

Chaire Atomes et rayonnement

Cours 2021-22

Jean Dalibard



COLLÈGE
DE FRANCE
—1530—

Prochains séminaires

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 6

Les différentes facettes du contact

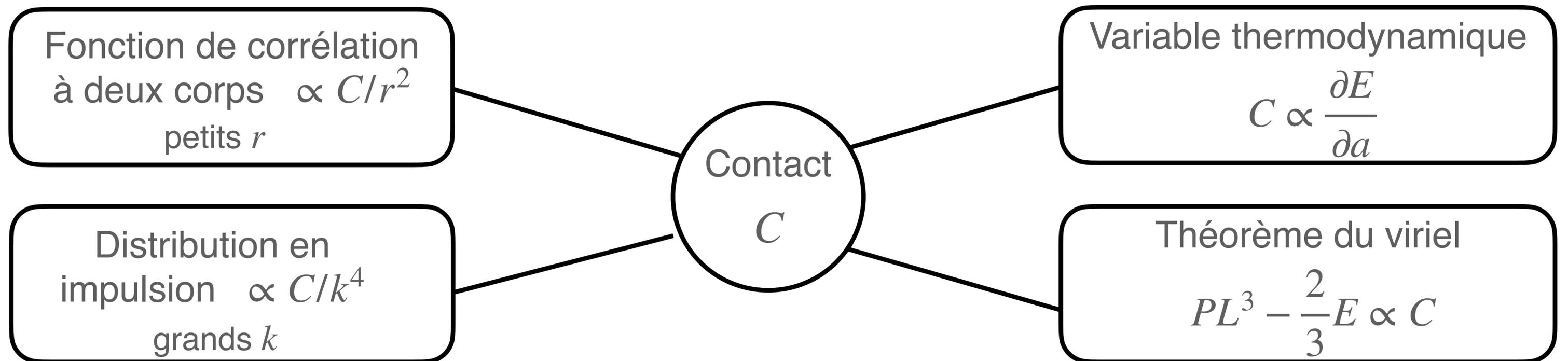
Jean Dalibard
Chaire *Atomes et rayonnement*
Année 2021-22



COLLÈGE
DE FRANCE
—1530—

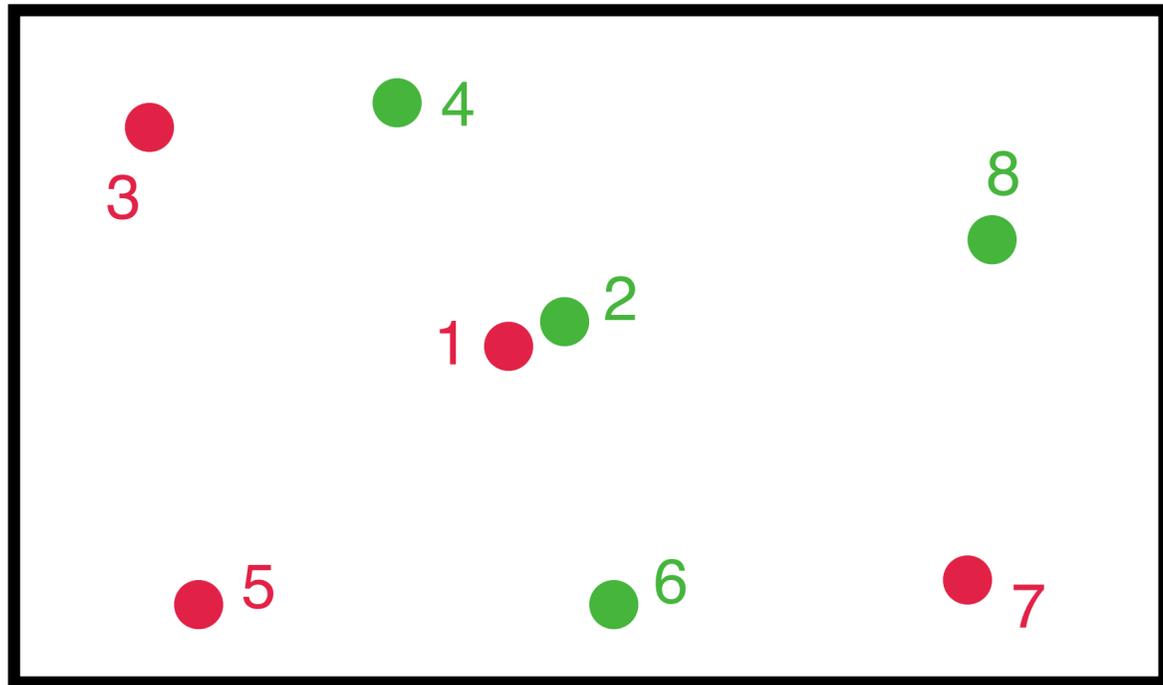
Le contact à deux corps

Une notion qui relie microscopique (observables à un ou deux corps) et macroscopique



Valable pour tout système dilué, en interaction faible ou forte (au moins pour les fermions)

Le cas du gaz de Fermi



Etat fondamental : $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \dots, \mathbf{r}_N)$

Indices impairs : ↑

Indices pairs : ↓

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

Fonction de corrélation à deux corps : $\mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}', 0; \mathbf{r}, 0) \equiv \langle \hat{\Psi}_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\downarrow}(\mathbf{0}) \hat{\Psi}_{\uparrow}(\mathbf{r}) \rangle$

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

$b \lesssim r, r' \ll d = n^{-1/3}, a$
 portée du potentiel distance entre atomes longueur de diffusion

Le but du cours d'aujourd'hui

Continuer à explorer les manifestations du contact “à deux corps”

- Spectroscopie radio-fréquence
- Pertes d'atomes sous l'effet de collisions inélastiques

Comprendre comment généraliser cette notion en présence d'autres paramètres

- L'exemple de collisions en onde p

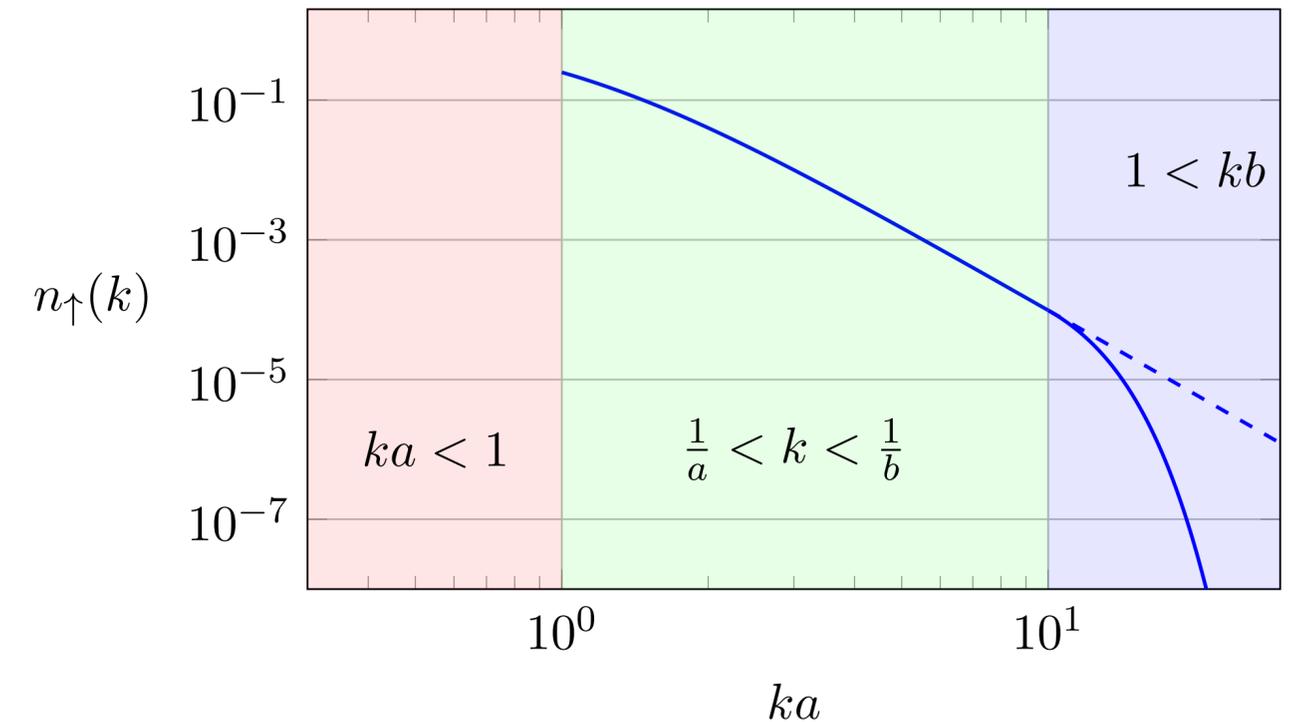
Plan du cours

1. Le point de vue du pseudo-potentiel
2. La spectroscopie radio-fréquence
3. Expériences récentes sur le gaz de Fermi
4. Le contact à deux corps pour le gaz de Bose

Vers un potentiel de portée nulle ?

Distribution en impulsion trouvée au cours 5

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



Si on prend la limite $b \rightarrow 0$, on étend la loi en k^{-4} jusqu'à $k = +\infty$

$$E_{\text{cin}} = \int \frac{\hbar^2 k^2}{2m} [n_{\uparrow}(k) + n_{\downarrow}(k)] d^3k \quad \longrightarrow \quad \int^{+\infty} \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \frac{2C}{k^4} 4\pi k^2 dk$$

diverge !

Pour analyser et traiter correctement cette divergence, utilisation du pseudo-potentiel

Le pseudo-potentiel

Rappel de la définition du pseudo-potentiel : $\hat{V}_{\text{pp}} [\psi(\mathbf{r})] = g \delta(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial r} [r\psi(\mathbf{r})] \Big|_{r=0}$ $g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$

Opérateur de portée nulle qui efface les divergences en $1/r$:

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{\alpha}{r} + \psi_{\text{reg}}(\mathbf{r}) \quad \Rightarrow \quad V_{\text{pp}} [\psi(\mathbf{r})] = g \psi_{\text{reg}}(0) \delta(\mathbf{r})$$

Le problème à deux corps avec le pseudo-potentiel : $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_r} \nabla^2 + \hat{V}_{\text{pp}}$ (ne porte que sur les ondes s)

Etats de diffusion

$$\psi_k(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} - \frac{a}{1 + ika} \frac{e^{ikr}}{r} \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r}$$

Un unique état lié (pour $a > 0$)

$$\psi_{\text{lié}}(\mathbf{r}) = \frac{e^{-r/a}}{r} \quad E = -\frac{\hbar^2}{2m_r a^2}$$

Dans les deux cas, même comportement à l'origine : $\psi(\mathbf{r}) \propto \frac{1}{r} - \frac{1}{a} + \mathcal{O}(r)$

L'utilisation de \hat{V}_{pp} revient à imposer ces conditions aux limites de Bethe-Peierls

Coupure en impulsion

Pour utiliser \hat{V}_{pp} , on tronque toutes les intégrales sur \mathbf{k} à une valeur k_{\max}

$$E_{\text{cin}} = \int \frac{\hbar^2 k^2}{2m} [n_{\uparrow}(k) + n_{\downarrow}(k)] d^3k \longrightarrow \int^{k_{\max}} \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \frac{2C}{k^4} 4\pi k^2 dk$$

$$E_{\text{cin}} = \frac{\hbar^2 C k_{\max}}{2\pi^2 m} + \dots$$

Contribution finie : pas de termes sous-dominants en k^{-5} pour un gaz de fermions

$$\text{Physiquement, } k_{\max} \sim \frac{1}{b}$$

Energie d'interaction pour \hat{V}_{pp}

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_{2,\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}_2; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= \frac{N^2}{4} \int \Phi^*(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \dots, \mathbf{r}_N) \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \dots, \mathbf{r}_N) d^3r_3 \dots d^3r_N \\ &\approx \frac{C}{(4\pi)^2 L^3} \left(\frac{1}{r'_{12}} - \frac{1}{a} \right) \left(\frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{a} \right)\end{aligned}$$

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{\alpha}{r} + \psi_{\text{reg}}(\mathbf{r}) \quad \Rightarrow \quad V_{pp} [\psi(\mathbf{r})] = g \psi_{\text{reg}}(0) \delta(\mathbf{r})$$

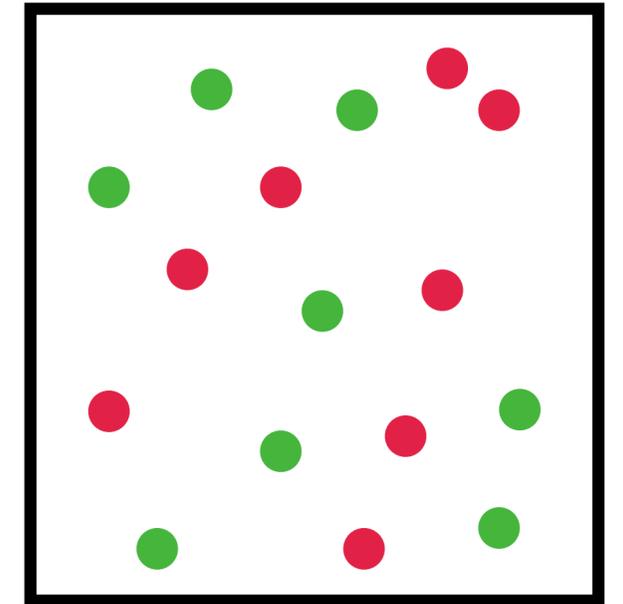
Bilan énergétique pour des interactions en \hat{V}_{pp}

Energie cinétique avec une composante divergente positive + une composante finie

$$E_{\text{cin}} = \int \frac{\hbar^2 k^2}{2m} [n_{\uparrow}(k) + n_{\downarrow}(k)] d^3k = \frac{\hbar^2 C k_{\text{max}}}{2\pi^2 m} + \dots$$

Energie d'interaction avec une composante divergente négative + une composante finie

$$E_{\text{int}} = \int \Phi^*(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) \hat{V}_{pp} [\Phi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)] d^3r_1 \dots d^3r_N = -\frac{\hbar^2 C k_{\text{max}}}{2\pi^2 m} + \frac{\hbar^2 C}{4\pi m a}$$



D'où l'écriture sans divergence pour l'énergie totale

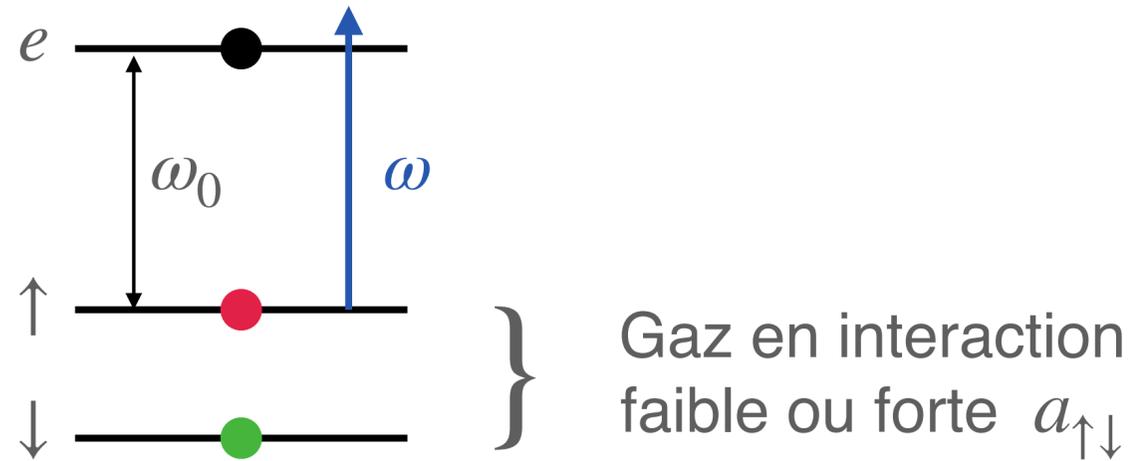
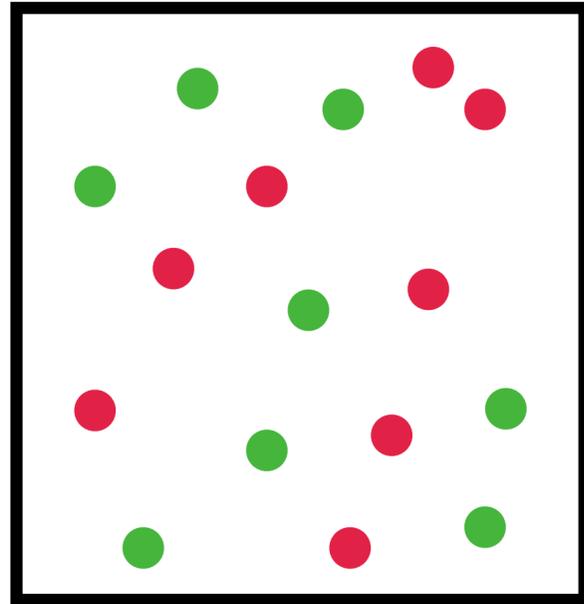
Fermions:
$$E = \sum_{\sigma=\uparrow\downarrow} \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \left[n_{\sigma}(k) - \frac{C}{k^4} \right] d^3k + \frac{\hbar^2 C}{4\pi m a}$$

Résultat similaire pour un gaz de bosons sans effet Efimov :
$$E = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \left[n(k) - \frac{C}{k^4} \right] d^3k + \frac{\hbar^2 C}{8\pi m a}$$

Plan du cours

1. Le point de vue du pseudo-potentiel
2. La spectroscopie radio-fréquence
3. Expériences récentes sur le gaz de Fermi
4. Le contact à deux corps pour le gaz de Bose

Position du problème



On peut ajuster l'interaction $a_{e↑}$ et $a_{e↓}$ entre e et $↑, ↓$

Spectroscopie radiofréquence : sonde sans transfert d'impulsion (contrairement à la diffraction de Bragg)

Centre de gravité du spectre

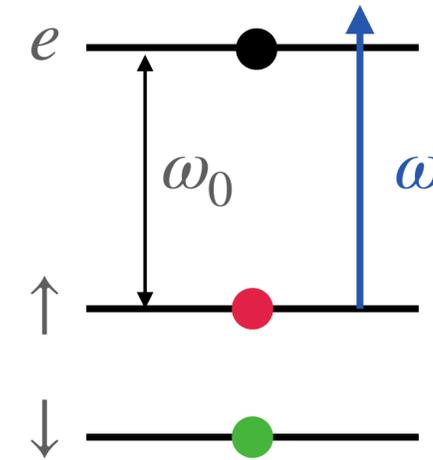
$$\langle \omega \rangle \equiv \frac{\int \omega \Gamma(\omega) d\omega}{\int \Gamma(\omega) d\omega} \approx \omega_0 + \left(\frac{1}{a_{↑↓}} - \frac{1}{a_{e↓}} \right) \frac{\hbar}{4\pi m} \frac{C}{N_{↑}}$$

Le taux de transfert $\Gamma(\omega)$

Couplage induit par l'onde radio-fréquence

$$\hat{H}_{\text{rf}}(t) = \frac{\hbar\Omega}{2} e^{-i\omega t} \hat{Y} + \text{H.c.}$$

avec
$$\hat{Y} = \int \hat{\Psi}_e^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}_\uparrow(\mathbf{r}) d^3r$$



Approche fondée sur la règle d'or de Fermi :
$$\Gamma(\omega) = \frac{\pi\hbar}{2} \Omega^2 \sum_{\Phi_f} |\langle \Phi_f | \hat{Y} | \Phi_i \rangle|^2 \delta[E_f - E_i - \hbar\omega]$$

Etat initial $|\Phi_i\rangle$: N_\uparrow et N_\downarrow atomes, rien dans l'état e

Etat finaux possibles $|\Phi_f\rangle$: $N_\uparrow - 1$ et N_\downarrow atomes, et un atome dans l'état e

Centre de gravité du spectre radio-fréquence

$$\langle \omega \rangle \equiv \frac{\int \omega \Gamma(\omega) d\omega}{\int \Gamma(\omega) d\omega}$$

$$\Gamma(\omega) = \frac{\pi \hbar}{2} \Omega^2 \sum_{\Phi_f} |\langle \Phi_f | \hat{Y} | \Phi_i \rangle|^2 \delta[E_f - E_i - \hbar\omega] \quad \hat{Y} = \int \hat{\Psi}_e^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}_\uparrow(\mathbf{r}) d^3r$$

Etat initial $|\Phi_i\rangle$: N_\uparrow et N_\downarrow atomes, rien dans l'état e

Etat finals possibles $|\Phi_f\rangle$: $N_\uparrow - 1$ et N_\downarrow atomes, et un atome dans l'état e

Fréquence moyenne du spectre radiofréquence

$$\langle \omega \rangle \equiv \frac{\int \omega \Gamma(\omega) d\omega}{\int \Gamma(\omega) d\omega}$$

$$\begin{aligned} & \rightarrow \frac{\pi \Omega^2}{2} \frac{1}{\hbar} \langle \Phi_i | [\hat{Y}^\dagger, \hat{H}] Y | \Phi_i \rangle \\ & \rightarrow \frac{\pi \Omega^2}{2} \langle \Phi_i | \hat{Y}^\dagger \hat{Y} | \Phi_i \rangle = \frac{\pi \Omega^2}{2} N_\uparrow \end{aligned}$$

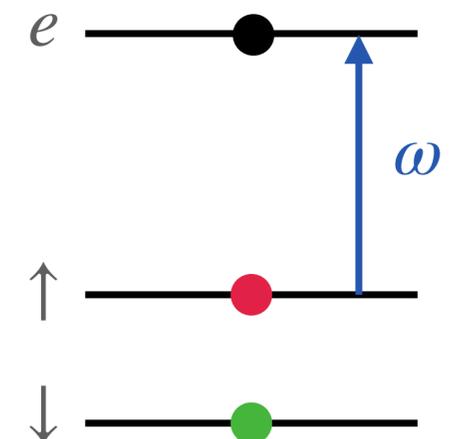
voir notes pour la fin du calcul
Seules contribuent les interaction $e \downarrow, \uparrow \downarrow$

On arrive au résultat annoncé : $\langle \omega \rangle = \omega_0 + \left(\frac{1}{a_{\uparrow\downarrow}} - \frac{1}{a_{e\downarrow}} \right) \frac{\hbar}{4\pi m} \frac{C}{N_\uparrow}$

Remarque : l'interaction $a_{e\uparrow}$ ne contribue pas car la radio-fréquence fait basculer collectivement les N_\uparrow atomes initialement polarisés en $|\uparrow\rangle$ dans un état du type :

$$\cos \theta |\uparrow\rangle + \sin \theta |e\rangle$$

Cela reste un état polarisé en spin, donc sans interaction en onde s

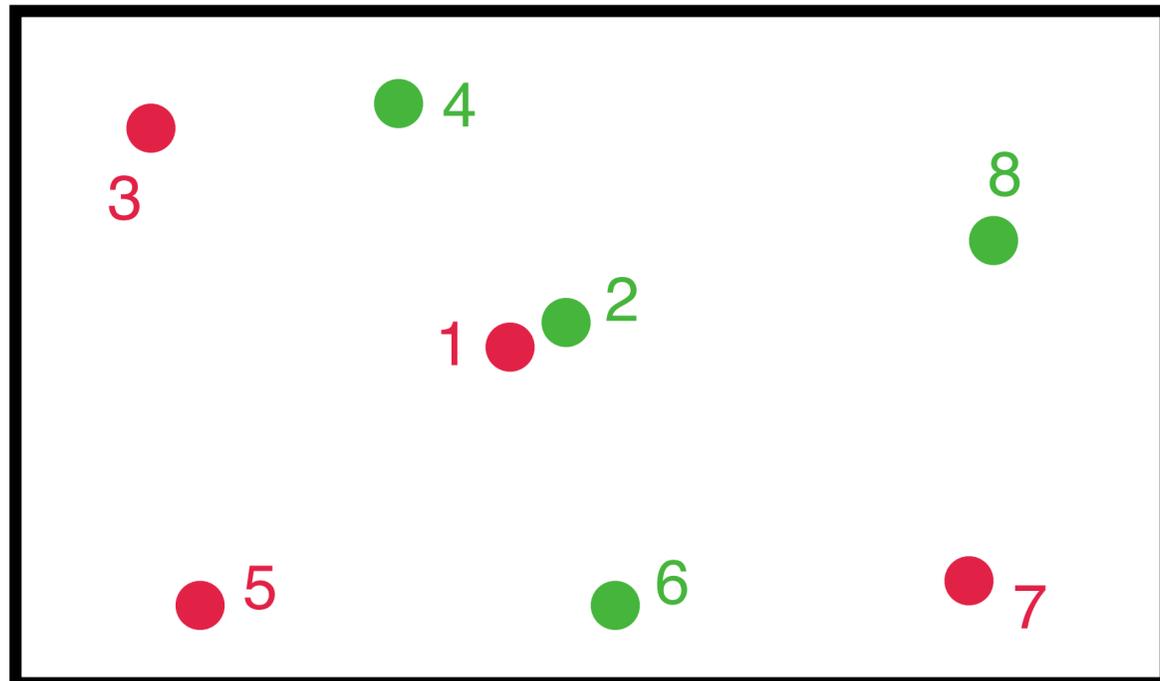
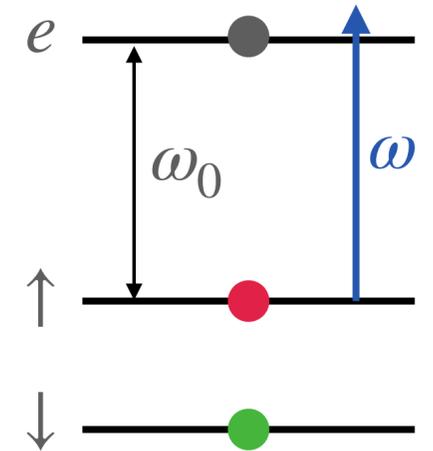


L'aile du spectre radio-fréquence

$$\langle \omega \rangle \equiv \frac{\int \omega \Gamma(\omega) d\omega}{\int \Gamma(\omega) d\omega}$$

$$\langle \omega \rangle = \omega_0 + \left(\frac{1}{a_{\uparrow\downarrow}} - \frac{1}{a_{e\downarrow}} \right) \frac{\hbar}{4\pi m} \frac{C}{N_{\uparrow}} \quad \text{devient infini quand } a_{e\downarrow} = 0$$

Divergence de $\int \omega \Gamma(\omega) d\omega$ car $\Gamma(\omega) \propto (\omega - \omega_0)^{-3/2}$

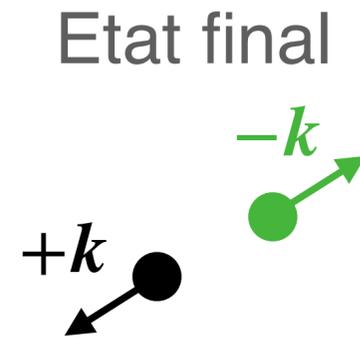
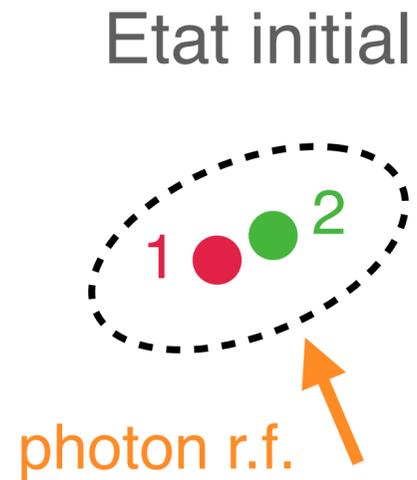


Aux grands désaccords $\omega - \omega_0$, un atome isolé est pratiquement insensible à la radio-fréquence

On sonde les paires d'atomes rapprochées, dans un état de diffusion ou formant un dimère

L'aile du spectre radio-fréquence (suite)

$$a_{e\downarrow} = 0$$



Energie initiale totale de la paire (libre ou liée)
négligeable devant $\omega - \omega_0$

$$\delta[E_f - E_i - \hbar\omega] \longrightarrow \delta \left[\hbar\omega_0 + 2\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \hbar\omega \right]$$

Taux de transition $\Gamma(\omega)$ aux grands désaccords :

$$\Gamma(\omega) \approx \frac{\pi\hbar\Omega^2}{2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int n_{\uparrow}(\mathbf{k}) \delta \left[\hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{m} - \hbar\omega \right] d^3k$$

Il suffit d'injecter $n_{\uparrow}(k) \approx \frac{C}{k^4}$ pour arriver à :

$$\Gamma(\omega) \approx \frac{\Omega^2}{8\pi} \sqrt{\frac{\hbar}{m}} \frac{C}{(\omega - \omega_0)^{3/2}}$$

accès "direct" au contact

Plan du cours

1. Le point de vue du pseudo-potentiel

2. La spectroscopie radio-fréquence

3. Expériences récentes sur le gaz de Fermi

Spectroscopie radio-fréquence

impuretés et pertes d'atomes

contact en onde p

4. Le contact à deux corps pour le gaz de Bose

Les premiers spectres radio-fréquence

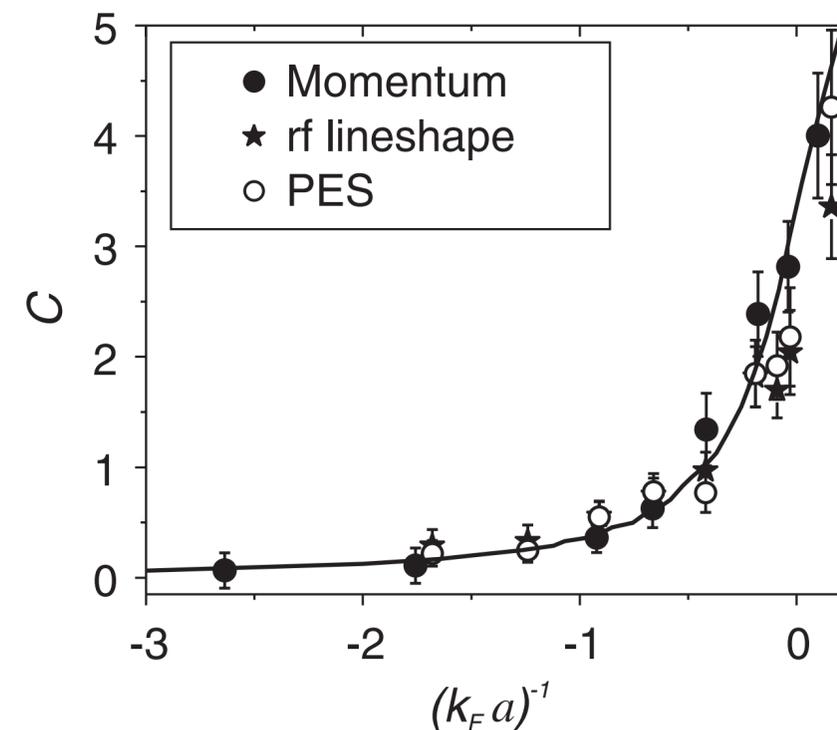
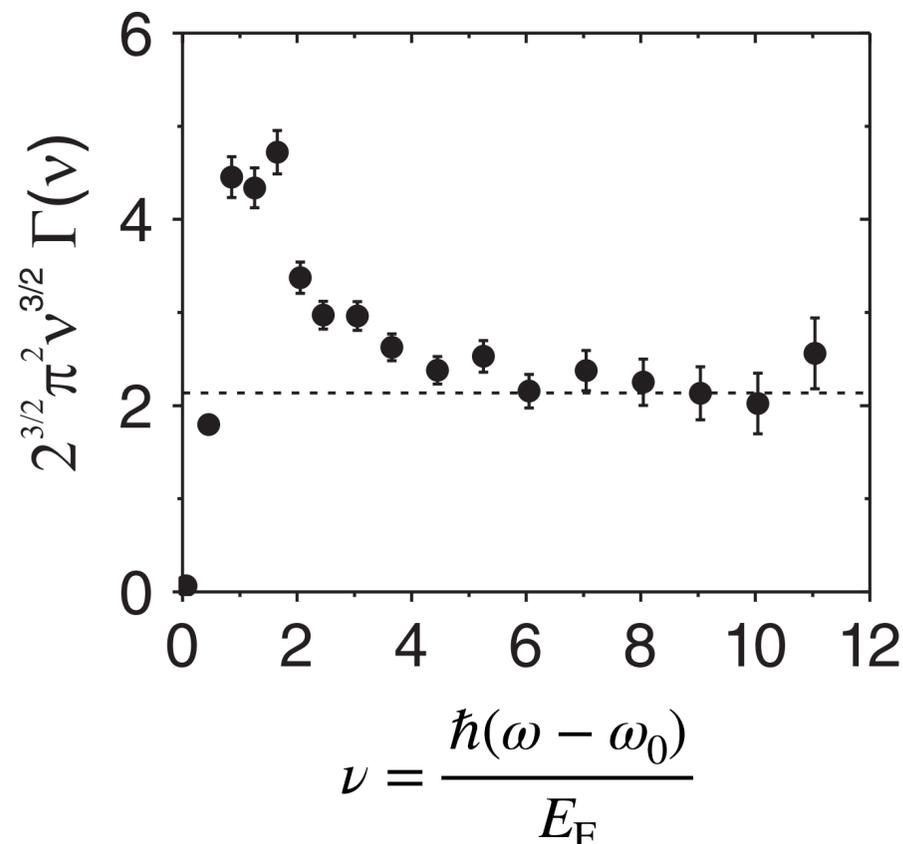
Stewart *et al.*, PRL **104** 235301

Boulder 2010 : gaz de $2 \cdot 10^5$ atomes de potassium 40 (fermion), avec $F = 9/2$ pour le niveau fondamental

$$|\downarrow\rangle \equiv |F = 9/2, m_F = -9/2\rangle \quad |\uparrow\rangle \equiv |F = 9/2, m_F = -7/2\rangle \quad |e\rangle \equiv |F = 9/2, m_F = -5/2\rangle$$

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 du spectre



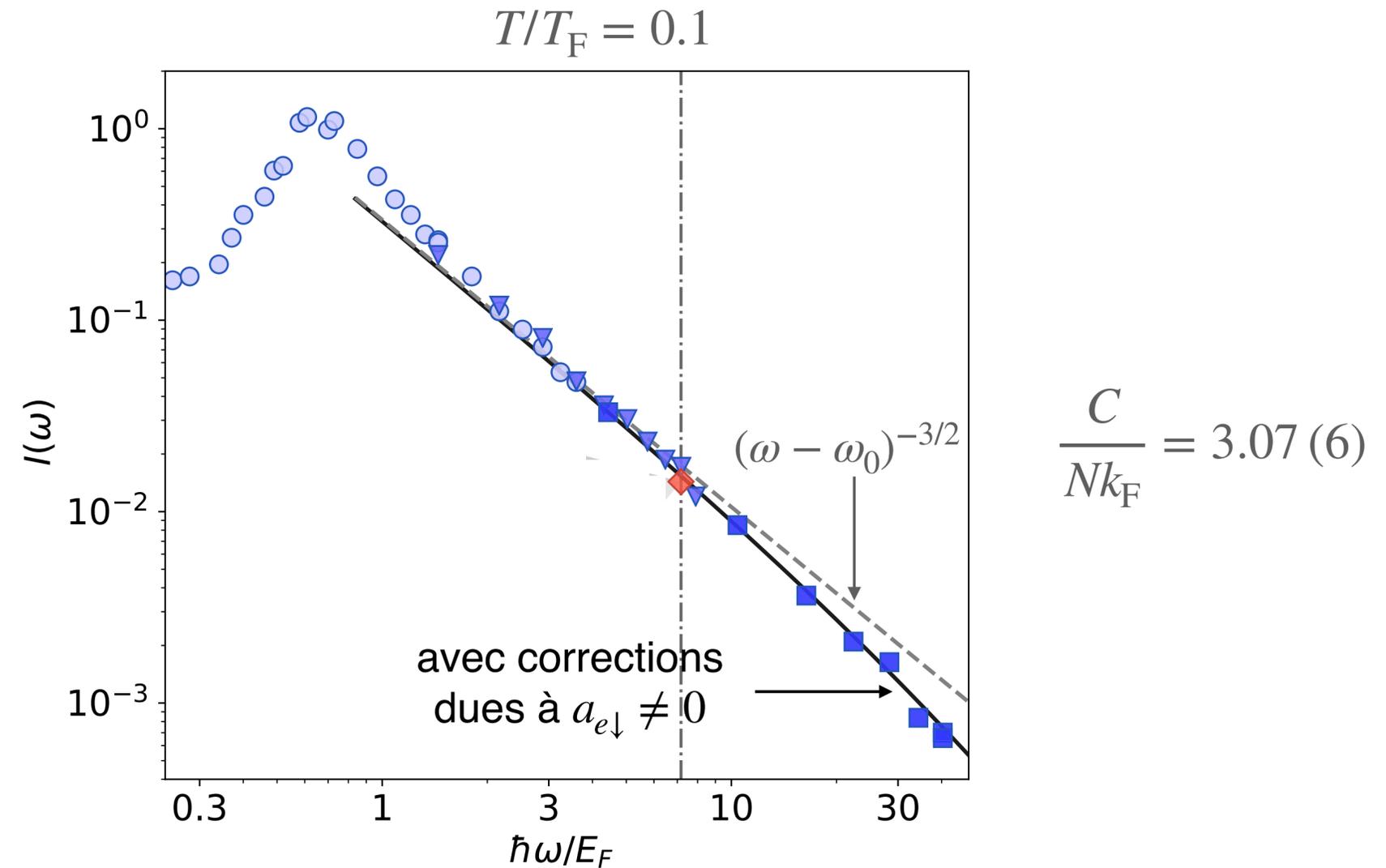
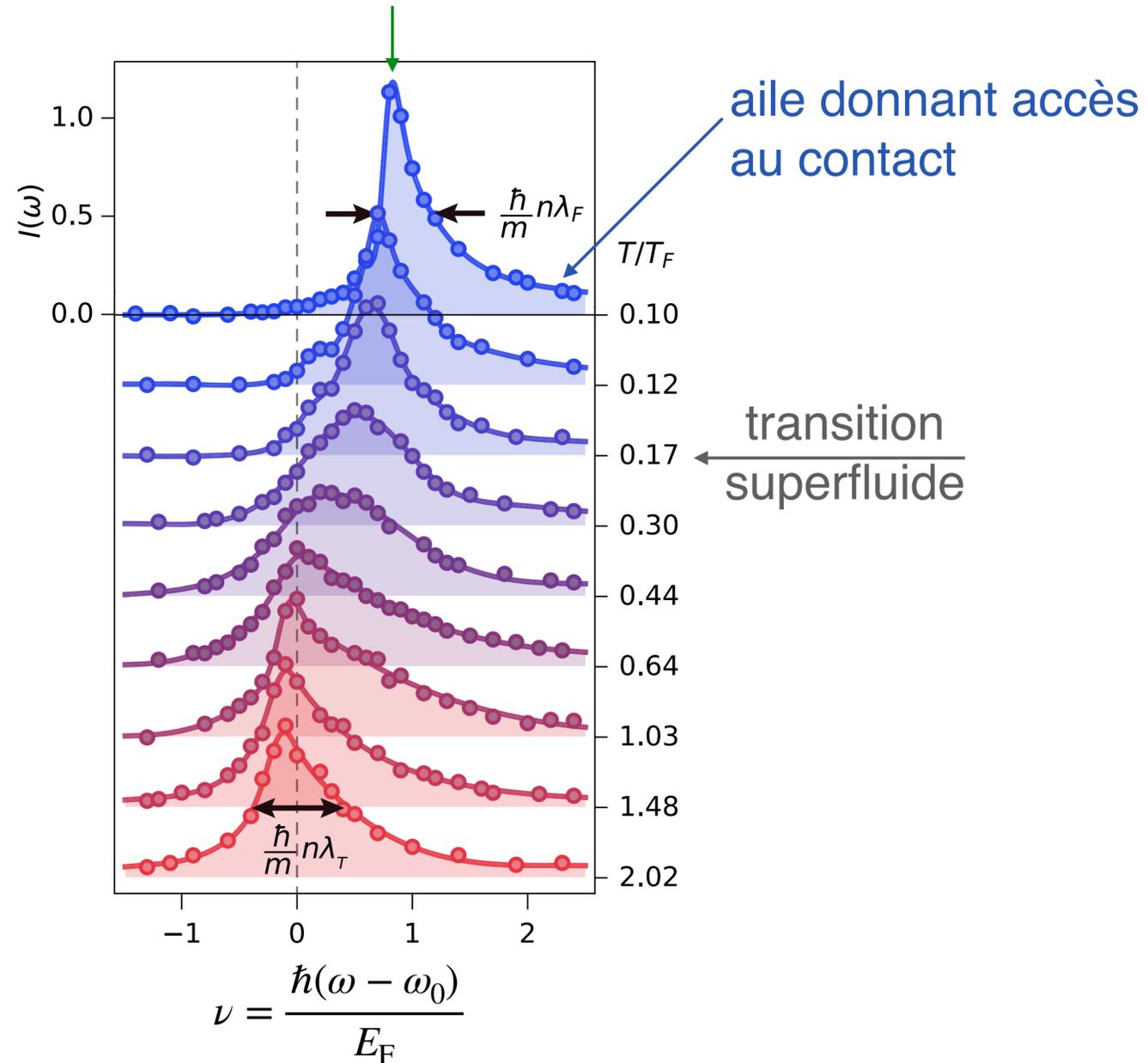
PES : photo-emission spectroscopy

Expérience du MIT (2019)

Mukherjee *et al.*, PRL 122, 203402

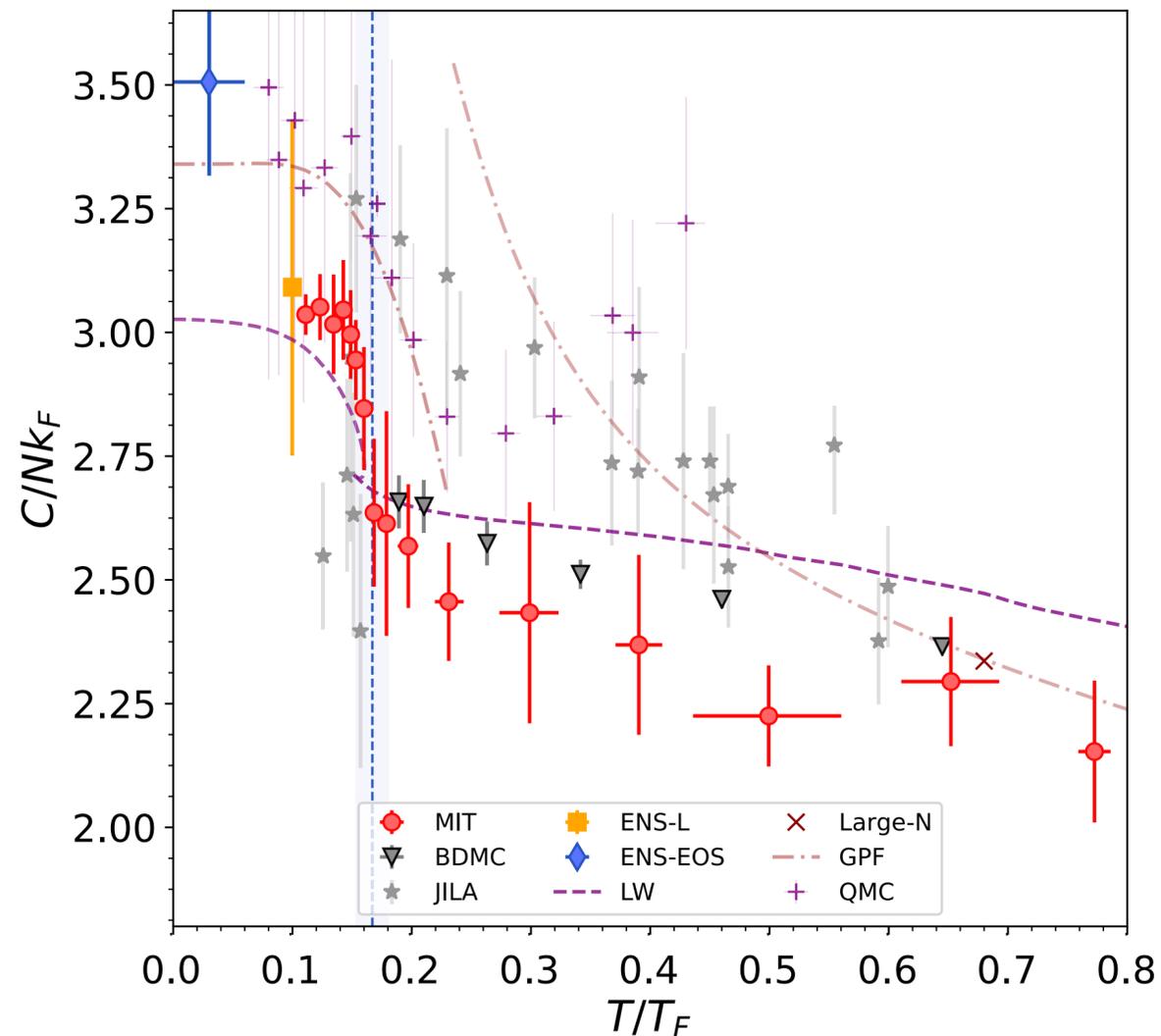
Gaz de ${}^6\text{Li}$ à résonance $|a_{\uparrow\downarrow}| = +\infty$, confiné dans un piège à fond plat (densité spatiale uniforme)

Energie des paires de Cooper + Hartree

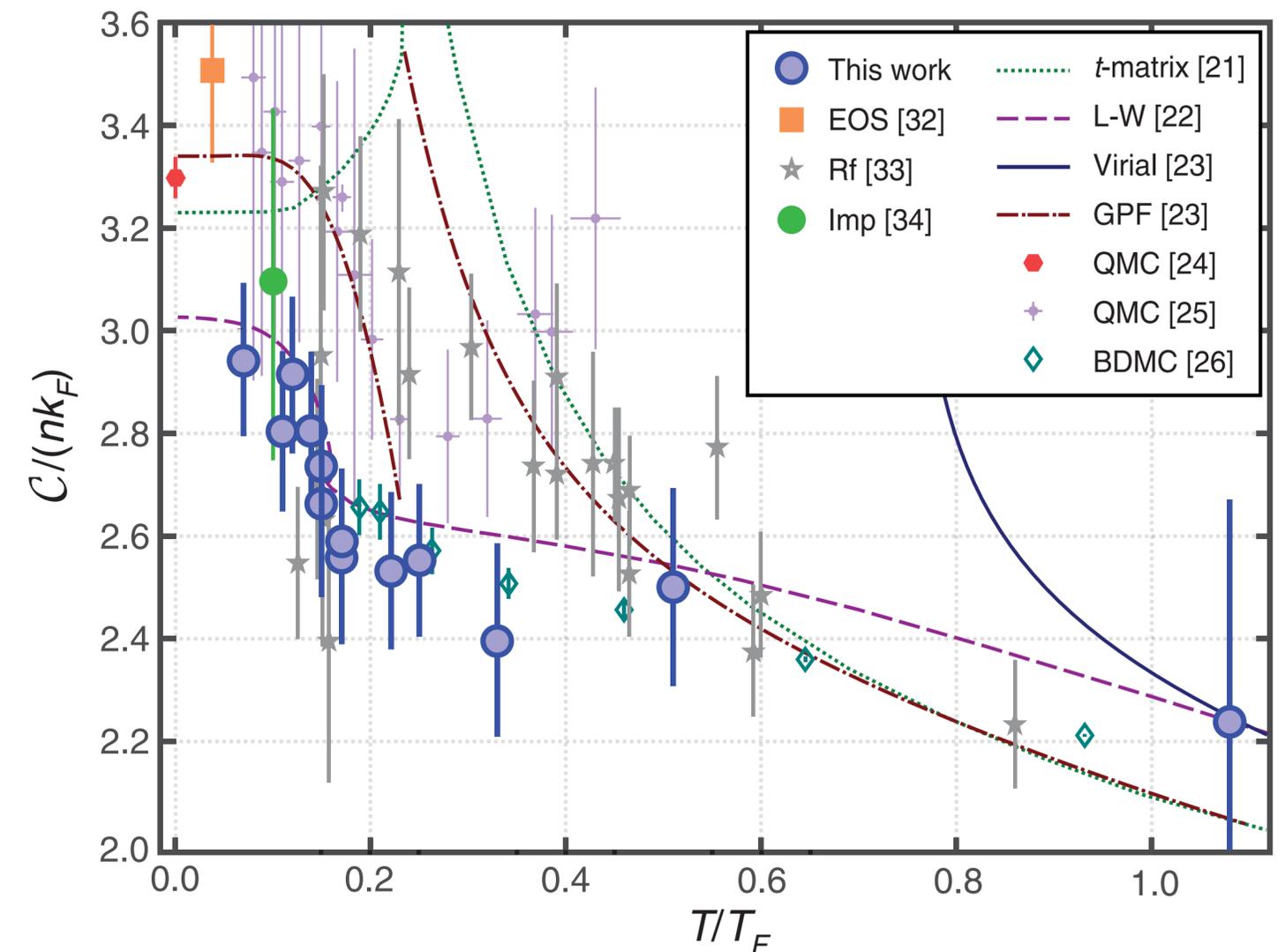


Variation du contact à résonance ($|a_{\uparrow\downarrow}| = +\infty$) avec la température

MIT : contact déduit de l'aile du spectre r.f.



Swinburne : contact déduit de l'aile de $S(\mathbf{q}, \omega)$

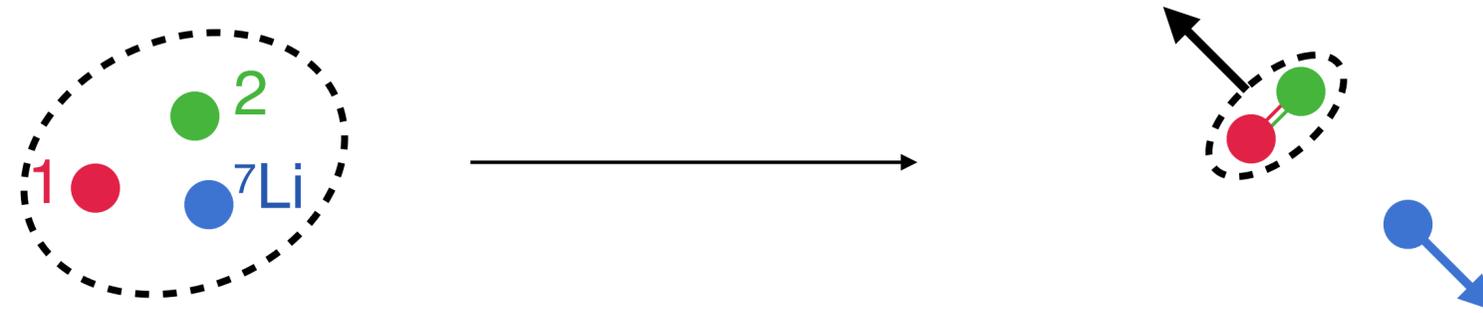


Impuretés et pertes d'atomes

Laurent *et al.*, PRL **113**, 220601

Paris, 2017 : gaz de ${}^6\text{Li}$ à résonance + une faible fraction de ${}^7\text{Li}$

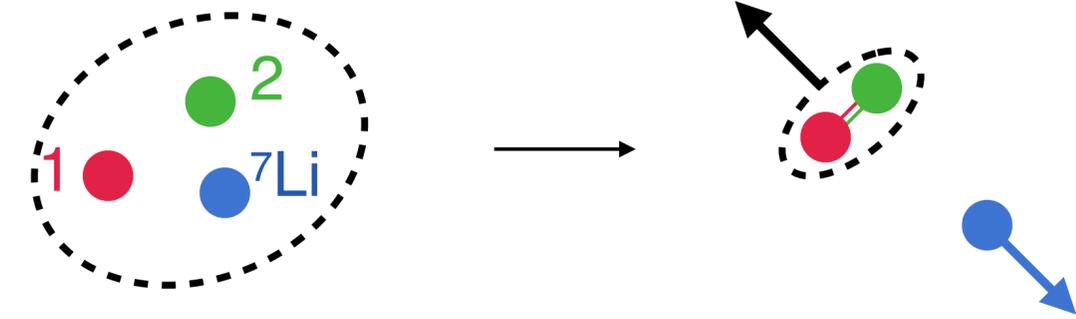
Un atome de ${}^7\text{Li}$ peut favoriser la formation d'un dimère ${}^6\text{Li}_2$: il emporte l'énergie libérée lors de cette formation



Energie de liaison du dimère $\sim -\frac{\hbar^2}{mb^2}$ avec comme toujours $b \approx R_{\text{vdW}}$

- L'étude de ce processus renseigne sur la probabilité d'avoir \uparrow et \downarrow à une distance de l'ordre de b
- Après la formation du dimère, l'impureté a une grande vitesse : elle s'échappe du piège

Impuretés et pertes d'atomes (2)



Le taux de pertes est donné par la moyenne de l'opérateur

$$\int g(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_\uparrow, \mathbf{r}_\downarrow) \hat{\psi}_d^\dagger \left(\frac{\mathbf{r}_\uparrow + \mathbf{r}_\downarrow}{2} \right) \underbrace{\hat{\psi}_i^\dagger(\mathbf{r}_i) \hat{\psi}_i(\mathbf{r}_i) \hat{\psi}_\uparrow(\mathbf{r}_\uparrow) \hat{\psi}_\downarrow(\mathbf{r}_\downarrow)}_{\text{densité d'impuretés}} d^3 r_i d^3 r_\uparrow d^3 r_\downarrow$$

valeur significative si $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_\uparrow, \mathbf{r}_\downarrow$
sont dans un volume $\sim b^3$

densité d'impuretés

Décroissance du nombre d'impuretés selon la loi $\dot{N}_i = -\gamma \frac{C}{L^3} N_i$

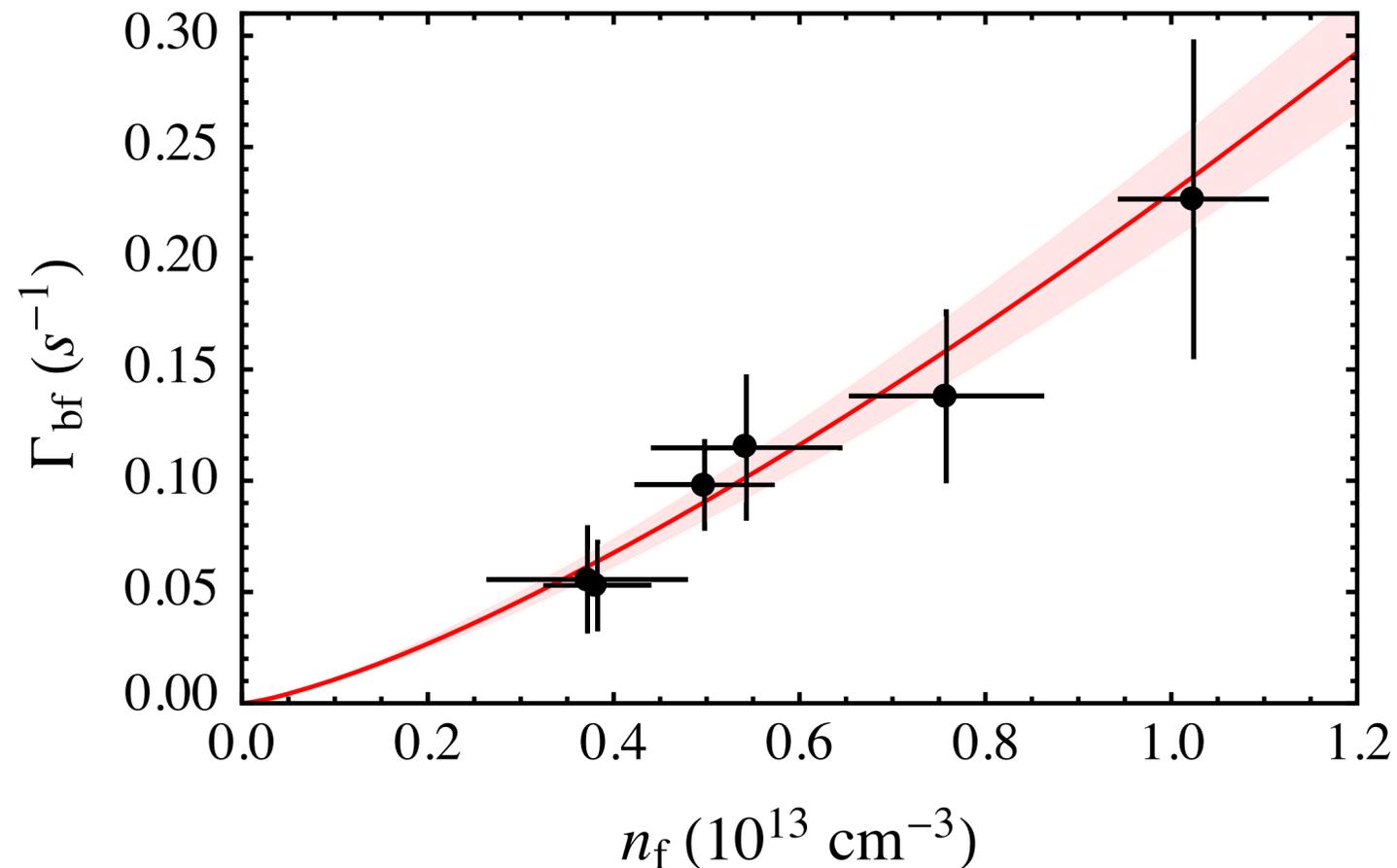
Le coefficient γ dépend de la fonction g , mais pas de $a_{\uparrow\downarrow}$: on le calibre dans un régime où C est bien connu

Impuretés et pertes d'atomes (3)

$$\dot{N}_i = -\gamma \frac{C}{L^3} N_i$$

Une fois γ calibré, on se place à résonance ($|a_{\uparrow\downarrow}| = +\infty$)

On attend $\Gamma = \gamma \frac{C}{L^3}$ avec $C \propto Nk_F \propto L^3 n^{4/3}$ \longrightarrow $\Gamma \propto n^{4/3}$



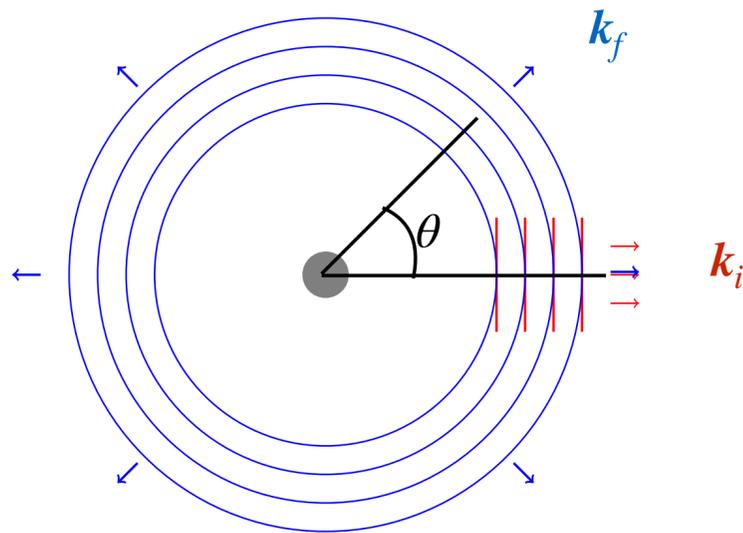
$$\frac{C}{Nk_F} = 3.1 (3)$$

Laurent *et al.*, PRL **113**, 220601 (2019)

Le contact en onde p

$$\psi_{k_i}(\mathbf{r}) \sim e^{ik_i r} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

Développement en ondes partielles de l'amplitude de diffusion à deux corps



$$f(k, \theta) = \sum_{\ell} (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \theta) f_{\ell}(k)$$

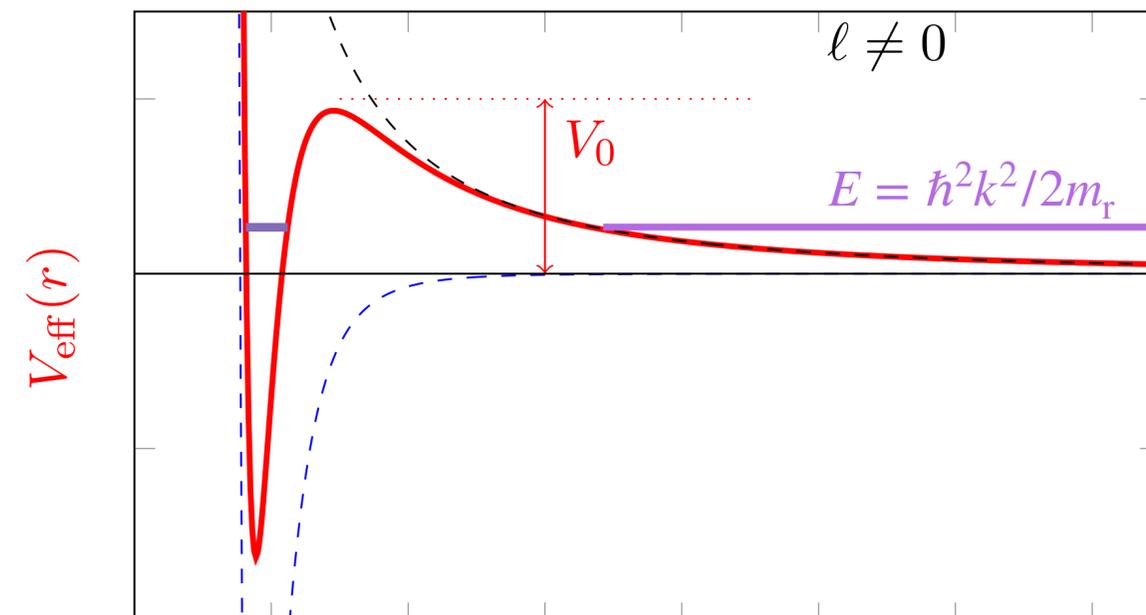
onde s , $\ell = 0$, isotrope, interdite pour des fermions polarisés

onde p , $\ell = 1$

Pour les ondes partielles avec $\ell \neq 0$, présence de la barrière centrifuge

$$\frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2m_r r^2}$$

Diffusion significative uniquement en présence d'une résonance



Onde s vs. onde p

$$\psi_{k_i}(\mathbf{r}) \sim e^{ik_i r} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

On s'intéresse au comportement à basse énergie (i.e. petit k) de l'amplitude de diffusion

Onde s

$$\frac{1}{f(k)} \approx -\frac{1}{a} - ik + \mathcal{O}(k^2)$$

dominant

imposé par le
"théorème optique"
(unitarité)

un seul paramètre pour décrire la collision : a

longueur de diffusion

$$E(S, L^3, N, a) \longrightarrow \text{un contact } C$$

Onde p

$$\frac{1}{f(k)} \approx -\frac{1}{k^2 v} + \frac{k_e}{2} - ik + \mathcal{O}(k^2)$$

dominant

sous-dominant

imposé par le
"théorème optique"
(unitarité)

deux paramètres pour décrire la collision : v, k_e

volume de diffusion et moment effectif

$$E(S, L^3, N, v, k_e) \longrightarrow \text{deux contacts}$$

Etudes des contacts en onde p

$$\frac{1}{f(k)} \approx -\frac{1}{k^2 v} + \frac{k_e}{2} - ik + \mathcal{O}(k^2)$$

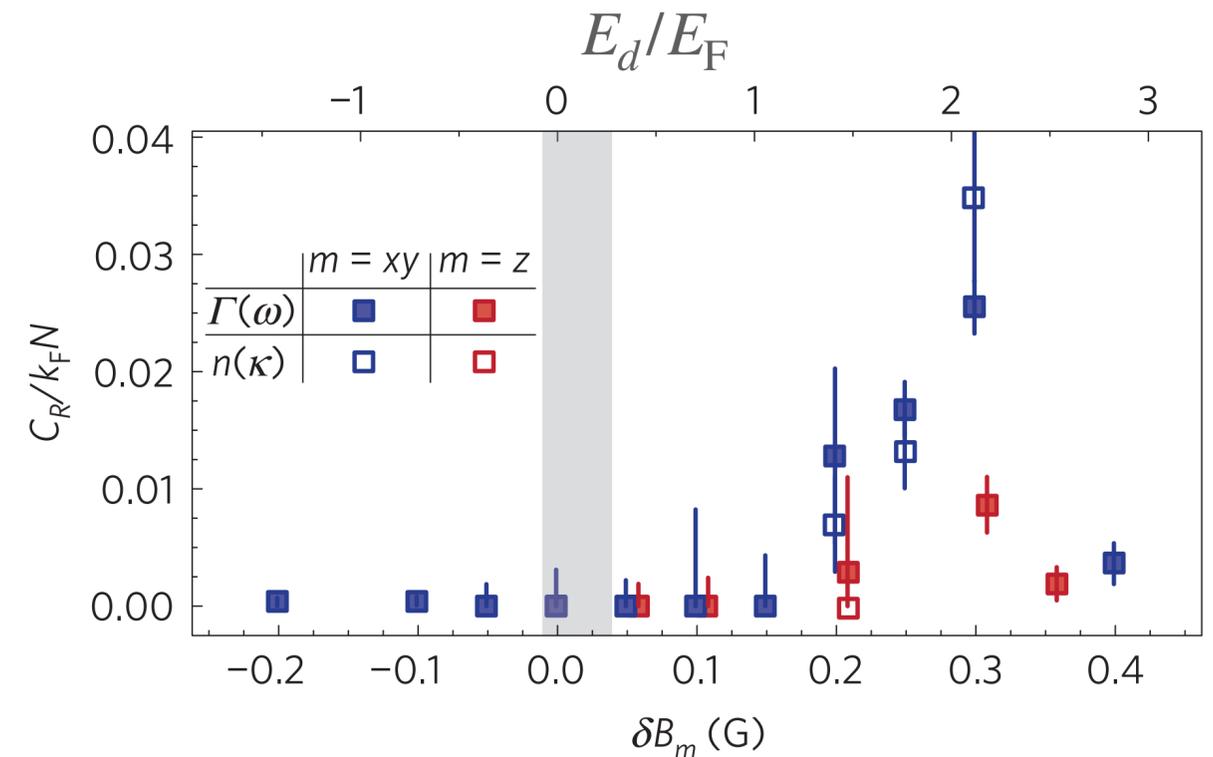
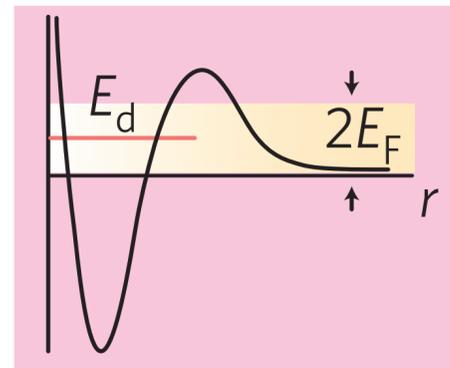
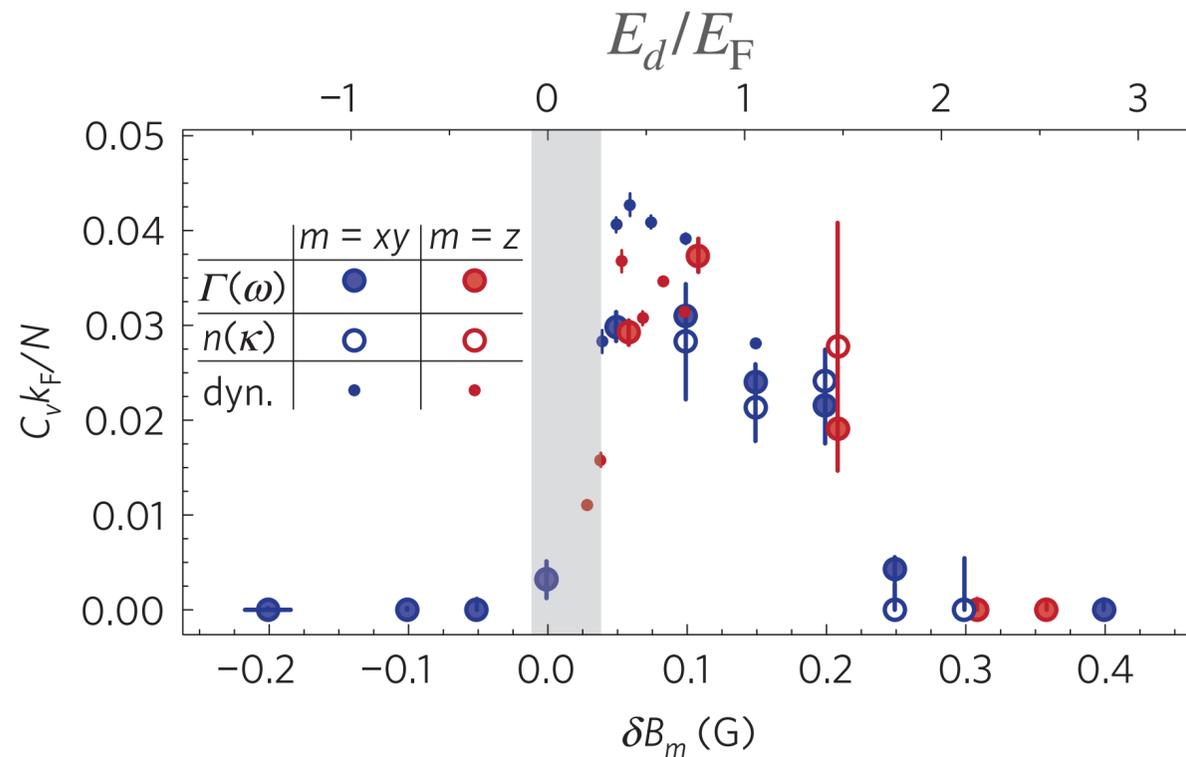
Mesures faites sur un gaz de ^{40}K avec des fermions polarisés

Luciuk et al., Nature Physics **12**, 599 (2016)

→ Distribution en impulsion avec une composante en $\frac{1}{k^2}$ (liée à C_v) et une autre en $\frac{1}{k^4}$ (liée à C_{k_e})

$$\psi(r, \theta, \varphi) = \chi(r) Y_{\ell, m}(\theta, \varphi) \quad b \lesssim r \ll 1/k : \quad \chi(r) \propto \frac{1}{r^2} + \dots$$

→ Spectre radio-fréquence avec une composante en $\frac{1}{(\omega - \omega_0)^{1/2}}$ et une autre en $\frac{1}{(\omega - \omega_0)^{3/2}}$



Plan du cours

1. Le point de vue du pseudo-potentiel
2. La spectroscopie radio-fréquence
3. Expériences récentes sur le gaz de Fermi
4. Le contact à deux corps pour le gaz de Bose

Interaction faible vs. interaction forte

Pour des interactions faibles $na^3 \ll 1$:

- Pour $a > 0$, la stabilité en champ moyen est assurée

Pertes à 3 corps négligeables sur le temps d'attente de l'équilibre thermodynamique

Pas d'effet Efimov si on reste suffisamment loin d'une résonance de Fano-Feshbach

Le contact permet de relier les deux régimes extrêmes : condensat quasi-pur et gaz non dégénéré

- Pour $a < 0$, instabilité en champ moyen dans le régime dégénéré : Bose nova

Equilibre thermodynamique possible seulement dans le cas non dégénéré

Pour des interactions fortes $n|a|^3 \gtrsim 1$:

Equilibre thermodynamique possible seulement dans le cas non dégénéré (recombinaison à 3 corps)

Nécessité d'introduire un "contact à trois corps" pour prendre en compte l'effet Efimov

Contact à deux corps pour le gaz de Bose

	$T = 0, a > 0$	Non dégénéré : $\lambda \ll d$
hors résonance	$(4\pi a)^2 nN$	$2 (4\pi a)^2 nN$
à résonance	$\sim n^{1/3} N$	$32\pi \lambda^2 nN$

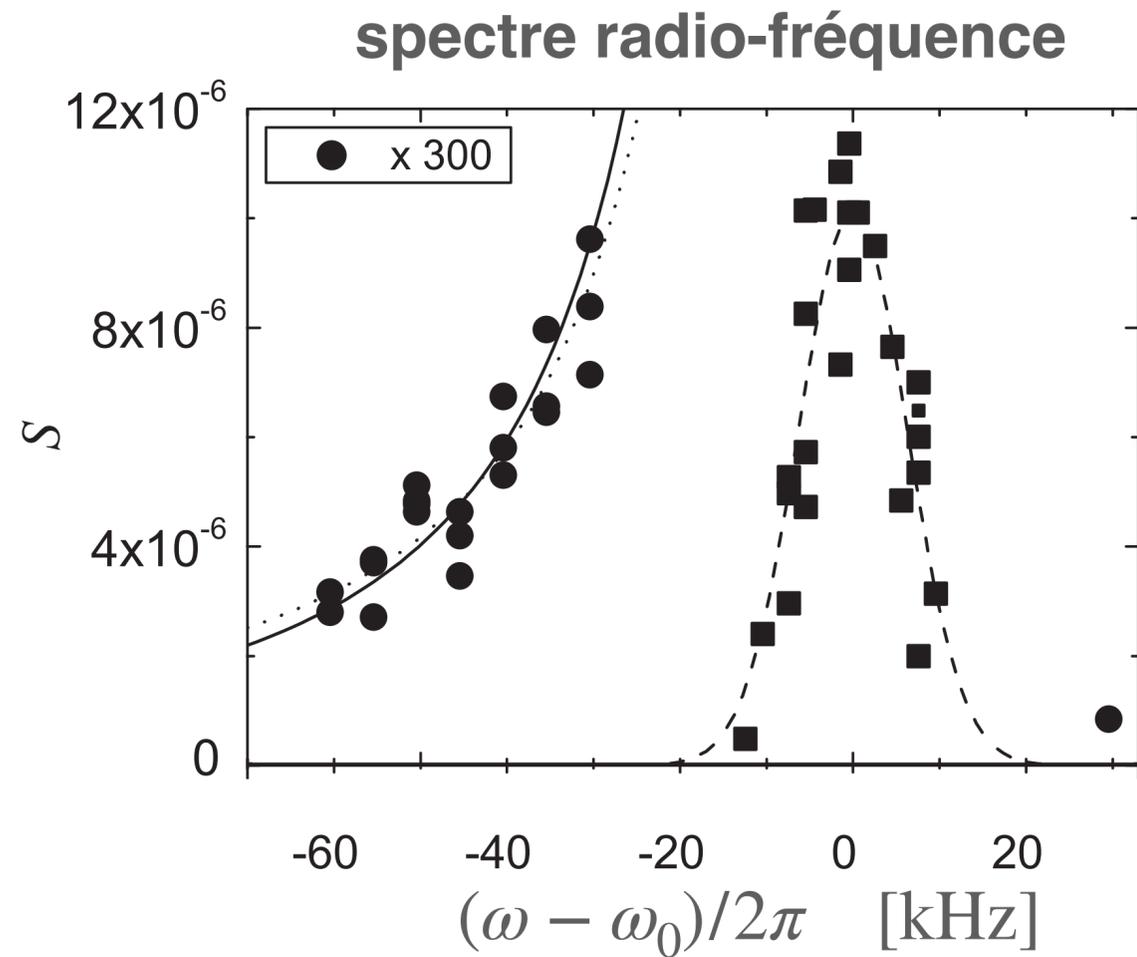
Energie de champ moyen d'un condensat : $E = \frac{1}{2}gnN$ avec $g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$

$$C = \frac{8\pi m a^2}{\hbar^2} \frac{\partial E}{\partial a} = (4\pi a)^2 nN$$

Le contact dans le cas dégénéré

Wild et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 145305 (2012)

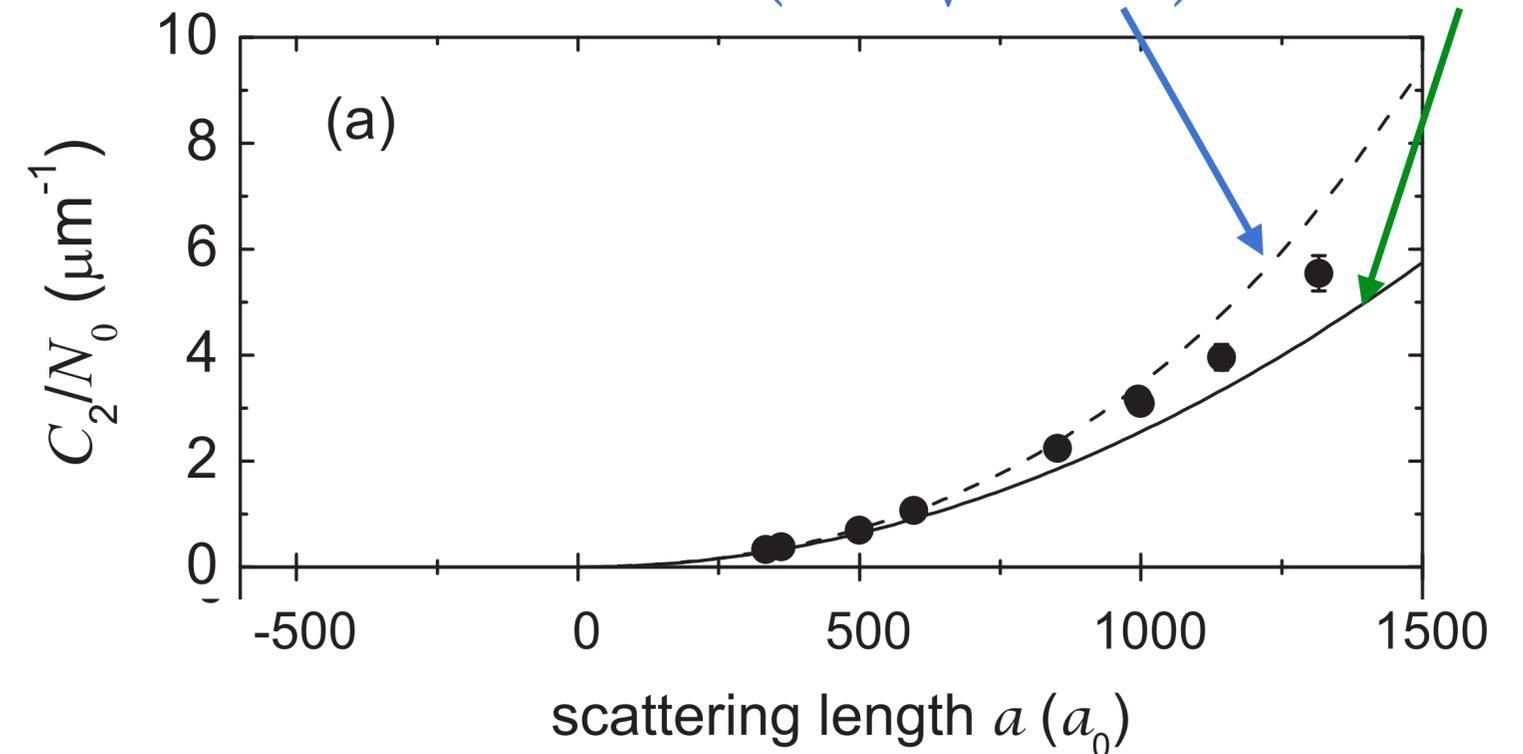
Mesures sur un condensat de ^{85}Rb confiné dans un piège magnétique (résonance de Fano-Feshbach à 155 G)
 Longueur de diffusion a variée de 3 à 12 fois la portée $b = R_{\text{vdW}}$



Contact déduit de l'énergie Lee-Huang-Yang :

$$C = (4\pi a)^2 n N_0 \left(1 + \frac{64}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{na^3} \right)$$

champ moyen
uniquement



Pas de signature claire d'effets à trois corps sur le contact

Il a fallu attendre Fletcher, Lopes, et al., Science **355**, 377 (2017) ...

Transition entre régime non dégénéré et condensat

Zou, Bakkali-Hassani, Maury *et al.*,
Nature Commun. **12**,760 (2021)

Gaz de Bose uniforme de ^{87}Rb dans un géométrie quasi-2D

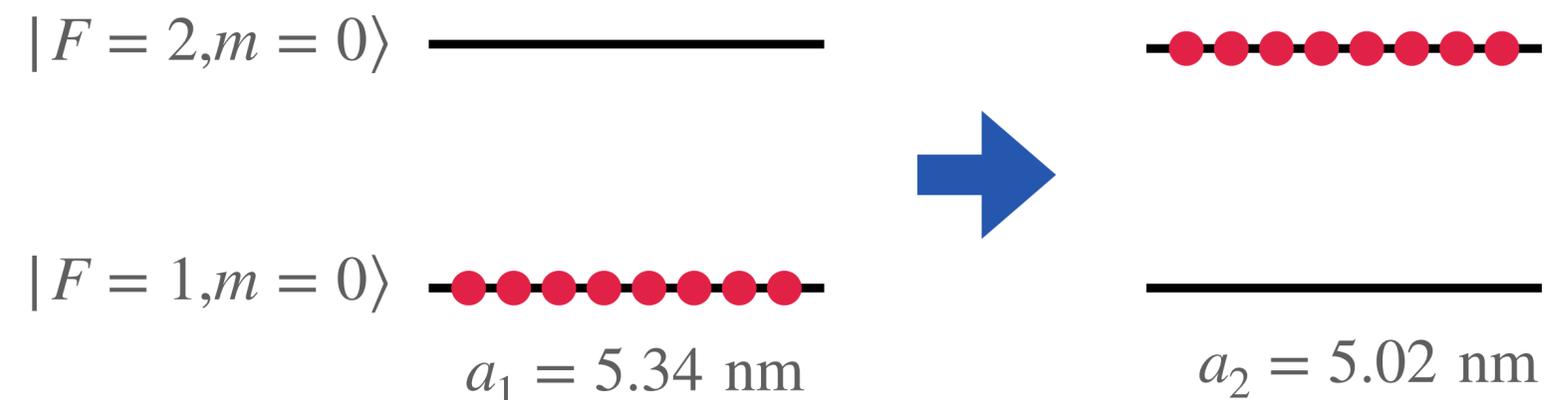


$\ell_z \gg a$: collisions 3D

$\ell_z \ll \lambda, \xi$: thermodynamique 2D

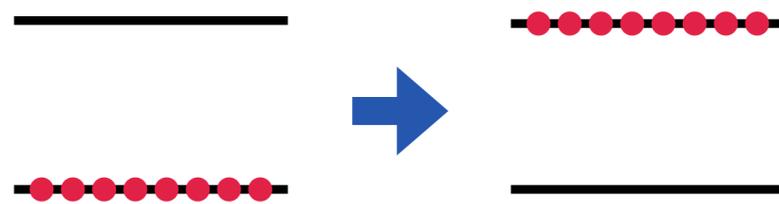
On implémente la définition thermodynamique $C = \frac{8\pi m a^2}{\hbar^2} \frac{\partial E}{\partial a} = \frac{8\pi m a^2}{\hbar^2} \frac{\delta E}{\delta a}$

Mesure de l'énergie δE à fournir pour changer la longueur de diffusion de la quantité δa

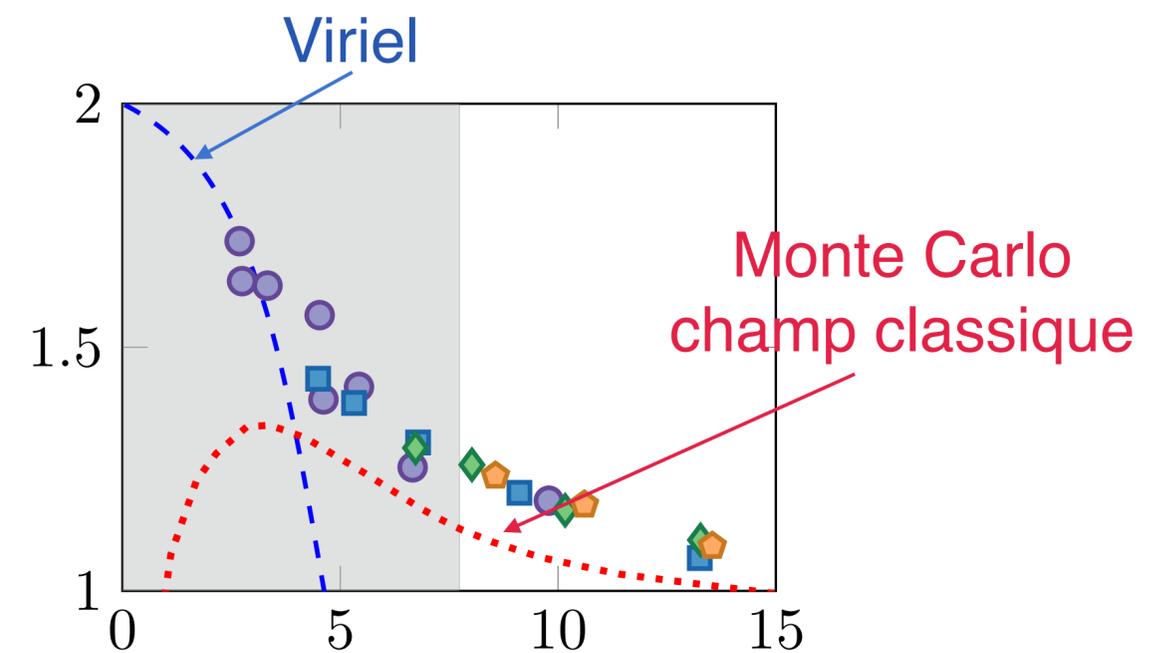
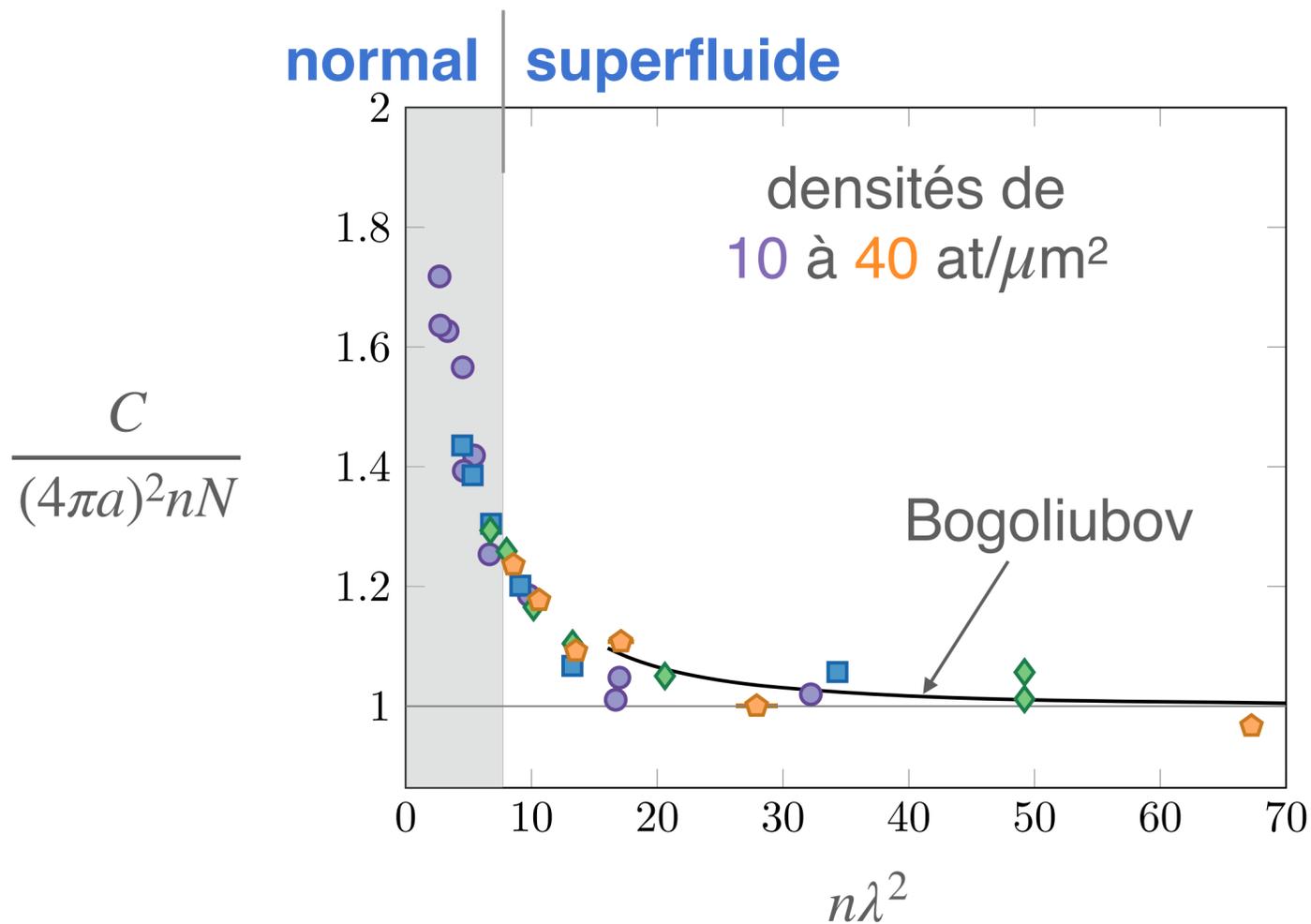
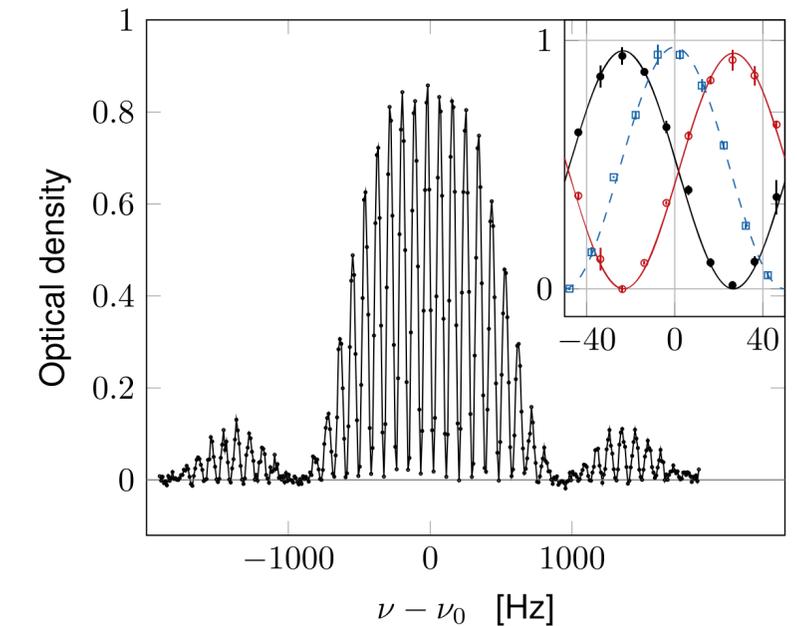


Transition entre régime non dégénéré et condensat

Zou, Bakkali-Hassani, Maury *et al.*, Nature Commun. **12**,760 (2021)



Transfert effectué par deux impulsions micro-onde, séparées par un temps d'attente (méthode de Ramsey)



En résumé

Procédure à la base de la théorie du contact pour un gaz dilué ($nb^3 \ll 1$) :

- Identifier les paramètres pertinents X_1, X_2, \dots pour décrire la physique à 2 corps

X_1, X_2, \dots : longueur de diffusion en onde s , volume de diffusion en onde p , portée effective

- Ecrire formellement l'énergie (ou un autre potentiel thermodynamique) sous la forme

$$E(S, L^3, N, X_1, X_2, \dots) \longrightarrow \text{variable conjuguée de } X_i : C_i \equiv \frac{\partial E}{\partial X_i}$$

Les contacts C_i interviennent dans la partie asymptotique de nombreuses grandeurs physiques

Distribution en impulsion, corrélation à deux corps, ailes de spectres d'excitation, taux de pertes,

Prolongements

