

Chaire Atomes et rayonnement

Cours 2021-22

Jean Dalibard



COLLÈGE
DE FRANCE
—1530—

Prochains séminaires

Vendredi 8 avril : Atac Imamoglu, Institute for Quantum Electronics, ETH Zürich, Suisse
Strongly correlated electrons in atomically thin semiconductors

Vendredi 15 avril : Leticia Tarruell, ICFO - The Institute of Photonic Sciences, Barcelone, Espagne
Realizing a one-dimensional topological gauge theory in an optically dressed Bose-Einstein condensate

Vendredi 15 avril, 14h00-18h00 : atelier “**New trends in quantum fluid physics: mixtures and spinor gases**”

Intervenants :

Bruno Laburthe-Tolra, Lauriane Chomaz, Goulven Quemener, Jérôme Beugnon, Thomas Bourdel, Alessandro Zenesini

<https://www.college-de-france.fr/site/jean-dalibard/symposium-2021-2022.htm>

Les interactions entre atomes dans les gaz quantiques

Cours 5

Le contact à deux corps

Jean Dalibard
Chaire *Atomes et rayonnement*
Année 2021-22

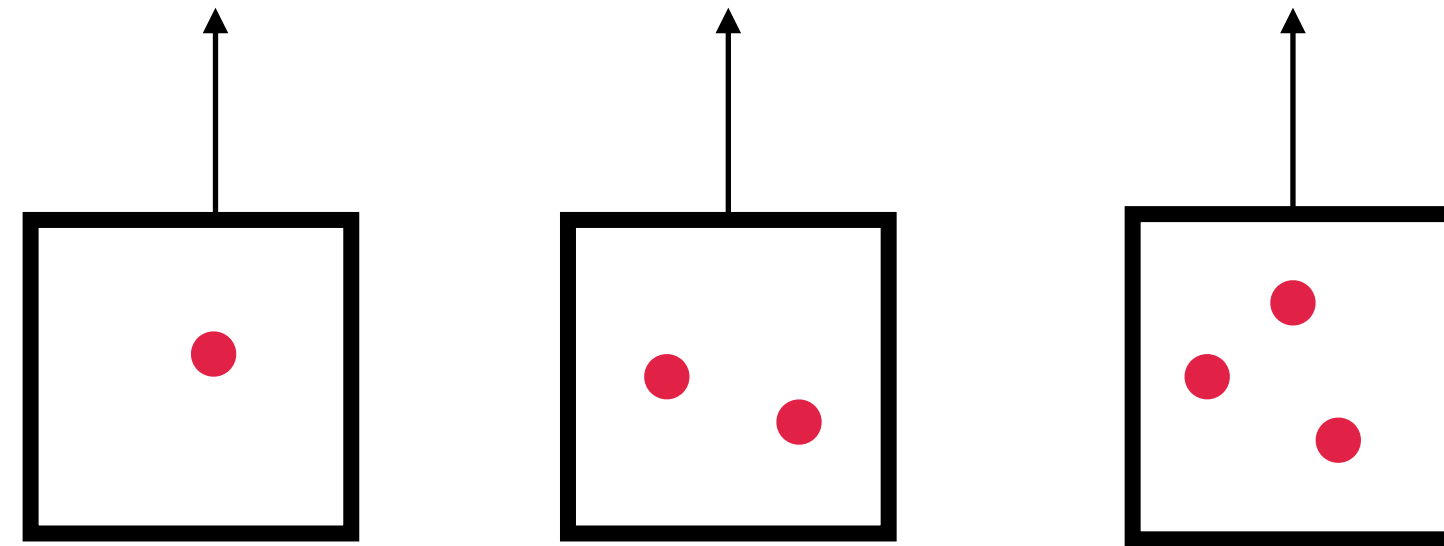


COLLÈGE
DE FRANCE
—1530—

Le lien “2 corps” — “N corps”

Pour un gaz faiblement dégénéré, développement du viriel

$$\frac{P}{k_B T / \lambda^3} = b_1(T) z + b_2(T) z^2 + b_3(T) z^3 + \dots$$



Pour le gaz de Bose à température proche de 0, approche de Bogoliubov si $na^3 \ll 1$

Résultats exprimés en fonction de la longueur de diffusion a du problème à deux corps

Déplétion quantique, énergie du fondamental, spectre d'excitation

Que peut-on dire au-delà des domaines de validité de ces deux approches ?

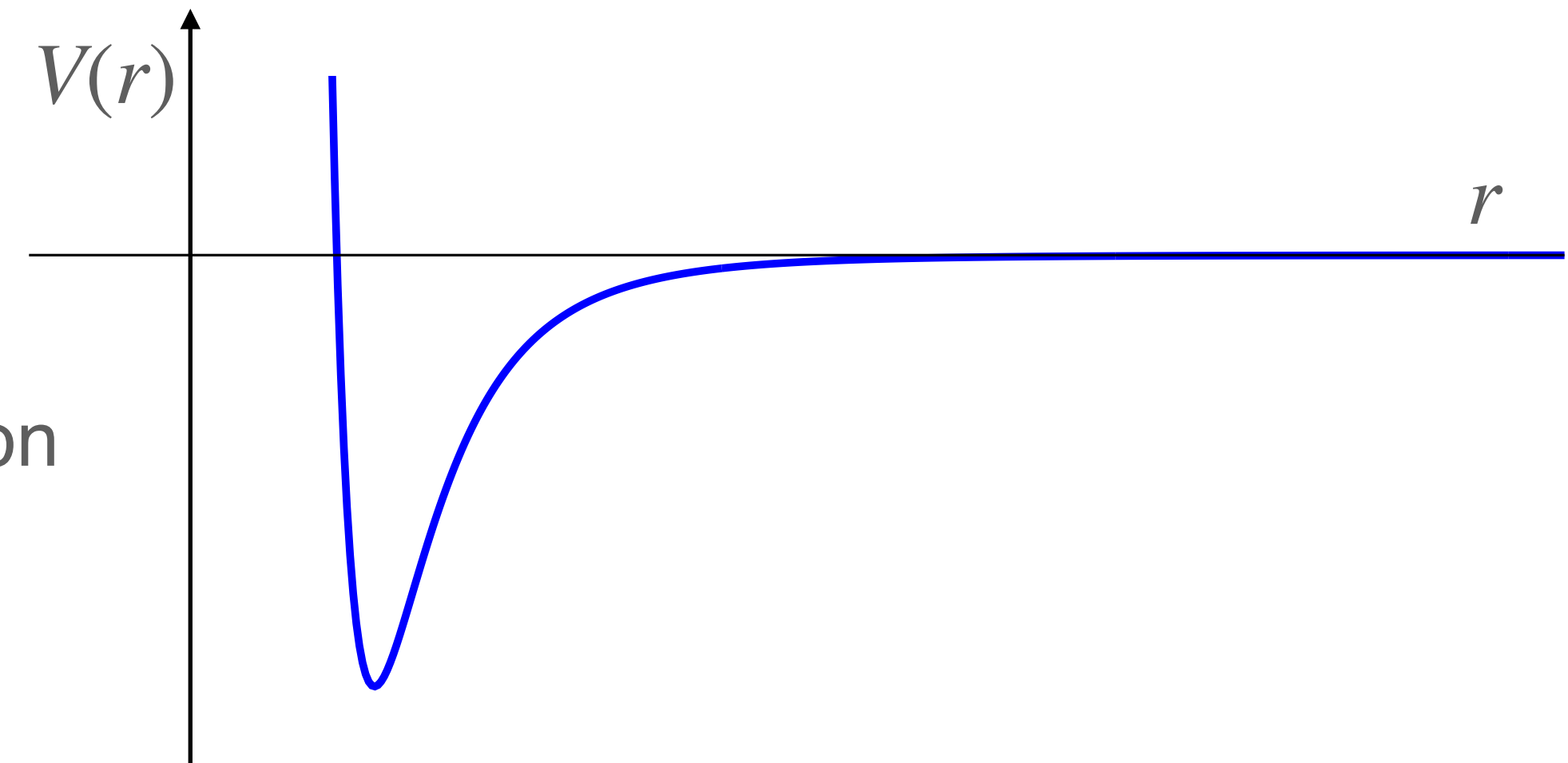
Les échelles de longueur du problème

Pour le problème à deux corps

Portée du potentiel $b \sim R_{\text{vdW}}$: quelques nanomètres

Longueur de diffusion a ajustable par une résonance de diffusion

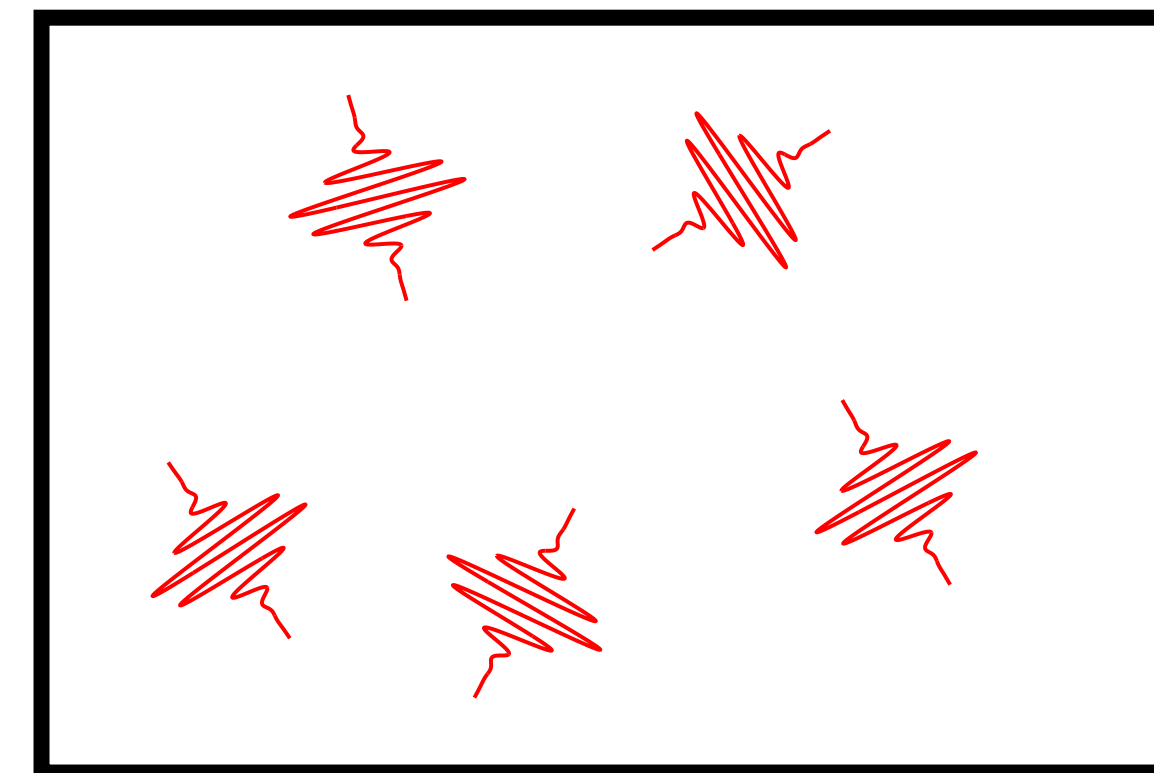
$$a \sim b \longrightarrow |a| \sim 100 b$$



Pour le problème à N corps

Distance entre particules $d = n^{-1/3}$ (n : densité spatiale)

Longueur d'onde thermique $\lambda = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_{\text{B}}T} \right)^{1/2}$



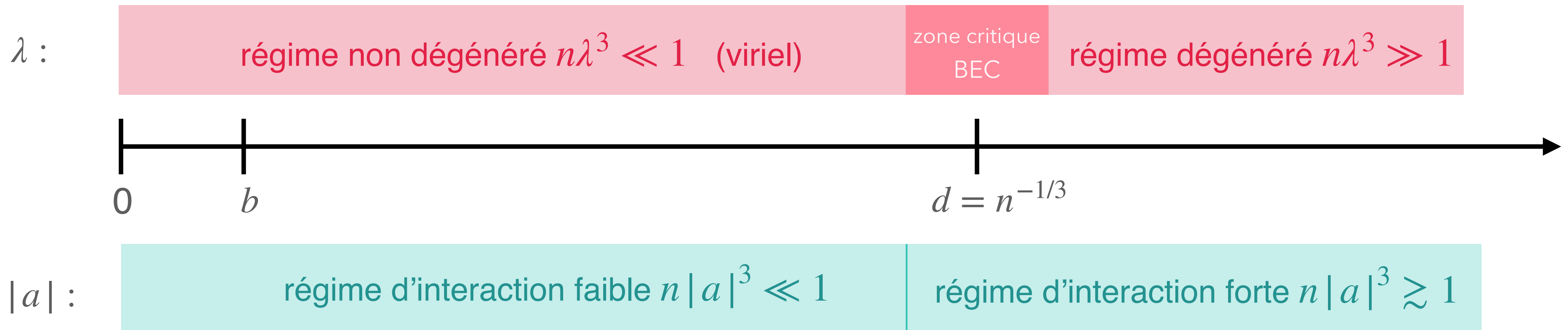
Les échelles de longueur du problème (2)

Deux corps : a, b N corps : $d = n^{-1/3}, \lambda$

On considère toujours des systèmes dilués : $b \ll d \Leftrightarrow nb^3 \ll 1$

b : qqs nanomètres

d : qqs centaines de nanomètres ($n : 10^{12} - 10^{15}$ at/cm³)



But des deux prochains cours

Etablir des relations entre différents paramètres du système, même sans description analytique

- Valables aussi bien pour $na^3 \ll 1$ que pour $na^3 \gtrsim 1$
- Distribution en impulsion (observable à un corps) : loi en $1/k^4$ aux grands k
- Fonction de corrélation $g_2(r)$ (observable à deux corps) : loi en $1/r^2$ aux petits r
- Potentiels thermodynamiques
- Réponse linéaire du fluide, spectroscopie radiofréquence par exemple : loi en $(\omega - \omega_0)^{-3/2}$

Tan (2005-08), Baym, Pethick et al. (2007), Punk & Zwerger (2007), Braaten & Platter (2008), Werner-Tarruell-Castin (2009)
Zhang & Leggett (2009), Combescot, Alzetto et al (2009), Braaten, Kang et al (2010), Werner & Castin (2012)

Plan du cours

1. Champ d'application du concept de contact
2. Contact et corrélations à deux corps
3. Définition thermodynamique du contact
4. Premières mesures du contact

Plan du cours

1. Champ d'application du concept de contact

Rôle des états liés

Fermions vs. bosons

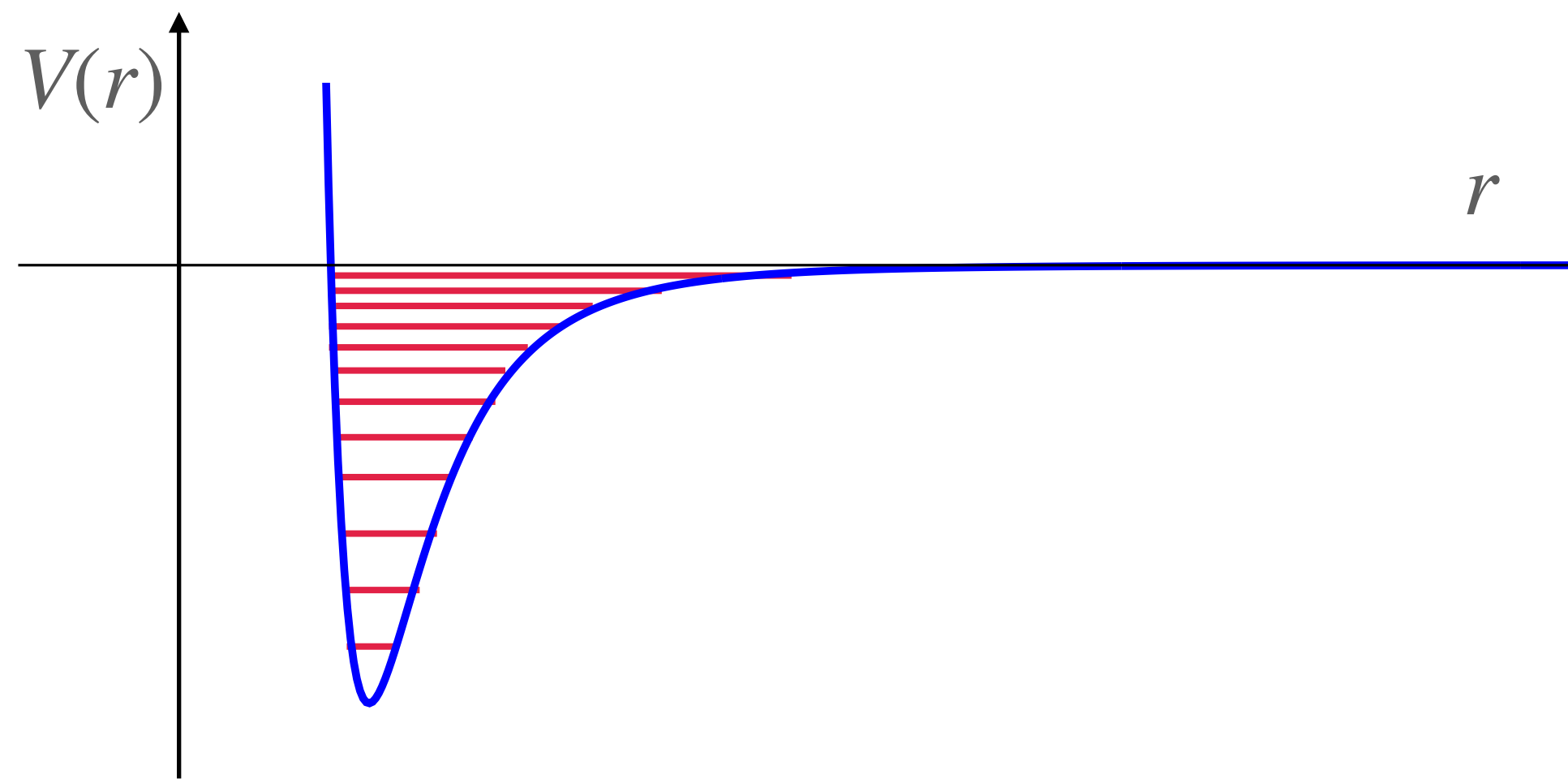
Résonances larges vs. étroites

2. Contact et corrélations à deux corps

3. Définition thermodynamique du contact

4. Premières mesures du contact

Les états liés à deux corps (hors résonance)



Pour les atomes “usuels”, le problème à deux corps admet de nombreux états liés

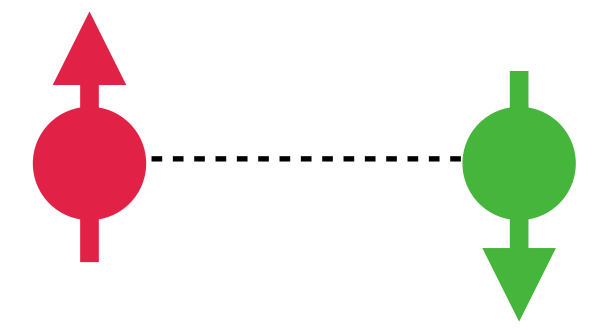
- Dernier état lié : $|E| \sim 10 E_{\text{vdW}} \sim 100 \mu\text{K} - 1 \text{ mK}$
- Etats liés profonds : $|E| \sim 100 - 1000\text{K}$

à comparer aux énergies du gaz : $10 \text{ nK} - 1 \mu\text{K}$

Une fois formés, ces états liés sont “hors-jeu” pour la thermodynamique du gaz

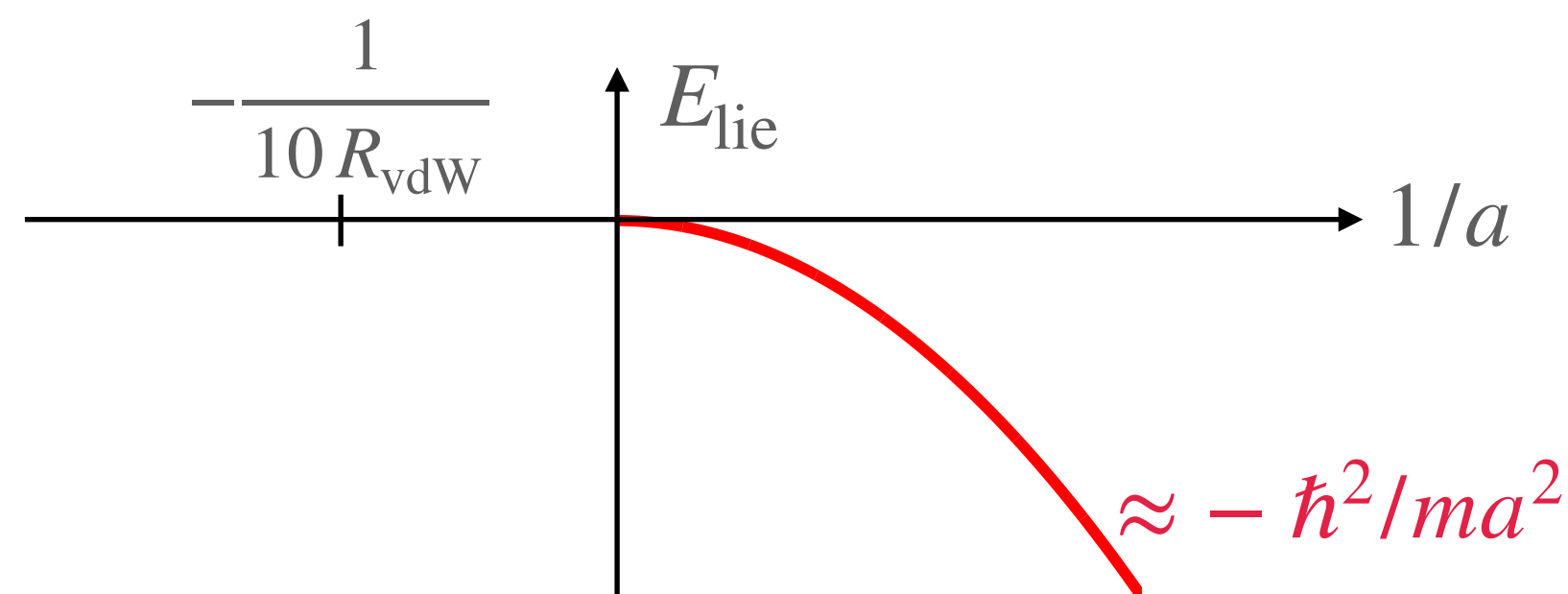
Toute la physique des gaz quantiques repose sur le fait que le taux de formation de ces états liés est faible : on étudie des états métastables

Les états liés proches d'une résonance de diffusion



Paire de bosons ou paire de fermions de spin 1/2 dans des états \uparrow et \downarrow

Au voisinage d'une résonance, la longueur de diffusion $a \rightarrow \pm \infty$ et un nouvel état lié apparaît du côté $a > 0$

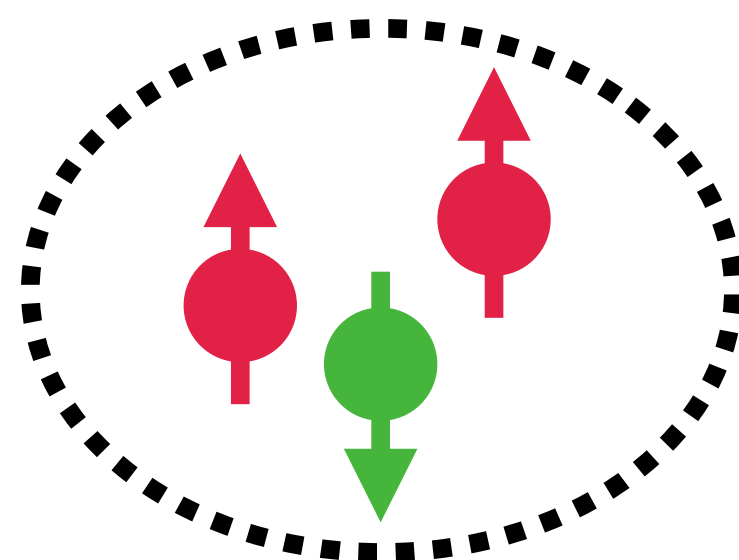


L'énergie de liaison est comparable aux autres énergies caractéristiques du gaz : interactions, température

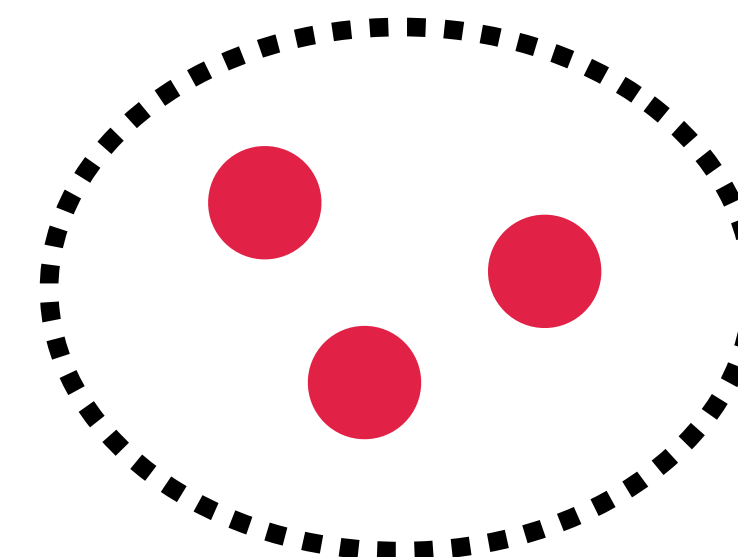
Cet état lié doit être pris en compte dans la dynamique et la thermodynamique

Au voisinage de cette résonance, y a-t-il des états faiblement liés à trois, quatre corps ?

Fermions de spin 1/2 (et $m_{\uparrow} \approx m_{\downarrow}$) ? Non (Pauli)

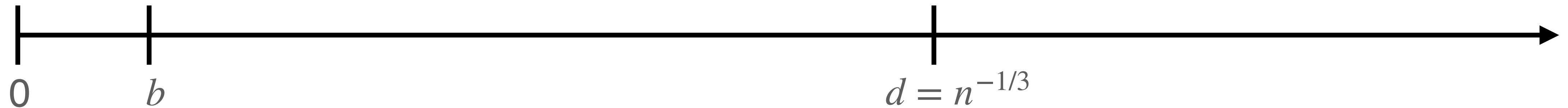


Bosons ? Oui (Efimov)



apparaissent pour $a \approx -10 R_{\text{vdW}}$

Fermions vs. bosons



Nous considérerons dans ce cours

→ un gaz de fermions de spin 1/2, avec $m_{\uparrow} = m_{\downarrow}$ Gaz supposé “équilibré” : $N_{\uparrow} = N_{\downarrow} = N/2$

Pas de restriction sur le signe de la longueur de diffusion a , ni sur la valeur de na^3 : $|a| \gtrsim d$

→ un gaz de bosons sans spin ou polarisés

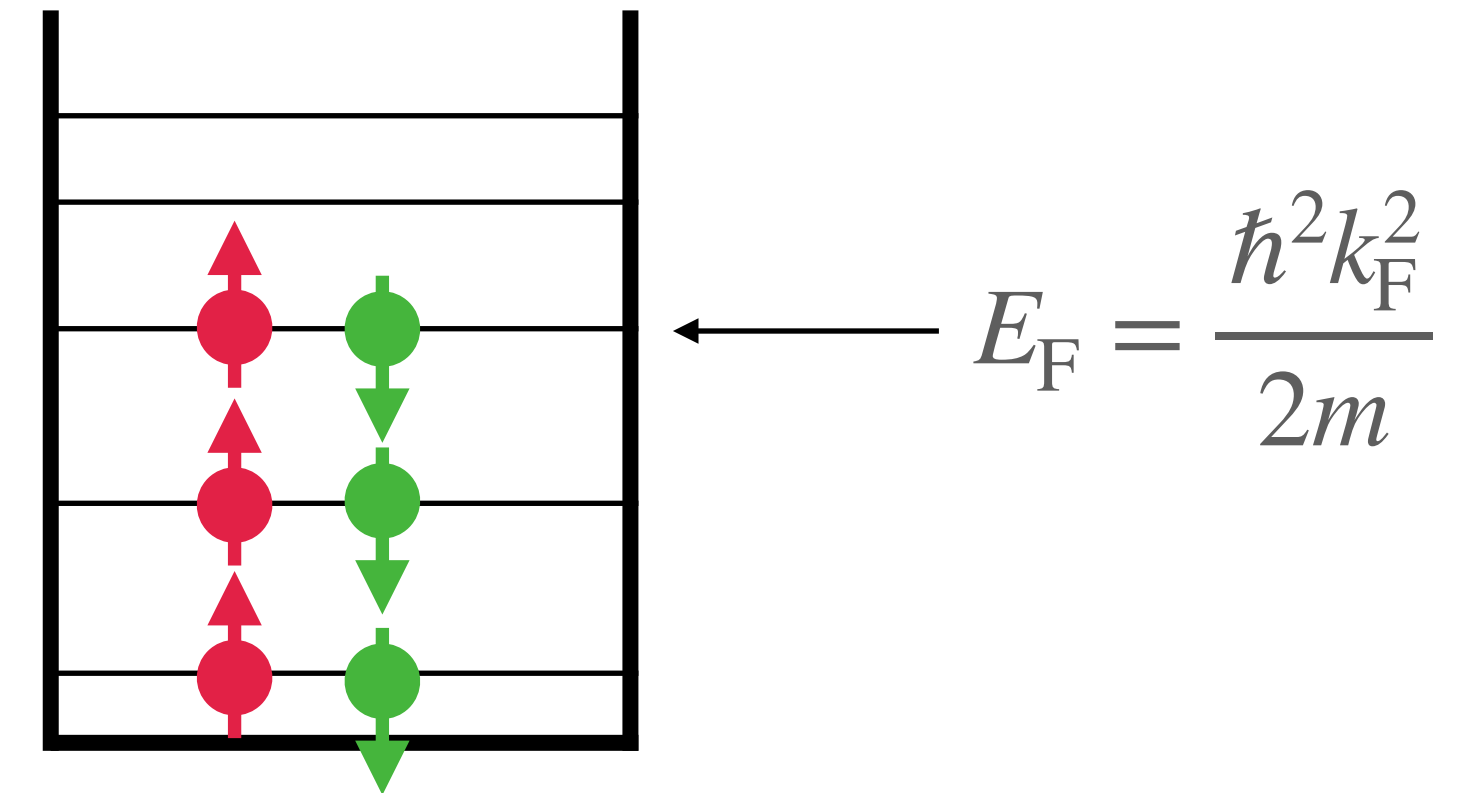
• **Au voisinage de $T = 0$, $a > 0$ (stabilité en champ moyen) et $na^3 \ll 1$ (cf. cours précédent)**

• **Dans le régime non dégénéré, $a < 0$ possible mais $|a| \lesssim 10 R_{\text{vdW}}$ pour éviter les états d’Efimov**

Rappel sur le gaz de Fermi équilibré

Etat fondamental ?

Jamais d'interaction en onde s pour $\uparrow - \uparrow$ ou $\downarrow - \downarrow$



Si on suppose qu'il n'y a pas d'interaction $\uparrow - \downarrow$, remplissage régulier des états jusqu'à $|k| = k_F$

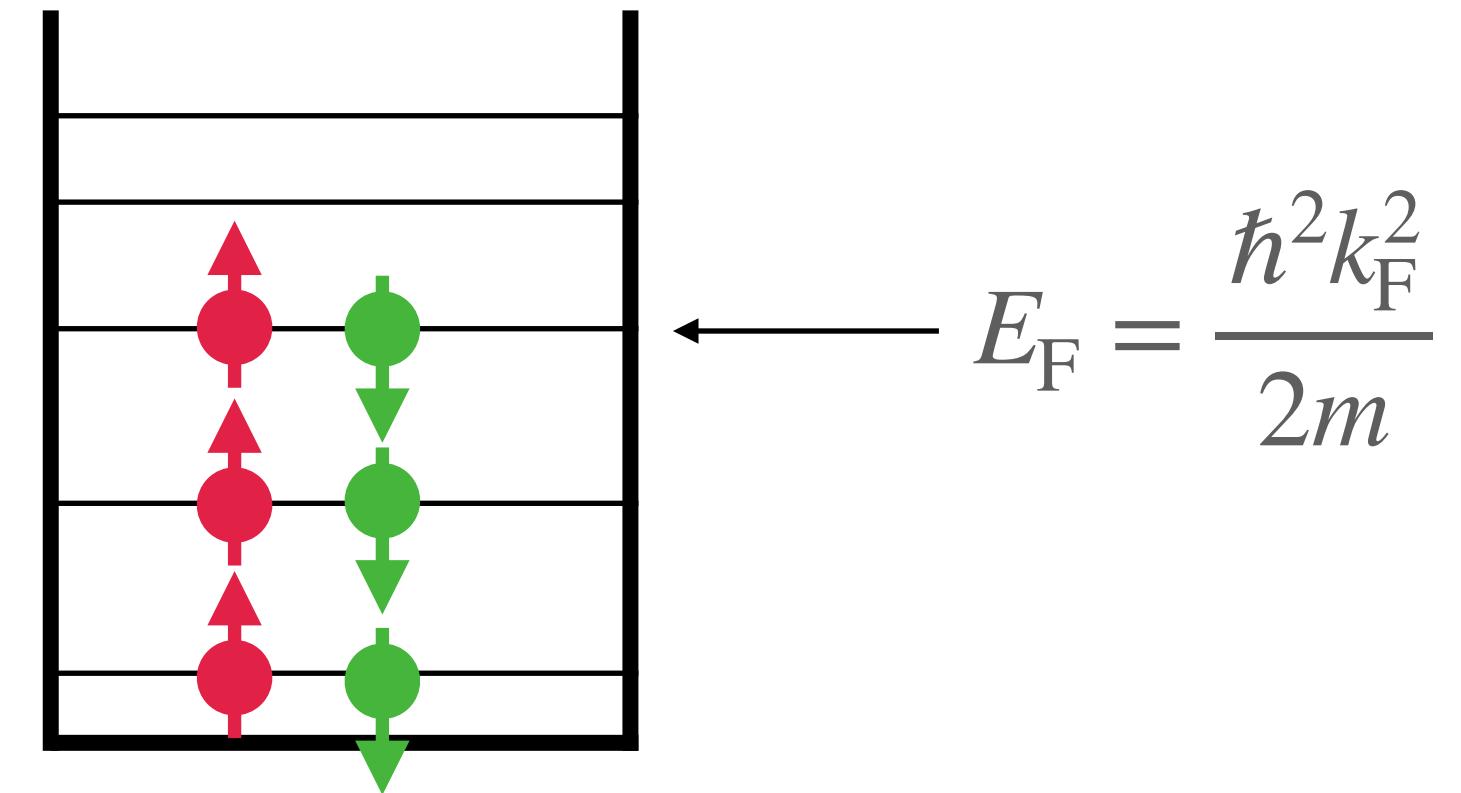
$$N = \sum_{|k| < k_F} 2 \longrightarrow \frac{L^3}{(2\pi)^3} \int_{|k| < k_F} 2 d^3k = \frac{L^3 k_F^3}{3\pi^2}$$

$$E = \sum_{|k| < k_F} 2 \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{3}{5} N E_F$$

Rappel sur le gaz de Fermi équilibré (suite)

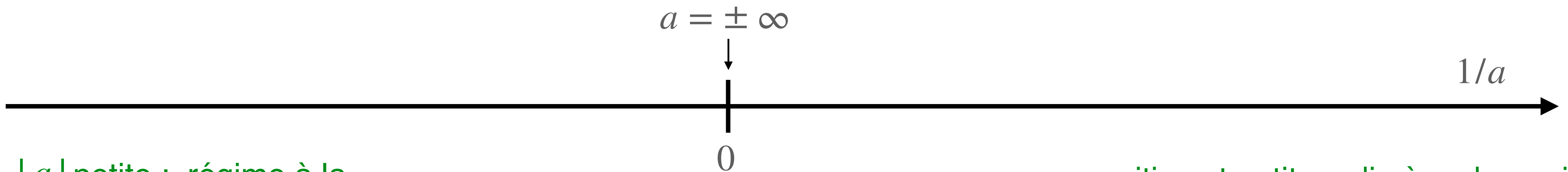
Etat fondamental ?

Jamais d'interaction en onde s pour $\uparrow - \uparrow$ ou $\downarrow - \downarrow$



En présence d'interactions $\uparrow - \downarrow$, système très riche (fondamental toujours superfluide)

Au voisinage d'une résonance de diffusion, "crossover" entre régime BCS et condensat de Bose-Einstein



$|a|$ petite : régime à la Bardeen-Cooper-Schrieffer

Régime d'interaction forte

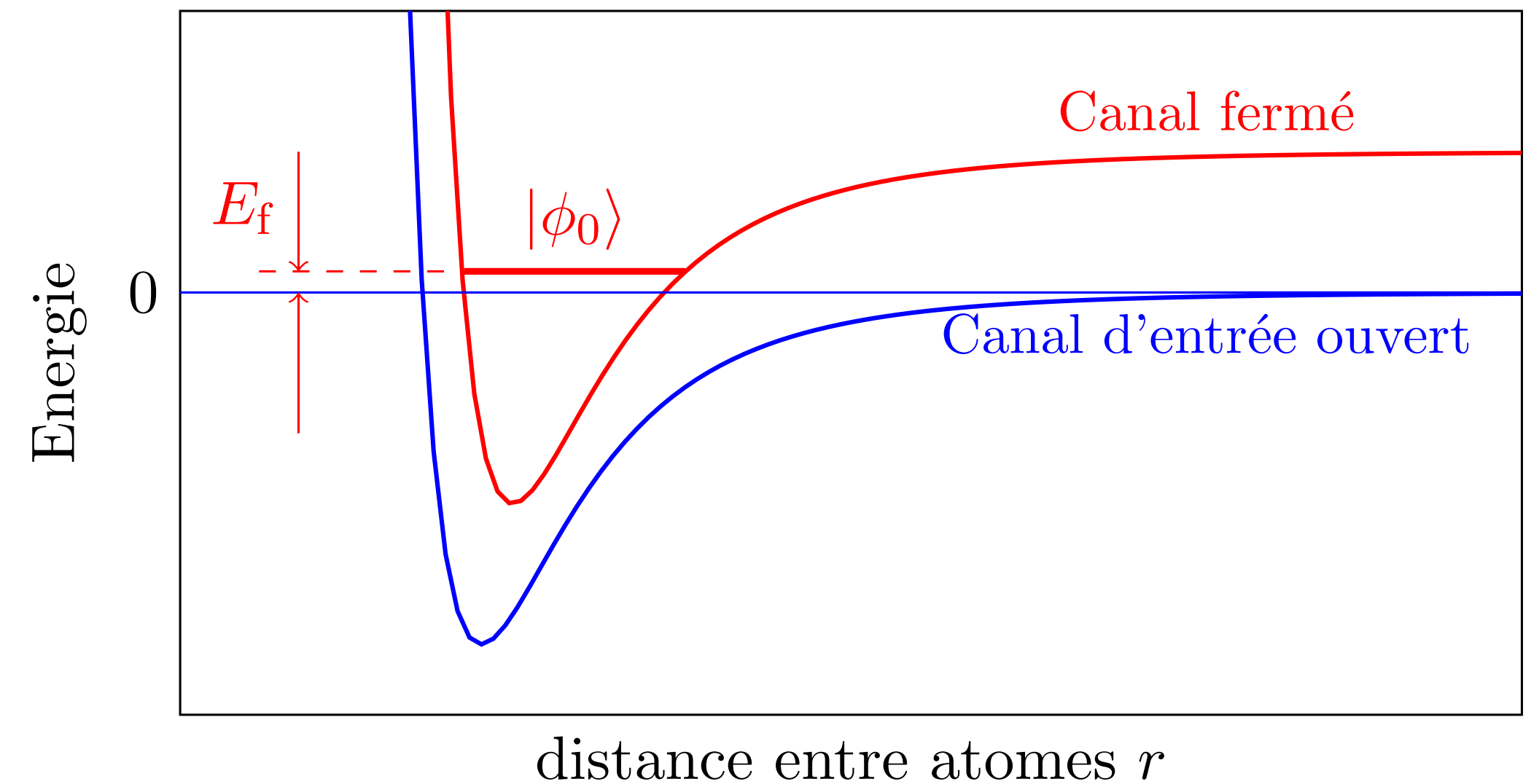
a positive et petite : dimères bosoniques $E \approx -\hbar^2 / ma^2$ qui forment un condensat

Résonances de Feshbach : larges vs. étroites ?

Résonance large

$$f(k) \approx \frac{-a}{1 + ika}$$

a est la seule longueur pertinente dans le domaine d'énergie considéré



Résonance étroite

$$f(k) \approx \frac{-a}{1 + ika + k^2 R_* a}$$

où R_* est "anormalement" grand, en particulier $|R_*| \gg b$

R_* constitue une nouvelle échelle de longueur à prendre en compte en plus de a

problème plus compliqué : exclu ici

Plan du cours

1. Champ d'application du concept de contact

2. Contact et corrélations à deux corps

Les états de diffusion à deux corps

Fonction de corrélation $G_2(r)$

Distribution en impulsion

3. Définition thermodynamique du contact

4. Premières mesures du contact

Les états de diffusion à deux corps



Collision en onde s : analyse du mouvement relatif en terme de la fonction d'onde radiale réduite

$$u(r) = r \psi(r)$$

Comportement pour $r \gtrsim b$ (portée du potentiel)

$$u_k(r) \propto \sin [kr + \delta_0(k)]$$

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} \left\{ \tan [\delta_0(k)] / k \right\}$$

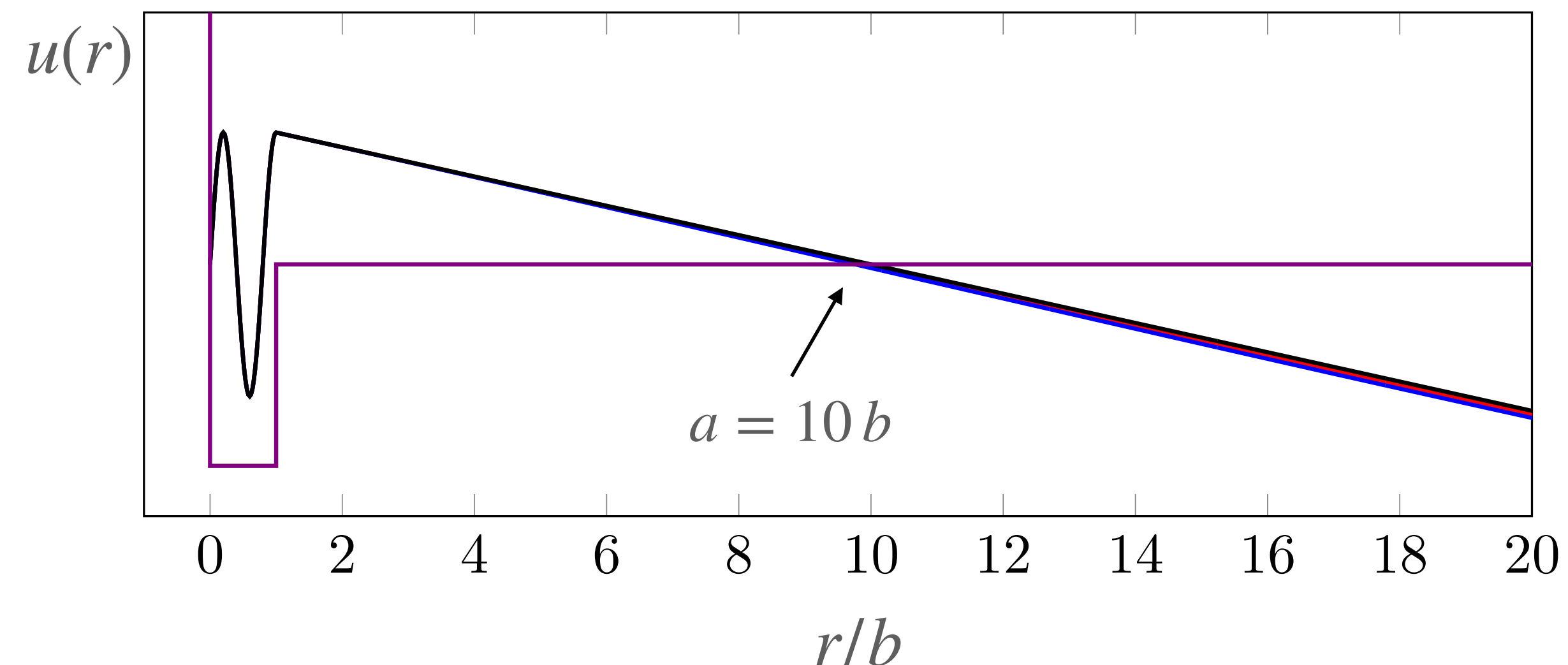
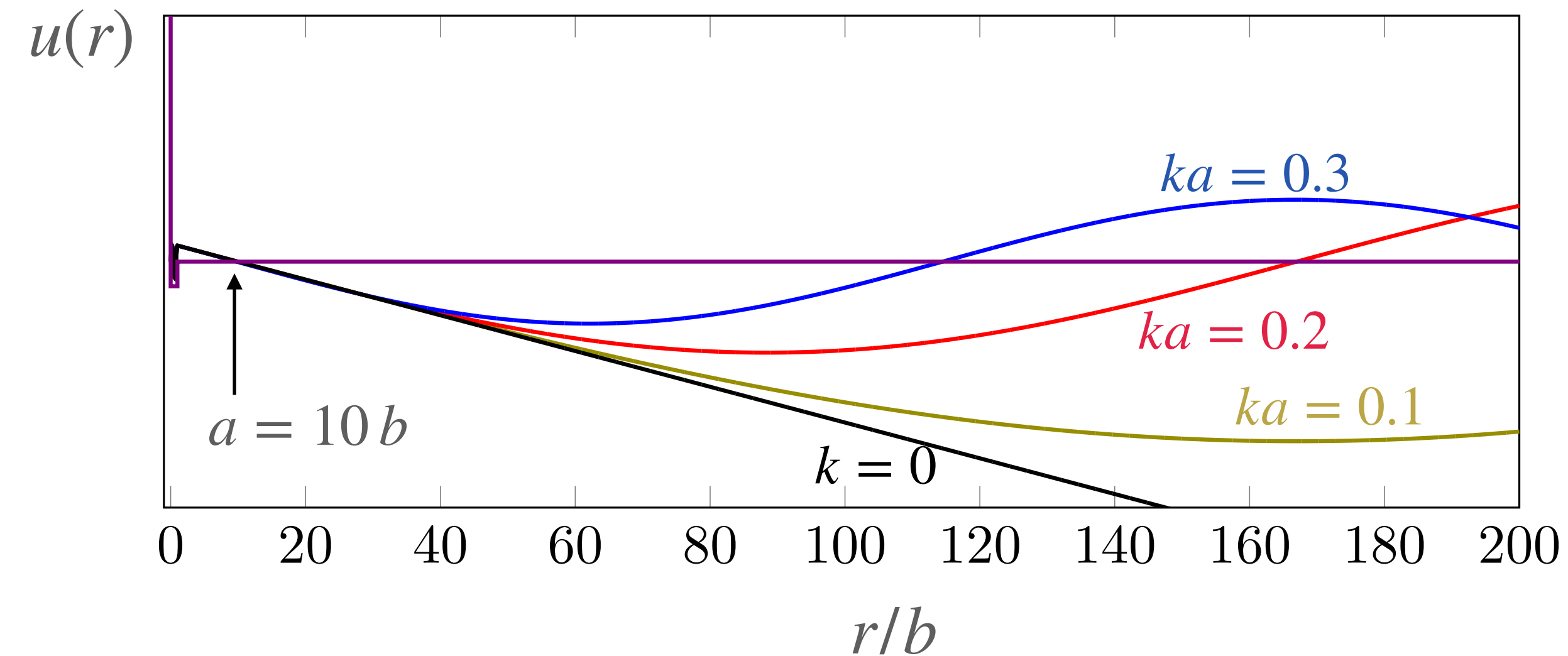
Dans la région $kr \ll 1$:

$$u_k(r) \approx u_0(r) \approx a - r + \mathcal{O}(r^2)$$

Valable en dehors du puits de potentiel : $r \gtrsim b$

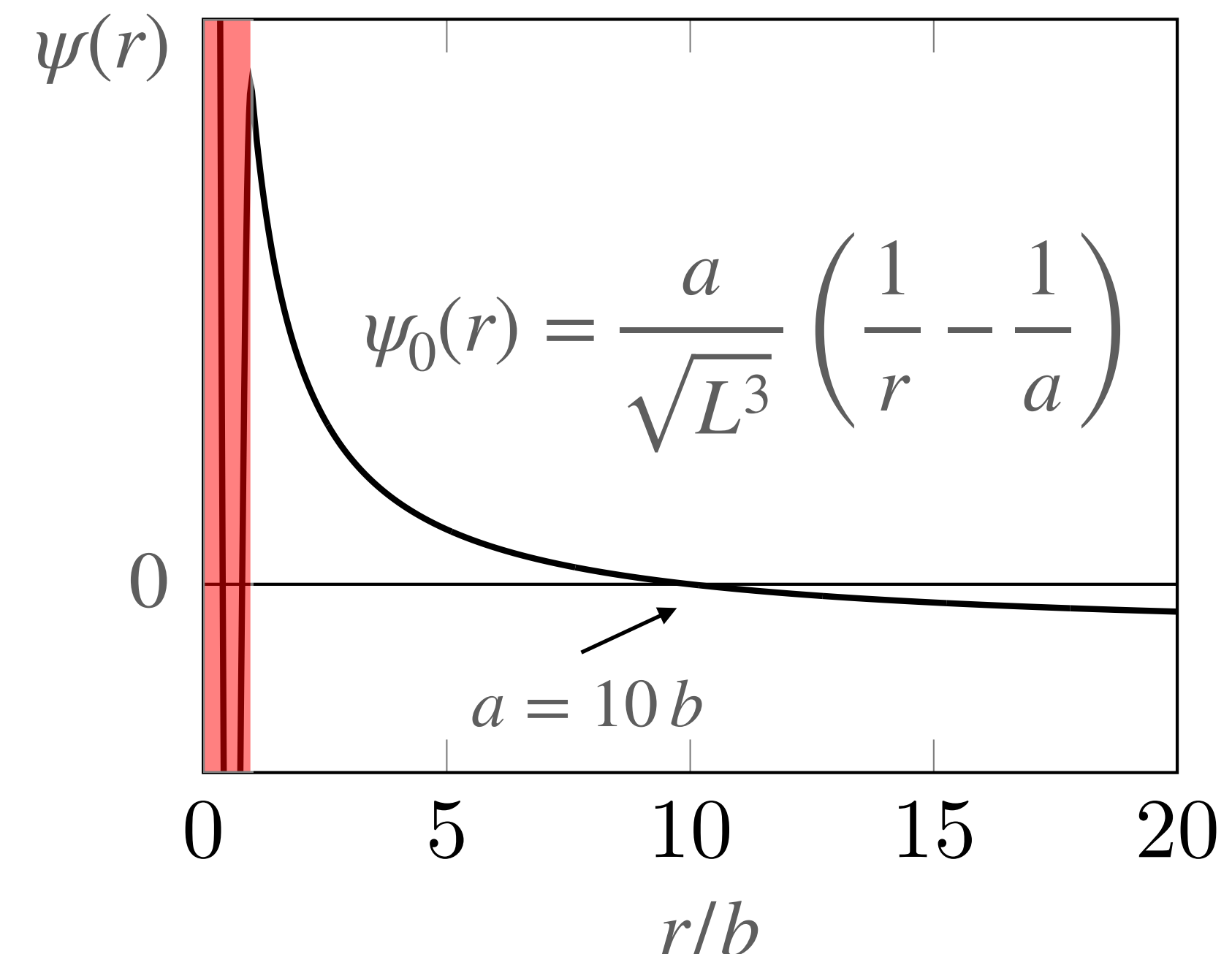
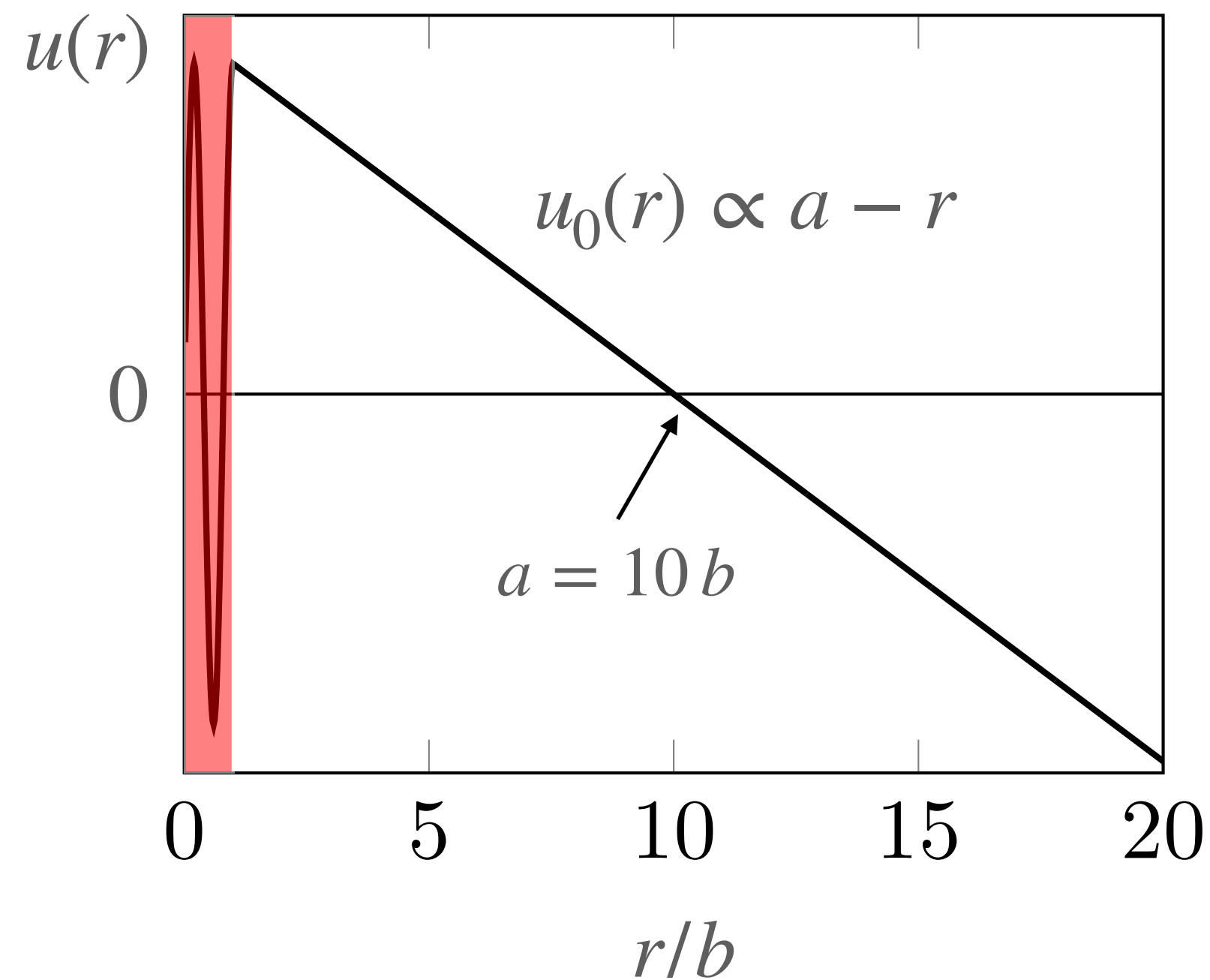
Exact pour le pseudo-potentiel ($b = 0$)

Exemple d'un puits carré



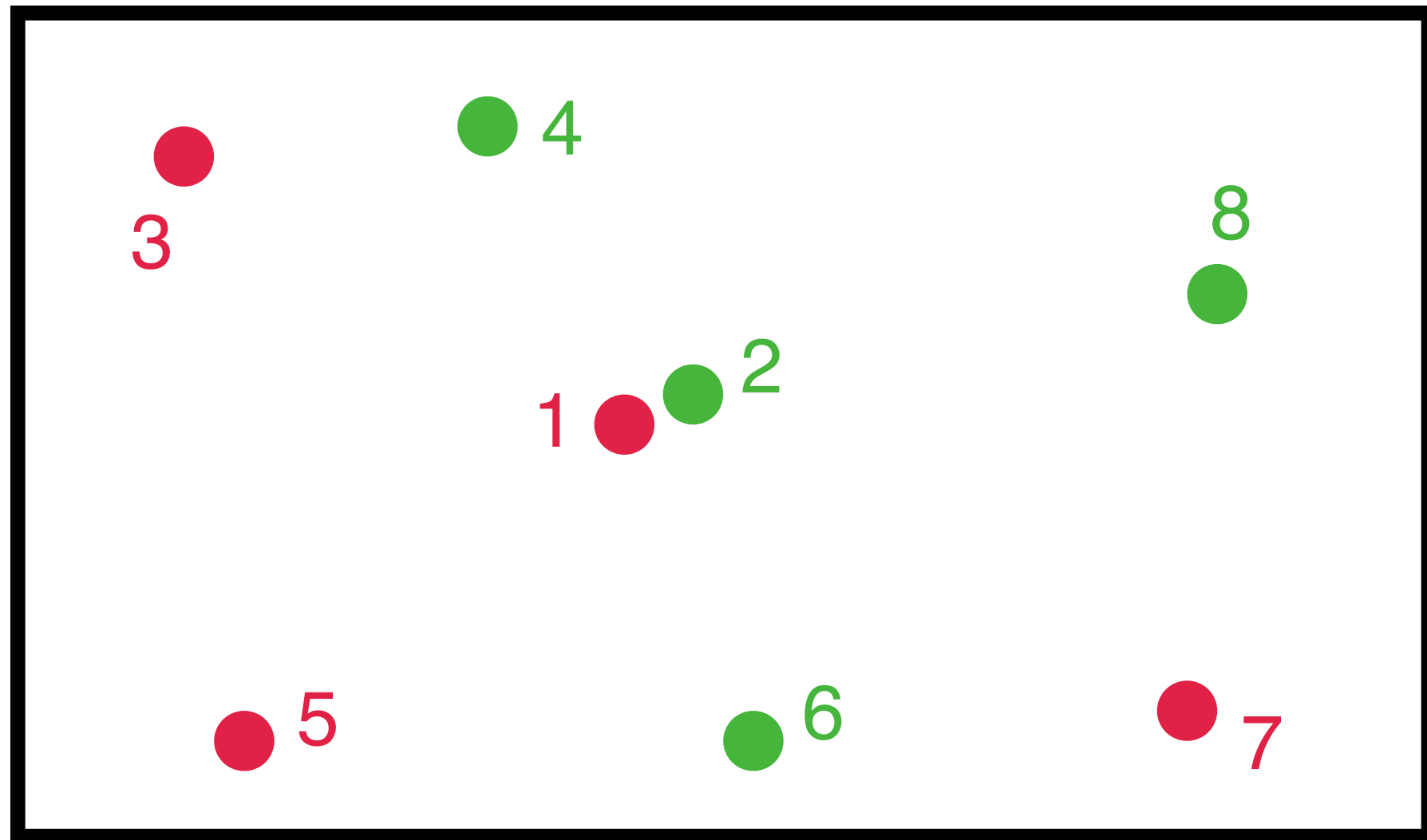
Les états de diffusion à deux corps (suite)

Comportement de la fonction d'onde à énergie nulle $\psi_0(r) = \frac{u_0(r)}{r}$ pour $r \gtrsim b$



Dans ce qui va suivre, c'est le terme dominant $\psi_0(r) \propto \frac{1}{r}$ pour $r \gtrsim b$ qui va jouer le rôle principal (en supposant $b \ll a$ pour que ce régime existe sur une plage appréciable)

Passage à N corps : argument qualitatif



Etat fondamental : $\Phi(r_1, r_2, r_3, \dots, r_N)$

Indices impairs : \uparrow

Indices pairs : \downarrow

Fermions: Φ antisymétrique par échange de deux indices pairs ou de deux indices impairs

On fixe les positions r_3, \dots, r_N :

Que se passe-t-il quand r_1 et r_2 se rapprochent l'un de l'autre, suffisamment loin des $N - 2$ particules restantes?

$$r_1 = R + \frac{r}{2}, \quad r_2 = R - \frac{r}{2}$$

$$\Phi(r_1, r_2, \dots, r_N) \approx \psi_0(r) \tilde{\Phi}(R, r_3, \dots, r_N)$$

fonction d'onde à $E = 0$ du problème à deux corps

Fonctions de corrélation à deux corps

Zhang & Leggett, Yu, Bruun & Baym (2009)

On définit :

$$\mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) \equiv \langle \hat{\Psi}_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\downarrow}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\uparrow}(\mathbf{r}) \rangle = \frac{N^2}{4} \int d^3r_3 \dots d^3r_N \Phi^*(\mathbf{r}',0,\mathbf{r}_3,\dots,\mathbf{r}_N) \Phi(\mathbf{r},0,\mathbf{r}_3,\dots,\mathbf{r}_N)$$

Quel est le comportement de \mathcal{G}_2 quand $r, r' \rightarrow 0$?

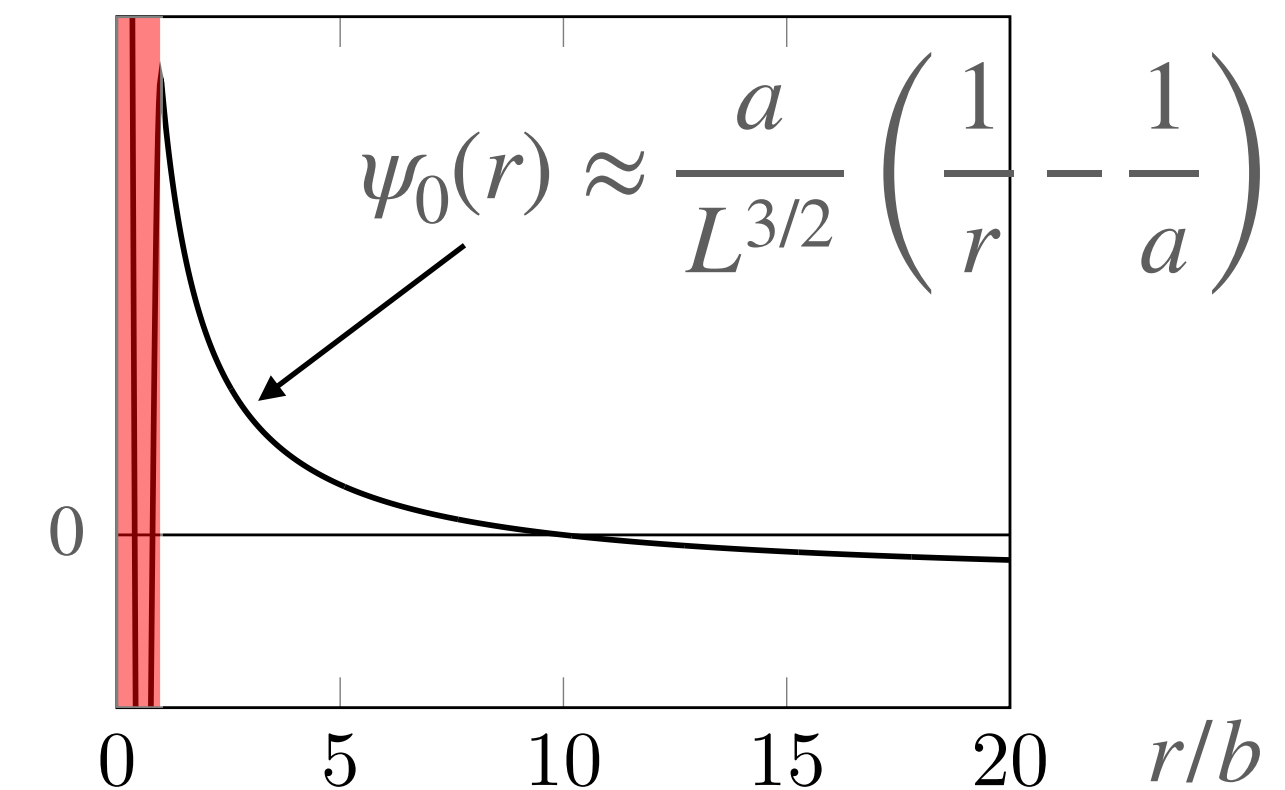
\mathcal{G}_2 : opérateur hermitien en représentation position. On peut le diagonaliser : $\mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) = \sum_j \gamma_j \phi_j^*(\mathbf{r}') \phi_j(\mathbf{r})$

Hypothèse à la base de la théorie du contact :

Quand $r \ll d$: $\phi_j(r) \propto \psi_0(r)$

$$\mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) \approx \frac{C}{(4\pi)^2 a^2} \psi_0^*(r') \psi_0(r) \quad \mathbf{C : contact}$$

$$b \lesssim r, r' \ll d, a : \mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) \approx \frac{C}{(4\pi)^2 L^3} \frac{1}{r'} \frac{1}{r}$$



Distribution de paires

$$\mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) \equiv \langle \hat{\Psi}_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\downarrow}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\uparrow}(\mathbf{r}) \rangle$$

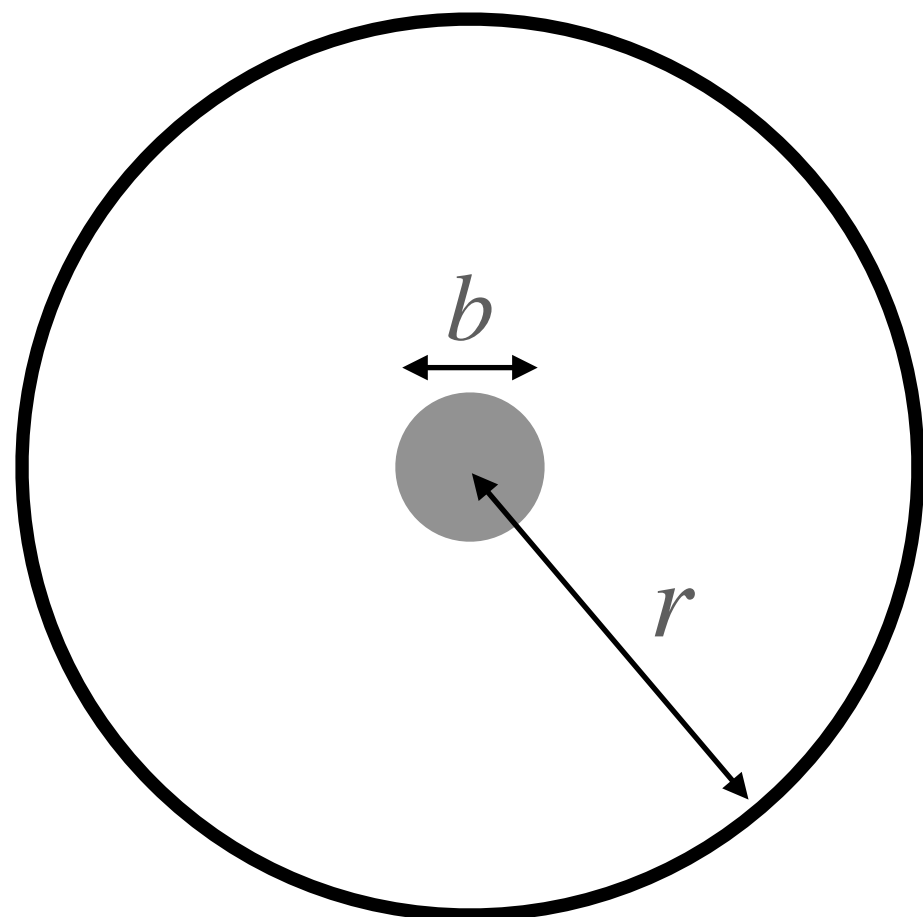
$$\approx \frac{C}{(4\pi)^2 L^3} \frac{1}{r'} \frac{1}{r}$$

Fonction de distribution de paires pour deux fermions $\uparrow \downarrow$ (ou deux bosons)

$$G_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}) = \int \mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}_a + \mathbf{r}, \mathbf{r}_a; \mathbf{r}_a + \mathbf{r}, \mathbf{r}_a) d^3 r_a = L^3 \mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}, 0; \mathbf{r}, 0) \quad \int G_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}) d^3 r = \left(\frac{N}{2}\right)^2$$

$$\approx \frac{C}{(4\pi)^2} \frac{1}{r^2} \quad \text{pour } b \lesssim r \ll a, d \quad \text{Contact } C : \text{variable extensive, dimension : (longueur)}^{-1}$$

Tendance au groupement des particules (fermions $\uparrow \downarrow$ ou bosons)



Pour un atome donné, probabilité $\delta P(r)$ de trouver un voisin (de spin opposé dans le cas des fermions) à une distance inférieure à r ($\ll d, a$) ?

$\delta P(r) \propto r$ au lieu de $\delta P(r) \propto r^3$ pour des particules non corrélées

Distribution en impulsion ?

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) &\equiv \langle \hat{\Psi}_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\downarrow}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\uparrow}(\mathbf{r}) \rangle \\ &= \frac{N^2}{4} \int d^3r_3 \dots d^3r_N \Phi^*(\mathbf{r}',0,\mathbf{r}_3,\dots,\mathbf{r}_N) \Phi(\mathbf{r},0,\mathbf{r}_3,\dots,\mathbf{r}_N)\end{aligned}$$

$$b \lesssim r, r' \ll d, a : \quad \mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) \approx \frac{C}{(4\pi)^2 L^3} \frac{1}{r'} \frac{1}{r}$$

$$\Rightarrow \quad n_{\uparrow}(k) = n_{\downarrow}(k) \approx \frac{C}{k^4} \quad \text{pour} \quad \frac{1}{a}, \frac{1}{d} \ll k \lesssim \frac{1}{b}$$

Plan du cours

1. Champ d'application du concept de contact
2. Contact et corrélations à deux corps
3. Définition thermodynamique du contact
4. Premières mesures du contact

Potentiels thermodynamiques

L'état d'équilibre d'un fluide est caractérisé par une fonction thermodynamique, par exemple l'énergie E , elle-même fonction de variables thermodynamiques :

$$E(S, L^3, N) \quad dE = TdS - PdL^3 + \mu dN$$

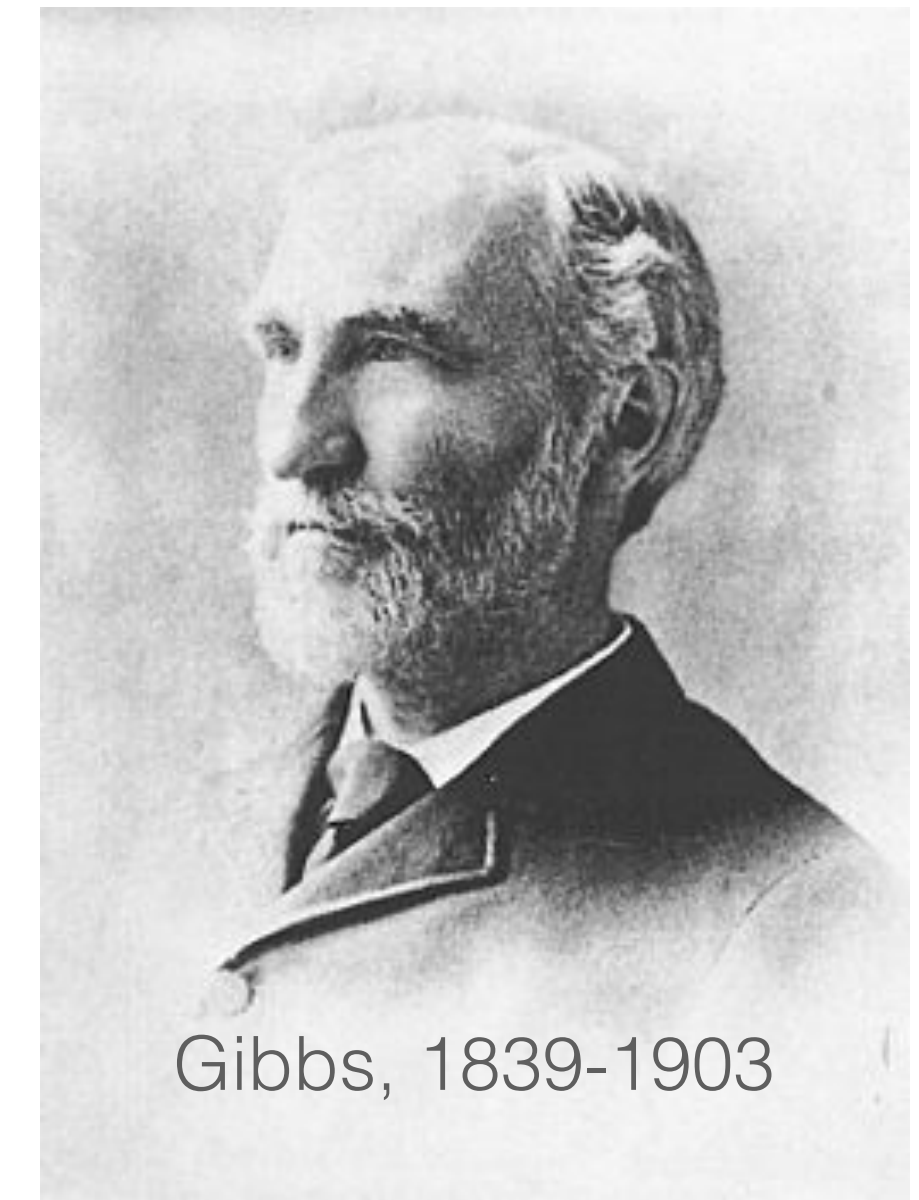
avec les variables conjuguées

$$T = \left(\frac{\partial E}{\partial S} \right)_{L^3, N} \quad P = - \left(\frac{\partial E}{\partial L^3} \right)_{S, N} \quad \mu = \left(\frac{\partial E}{\partial N} \right)_{S, L^3}$$

On devrait en principe inclure le potentiel d'interaction $V(r)$ dans les variables thermodynamiques, mais ça ferait une infinité de paramètres !

Pour les gaz quantiques dilués ($nb^3 \ll 1$), on suppose ici que seule la longueur de diffusion a du problème à deux corps est importante

On va la traiter comme une variable thermodynamique à part entière : $E(S, L^3, N, a)$



Gibbs, 1839-1903

La définition thermodynamique du contact

On se place à température nulle pour commencer (donc entropie $S = 0$)

Pour la fonction thermodynamique $E(L^3, N, a)$, quelle est la quantité conjuguée de a ?

Bosons polarisés : $\frac{\hbar^2 C}{8\pi m a^2} = \left(\frac{\partial E}{\partial a} \right)_{L^3, N}$ ou encore $\frac{\hbar^2 C}{8\pi m} = - \left(\frac{\partial E}{\partial(1/a)} \right)_{L^3, N}$

Fermions de spin 1/2 : $\frac{\hbar^2 C}{4\pi m a^2} = \left(\frac{\partial E}{\partial a} \right)_{L^3, N}$ ou encore $\frac{\hbar^2 C}{4\pi m} = - \left(\frac{\partial E}{\partial(1/a)} \right)_{L^3, N}$

Cette définition coïncide-t-elle avec celle basée sur la fonction de corrélation à deux corps ?

Un lemme utile

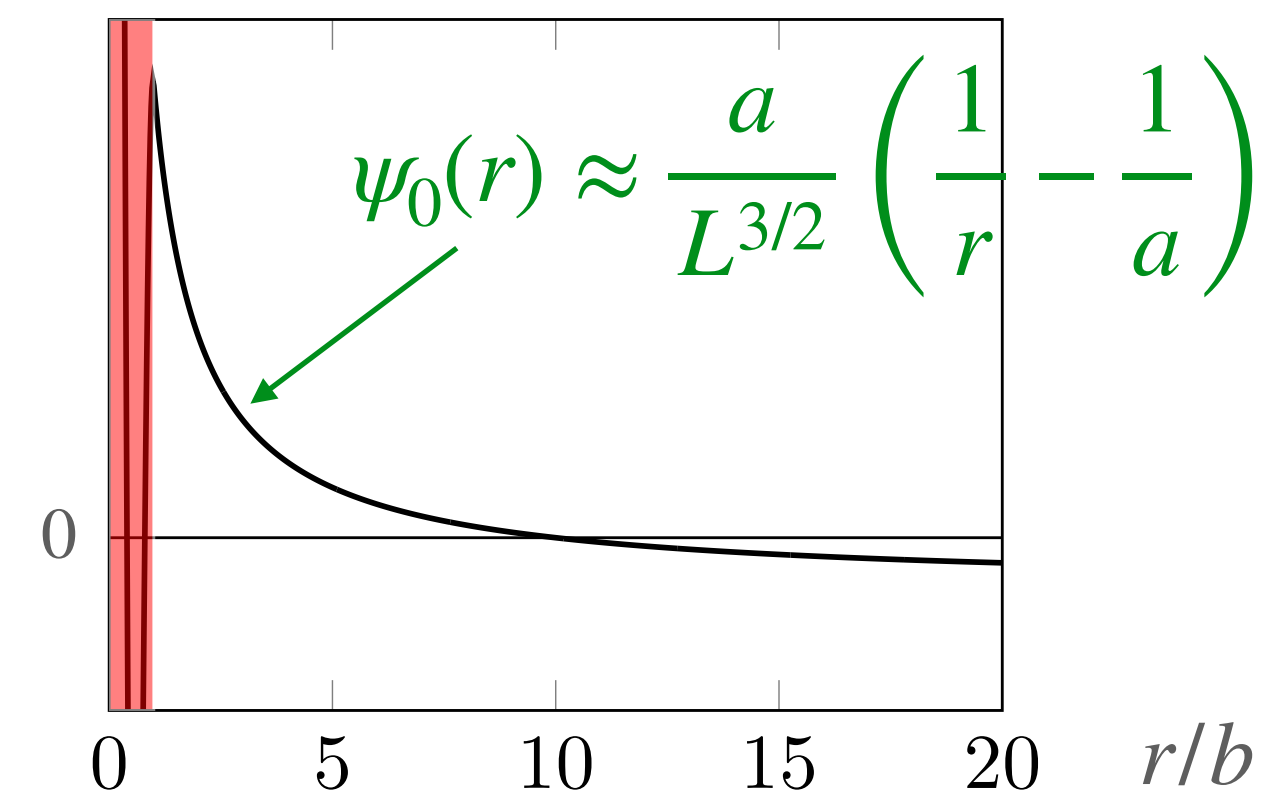
On considère un potentiel d'interaction $V(r)$ conduisant à la longueur de diffusion a

On fait un léger changement de potentiel : $V(r) \longrightarrow V(r) + \delta V(r)$

De combien change la longueur de diffusion ?

Réponse : $a \longrightarrow a + \delta a$ avec $L^3 \int \delta V(r) \psi_0^2(r) d^3r = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \delta a$

$\psi_0(r)$ fonction radiale réduite d'énergie nulle



Lien entre les deux définitions du contact

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) &\equiv \langle \hat{\Psi}_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\downarrow}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\uparrow}(\mathbf{r}) \rangle \\ &= \frac{N^2}{4} \int d^3r_3 \dots d^3r_N \Phi^*(\mathbf{r}',0,\mathbf{r}_3,\dots,\mathbf{r}_N) \Phi(\mathbf{r},0,\mathbf{r}_3,\dots,\mathbf{r}_N)\end{aligned}$$

$$r, r' \ll d : \quad \mathcal{G}_2(\mathbf{r}',0;\mathbf{r},0) \approx \frac{C}{(4\pi)^2 a^2} \psi_0^*(r') \psi_0(r)$$

$$C = C^{\text{thermo}} ???$$

$$\frac{\hbar^2 C^{\text{thermo}}}{4\pi m a^2} = \left(\frac{\partial E}{\partial a} \right)_{L^3, N}$$

$$\text{Lemme : } \quad L^3 \int \delta V(r) \psi_0^2(r) d^3r = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \delta a$$

Le cas de la température non nulle

Description du système par un opérateur densité à N corps à température T : $\hat{\rho} = \sum_j P_j |\Phi_j\rangle\langle\Phi_j|$

Pour chaque état $|\Phi_j\rangle$, on peut refaire la même démarche :

$$C_j = - \frac{[4/8]\pi m}{\hbar^2} \left(\frac{\partial E_j}{\partial(1/a)} \right)_{N,L^3}$$

à condition que les échelles d'énergie restent compatibles avec les hypothèses (onde s)

Contact à température T : $C = \sum_j P_j C_j$

Définition prise à populations constantes : correspond à la définition d'un processus adiabatique

$$C = - \frac{[4/8]\pi m}{\hbar^2} \left(\frac{\partial E}{\partial(1/a)} \right)_{S,N,L^3}$$

Contact et théorème du viriel

Utilisation de l'analyse dimensionnelle pour établir des relations entre quantités thermodynamiques

Exemple de l'entropie :
$$dS = \frac{1}{T}dE + \frac{P}{T}dL^3 - \frac{\mu}{T}dN + \frac{\hbar^2 C}{[4/8]\pi m T}d(1/a)$$

- On utilise l'extensivité de l'entropie
- On choisit une échelle naturelle d'énergie (\hbar^2/ma^2) et de volume (a^3)

$$S = Nk_B f\left(\frac{E/N}{\hbar^2/ma^2}, \frac{L^3/N}{a^3}\right)$$

On en déduit :
$$PL^3 = \frac{2}{3}E + \frac{\hbar^2 C}{[12/24]\pi m a} \quad \text{Tan (généralisé par Werner)}$$

Si $|a| \rightarrow +\infty$, le contact est régulier :
$$PL^3 = \frac{2}{3}E$$

Plan du cours

1. Champ d'application du concept de contact
2. Contact et corrélations à deux corps
3. Définition thermodynamique du contact
4. Premières mesures du contact
 - *Expériences sur un gaz de Fermi*
 - *Simulations numériques*
 - *Fraction de dimères au voisinage d'une résonance de Feshbach*

Expérience de Boulder (2010)

Stewart *et al.*, PRL **104** 235301

Gaz de $2 \cdot 10^5$ atomes de potassium 40 (fermion), avec $F = 9/2$ pour le niveau fondamental

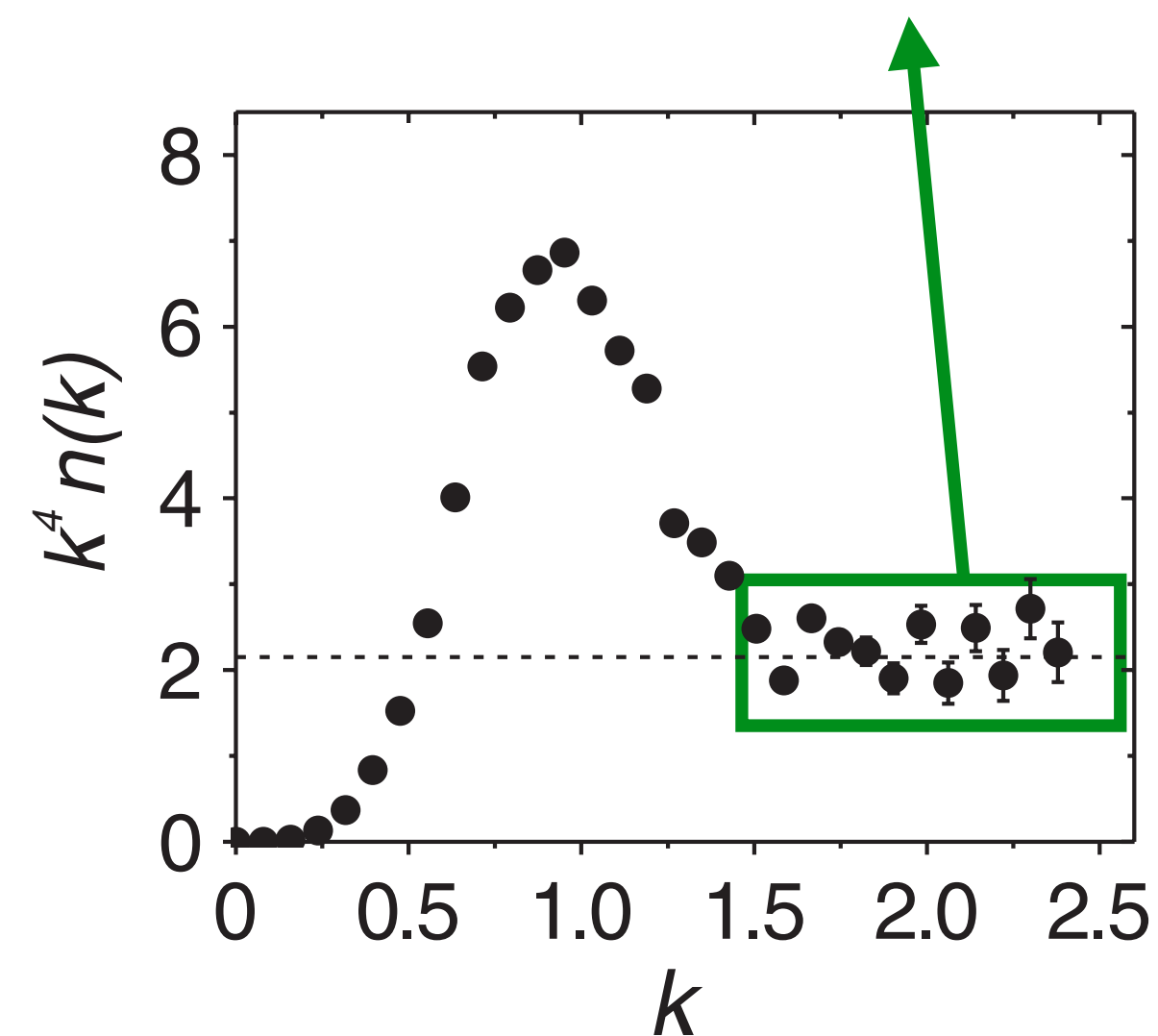
$$|\uparrow\rangle \equiv |F = 9/2, m_F = -7/2\rangle$$

$$|\downarrow\rangle \equiv |F = 9/2, m_F = -9/2\rangle$$

Confinement dans un piège optique et refroidissement par évaporation jusqu'à $T \approx 0.1 T_F$ ($a = 40$ nm)

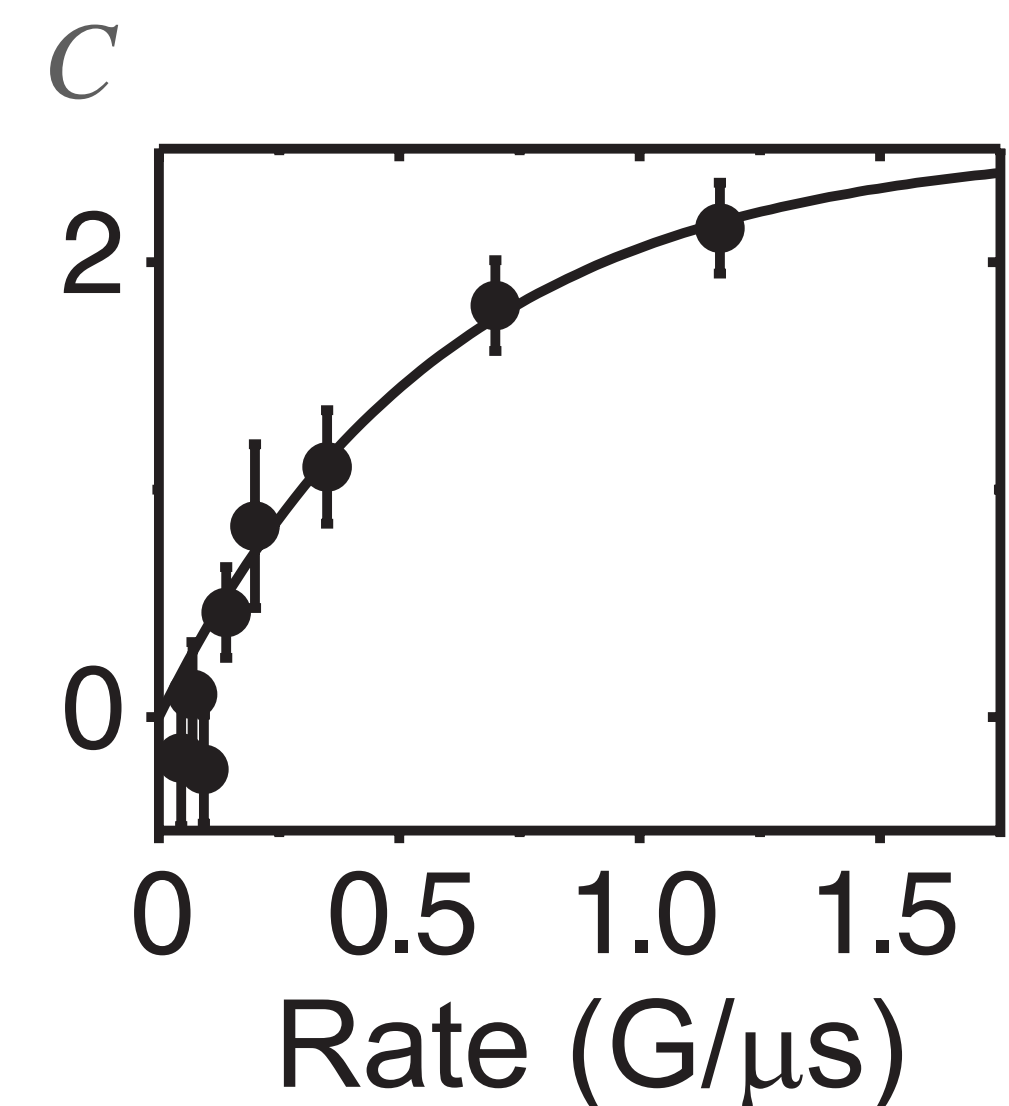
Rampe adiabatique de a jusqu'à une valeur proche de résonance ($1/k_F a = -0.08$), puis mesure de $n(k)$

$$n(k) \approx C/k^4 \text{ avec } C \approx 2.2 N k_F$$

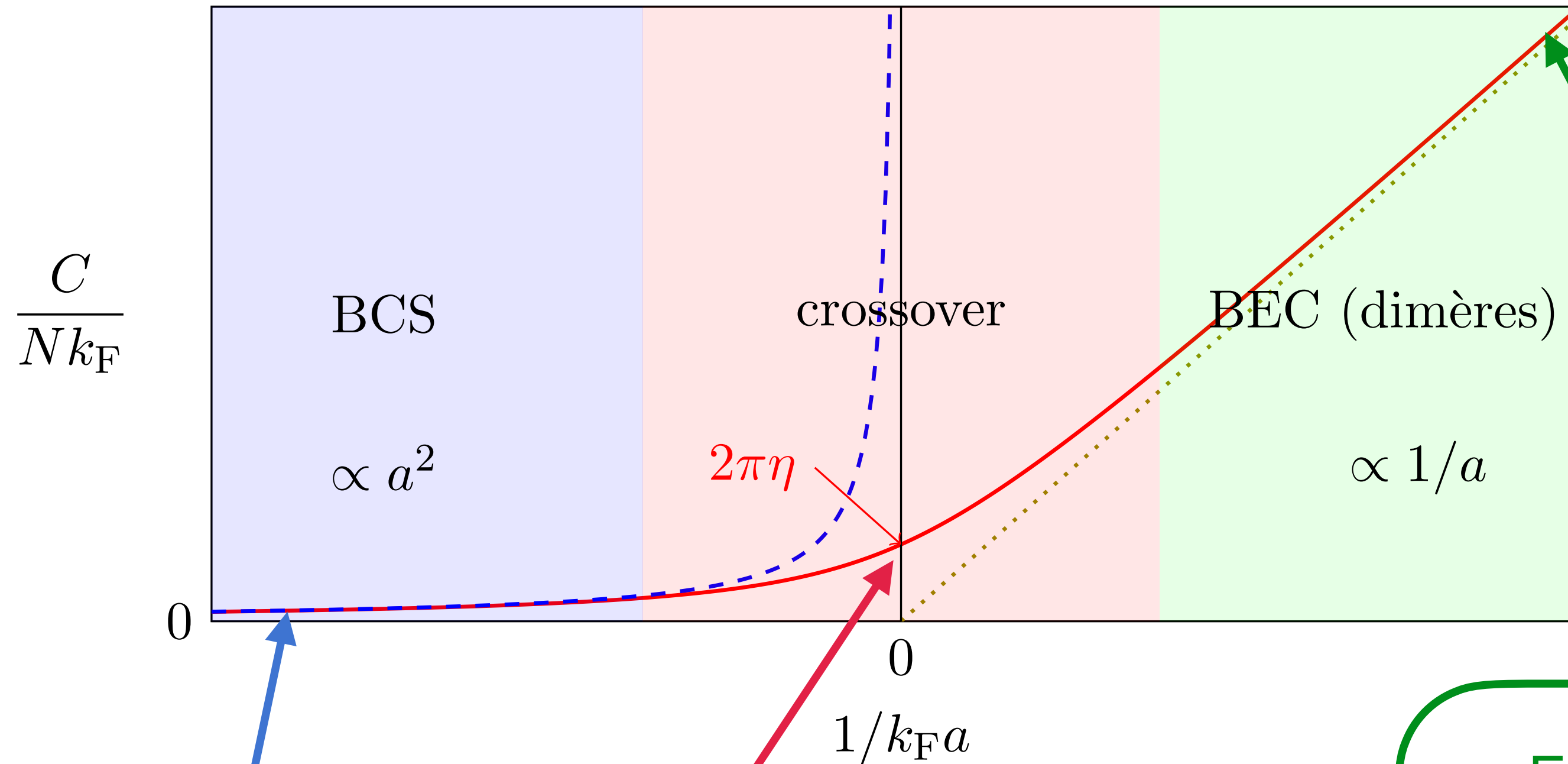


Pour obtenir $n(k)$:

- Coupure soudaine du piège optique
- On amène a à ≈ 0 en changeant B
- Temps de vol de 6 ms



Lois d'échelle attendues pour un gaz de Fermi



$$E_{\text{int}} = \left(\frac{N}{2}\right)^2 \frac{4\pi\hbar^2 a}{mL^3}$$

(corrections BCS négligeables)

$$\frac{C}{Nk_F} \approx \frac{4}{3}(k_F a)^2$$

Problème difficile !

Monte Carlo quantique
de Drut et al (2011):

$$2\pi\eta = 2.95(10)$$

Energie d'un dimère : $-\frac{\hbar^2}{ma^2}$

$$E_{\text{int}} = -\frac{N}{2} \frac{\hbar^2}{ma^2}$$

(interaction dimère-dimère négligeable)

$$\frac{C}{Nk_F} \approx \frac{4\pi}{k_F a}$$

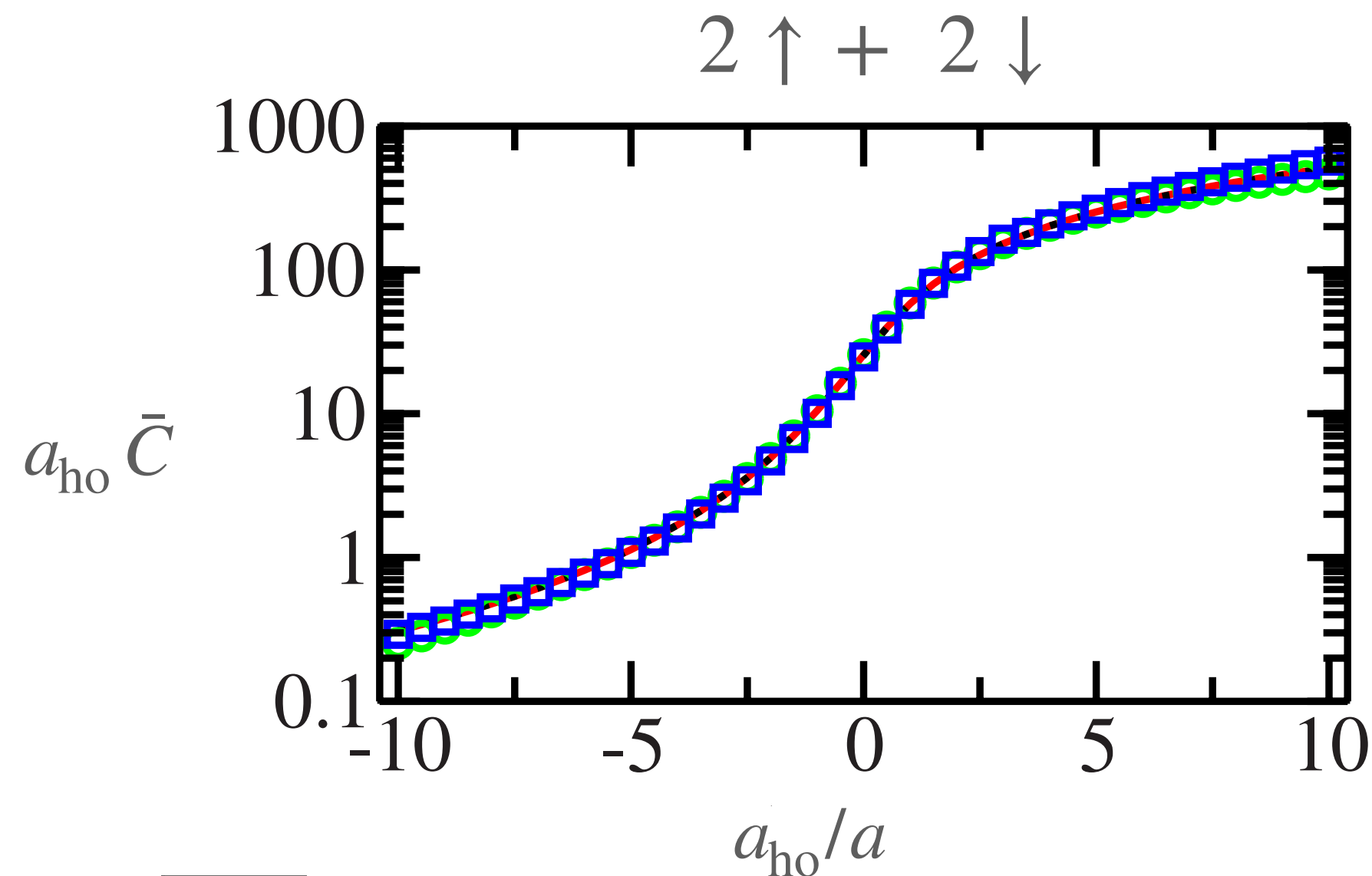
Etudes numériques

Blume & Daily (2009), Yin & Blume (2015)

$N = 4$ à 10 fermions confinés dans un piège harmonique, avec un potentiel d'interaction gaussien

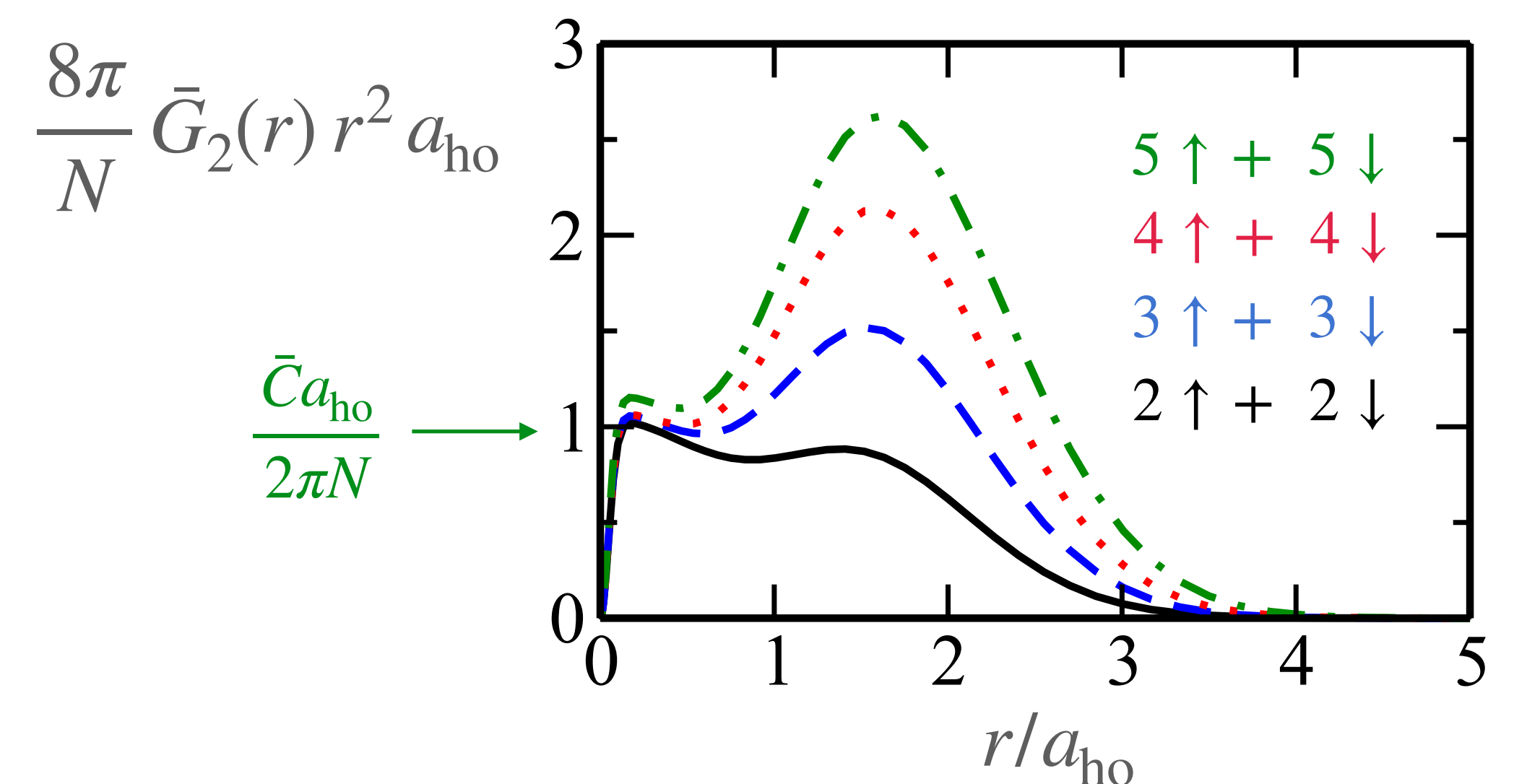
Diagonalisation de l'hamiltonien à N corps

- Energie totale
- Fonction de corrélation spatiale à deux corps
- Distribution en impulsion



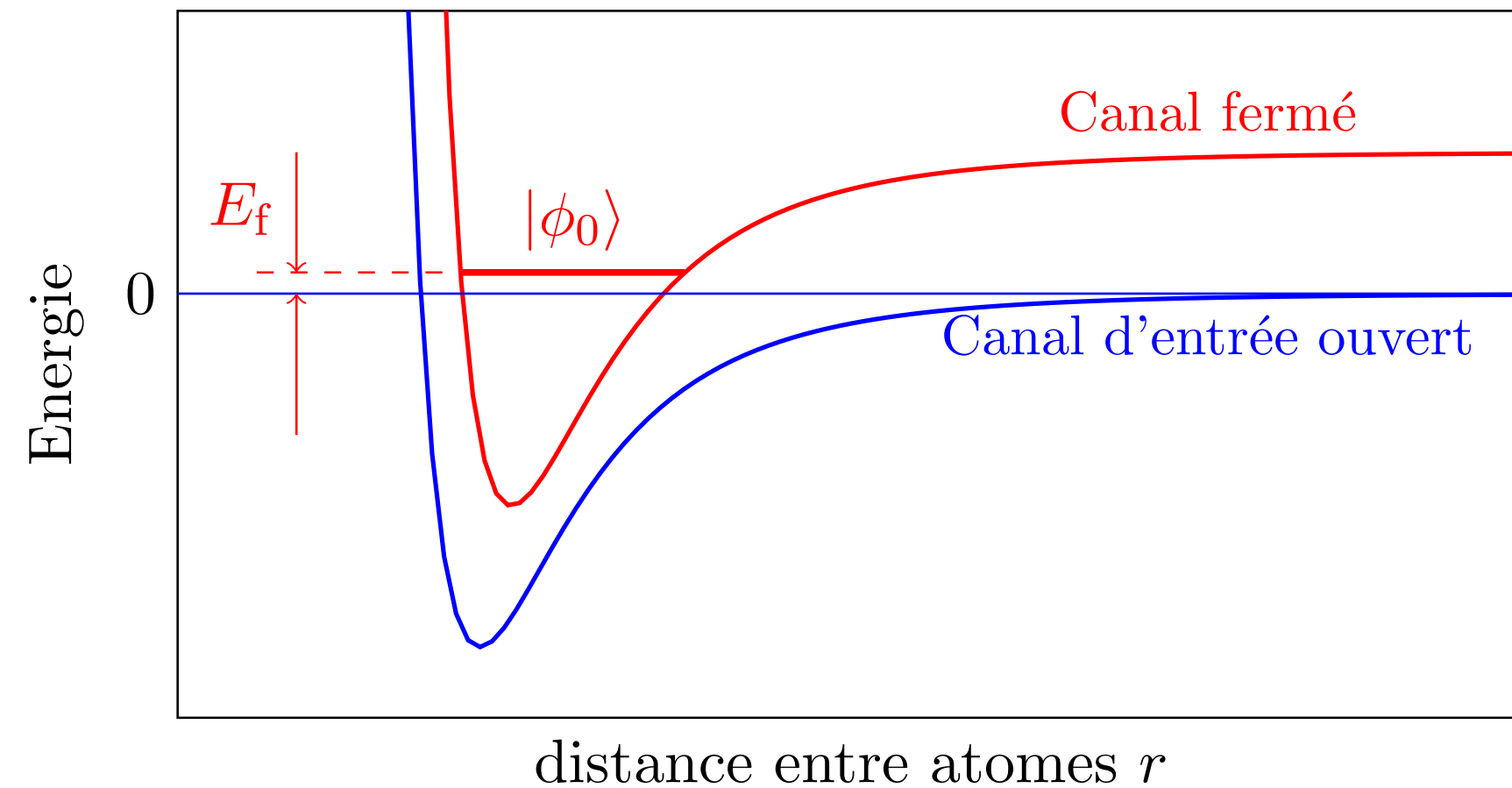
$$a_{\text{ho}} = \sqrt{\hbar/m\omega}$$

“limite thermodynamique” pour $|a| = +\infty$



Contact et résonance de Fano-Feshbach

Werner, Tarruell, Castin



Les particules peuvent exister sous forme d'atomes libres ou de dimères

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{at}} + \sum_{\mathbf{K}} \left(\frac{\hbar^2 K^2}{4m} + E_{\text{dim}}(B) \right) b_{\mathbf{K}}^\dagger b_{\mathbf{K}} + \hat{V}_{\text{at,dim}}$$

Variation de l'énergie du fondamental avec le champ magnétique :

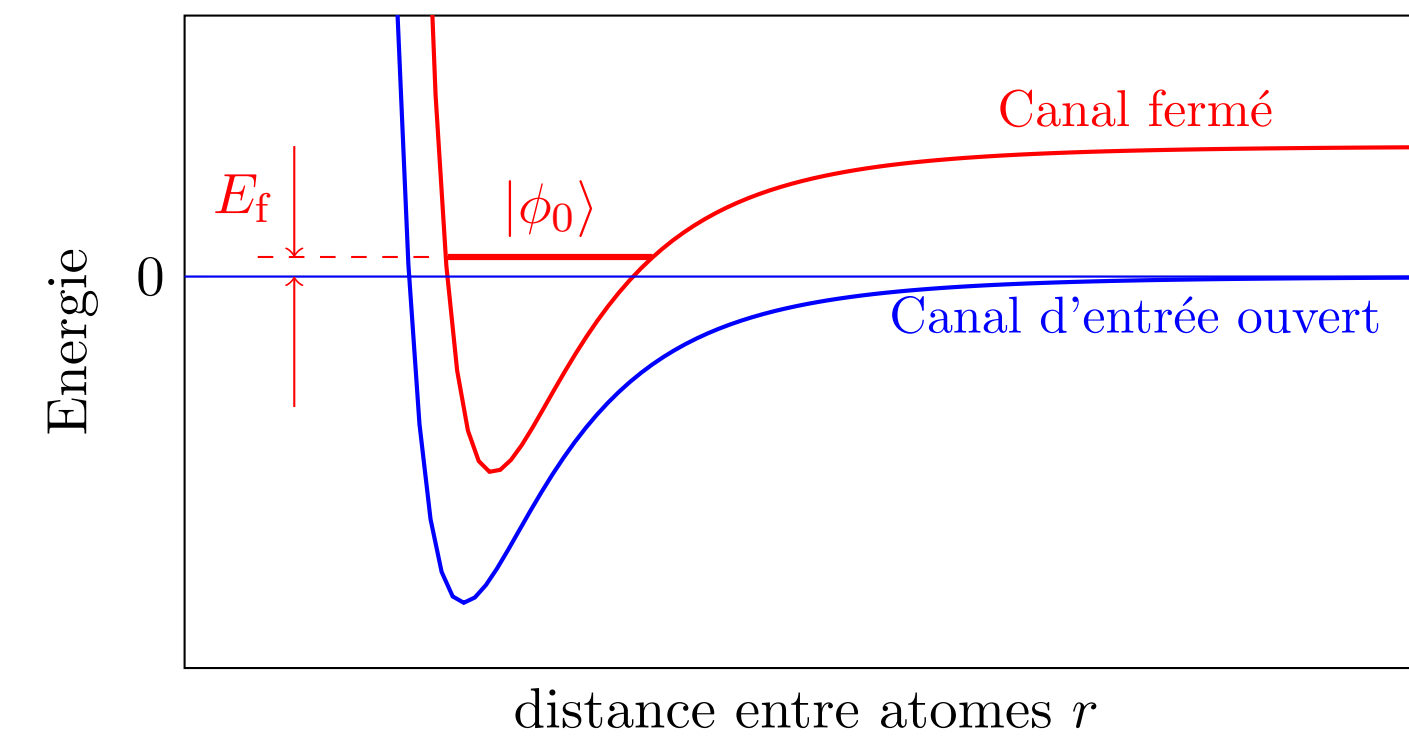
$$\frac{\partial E}{\partial B} = \left\langle \frac{\partial \hat{H}}{\partial B} \right\rangle = \mu \langle N_{\phi_0} \rangle$$

μ : moment magnétique du dimère

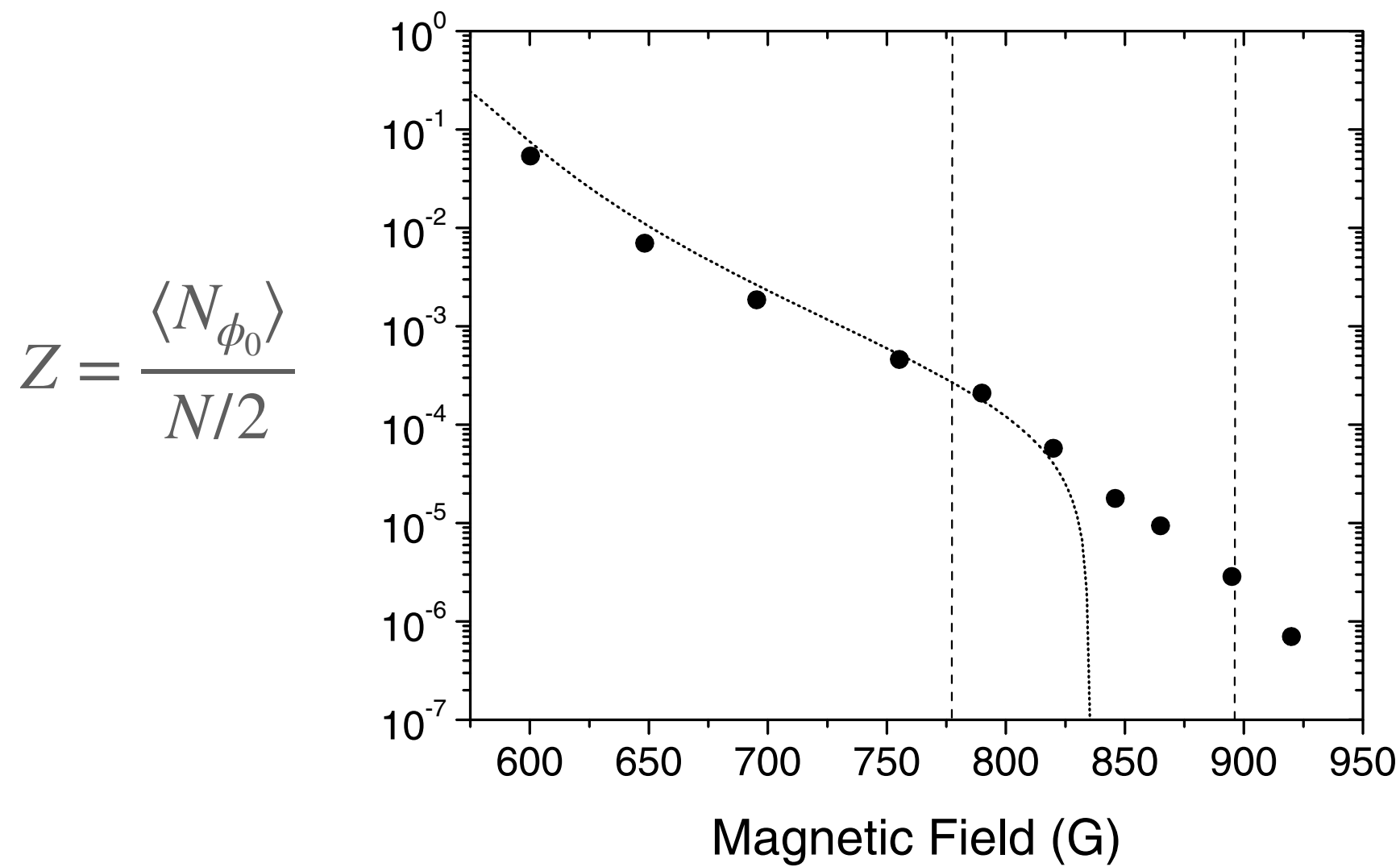
On sait par ailleurs que $\frac{\hbar^2 C}{4\pi m a^2} = \left(\frac{\partial E}{\partial a} \right)_{L^3, N}$ et que $a(B) = a_{\text{bg}} \left(1 - \frac{B_1}{B - B_0} \right)$

Lien direct entre contact C et population de dimères $\langle N_{\phi_0} \rangle$ grâce à $\frac{\partial E}{\partial B} = \frac{\partial E}{\partial a} \frac{da}{dB}$

Contact et résonance de Fano-Feshbach



Données expérimentales de Partridge et al., 2005 sur un gaz de ^6Li

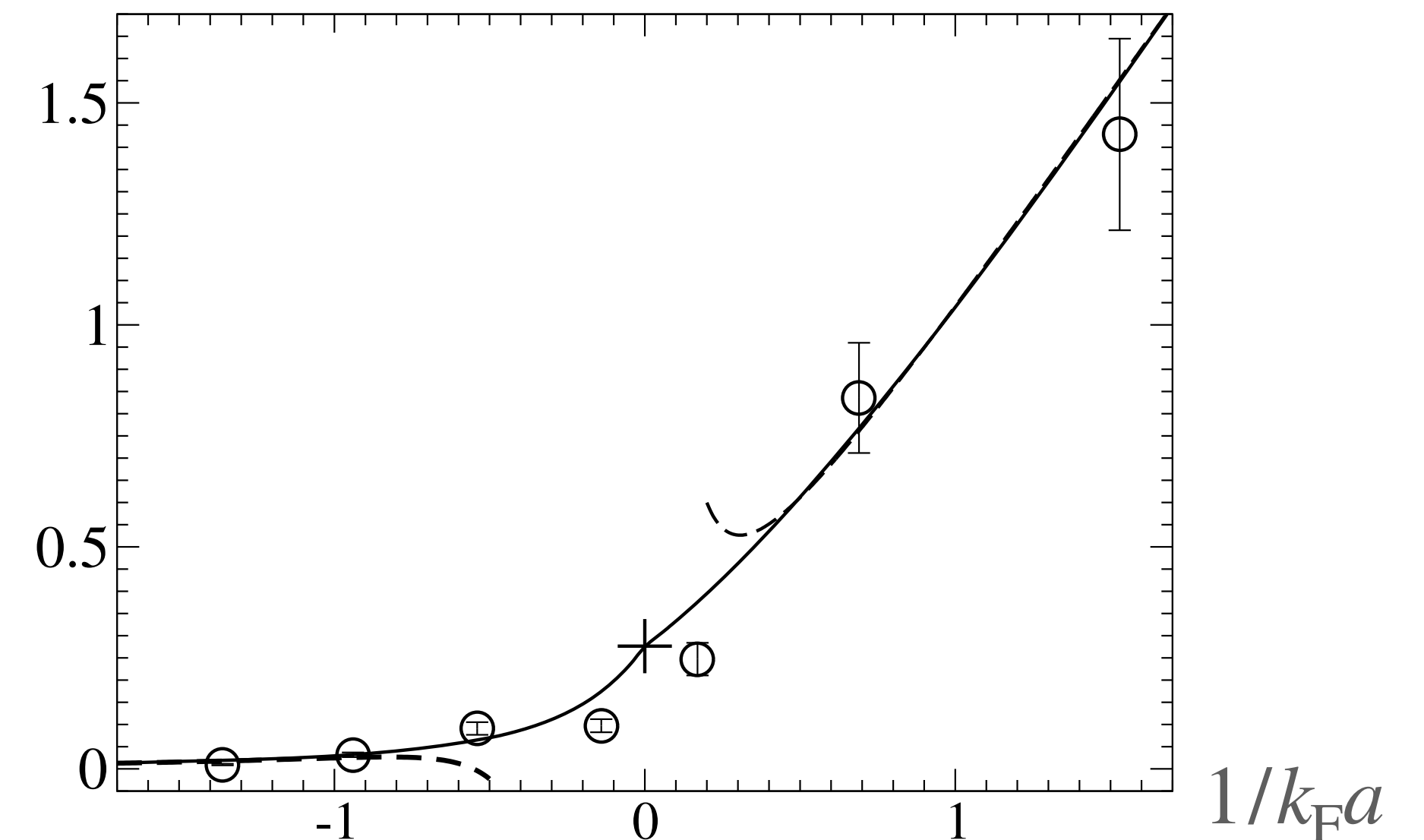


Les dimères $|\phi_0\rangle$ sont excités optiquement par un laser auxiliaire et on détecte les pertes correspondantes

$$\langle N_{\phi_0} \rangle = \frac{\hbar^2}{4\pi m a^2 \mu} \frac{da}{dB} C$$

Werner, Tarruell, Castin

$$\frac{1}{4\pi} \frac{C}{Nk_F}$$



En résumé, pour un gaz dilué $nb^3 \ll 1$:

