

# Effet Kondo dans une géométrie triterminale

Julien Salomez

# Plan de l'exposé

- 1-Introduction à l'effet Kondo
- 2-Introduction de la géométrie triterminale
- 3-Etude des effets de taille finie dans une géométrie triterminale
  - 3.1- Groupe de renormalisation et calcul perturbatif de la conductance à  $T \gg T_K$  - implications sur le calcul de la température Kondo
  - 3.2- Conductance à  $T < T_K$ - Approche bosons esclaves en champ moyen
  - 3.3- Etude du système à  $T \ll T_K$ .

# Première partie

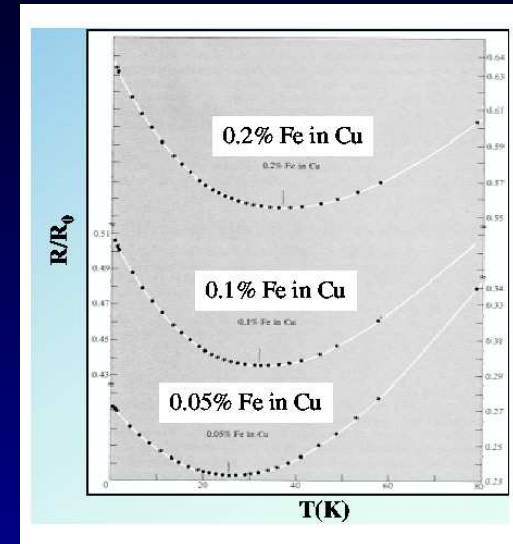
## Introduction à l'effet Kondo

# Effet Kondo dans un métal

- Minimum de la résistance  
→ interaction d'échange antiferromagnétique entre électrons de conduction et impuretés magnétiques

$$H =$$

$$\frac{1}{2} \sum_{kk' ss'} J_{kk'} c_{ks}^\dagger \vec{\sigma}_{ss'} \cdot \vec{S} c_{k's'}$$

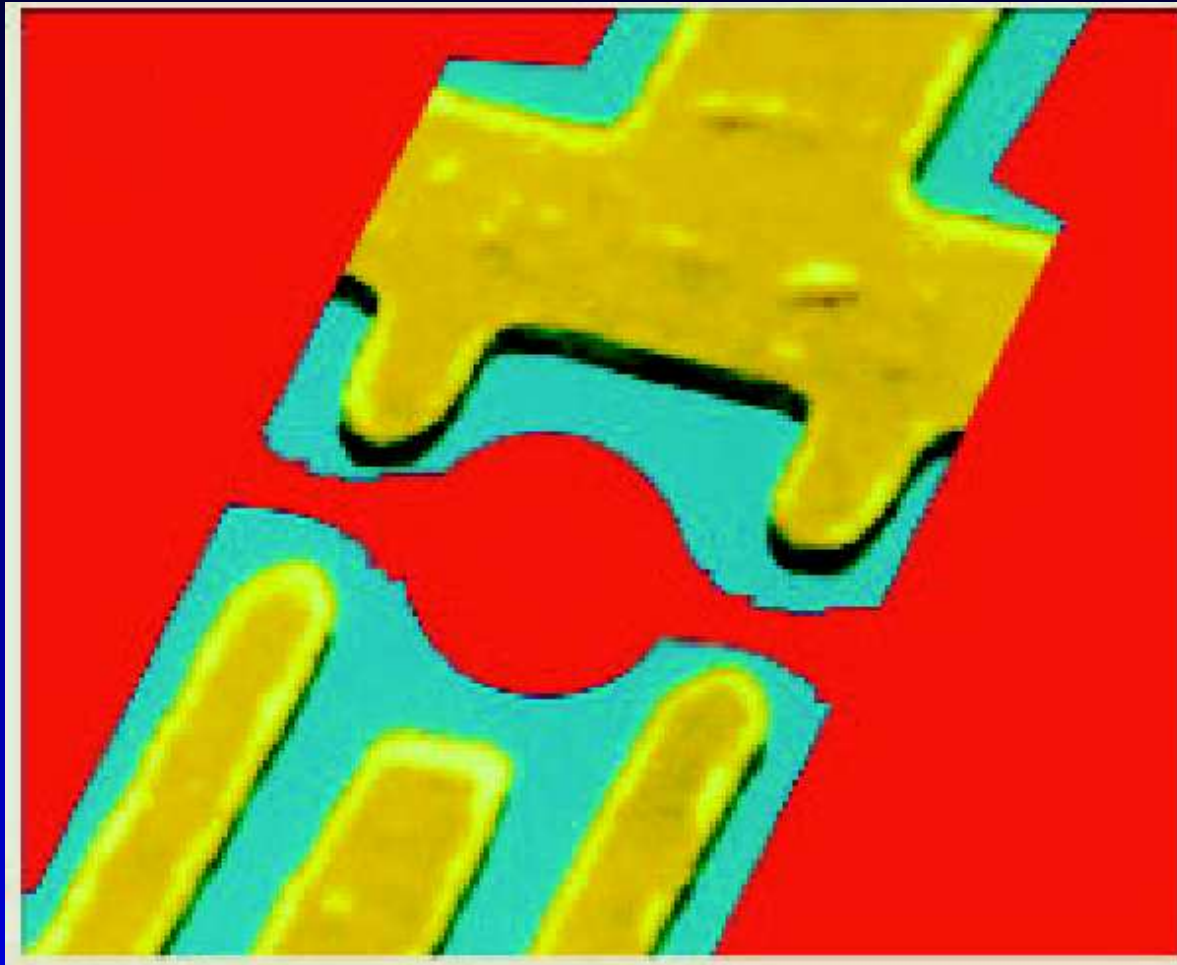


(Ascroft et Mirmin)

- 
- $$R \simeq aT^5 + \frac{9\pi c_{imp}}{4|e|\rho^2 v_F^2} \left( \rho J + (\rho J)^2 \ln \left( \frac{D_0}{T} \right) + \dots \right)^2$$
- $T < T_K \sim D_0 \exp(-\frac{1}{\rho J}) \Rightarrow$  on sort du régime perturbatif
- Formation à basse température d'un singulet de spin

# Points quantiques

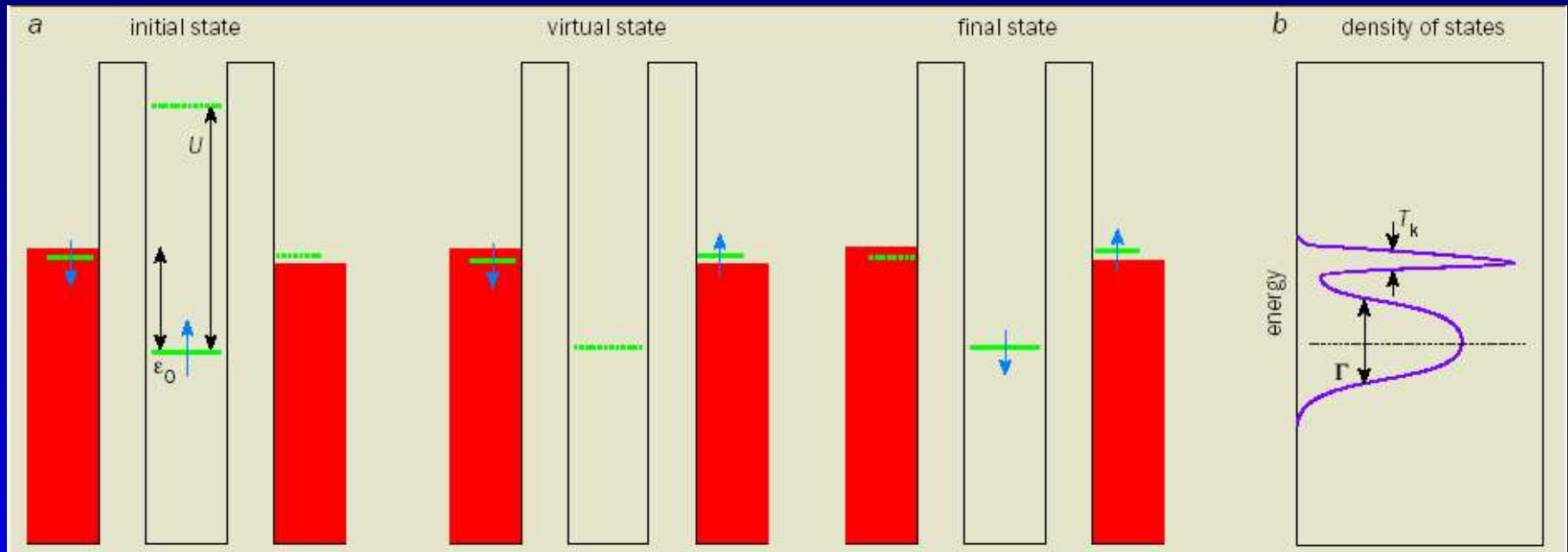
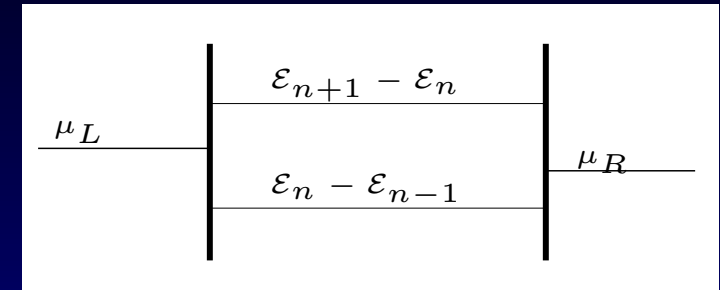
- Point quantique du groupe de Delft:



- Intérêt des points quantiques: contrôle facile des paramètres

# Bases de l'effet Kondo dans une nanostructure

Blocage de Coulomb et cotunneling dans un point quantique  $D$



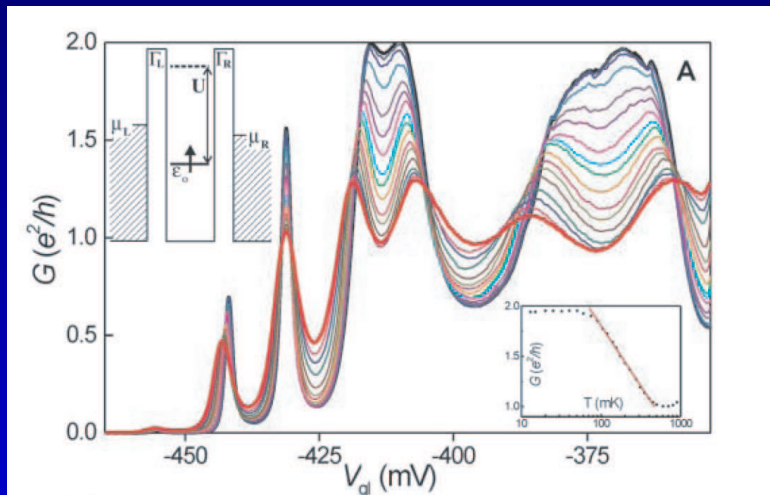
## Bases de l'effet Kondo dans une nanostructure - suite

Nombre d'électrons de  $D$  impair  $\Rightarrow$  à basse température:

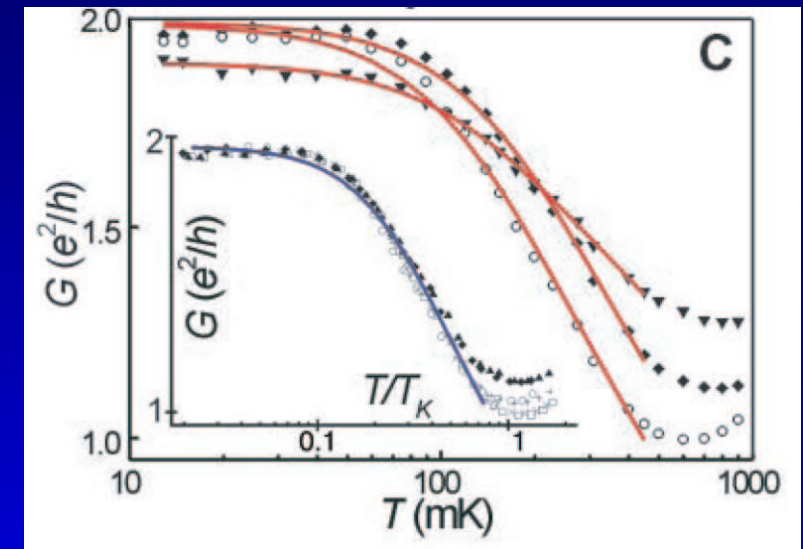
-Singulet de spin entre le point quantique et les électrons de conduction.

-Résonance Kondo.

-La conductance augmente quand  $T$  diminue. Conductance unitaire à  $T = 0$  (couplages symétriques).



(groupe de Delft)



(groupe de Delft)

# Formalisme de transport

- Formule de Landauer et Büttiker:

$$I_p = \frac{2e}{h} \int \sum_q (T_{qp}(E) f_p(E) - T_{pq}(E) f_q(E)) dE$$

Lien avec la matrice  $S$  de diffusion:  $T_{pq} = |S_{pq}|^2$

- Formalisme de Keldysh pour décrire les systèmes hors équilibre: 6 types de fonctions de Green.
- Formule de Meir-Wingreen (pour  $\Gamma_L(\epsilon) \propto \Gamma_R(\epsilon)$ ):

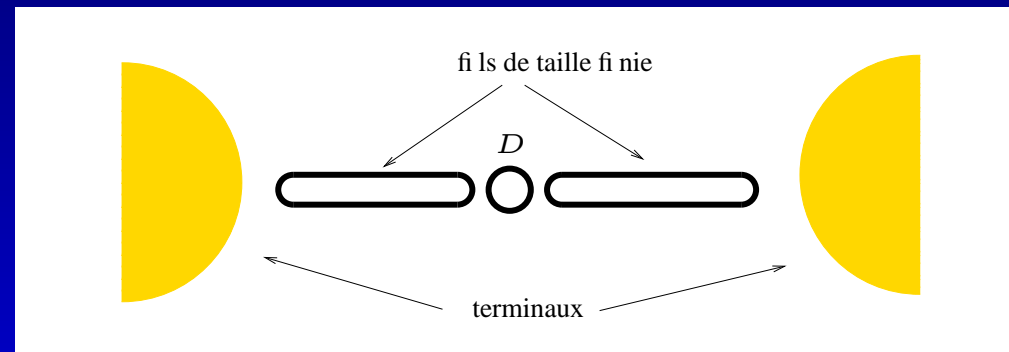
$$I = \frac{4e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon (f_L(\epsilon) - f_R(\epsilon)) (-Im(Tr(\Gamma(\epsilon) G_{dd}^r(\epsilon))))$$

$$\Gamma(\epsilon) = \frac{\Gamma_L(\epsilon)\Gamma_R(\epsilon)}{\Gamma_L(\epsilon) + \Gamma_R(\epsilon)} \quad \Gamma_\alpha(\epsilon) = \pi\rho_\alpha(\epsilon)t_\alpha^2$$



# Effet Kondo en présence d'effets de taille finie (Simon et Affleck)

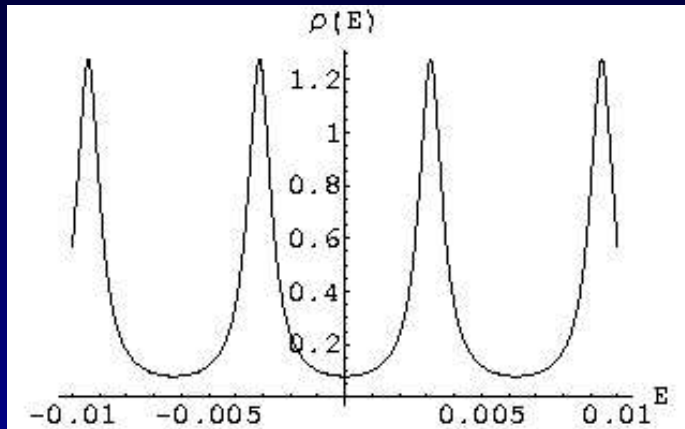
- Nuage Kondo  $\rightarrow$  ensemble des électrons participant à l'écrantage du spin du point quantique  $\rightarrow$  non observé jusqu'ici.
- Nouvelle géométrie pour détecter la taille du nuage Kondo: point quantique inséré entre deux fils de taille finie.



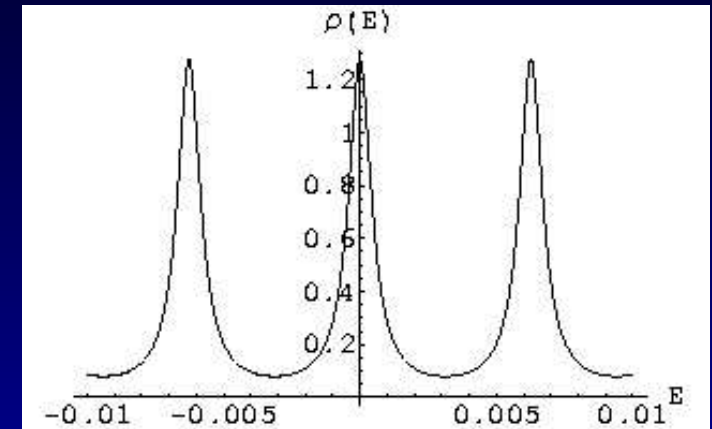
- Effets de taille finie importants  
 $\Leftrightarrow \xi_{K0} \gg L \Leftrightarrow T_{K0} \ll \Delta$

# Effet Kondo en présence d'effets de taille finie - densité d'état des fils (Simon et Affleck)

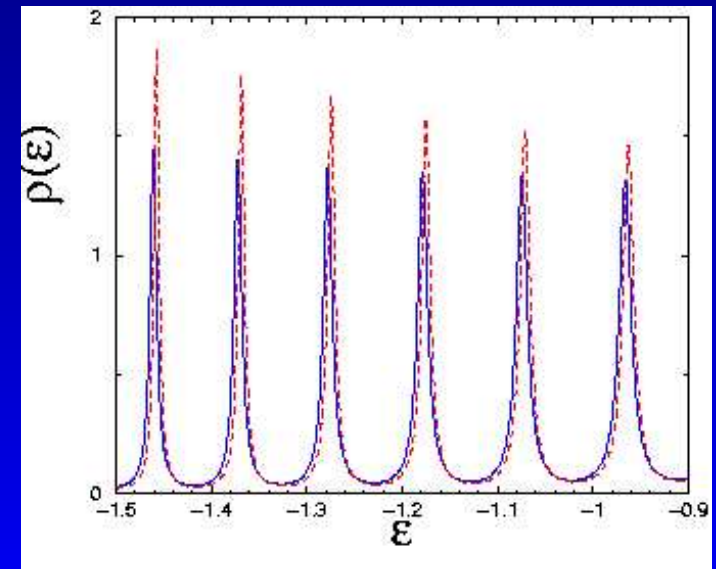
Cas hors résonance



Cas à la résonance

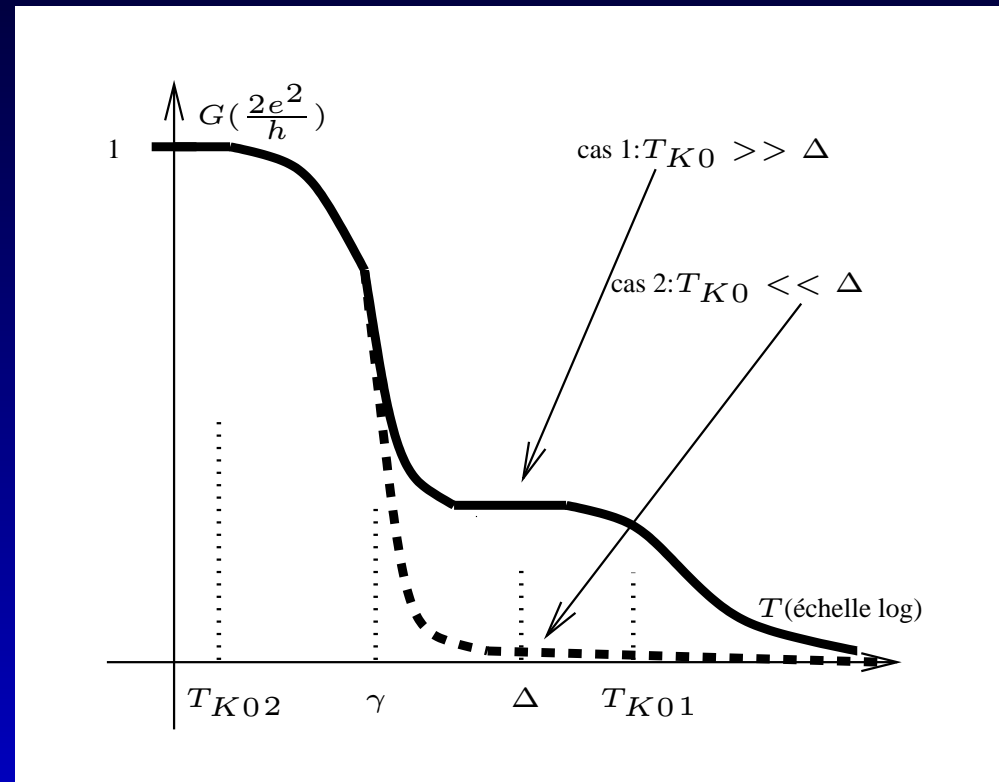


Approximation de la densité d'état des fils par une somme de lorentziennes de largeur  $\gamma$  espacées de  $\Delta$



# Effet Kondo en présence d'effets de taille finie - conductance à la résonance en fonction de la température

(Simon et Affleck)



$$T_{K0} \gg \Delta \Rightarrow T_K^R = T_K^{NR} = T_{K0}$$

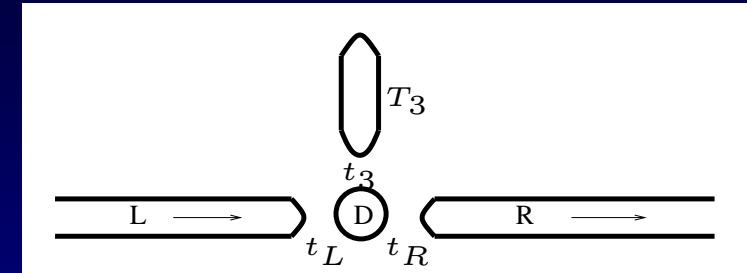
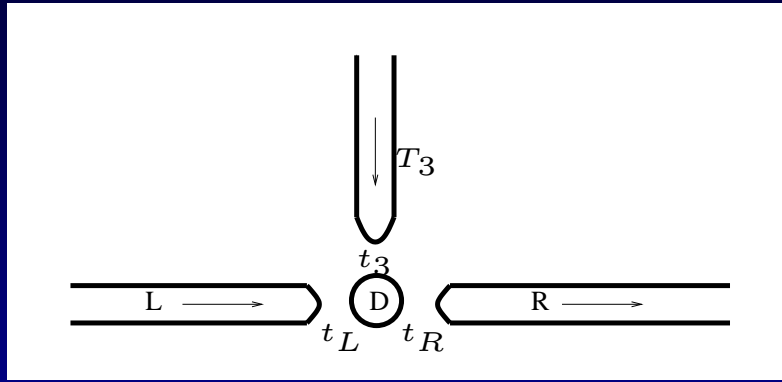
$$T_{K0} \ll \Delta \Rightarrow T_K^R \sim \gamma, T_K^{NR} \ll \gamma$$

# Deuxième partie

## Introduction de la géométrie triterminale

## Définition et intérêt de la géométrie triterminale

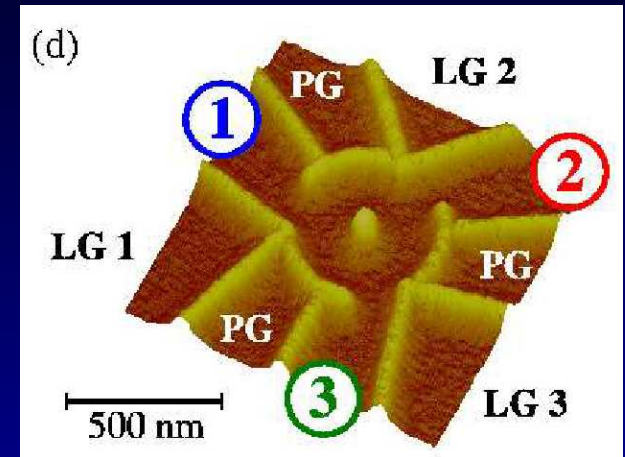
- Géométrie triterminale avec  $T_3$  conducteur ou non.



- Intérêt de la géométrie triterminale pour sonder la densité d'état Kondo hors équilibre lorsque  $\Gamma_3 \ll \Gamma_L, \Gamma_R$  (Lebanon et Schiller, Sun et Guo).
- Lorsque  $\Gamma_3 \gg \Gamma_L, \Gamma_R$ , intérêt de la géométrie triterminale pour découpler transport et écrantage.  
→ spectroscopie de l'effet Kondo

## Réalisation et modélisation du système

- Réalisation expérimentale (groupe Ensslin):



- Modèle d'Anderson:

$$H = \sum_{\alpha} H_{L\alpha} + \sum_{\alpha} H_{T\alpha} + H_D \quad H_{L\alpha} = \sum_{k\sigma} (\epsilon_{k\alpha} + \mu_{\alpha}) c_{k\sigma\alpha}^{\dagger} c_{k\sigma\alpha}$$

$$H_{T\alpha} = \sum_{k\sigma} t_{k\alpha} c_{k\sigma\alpha}^{\dagger} d_{\sigma} + H.C. \quad H_D = \sum_{\sigma} \epsilon_d d_{\sigma}^{\dagger} d_{\sigma} + U n_{\uparrow} n_{\downarrow}$$

# Etude du système à température nulle par la théorie des liquides de Fermi

- Matrice de conductance:

$$G_{\alpha\beta} = \frac{2e^2}{h} \int d\epsilon \left( -\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \frac{4\Gamma_{\alpha}(\epsilon)\Gamma_{\beta}(\epsilon)}{\Gamma_L(\epsilon) + \Gamma_R(\epsilon) + \Gamma_3(\epsilon)} (-Im(G_{dd}^r(\epsilon)))$$

→ valide quand on peut se ramener au cas sans interaction (exemple: théorie des liquides de Fermi).

- Matrice de conductance à  $T = 0$ :

$$G_{\alpha\beta} = \frac{2e^2}{h} \frac{4\Gamma_{\alpha}(0)\Gamma_{\beta}(0)}{(\Gamma_L(0) + \Gamma_R(0) + \Gamma_3(0))^2}$$

- Forte suppression de la conductance à  $T = 0$  lorsque  $\Gamma_3(0) \gg \Gamma_L(0), \Gamma_R(0) \rightarrow$  le nuage Kondo qui permet la conduction se développe essentiellement dans  $T_3$ .

# Troisième partie

Etude des effets de taille finie dans  
une géométrie triterminale



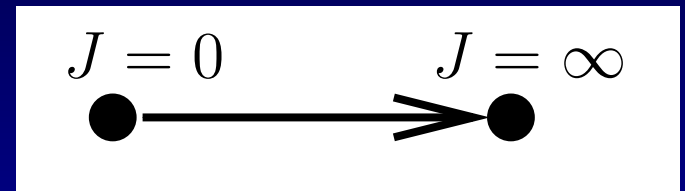
## 3-1-

Groupe de renormalisation et calcul  
perturbatif de la conductance à  
 $T \gg T_K$  - implications sur le calcul  
de la température Kondo

## Groupe de renormalisation et calcul perturbatif

- Principe du groupe de renormalisation: possibilité d'intégrrer sur les degrés de liberté de haute énergie à condition de remplacer les couplages nus par des couplages renormalisés.

Points fixes du groupe de renormalisation



- Calcul perturbatif de la matrice de conductance à l'ordre 2 à haute température:

$$\langle I_{\gamma} \rangle^{(2)} = \frac{e}{\hbar} \frac{3\pi}{4} \sum_{\beta} J_{\gamma\beta}^2 \int d\epsilon \rho_{\beta}(\epsilon) \rho_{\gamma}(\epsilon) (f_{\gamma}(\epsilon) - f_{\beta}(\epsilon))$$

- Ordre 3 avec couplages nus  $\Leftrightarrow$  ordre 2 avec couplages renormalisés.

## Conductance à la résonance et hors résonance

- Matrice de conductance à la résonance à haute  $T$  sous l'hypothèse  $\gamma \ll T \ll \Delta$  ( $\alpha, \beta \neq 3$ ):

$$G_{3\alpha}^{(2)} = \frac{e^2}{\hbar} \frac{3\pi^2}{4} \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_3(0)} \frac{1}{\ln^2 \left(1 + \frac{\gamma^2}{T_K^2}\right)} \frac{\gamma}{T} s\left(\frac{T}{T_K}, \frac{\gamma}{T_K}\right)^2$$

$$G_{\alpha\beta}^{(2)} = \frac{e^2}{\hbar} 3\pi \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\beta}{\Gamma_3(0)^2} \frac{1}{\ln^2 \left(1 + \frac{\gamma^2}{T_K^2}\right)} s\left(\frac{T}{T_K}, \frac{\gamma}{T_K}\right)^2$$

$$s\left(\frac{T}{T_K}, \frac{\gamma}{T_K}\right) = 1 + \frac{\ln \left(1 + \frac{\gamma^2}{T^2}\right)}{\ln \left(1 + \frac{\gamma^2}{T_K^2}\right)}$$

- La matrice de conductance à la résonance est une fonction universelle de  $\frac{T}{T_K}$  et  $\frac{\gamma}{T_K}$ .

## Température Kondo à la résonance et hors résonance

- $T_K$  dépend de la structure fine de  $\rho_3$  si et seulement si  $T_{K0} < \Delta$ .
- Dans ce cas, pour  $\Gamma_3(\epsilon) \gg \Gamma_L, \Gamma_R$ :

$$T_K^R = \gamma \exp\left(-\frac{\pi^2 \gamma \tilde{\epsilon}_d}{2\Delta \langle \Gamma_3 \rangle}\right) \quad T_K^{NR} = \Delta \exp\left(\frac{-\pi^2 \tilde{\epsilon}_d \Delta}{16 \langle \Gamma_3 \rangle \gamma}\right)$$

$$\frac{1}{\tilde{\epsilon}_d} = \frac{1}{\epsilon_d + U} - \frac{1}{\epsilon_d}$$

- Interprétation physique de l'expression de  $T_K$ :

$$T_K^R = \gamma \exp\left(-\frac{\tilde{\epsilon}_d}{2t_3^2 \rho_3^R(0)}\right) \quad T_K^{NR} = \Delta \exp\left(-\frac{\tilde{\epsilon}_d}{2t_3^2 \rho_3^{NR}(0)}\right)$$

→ densité d'état effective  $\rho_3(0)$  avec une largeur de bande effective  $\gamma$  à la résonance et  $\Delta$  hors résonance.

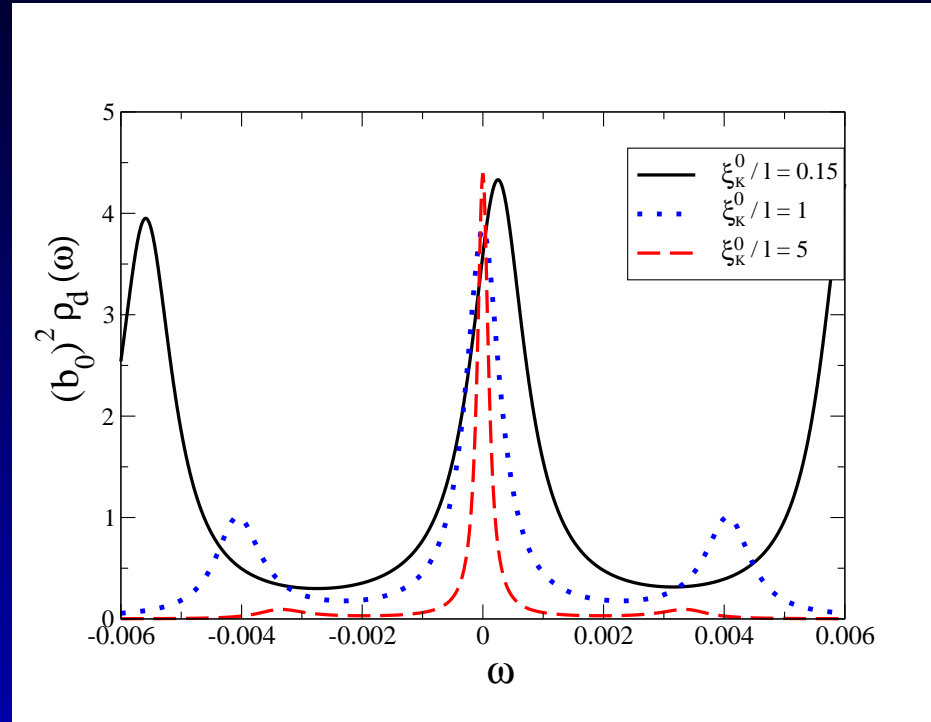
## 3-2-

Conductance à  $T < T_K$  - Approche  
bosons esclaves en champ moyen

# Spectroscopie de la densité locale d'état du point quantique

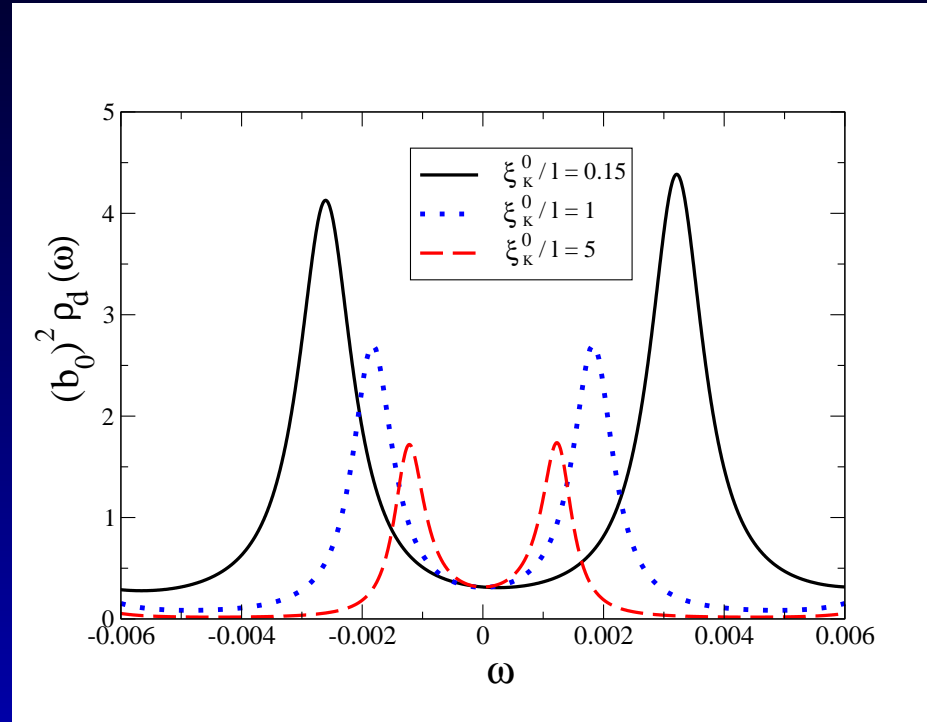
- Méthode des bosons esclaves en champ moyen  $U = \infty$  (dans la version la plus simple).
- Hamiltonien d'Anderson avec  $d_\sigma = f_\sigma b^\dagger$ .
- Contrainte:  $b^\dagger b + \sum_\sigma f_\sigma^\dagger f_\sigma = 1$
- Approximation de champ moyen:  $b \rightarrow \langle b \rangle = b_0$ .
- Détermination de  $b_0$  et  $\lambda$  multiplicateur de Lagrange associé à la contrainte  $\rightarrow$  minimisation de l'énergie libre.
- Domaine de validité de l'approche bosons esclave en champ moyen:  $T < T_K$   
 $\rightarrow$  Les fluctuations thermiques de  $b$  autour de  $b_0$  ne sont pas trop importantes.

# Spectroscopie de la densité locale d'état du point quantique - cas hors résonance



- $\frac{\xi_{K0}}{l} \ll 1 \rightarrow \rho_d$  et  $\rho_3$  sont en anti-résonance et  $\rho_d$  a une enveloppe de largeur  $T_{K0} \gg \Delta$ .
- $\frac{\xi_{K0}}{l} \gg 1 \rightarrow$  en plus du pic Kondo central, on a deux pics satellites en  $\epsilon = \pm \frac{\Delta}{2}$ .

## Cas à la résonance: scission du pic Kondo

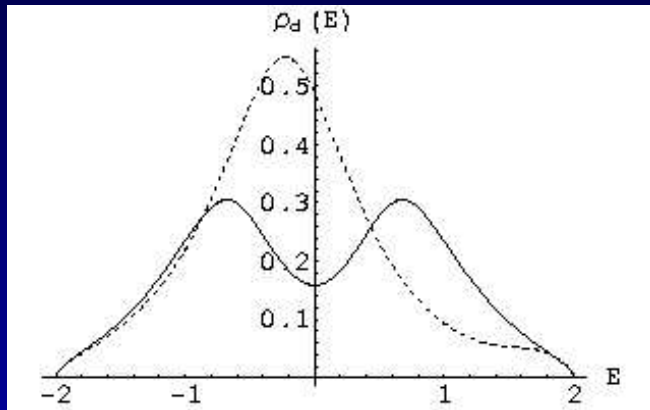


- Scission du pic Kondo à la résonance.
- Les deux pics ont une largeur  $\gamma$  et un espacement  $2\sqrt{\gamma T_K}$ .
- Condition pour la scission du pic Kondo:  $\gamma < T_K$ .



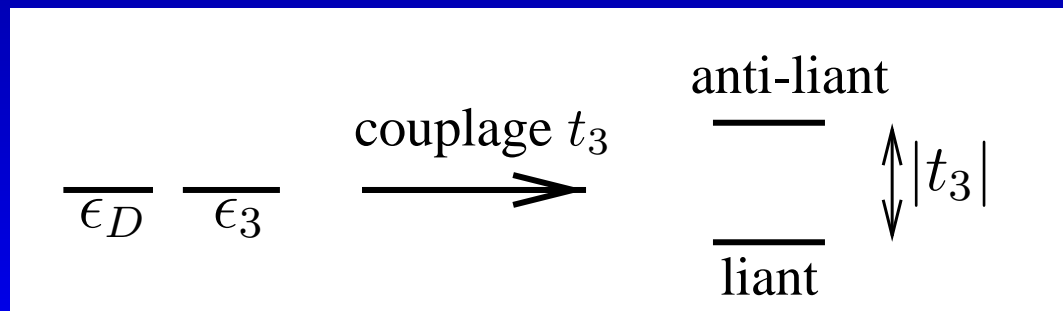
## Cas à la résonance - scission du pic Kondo suite

Interprétation physique de la scission du pic Kondo grâce à un modèle sans interactions où  $T_3$  se réduit à un unique niveau d'énergie  $\epsilon_3$  de largeur  $\gamma$ .



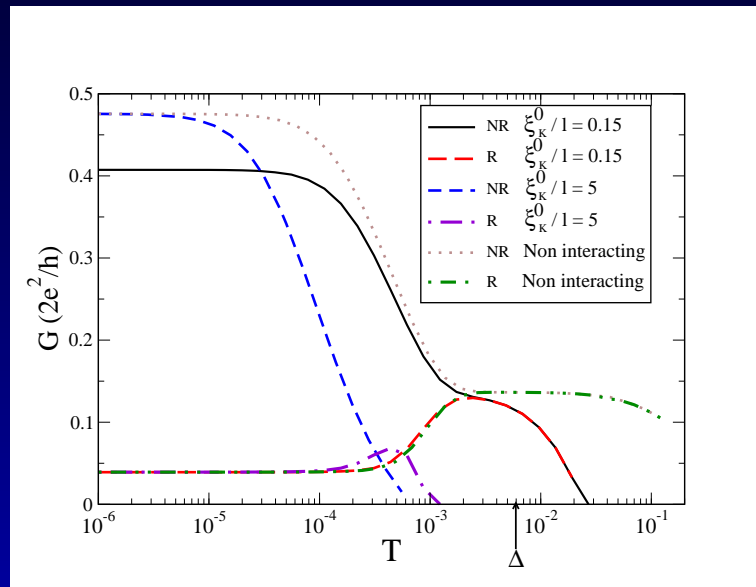
→ scission du pic Kondo  
= effet sans interactions.

Image moléculaire:

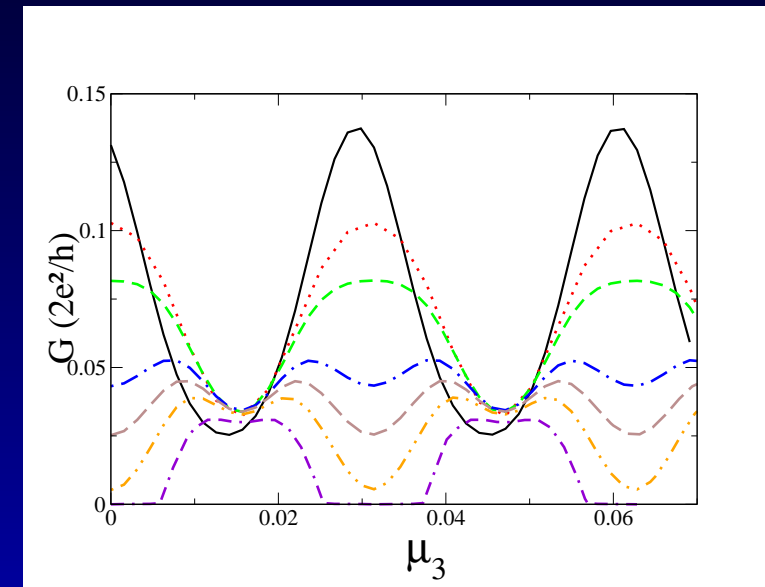


# Conductance en fonction de la température et de $\mu_3$

- $G$  fonction de  $T$ :



- $G$  fonction de  $\mu_3$  (T fixée):



- Conductance à la résonance non monotone.
- Déviation à l'unitarité dans le cas  $\frac{\xi_{K0}}{\Gamma} < 1$  et hors résonance.
- Forte suppression de la conductance hors résonance pour  $\frac{\xi_{K0}}{\Gamma}$  suffisamment grand  $\rightarrow T_K^R > T > T_K^{NR}$ .

## 3-3-

Etude du système à  $T \ll T_K$

# Généralisation de l'approche liquide de Fermi de

## Nozières pour une densité d'état non constante

- Hypothèses utilisées pour calculer  $W^{in}$ , probabilité par unité de temps qu'un électron subisse une diffusion inélastique par  $D$ :
  - $A_{\sigma\sigma'}$  indépendant de  $\epsilon$  et  $T$  au deuxième ordre.
  - Généralisation des relations de Nozières faisant intervenir les coefficients du développement du déphasage.
- Taux de relaxation inélastique (pour  $\Gamma_3(\epsilon) \gg \Gamma_L, \Gamma_R$ ):
  - Cas  $\gamma \gg T$ :

$$W^{in}(\epsilon, T) = \pi \rho_3(0)^3 (\pi^2 T^2 + \epsilon^2) (|A_{\uparrow\downarrow}|^2 + \frac{1}{2} |A_{\uparrow\uparrow}|^2)$$

- Cas  $\gamma \ll T$ :

$$W^{in}(\epsilon, T) = \pi \rho_3(0)^3 (|A_{\uparrow\downarrow}|^2 + \frac{1}{2} |A_{\uparrow\uparrow}|^2) \frac{3\pi^2}{2} \frac{\epsilon^2 + \gamma^2}{9 + \left(\frac{\epsilon}{\gamma}\right)^4 + 10 \left(\frac{\epsilon}{\gamma}\right)^2}$$

# Généralisation de l'approche liquide de Fermi de Nozières pour une densité d'état non constante - suite

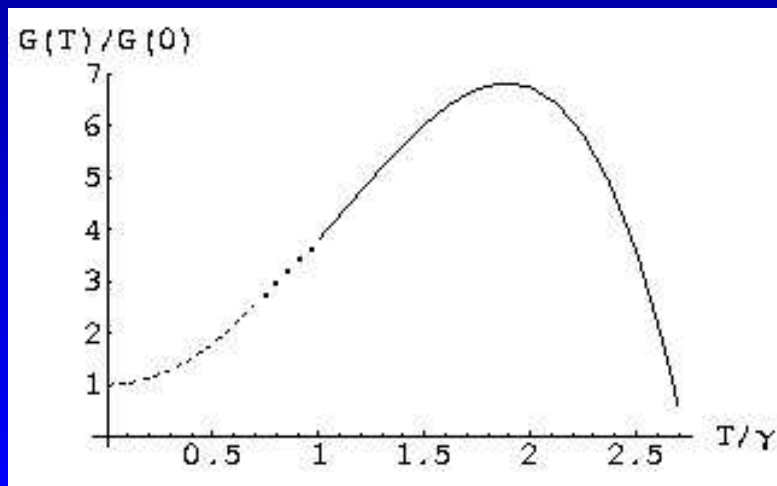
Conductance à la résonance en fonction de la température:

- A basse  $T$ :

$$G_{LR}(T)/G_{LR}(0) = 1 + \pi^2 T^2 \left( \frac{c}{3\gamma^2} - \frac{1}{T_K^2} \right)$$

→ A basse  $T$ , la conductance à la résonance croît avec la température pour  $\gamma$  suffisamment petit.

- A haute  $T$ : calcul numérique.



Le régime  $\frac{T}{\gamma} \gg 1$  n'est pas vraiment atteint.  
+ hypothèses incertaines.

# Conclusions

# Récapitulatif des résultats

- La géométrie triterminale permet de découpler transport et écrantage et elle est idéale pour l'étude des effets de taille finie.
- Récapitulatif des différents régimes pour  $T_{K0} \ll \Delta$ :

T \	R	NR
$T = 0$	$G \ll \frac{2e^2}{h}$ pour $\Gamma_3(0) \gg \Gamma_L, \Gamma_R$	
$T \ll T_K$	$G(T)$ croissante à basse $T$ pour $\gamma$ suffisamment petit	$G(T)$ décroissante
$T < T_K$	Scission du pic Kondo	Pic Kondo + pics satellites de $\rho_d$ aux maximums de $\rho_3$
$T \gg T_K$	Le calcul perturbatif définit $T_K$ : $T_K^R \gg T_K^{NR}$	

# Perspectives

- Effets de taille finie en présence d'une énergie de charge  $E_G$  de  $T_3$ .

Analyse basée sur le groupe de renormalisation

$\Rightarrow$  si  $T_{K0} \ll \Delta \ll E_G \ll U \ll D_0$ , le nuage Kondo se forme dans  $L$  et  $R$  hors résonance et dans  $T_3$  à la résonance.

- Etude de la dynamique de formation et de destruction du nuage Kondo en mettant  $T_3$  dans un régime de blocage de Coulomb mais  $L$  et  $R$  dans un régime de transport séquentiel.

- Perspectives expérimentales  $\rightarrow$  valeurs typiques:

$-\delta E$ : 0.1 à 0.5 meV

$-U$ : 1 à 3 meV

$-T_{K0}$ : 0.1 à 0.5 K

-Taille de  $T_3$  en dessous laquelle on a des effets de taille finie:  
quelques  $\mu m$