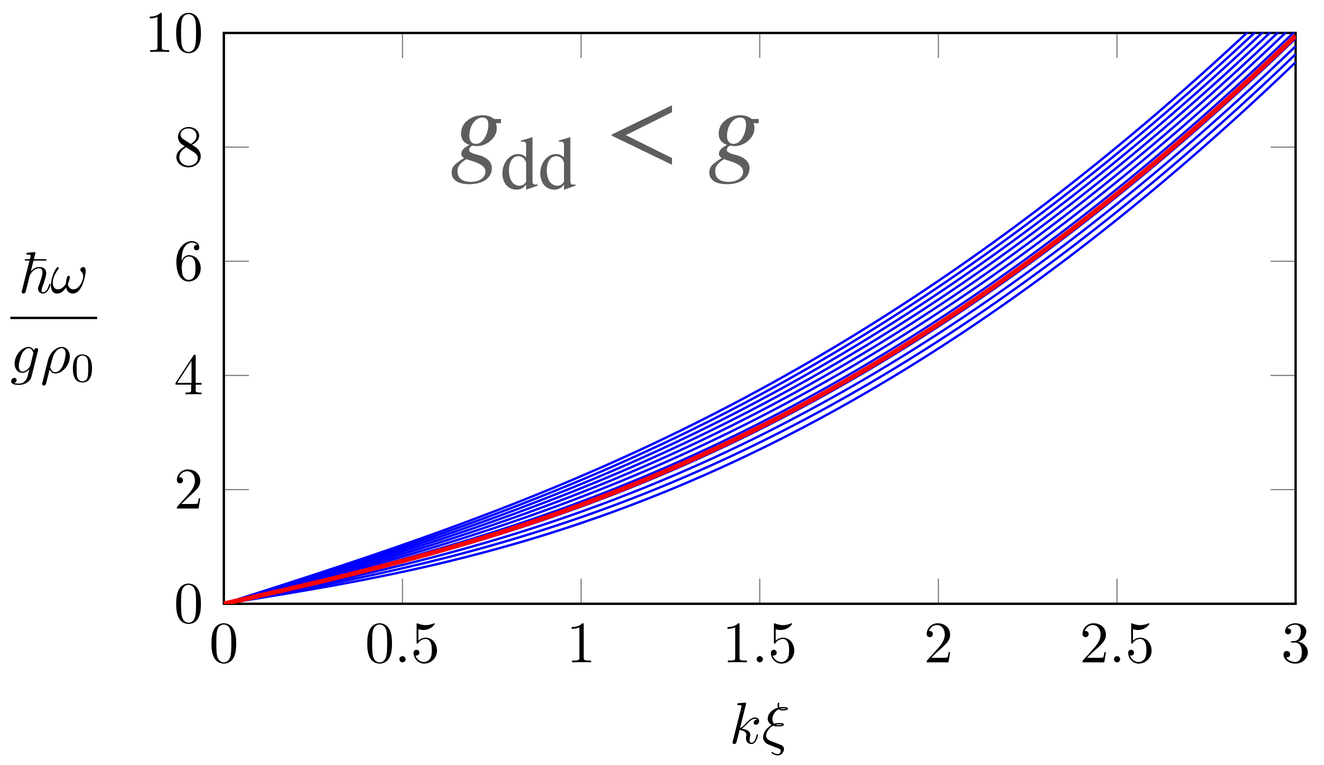
Le changement de l'angle $(\boldsymbol{k}_1, \boldsymbol{k}_2)$ *permet de varier indépendamment* ω *et* $\boldsymbol{k}$

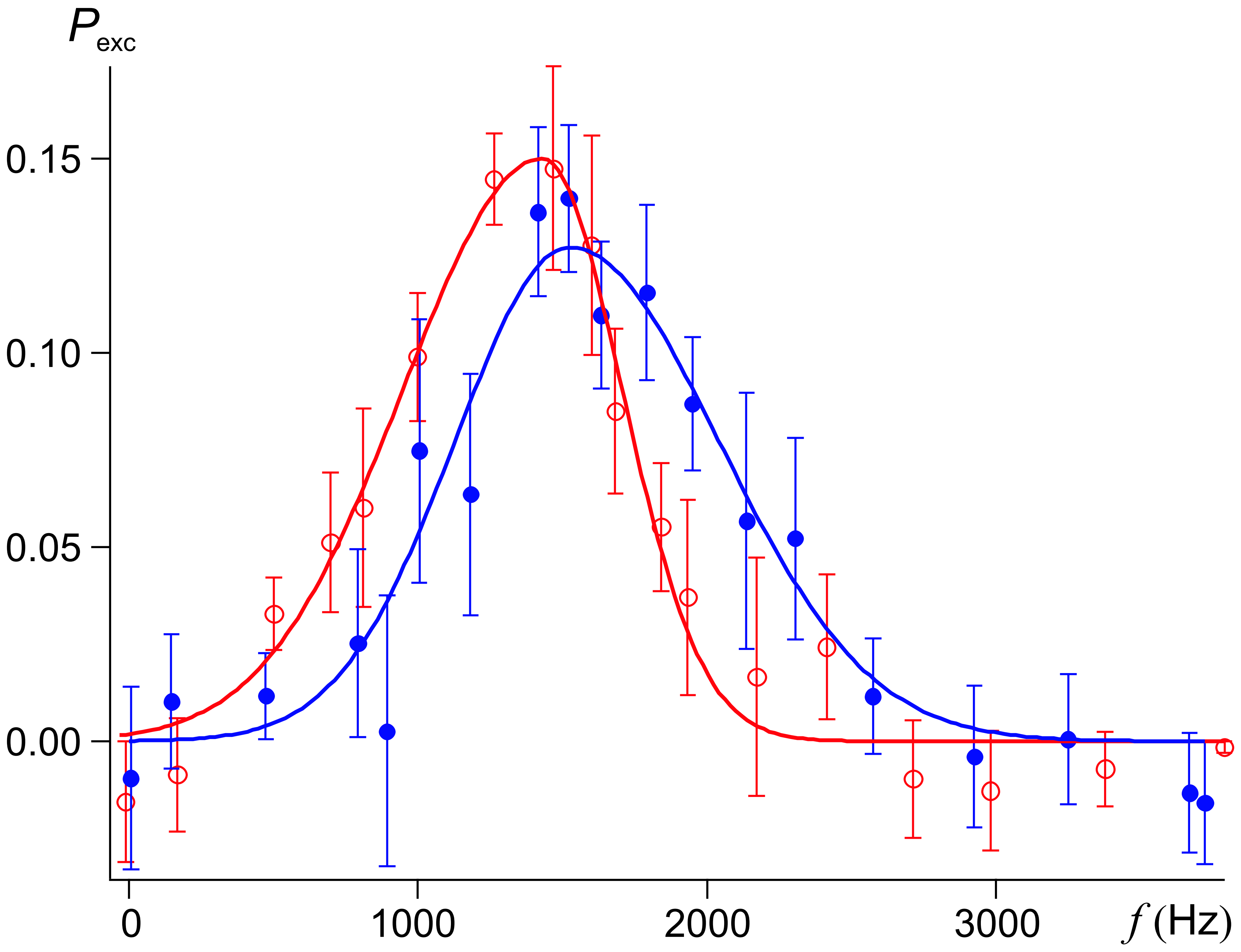
Premières mesures (2)

Bismut, Laburthe-Tolra et al. (2012)

Angles entre les faisceaux de Bragg de 14 degrés :







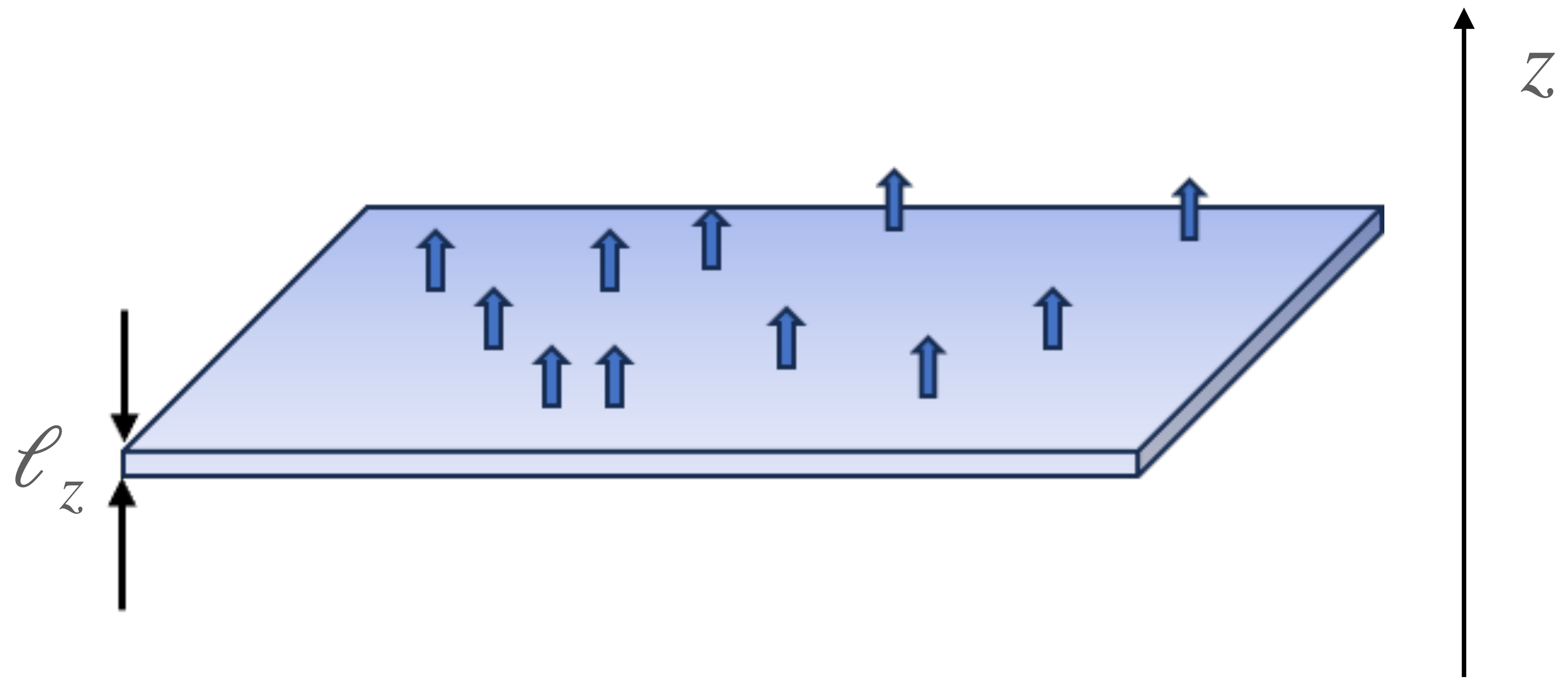
$\omega/2\pi \quad$ [Hz]

○ $\alpha = (\boldsymbol{k}, \boldsymbol{u}_z) = \pi/2 \longrightarrow c_\perp = 2.06(5)$ mm/s

● $\alpha = (\boldsymbol{k}, \boldsymbol{u}_z) = 0 \longrightarrow c_\parallel = 2.64(1)$ mm/s

3.

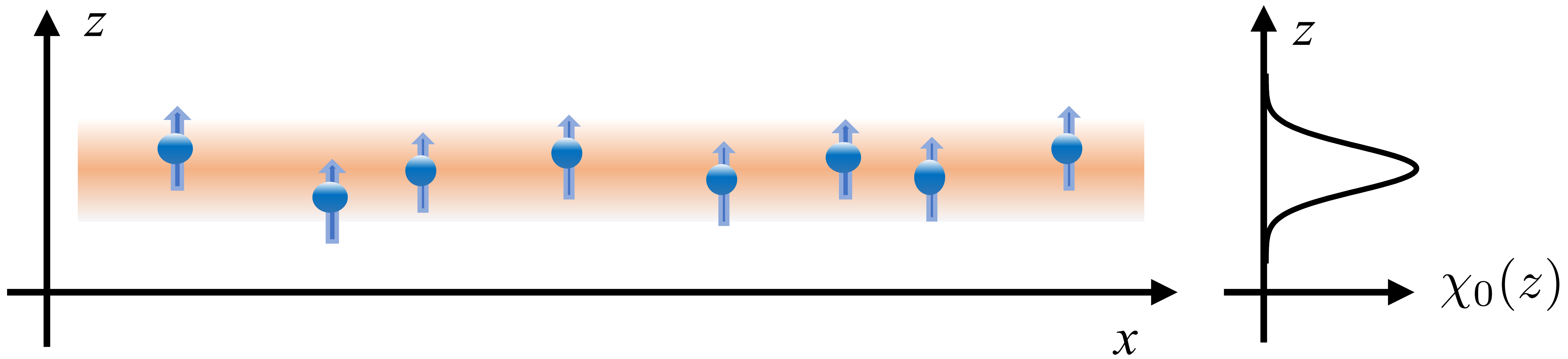
Gaz dipolaire quasi-plan



Peut-on empêcher l'instabilité modulationnelle pour $g_{\mathrm{dd}} > g$?

O'Dell, Giovanazzi, Kurizki (2003)   Santos, Shlyapnikov, Lewenstein (2003)

Le confinement selon l'axe z



Modélisation de $\chi_0(z)$ par une fonction gaussienne : $\chi_0(z) \propto \mathrm{e}^{-z^2/2\ell_z^2}$, $\rho(z) = \rho_0\,\mathrm{e}^{-z^2/\ell_z^2}$

Hypothèse : cette fonction est figée (Fischer, 2006), i.e. insensible à la propagation d'excitations dans le plan xy

Pour aller au delà de cette hypothèse : Santos, Shlyapnikov, Lewenstein (2003)

Note :

Pour un confinement harmonique selon l'axe z, l'état fondamental est $\psi_0(z) \propto \mathrm{e}^{-z^2/2a_{\mathrm{oh}}^2}$ avec $a_{\mathrm{oh}} \equiv \sqrt{\hbar/m\omega_z}$

Nous serons amenés à considérer des interactions telles que $\mu_c \gtrsim \hbar\omega_z$, ce qui entraîne $\ell_z \gtrsim a_{\mathrm{oh}}$

Fonctionnelle d'énergie à 3D + hypothèse de fonction d'onde $\chi_0(z)$ figée

$\downarrow$

Fonctionnelle d'énergie à 2D avec un potentiel effectif $\tilde{V}(k_x, k_y)$

Potentiel effectif à 2D

$$\tilde{V}^{(2D)}(\boldsymbol{k}_\perp) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{V}(\boldsymbol{k})\ \left(\tilde{n}_0(k_z)\right)^2\ \frac{\mathrm{dk_z}}{2\pi}$$

On a vu plus haut que $\tilde{V}(\boldsymbol{k}) = g + g_{\mathrm{dd}}\left(3\cos^2\alpha - 1\right) = g + g_{\mathrm{dd}}\left(2 - \dfrac{3k_\perp^2}{k_\perp^2 + k_z^2}\right)$ $\qquad \alpha = (\boldsymbol{k}, \boldsymbol{u}_z)$

Densité : $n_0(z) = \dfrac{1}{\ell_z\sqrt{\pi}}\mathrm{e}^{-z^2/\ell_z^2}$ $\xleftrightarrow{\text{T.F.}}$ $\tilde{n}_0(k_z) = \mathrm{e}^{-k_z^2\ell_z^2/4}$ $\qquad$ limite l'intégrale à $k_z \lesssim 1/\ell_z$

$k_\perp \to 0$

petites valeurs de $k_\perp$ = grandes longueurs d'onde

$$\tilde{V}^{(2D)}(k_\perp) \approx \frac{1}{\ell_z\sqrt{2\pi}}(g + 2g_{\mathrm{dd}})$$

toujours positif : pas d'instabilité aux grandes longueurs d'onde, contrairement au cas 3D

$k_\perp \gg 1/\ell_z$

grandes valeurs de $k_\perp$ = courtes longueurs d'onde

$$\tilde{V}^{(2D)}(k_\perp) \approx \frac{1}{\ell_z\sqrt{2\pi}}(g - g_{\mathrm{dd}})$$

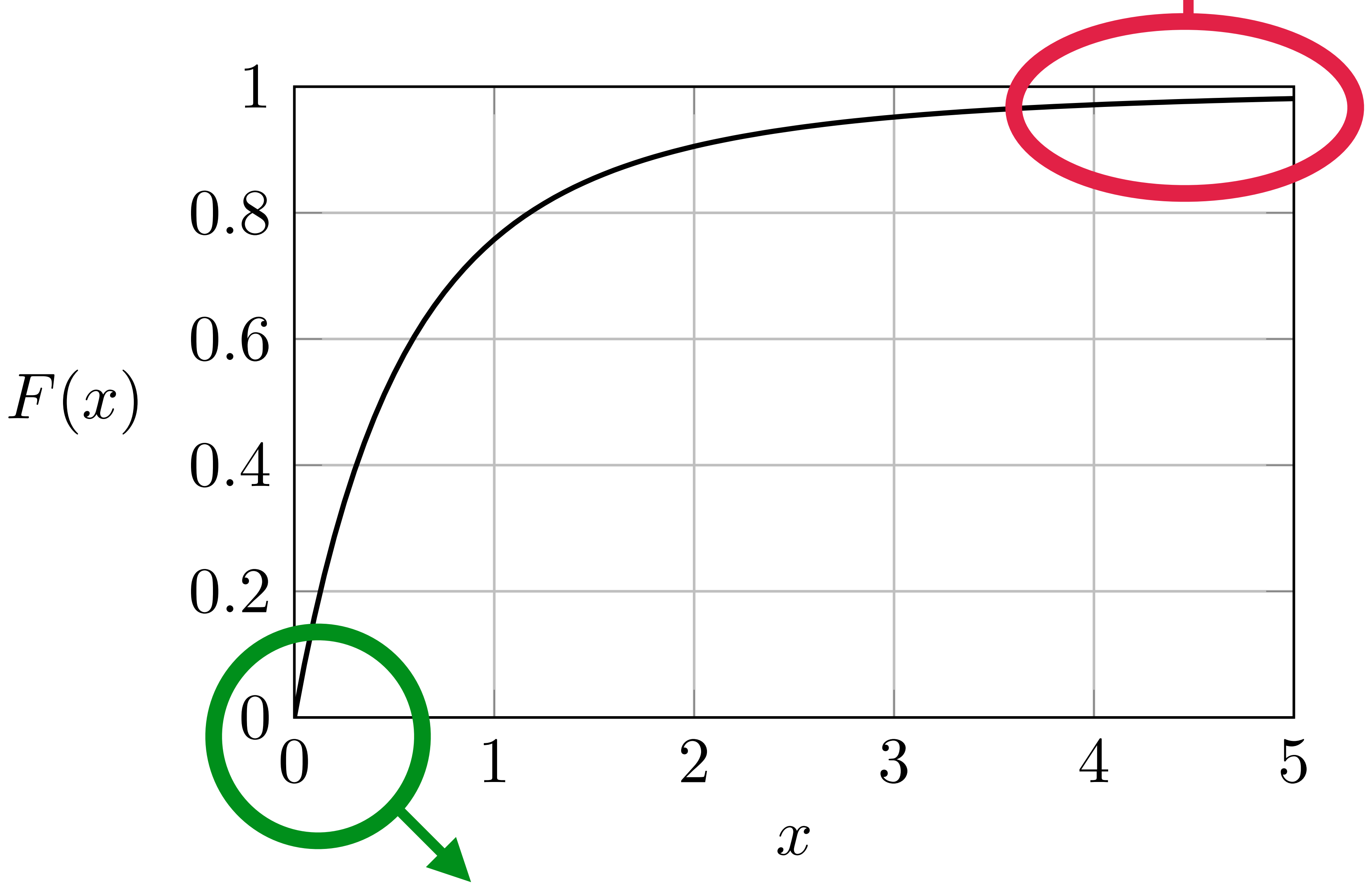
$\tilde{V}^{(2D)}$**est négatif aux grands $k_\perp$ pour des interactions dipolaires fortes ($g_{\mathrm{dd}} > g$)**

Potentiel effectif à 2D

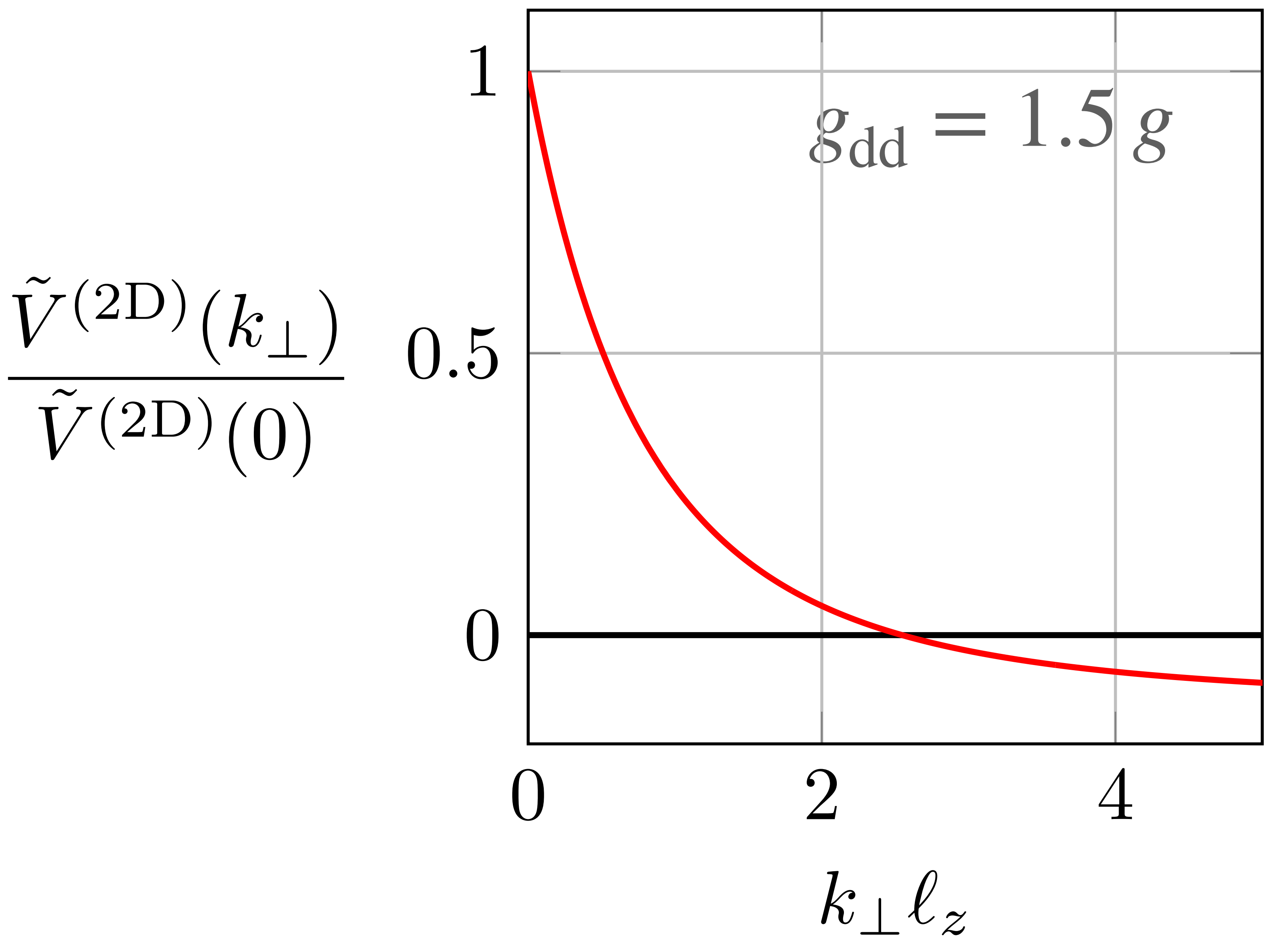
$$F(x) = \sqrt{\pi}\, x\,(1 - \mathrm{erf}x)\, \mathrm{e}^{x^2}$$

On peut mettre le potentiel effectif sous la forme : $$\tilde{V}^{(2\mathrm{D})}(k_\perp) = \frac{1}{\ell_z\sqrt{2\pi}}\left[g + 2g_{\mathrm{dd}} - 3g_{\mathrm{dd}}F\left(\frac{k_\perp \ell_z}{\sqrt{2}}\right)\right]$$

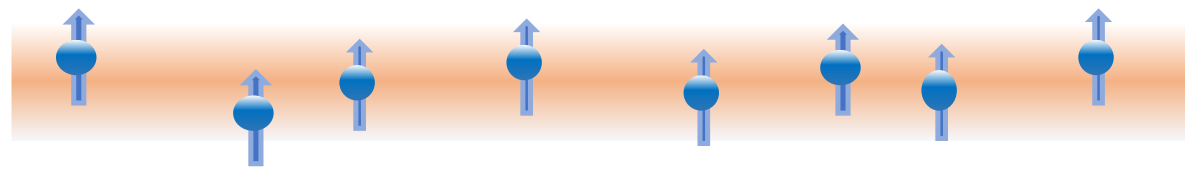
$k_\perp \gg 1/\ell_z$: $\tilde{V}^{(2\mathrm{D})}(k_\perp) \approx \frac{1}{\ell_z\sqrt{2\pi}}(g - g_{\mathrm{dd}})$



$k_\perp \ll 1/\ell_z$: $\tilde{V}^{(2\mathrm{D})}(k_\perp) \approx \frac{1}{\ell_z\sqrt{2\pi}}(g + 2g_{\mathrm{dd}})$

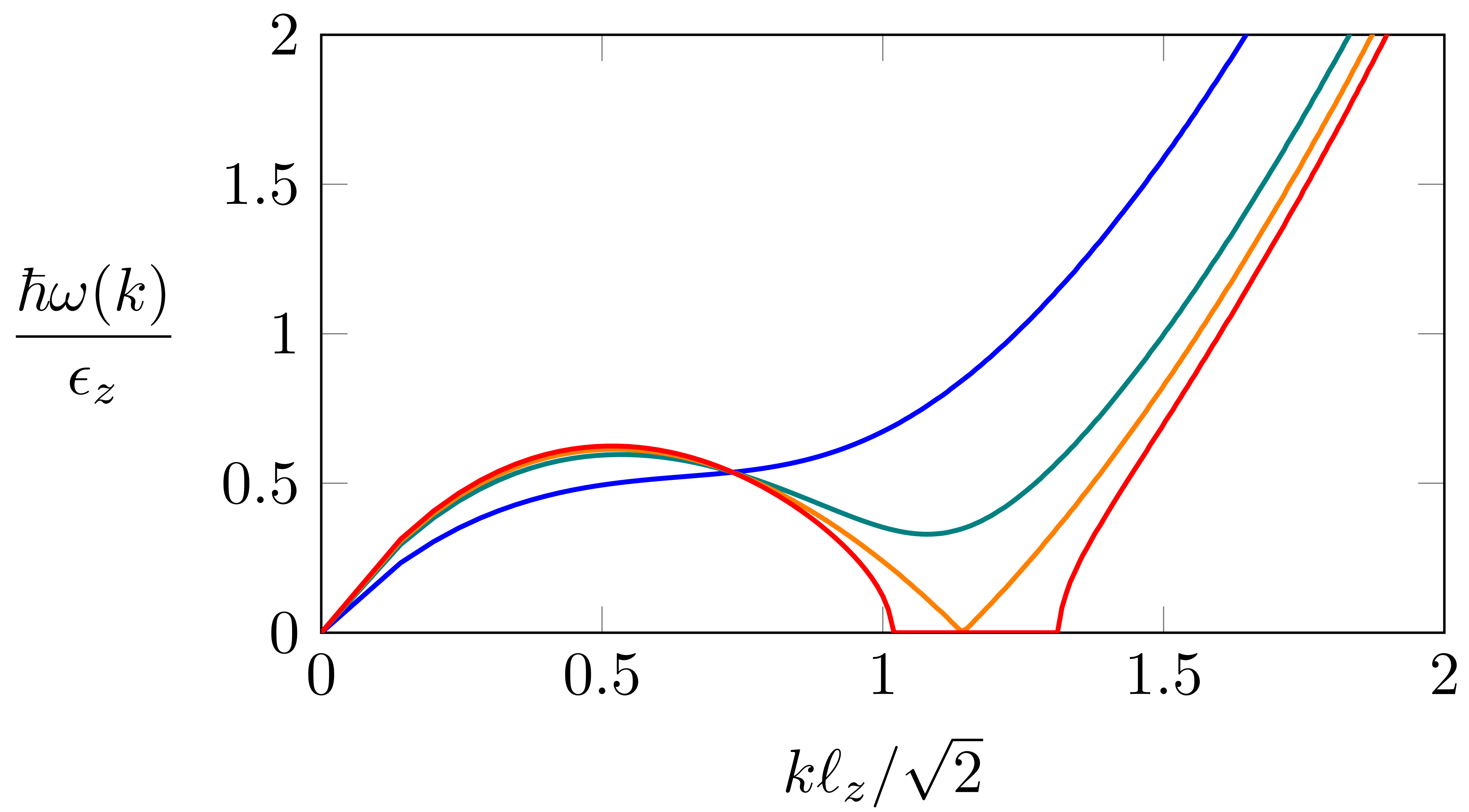


Le spectre d'excitation à 2D



On revient à la relation générale $\hbar\omega = \left[\, 2\,\rho_0^{(2D)} \tilde{V}^{(2D)}(k)\,\epsilon_k \;+\; \epsilon_k^2 \,\right]^{1/2}$ $\qquad \epsilon_k = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m} \qquad k \equiv k_\perp$

- Petites valeurs de k $(k\ell_z \ll 1)$: $\tilde{V}^{(2D)}(k) > 0$, pas d'instabilité
- Grandes valeurs de k $(k\ell_z \gg 1)$: $\rho_0^{(2D)} \tilde{V}^{(2D)}(k) \ll \epsilon_k$, particule libre $\hbar\omega \approx \epsilon_k$
- Valeurs intermédiaires de k $(k\ell_z \sim 1)$: $\tilde{V}^{(2D)}(k) < 0$ si $g_{\rm dd} > g$, rôle significatif si $\rho_0^{(2D)}$ est assez grande



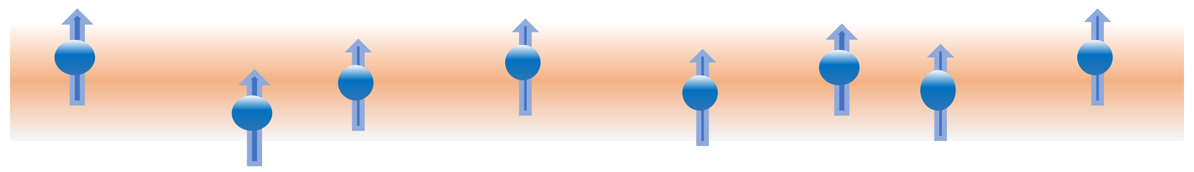
$g = 0$: uniquement des interactions dipolaires

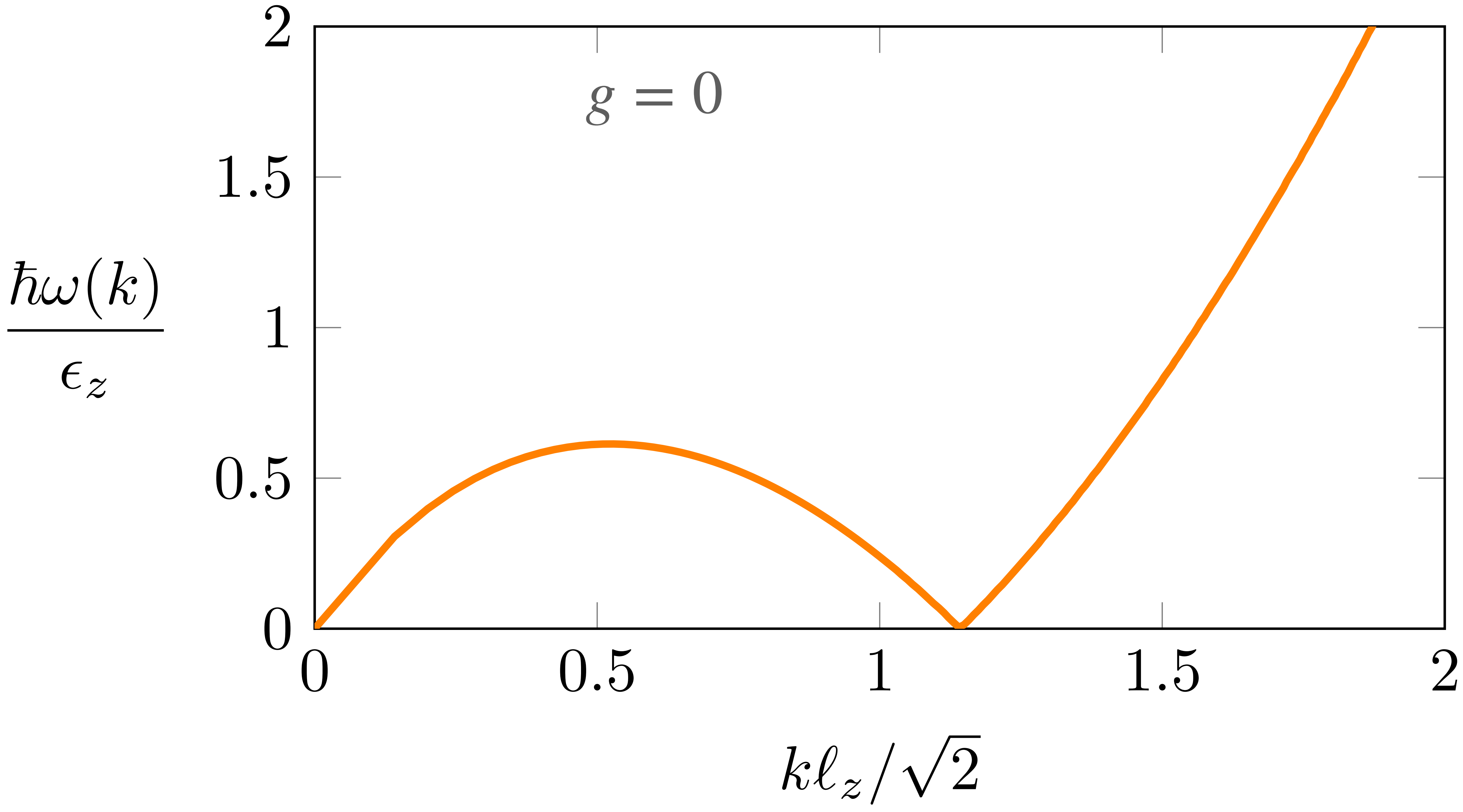
Courbes tracées pour :

$$\frac{g_{\rm dd}\rho_0}{E_z} = 1, \quad 1.6, \quad 1.723, \quad 1.8 \qquad\qquad E_z = \frac{\hbar^2}{m\ell_z^2}$$

Instable sur une plage de vecteurs d'onde autour de $1/\ell_z$

Seuil d'instabilité et énergie d'interaction





L'instabilité apparaît pour

$$\frac{g_{\rm dd}\rho_0}{E_z} \sim 1.7 \qquad E_z = \frac{\hbar^2}{m\ell_z^2}$$

Energie d'interaction ($g_{\rm dd}\rho_0$) suffisante pour modifier significativement le profil de densité selon z

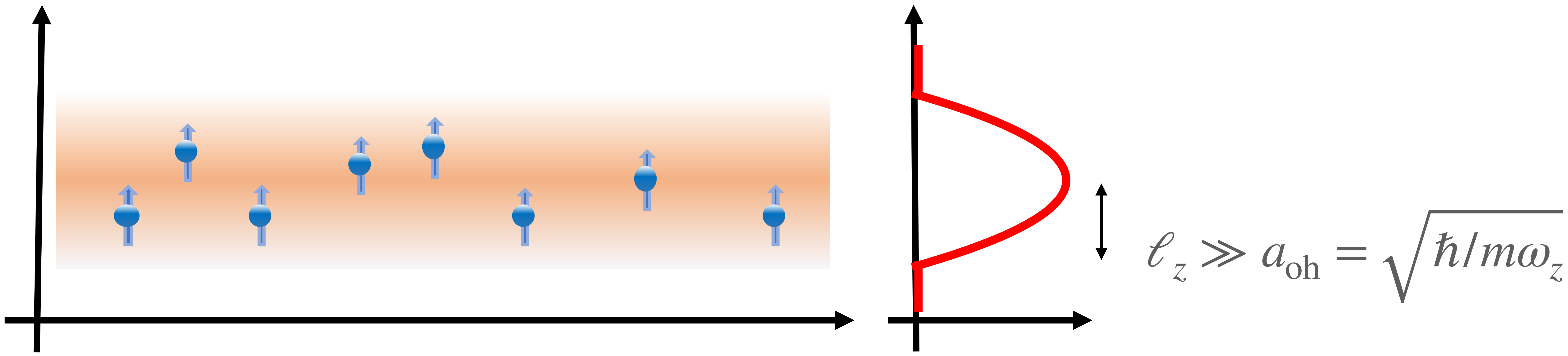
→ Epaisseur ℓ_z du gaz sensiblement plus grande que la taille $a_{\rm oh}$ de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique

Roton dans la limite de Thomas-Fermi selon z

Santos, Shlyapnikov, Lewenstein (2003)

Limite de fortes interactions :

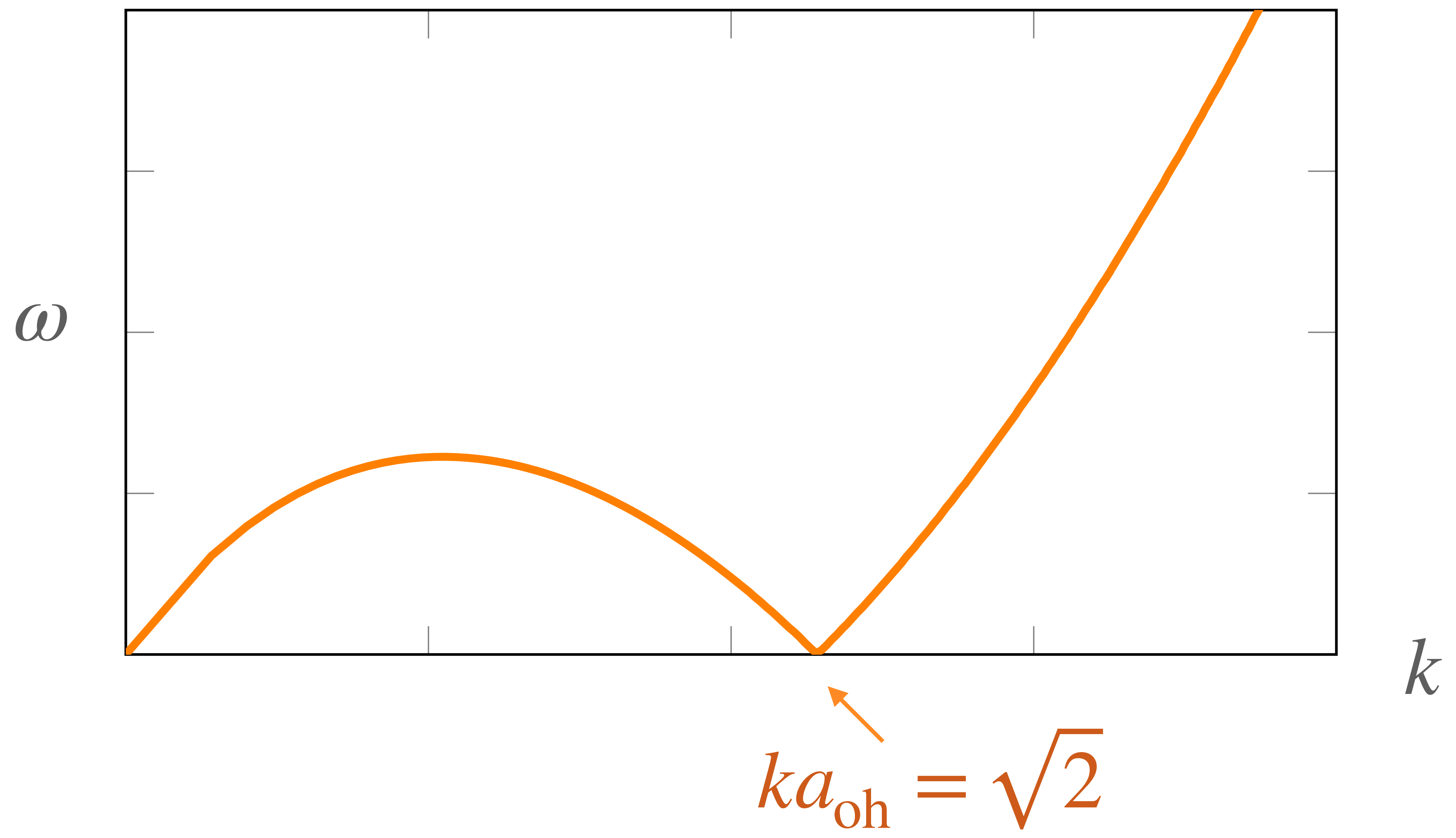
potentiel chimique $\mu_c \gg \hbar\omega_z$



La courbe de dispersion présente alors un minimum de roton dès que $g_{\rm dd} > g$

Seuil d'instabilité modulationnelle

atteint pour $\mu_c = \dfrac{15}{4}\hbar\omega_z \dfrac{g_{\rm dd}}{g_{\rm dd} - g}$

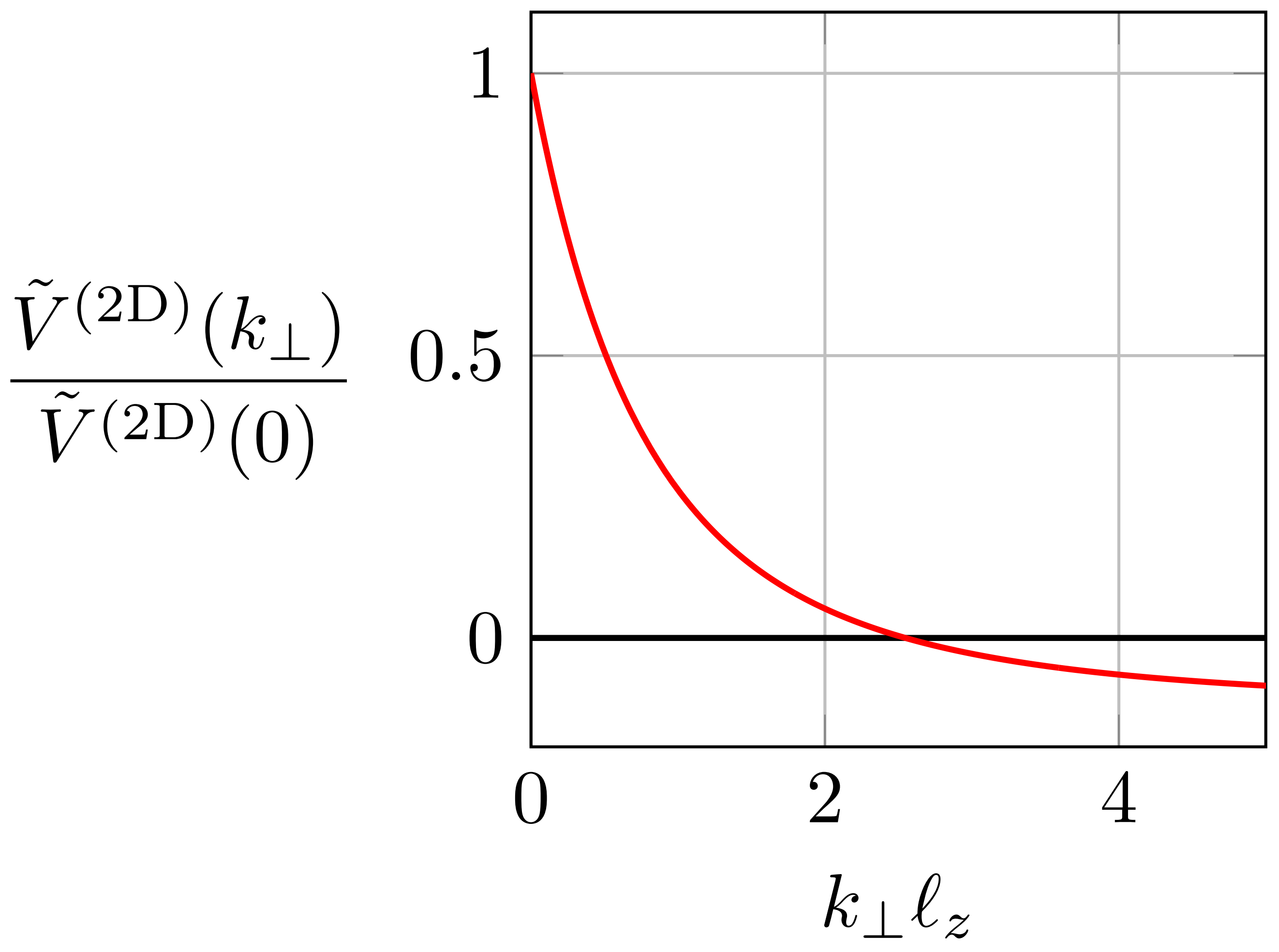


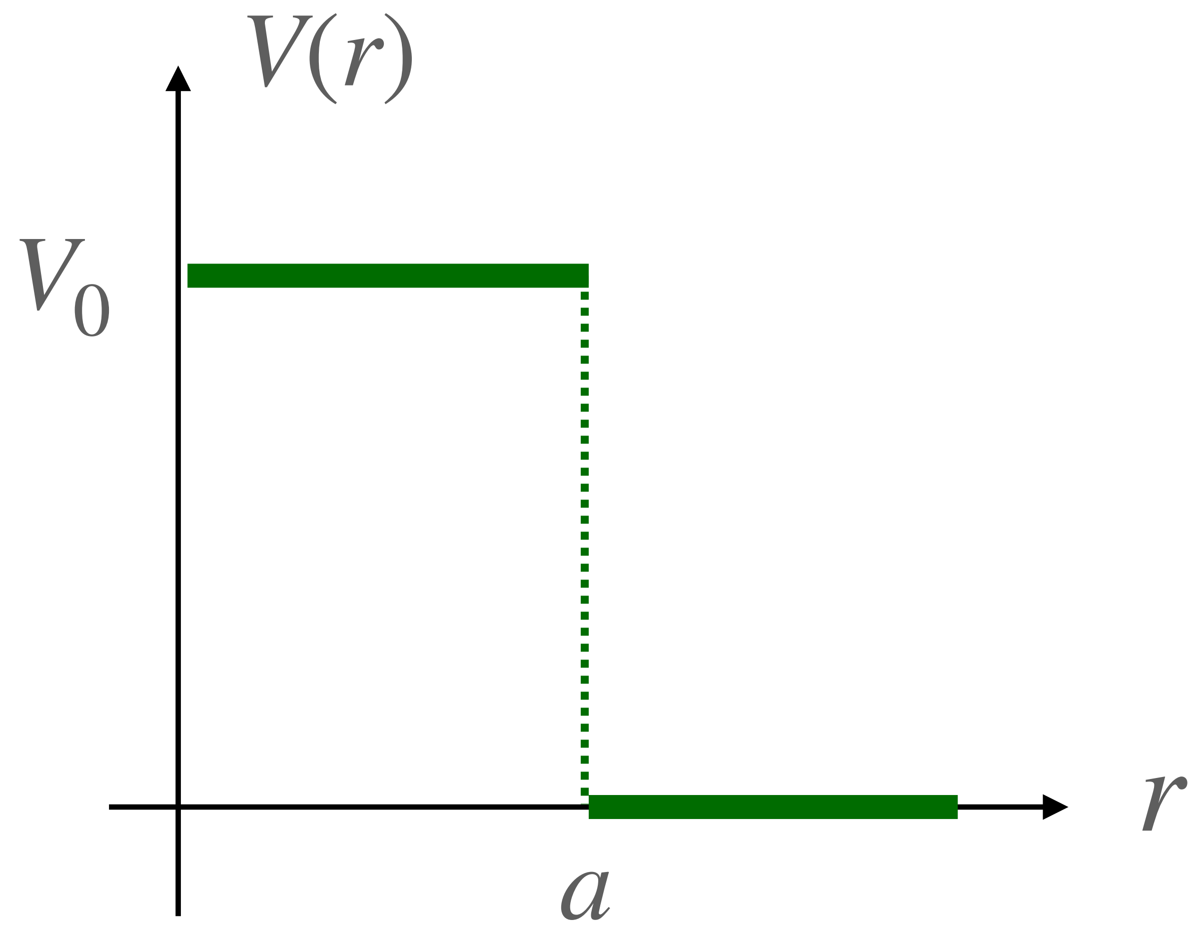
Le potentiel effectif dans l'espace de Fourier

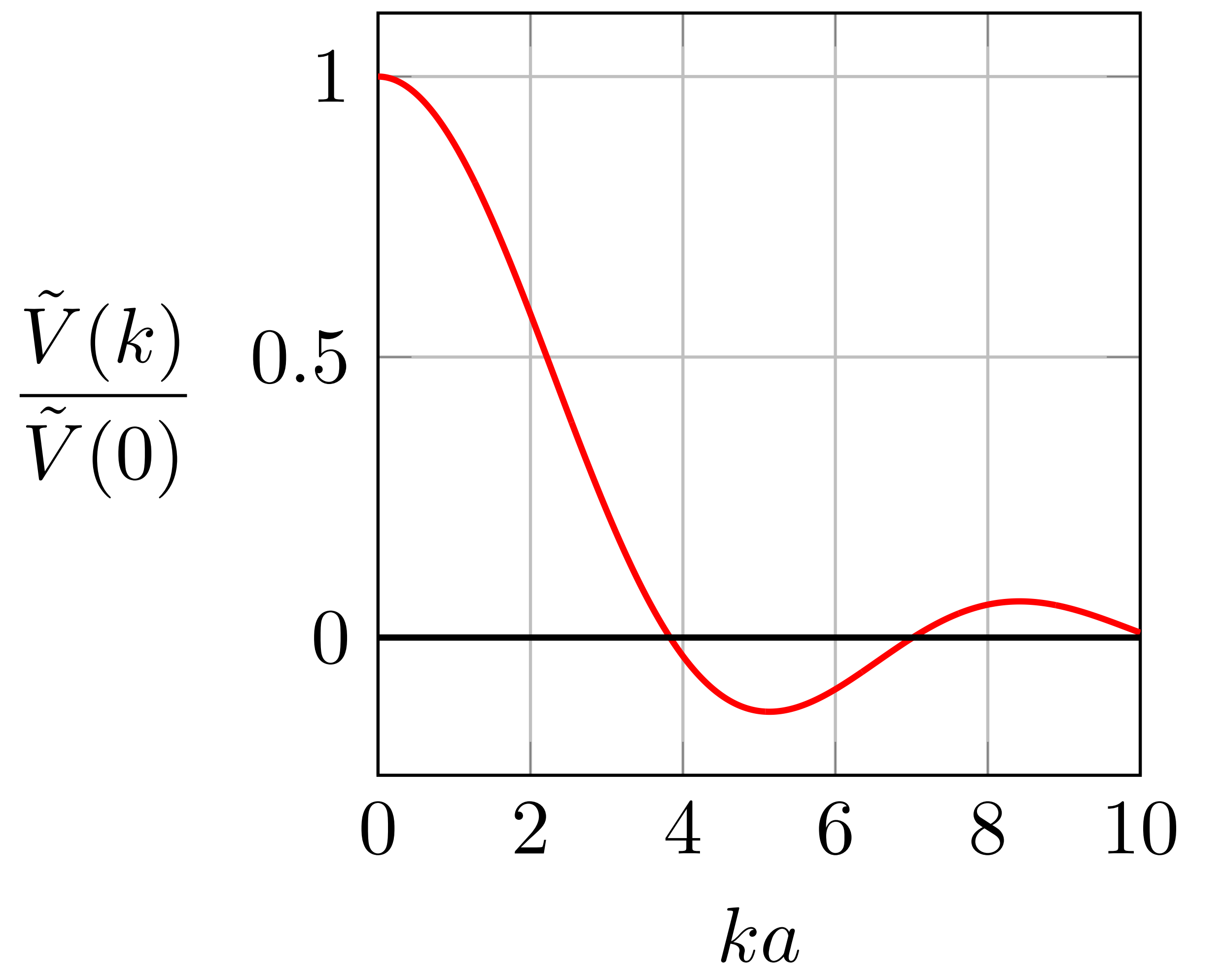
$$\tilde{V}^{(2\mathrm{D})}(K) = \frac{1}{\ell_z\sqrt{2\pi}}\left[g + 2g_{\mathrm{dd}} - 3g_{\mathrm{dd}}F(K)\right]$$

$$\boldsymbol{K} = \boldsymbol{k}_\perp \ell_z/\sqrt{2}$$

$g_{\mathrm{dd}} = 1.5\, g$







Parfois qualifié de :

"Répulsif" aux petits $k_\perp$, i.e. grandes distances

"Attractif" aux grands $k_\perp$, i.e. courtes distances

Un potentiel $V(r)$ purement répulsif peut avoir des composantes de Fourier négatives

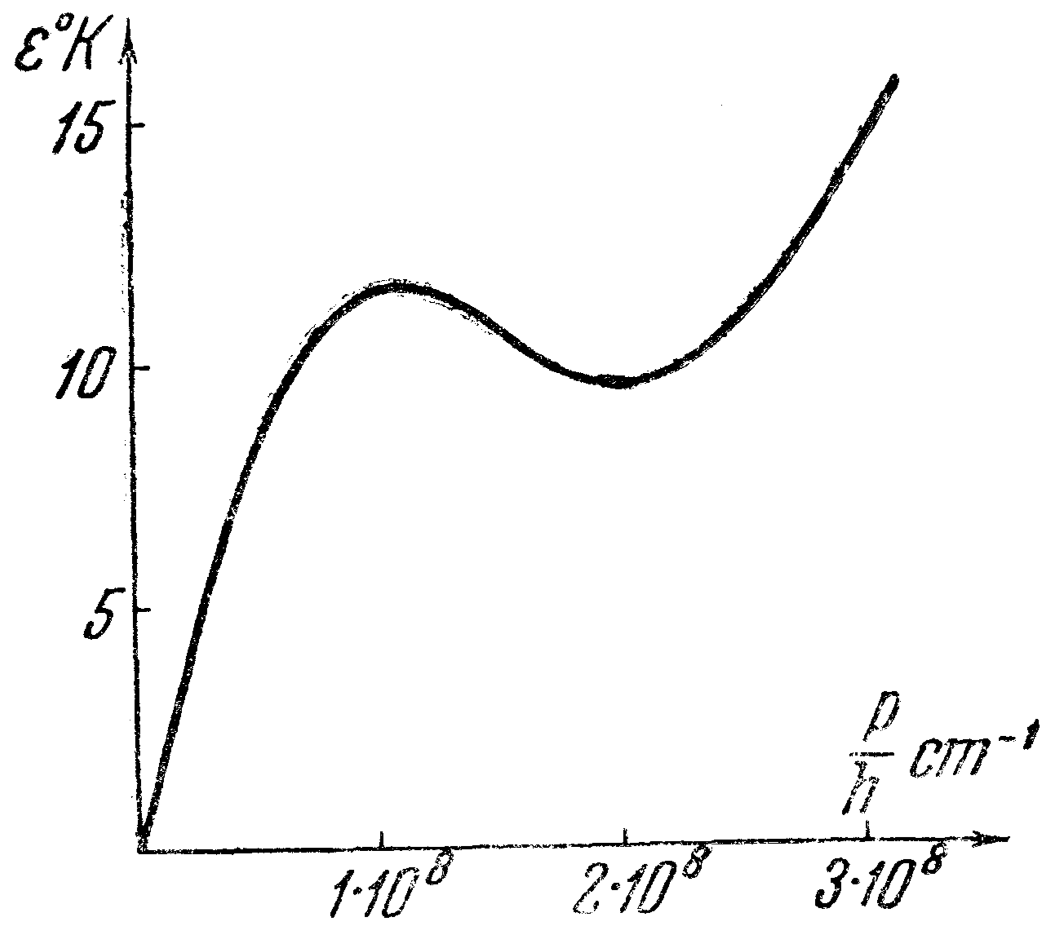
4.

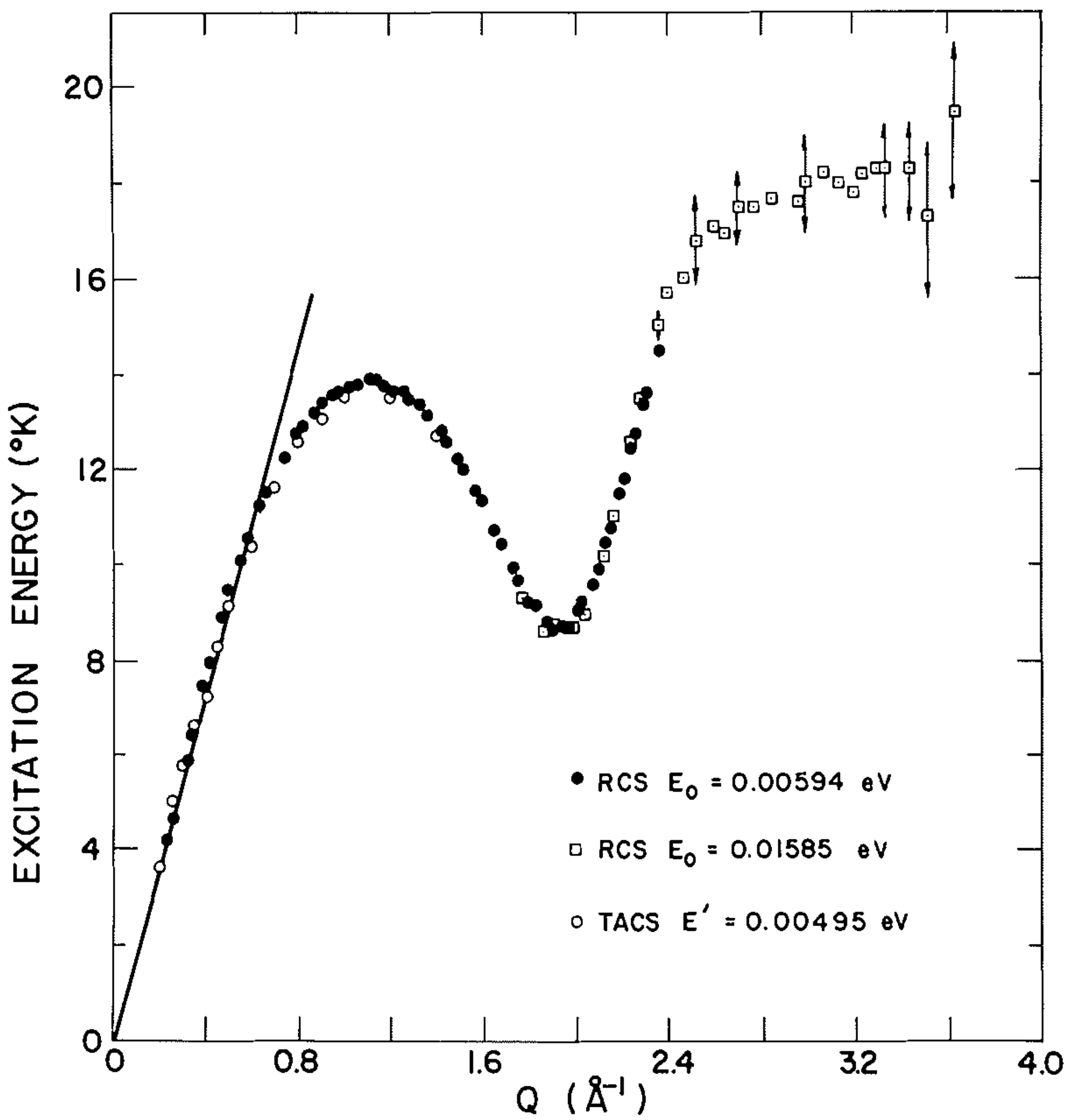
Mise en évidence expérimentale du spectre de roton

Le spectre de roton pour l'hélium

Prédiction de Landau (1941-1947)

Motivée par le conflit apparent entre vitesse du son et chaleur spécifique

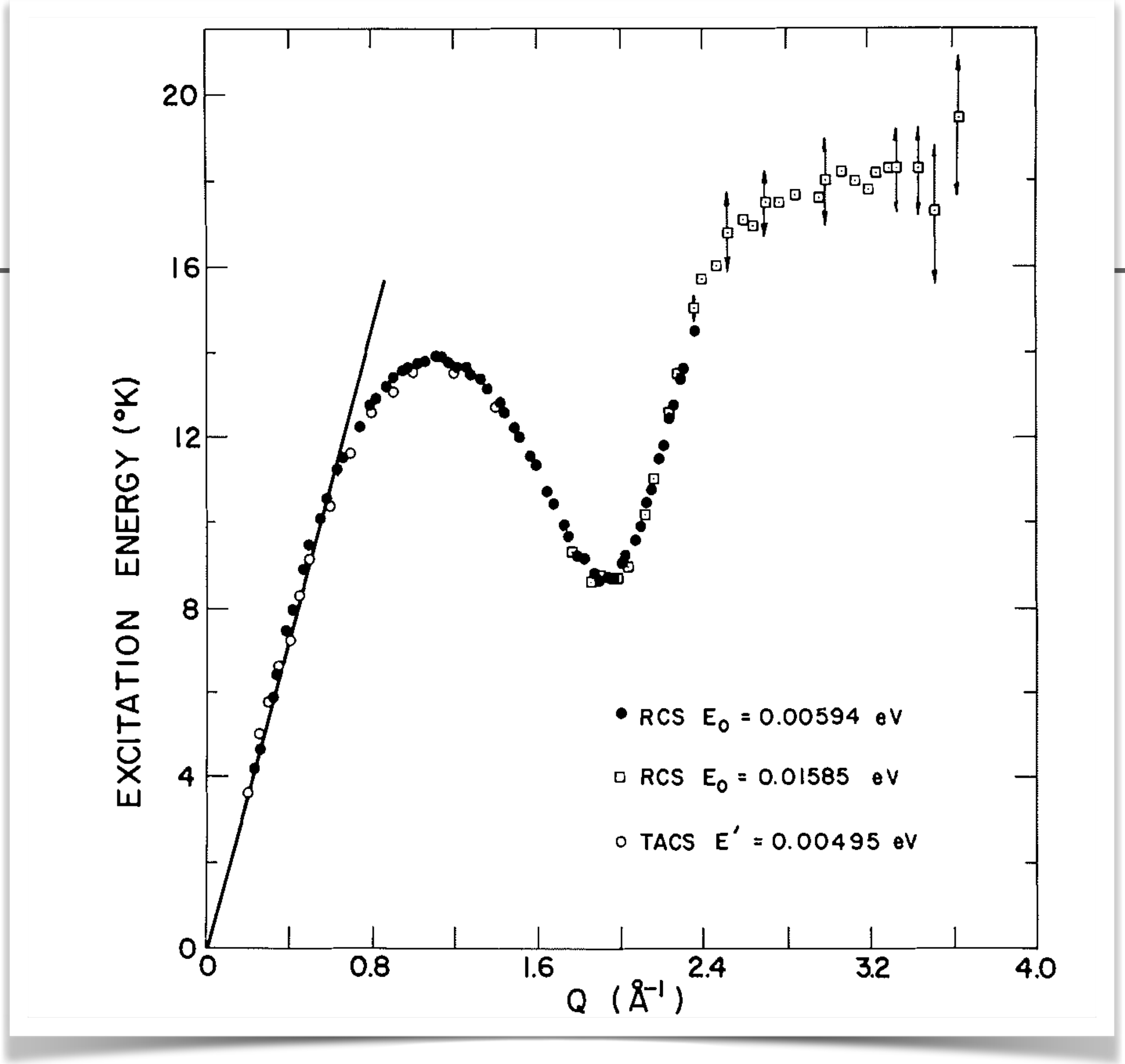




Mesure par diffraction de neutrons Cowley et al., 1971

Un neutron incident crée une excitation dans l'hélium en déposant l'énergie $\hbar\omega$ et l'impulsion $\hbar k$

Interprétation du spectre de roton pour l'hélium



Onsager, 1949 :

Il suggère qu'un roton pouvait correspondre à un anneau de vorticité de taille atomique

Feynman, 1955 :

"The smallest ring vortex that can exist must have a radius about half the atomic spacing. Let us guess that this is in fact a roton."

Nozières, 2004 :

"Un roton est le fantôme d'un pic de Bragg"

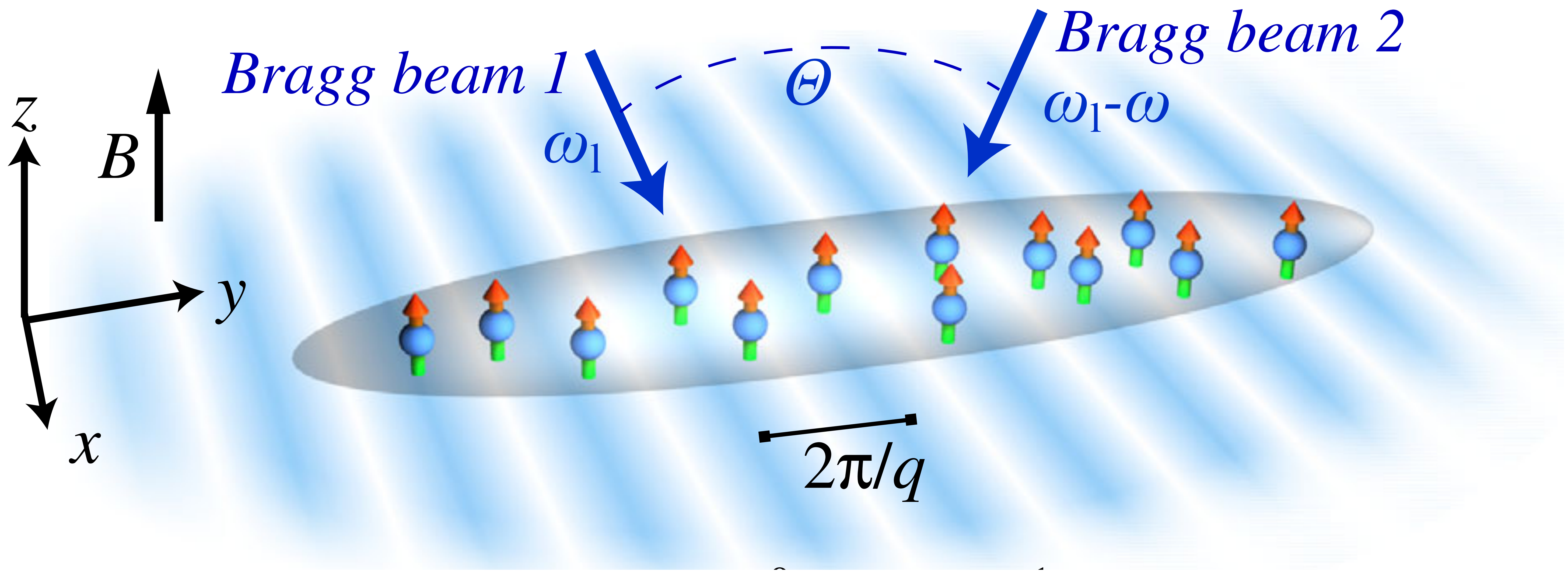
i.e., signature de la tendance du liquide à former un cristal avec une période spatiale $2\pi/k_{\mathrm{roton}}$

Mais la cristallisation (au dessus de 25 bars) ne s'accompagne pas d'un passage à zéro du minimum de roton

Observation de la structure en roton-maxon

Chomaz et al., 2018
Petter et al., 2019

Expérience d'Innsbruck avec de l'erbium 166, dans le régime de Thomas-Fermi transverse



Expérience faire sur un tube

Système quasi-1D

$$\omega_z/2\pi = 256\,\text{Hz}$$

$$a_{\text{oh}} = 0.49\,\mu\text{m}$$

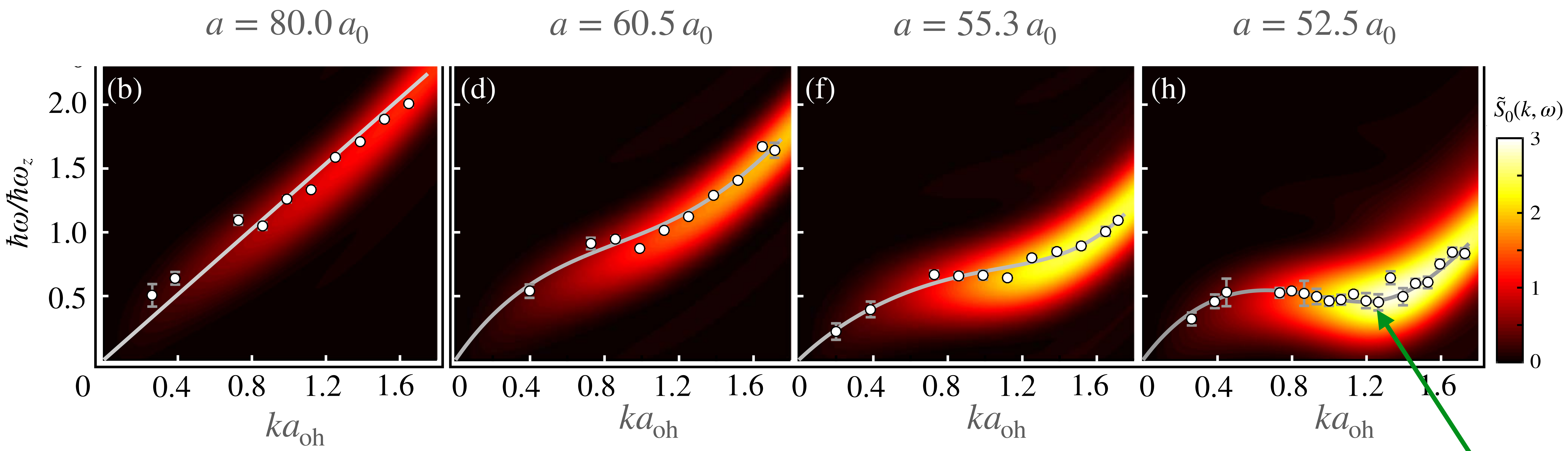
Spectroscopie de Bragg avec ka_{oh} variant entre 0.27 (régime de phonons) et 1.74 (au-delà du minimum de roton)

On garde g_{dd} constant et on varie g (interactions de contact) grâce à une résonance de Fano-Feshbach

Observation de la structure en roton-maxon (2)

Chomaz et al., 2018
Petter et al., 2019

Erbium 166 : interactions dipolaires caractérisées par $a_{\mathrm{dd}} = 65.5\, a_0$ (a_0: rayon de Bohr)

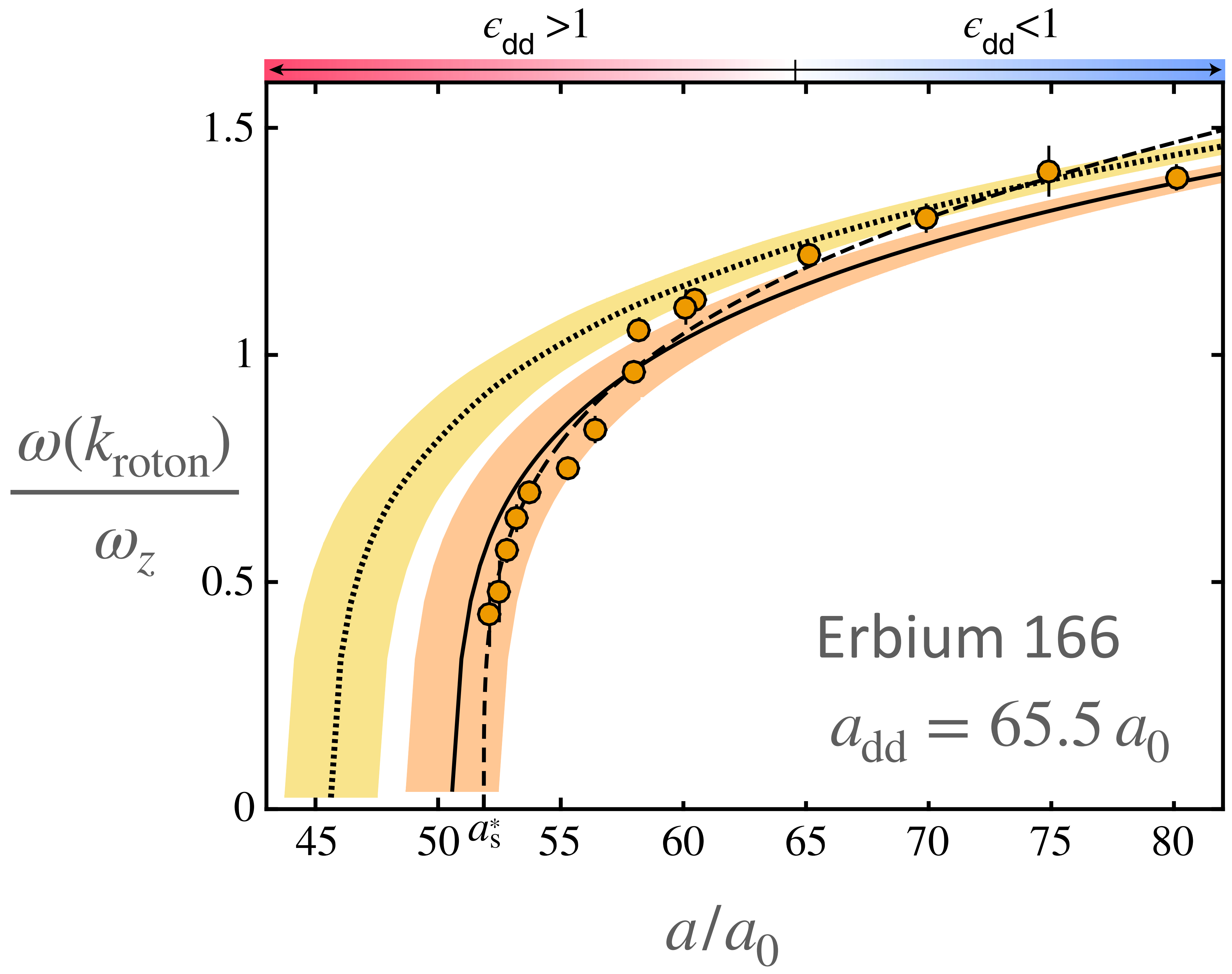


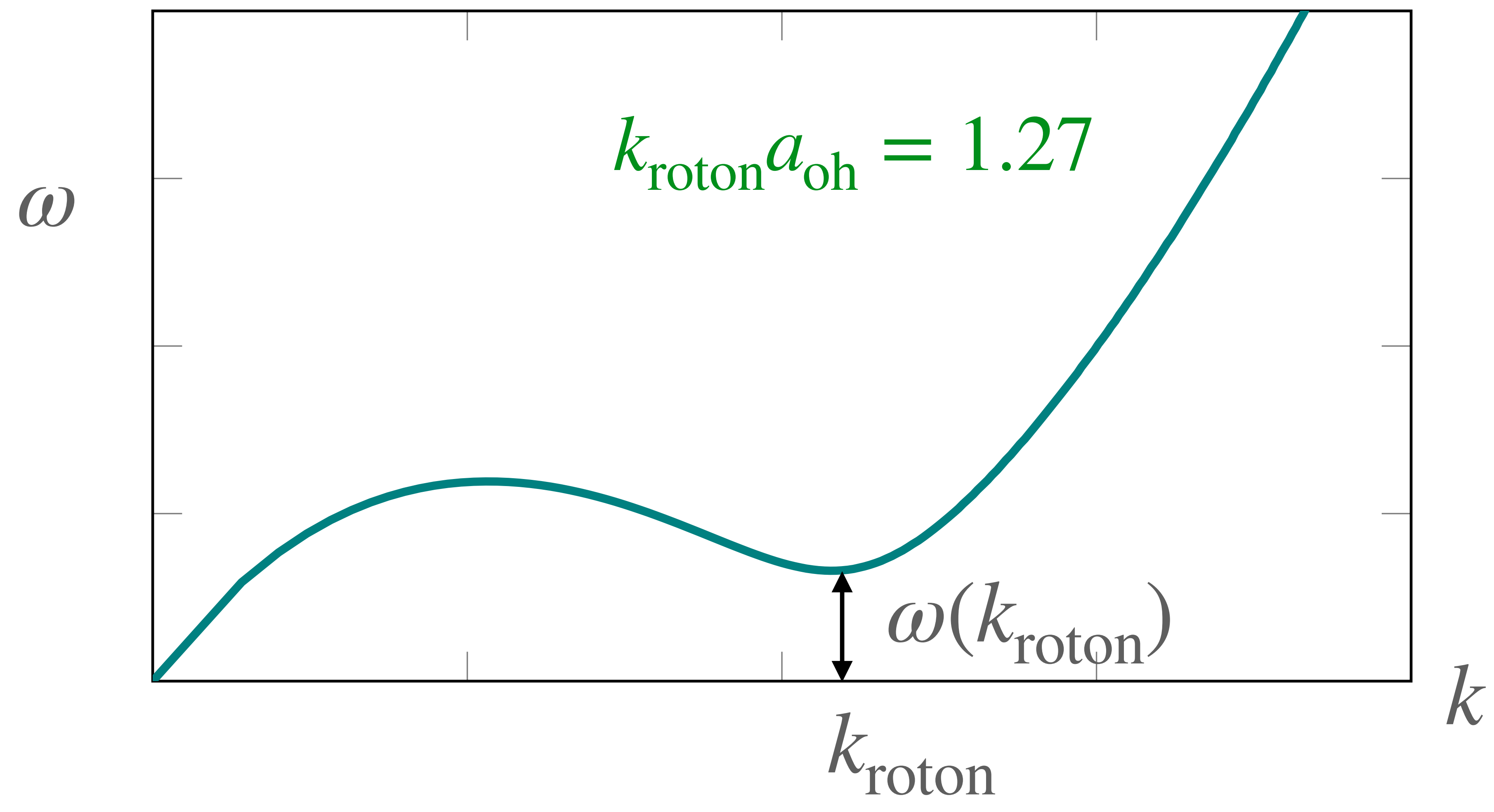
$k_{\mathrm{roton}} a_{\mathrm{oh}} = 1.27\,(6)$

$$g = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a \qquad g_{\mathrm{dd}} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_{\mathrm{dd}}$$

Valeur du minimum de roton

Chomaz et al., 2018
Petter et al., 2019





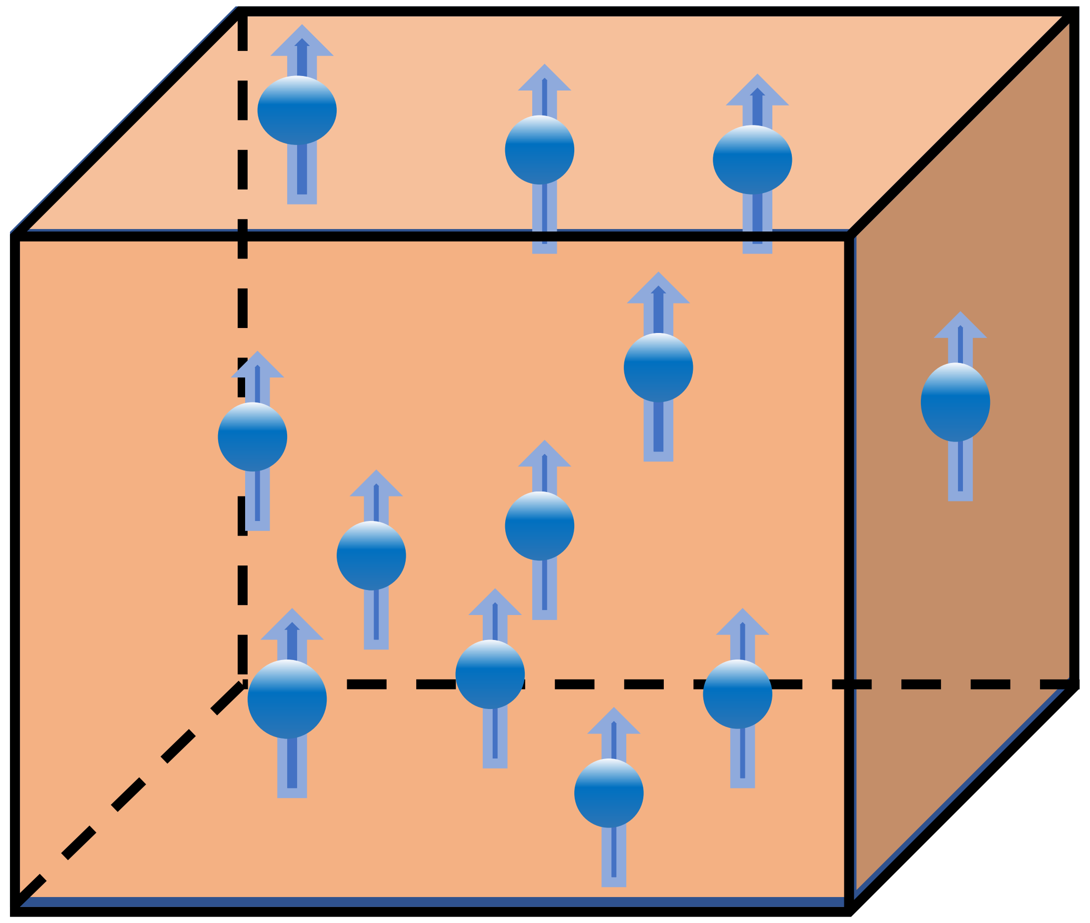
Dans ces conditions de densité, un ajustement des données indique que $\omega(k_{roton})$ s'annule pour $a = 51.9\, a_0$

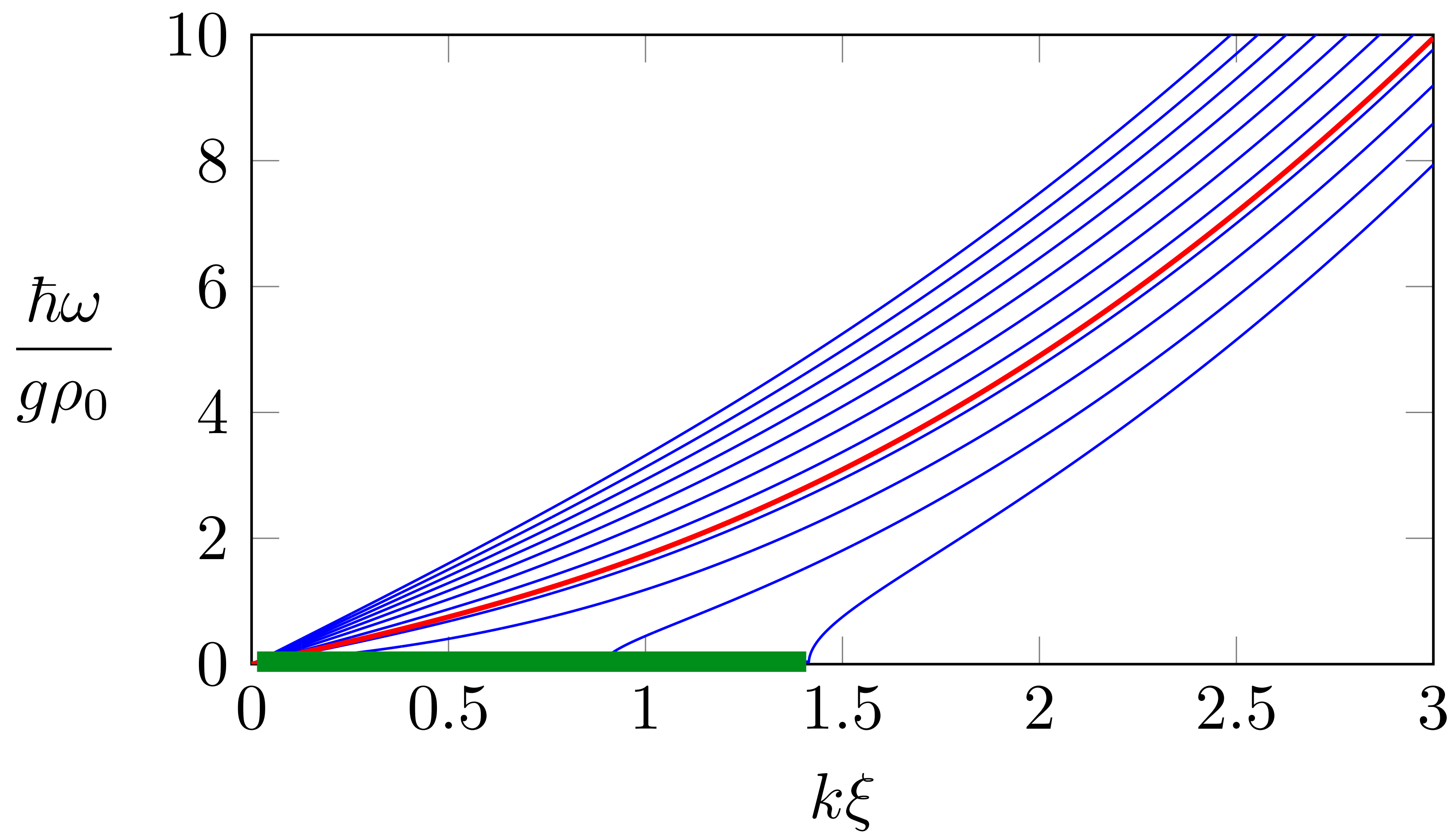
$$\frac{a_{dd}}{a} = \frac{g_{dd}}{g} = 1.26$$

Que devient le gaz quand $\omega(k_{roton})$ ***diminue fortement ? Réponses aux cours 5 et 6 : un supersolide***

En conclusion (1)

A trois dimensions, instabilité aux grandes longueurs d'onde dès que $g_{\mathrm{dd}} > g$

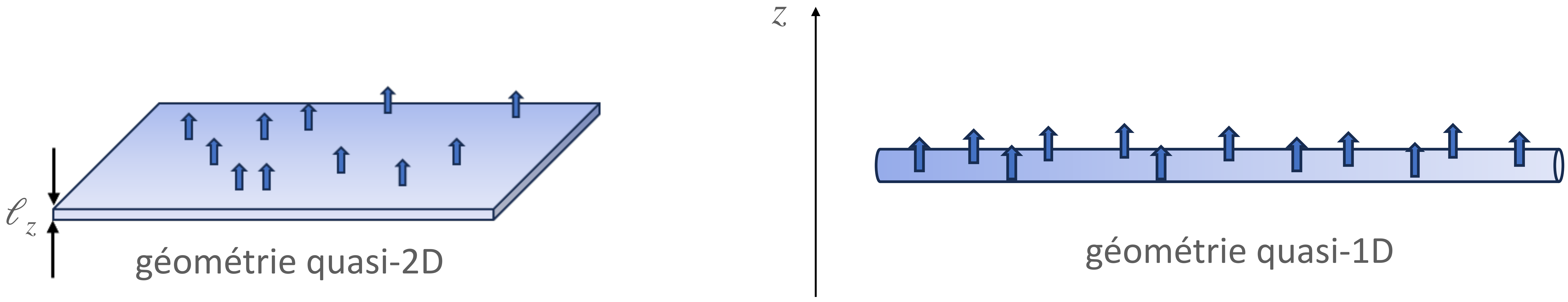




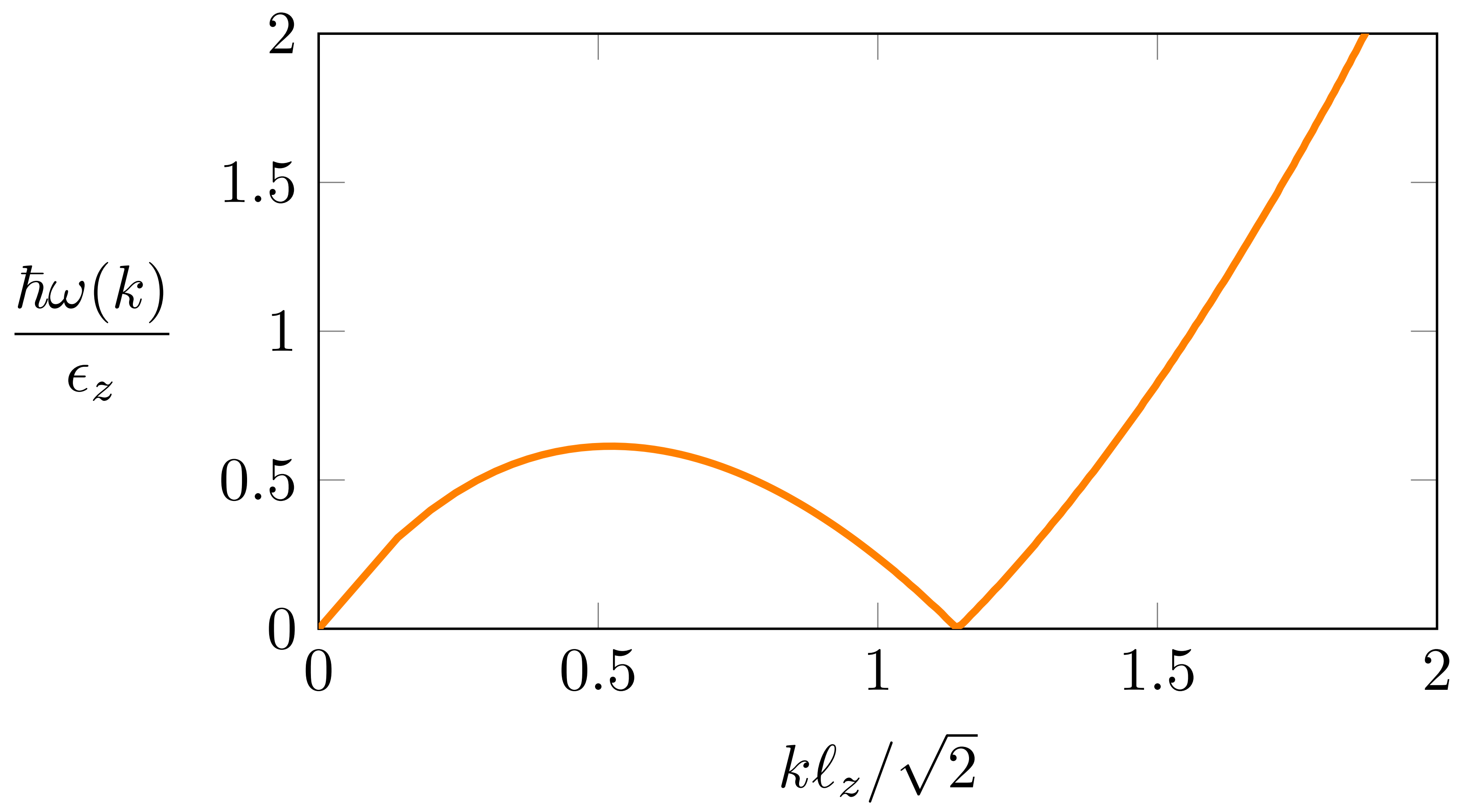
En ajoutant des corrections au-delà du champ moyen, possibilité de stabiliser des gouttelettes liquides auto-liées (cours 4)

En conclusion (2)

Avec un confinement fort du gaz selon la direction des dipôles



Possibilité d'une instabilité de type roton, qui vient sélectionner un mode spatial particulier



Transition vers un état supersolide (cours 5 et 6)