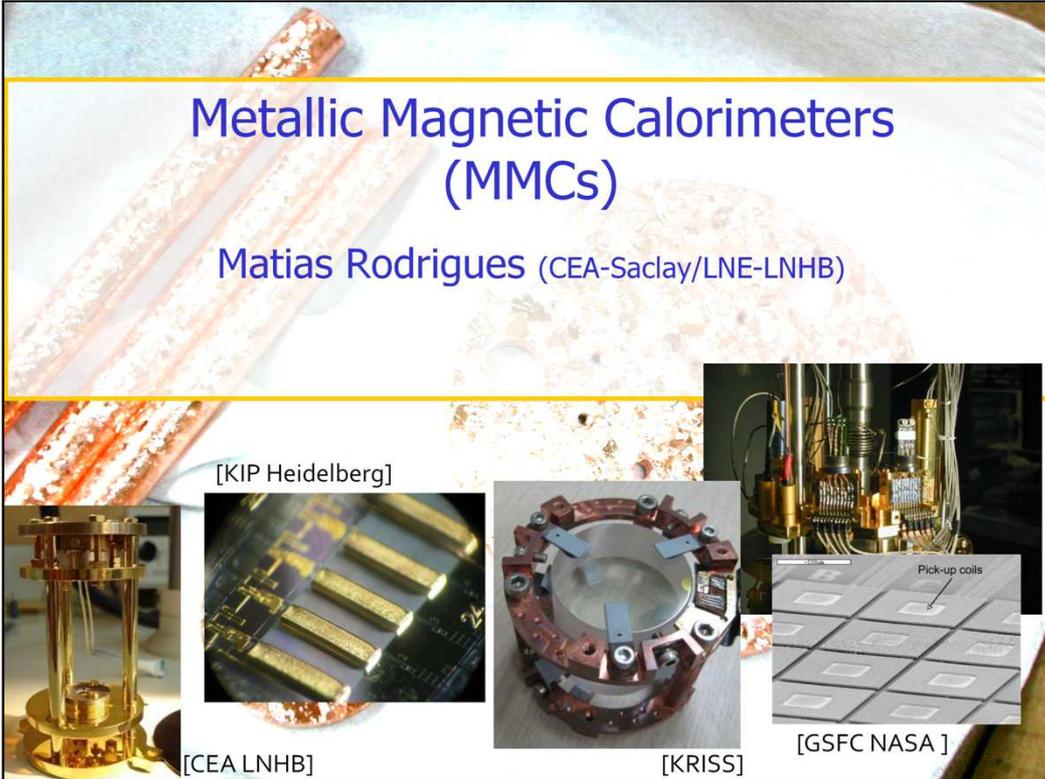


# Metallic Magnetic Calorimeters (MMCs)

Matias Rodrigues (CEA-Saclay/LNE-LNHB)



[KIP Heidelberg]

[CEA LNHB]

[KRISS]

[GSFC NASA]

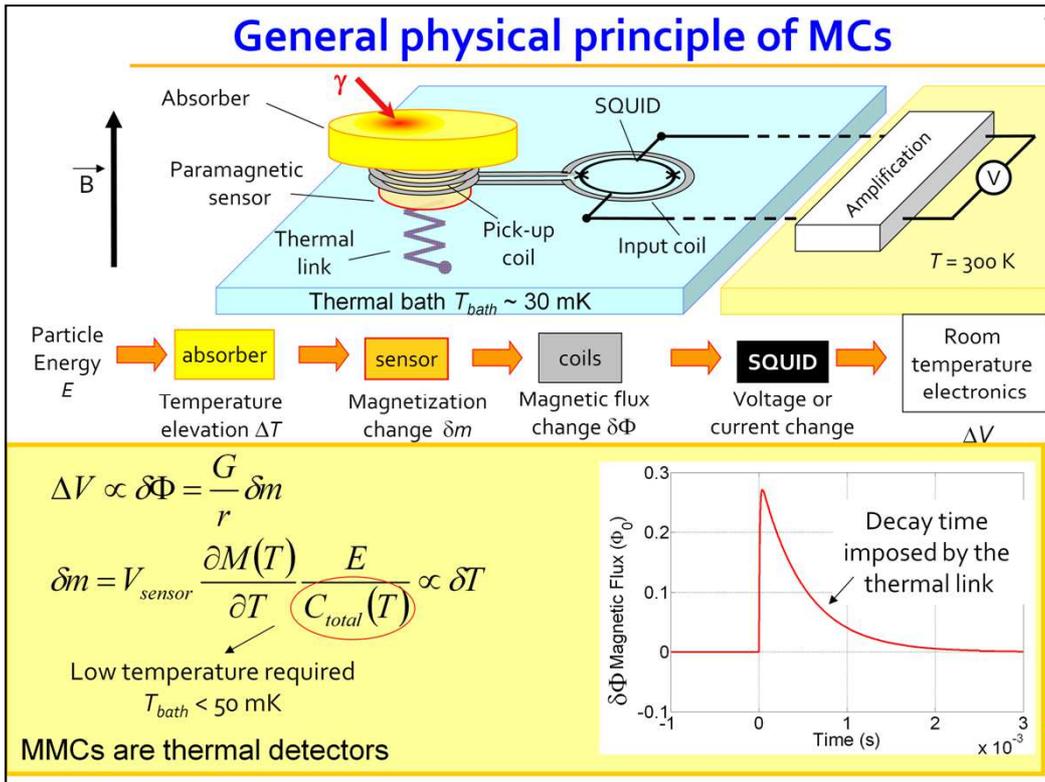
## Chronology

2

- 1971, E. C. Hirschhoff, Magnetic properties of Cu:Mn measured with a SQUID
- 1981, J.A. Lipa used a paramagnetic (salt) thermometer read by a SQUID.
- 1986, Wolfgang Seidel proposed to use paramagnetic sensors to measure particle energy (TU Munchen)
- 1988 - 1994 M. Bühler and E. Umlauf made the first magnetic sensors with dielectric doped with rare earth ions (Walther Meissner Institut...)
- 1993 S. Bandler, C.Enss and George Seidel used a metallic magnetic sensors, (Brown and Heidelberg Universities)
- 2004 A. Fleischmann obtained an energy resolution FWHM of 3.4 eV for 6 KeV photons (Heidelberg University)
- 2004 B.L. Zink introduced the meander pick-up coil design (NIST). A start for microfabrication...
- 2012 M. Rodrigues and M. Loidl obtained an energy resolution FWHM of 40 eV for 60 keV photons (CEA/LNHB)
- 2012 C. Pies et Al obtained an energy resolution, energy resolution FWHM of 2.0 eV for 6 keV photons (Heidelberg University)

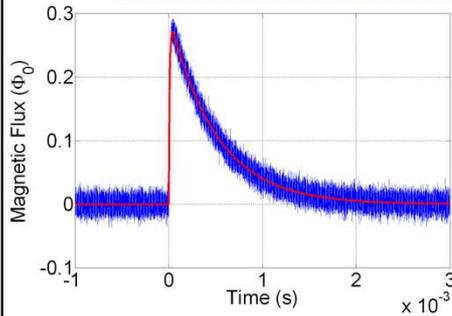
---

# General physical principle



Le senseur paramagnétique consiste en une matrice avec une concentration d'ions magnétiques dilués. Il est soumis à un champ magnétique extérieur  $B$  permettant son aimantation. Cette dernière doit être très sensible à la température. L'aimantation du senseur est couplée magnétiquement à un DC SQUID via un transformateur de flux (bobine de lecture+bobine d'injection).

## General physical principle of MCs



For thermal detectors,  $\Delta E_{FWHM}$  not limited by statistical fluctuations on the number of excited quanta.

The energy resolution is given by the Signal to Noise Ratio (SNR)

$$\delta\Phi(t), \delta\Phi(f) [\Phi_0] \rightarrow S_\Phi(f) \frac{[\Phi_0]^2}{[\text{Hz}]}$$

Signal ?

$$\delta m = V_{\text{sensor}} \cdot \mu_0 \cdot \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right) \frac{E}{C_{\text{sensor}} + C_{\text{absorber}}}$$

Thermodynamic quantities  
 $f(B, T, V_{\text{sensor}}, x_{ppm})$

$$\delta m(t)$$

$$\delta\Phi(t) = \mu_0 \frac{G}{r} \delta m(t)$$

Magnetic coupling  
Factor SQUID/sensor

Detector noise sources?  
SQUID electronics noise?

$$S_\Phi(f)$$

DRTBT 2012

24/05/2012

La résolution en énergie d'un détecteur thermique est donnée par le rapport signal sur bruit, ces deux derniers dépendent de la fréquence. Pour une application nécessitant une haute résolution en énergie, il faut concevoir un détecteur optimisé maximisant le rapport signal sur bruit; il faut donc être en mesure prédire les performances d'un détecteur en fonction de ses différents paramètres (géométrie, champ magnétique, température...) en vue de son optimisation.

Le signal est donné d'une part par les grandeurs thermodynamiques que sont l'aimantation  $M$  et la capacité calorifique du senseur  $C_{\text{sensor}}$  et d'autre part par le couplage magnétique  $G$  entre l'aimantation du senseur et le flux magnétique correspondant dans le SQUID. Le bruit est la contribution de sources intrinsèques au détecteur et du bruit de l'électronique à SQUID.

## Metallic magnetic calorimeter

6

- The magnetic sensors
  - The signal amplitude for ideal magnetic calorimeters  $\delta m$
  - Choice of material for a "real" magnetic sensor
  - The signal with Au:Er sensors
    - The signal amplitude  $\delta m$
    - Time dependence of the signal  $\delta m(t)$
  - Intrinsic noise sources  $S(f)$
- Detector read out
  - Read out of a magnetic flux change  $\delta\Phi(t)$ ,  $S_\phi(f)$ 
    - SQUID, electronics
    - extrinsic noise
  - Magnetic coupling the sensor/SQUID  $\delta\Phi(t) \propto \delta m(t)$

- 
- Microfabrication
  - Applications
    - External source
      - X-ray spectrometry
      - Hard X-ray spectrometry
      - Position sensitive detectors
    - Embedded source in the absorber
      - Beta spectrometry
      - Mass neutrino experiments
  - Bibliography
  - Symbols and acronyms

- The magnetic sensors

- **The signal amplitude for ideal magnetic calorimeters**  $\delta m$

- Choice of material for a "real" magnetic sensor

- The signal with Au:Er sensors

- The signal amplitude
      - Time dependence of the signal

- Intrinsic noise sources

- Detector read out

- Read out of a magnetic flux change

- SQUID, electronics
    - extrinsic noise

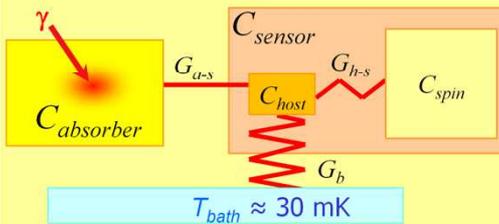
- Magnetic coupling the sensor/SQUID

## Ideal magnetic calorimeters for spectrometry

9

Spectrometry applications require:

- high count rate without pile-up  $\implies$  short decay time  $\tau_d$   
short rise time  $\tau_r \ll \tau_d$
- high energy resolution  $\implies$  large sensor sensitivity



$\implies$  Ideal magnetic sensor

- $G_{h-s} \rightarrow \infty$
- $C_{sensor} \approx C_{spin}$
- free magnetic moments

$$\delta m = V_{sensor} \cdot \mu_0 \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right) \frac{E}{C_{spin} + C_{absorber}}$$

Un capteur magnétique idéal pour la spectrométrie doit permettre d'atteindre un grand taux de comptage et une haute résolution en énergie. Un fort taux de comptage nécessite un fort couplage thermique entre la matrice contenant les ions magnétiques et les ions ( $G_{h-s}$  grand), de sorte à ce que les constantes de temps des impulsions soient courtes. Une haute résolution en énergie nécessite, un capteur très sensible; le signal étant donné par les spins, il faut que la capacité calorifique de la matrice soit négligeable, qu'il n'y ait pas de chaleur spécifique additionnelle et que les ions magnétiques soient libres (ils n'interagissent pas entre eux, mais seulement avec le champ extérieur  $B$ )  $\rightarrow C_{sensor} \approx C_{spin}$ .

## Thermodynamic quantities of an ideal sensor

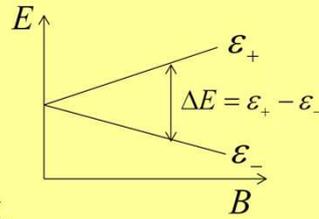
10

### Calculation of thermodynamics quantities using statistical physics

Example for localized spin of 1/2 interacting with  $B$

Zeeman Hamiltonian  $H^{Zeeman} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$

Two eigen energies  $\varepsilon_{\pm} = \pm \mu B = \pm \frac{1}{2} g_J \mu_B B$



Partition function of a canonical ensemble  $Z = \sum_{n=-J}^J e^{-\varepsilon_n/kT}$

Internal energy  $\langle U \rangle = N \langle \varepsilon \rangle = N k_B T^2 \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_B = -N \cdot \Delta E \tanh \left( \frac{\Delta E}{2k_B T} \right)$

**Magnetization**  $M = -\frac{N_{spin}}{V_{sensor}} \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial B} = \frac{N_{spin}}{V_{sensor}} \frac{\Delta E}{2B} \tanh \left( \frac{\Delta E}{2k_B T} \right) \Rightarrow \frac{\partial M}{\partial T}$

**Spin heat capacity**  $C_{spin} = \left( \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial T} \right)_V = N_{spin} k_B \left( \frac{\Delta E}{2k_B T} \right)^2 \frac{1}{\cosh^2 \left( \frac{\Delta E}{2k_B T} \right)}$

DRTBT 2012

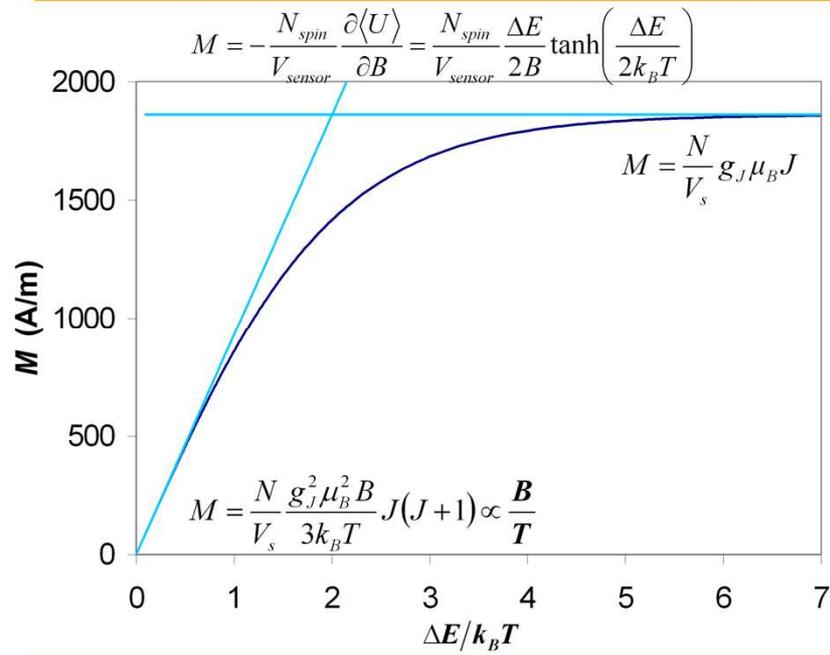
24/05/2012

L'interaction entre les moments magnétiques et le champ magnétique appliqué est caractérisée par l'Hamiltonien Zeeman.

$\Delta E$  correspond à l'énergie nécessaire pour faire basculer un moment magnétique d'un état  $\varepsilon_{\pm}$  à l'autre. Cette énergie est ajustable avec le champ magnétique  $B$ .

# Magnetization

11

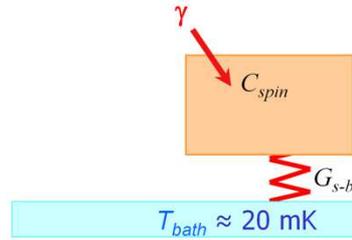
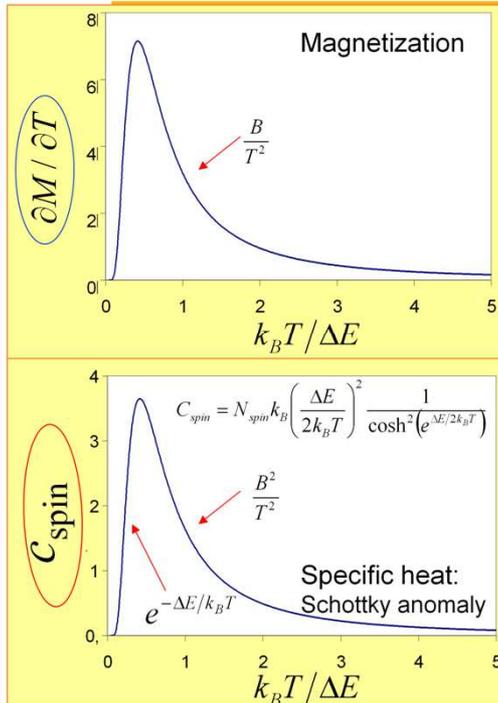


DRTBT 2012

24/05/2012

## Thermodynamic quantities of the ideal sensor

12



$$\delta m = V_{\text{sensor}} \cdot \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right) \frac{E}{C_{\text{spin}}} = \frac{E}{B}$$

→  $\delta m$  does not depend on  $T_{\text{bath}}$

→ possibility to use large  $C_{\text{spin}}$  and large  $C_{\text{absorber}}$

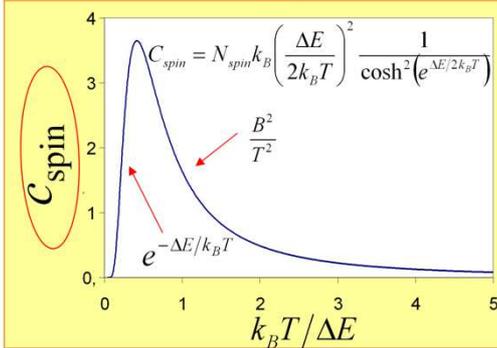
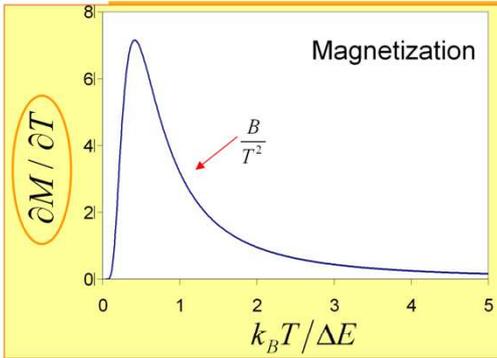
$$\dots \text{but } \delta \Phi \propto \frac{1}{r} \delta m$$

Si le détecteur est monolithique, soit uniquement constitué d'un senseur, il est intéressant de constater que le signal en tant que variation d'aimantation  $\delta m$  ne dépend pas de la température de fonctionnement, et qu'il ne dépend pas de la capacité calorifique du senseur.

Il sera possible d'utiliser des senseurs de capacité importante et de les coupler à un absorbeur de capacité aussi importante. C'est une spécificité des calorimètres magnétiques.

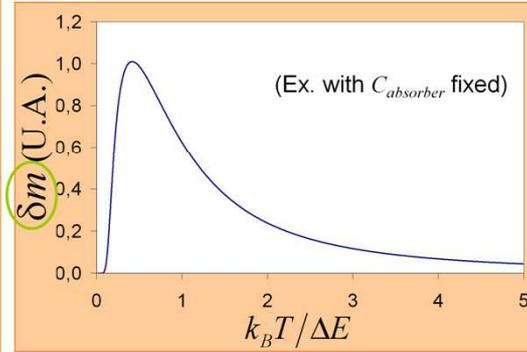
Alors que  $\delta m$  ne dépend pas du volume du senseur, lorsqu'il faudra lire le signal sous forme d'une variation de flux  $\delta \Phi$ , il faudra minimiser le rayon du senseur  $r$  puisque  $\delta \Phi$  est proportionnel à  $1/r \times \delta m$ .

# The signal amplitude



$$\delta m = V_{sensor} \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right) \frac{E}{C_{spin} + C_{absorber}}$$

$$= \frac{C_{spin}}{C_{spin} + C_{absorber}} \frac{E}{B}$$



→  $C_{absorber}(T)$  must be minimized  
 Lowest  $T$   
 Optimum  $B$

- The magnetic sensors

- The signal amplitude for Ideal magnetic calorimeters

- Choice of material for a "real" magnetic sensor**

- The signal with Au:Er sensors
  - The signal amplitude
  - Time dependence of the signal

- Intrinsic noise sources

- Detector read out

- Read out of a magnetic flux change
  - SQUID, electronics
  - extrinsic noise

- Magnetic coupling the sensor/SQUID

## Different choices of magnetic ions and host

15

### Magnetic dopants

- ~~Transition metals, (3d ions)~~

Fe<sup>3+</sup>, Mn<sup>3+</sup>, Ni<sup>3+</sup>...

- Rare earths or lanthanides, (4f ions)

Er<sup>3+</sup>, Eu<sup>3+</sup>, Sm<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>...

Electronic configuration [Xe]4f<sup>n</sup>6s<sup>2</sup>  $n = Z - 57$

### Host crystals

- Dielectric host (TmAG:Er, YAG:Er, CMN, CDP...)
- Metallic host
- Semi metallic host (unstudied and unknown)

DRTBT 2012

24/05/2012

Les ions 3d ne sont pas un choix judicieux pour le senseur car le moment magnétique de ces ions est porté par la couche électronique externe de l'atome. Ils sont plus sensibles aux interactions avec les autres ions magnétiques et donc moins sensibles au champ magnétique extérieur. A l'inverse les ions 4f possèdent un moment magnétique situé sur une couche électronique interne à l'atome.

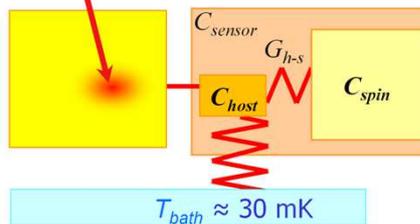
## Dielectric host

16

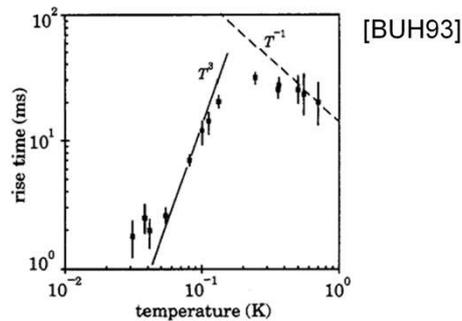
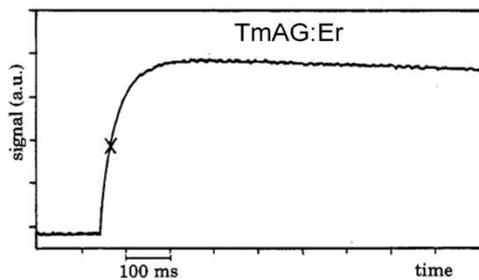
Dielectric host (TmAG:Er, YAG:Er, CMN, CDP...)

### + High sensitivity

The temperature rise is transferred to the spins via the phonons of the host...  
but weak thermal coupling between magnetic moments Er and phonons of the TmAG...



### - Very long rise time



➡ **Not suitable sensors for reasonable count rate**

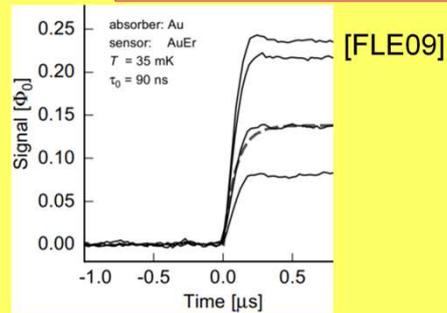
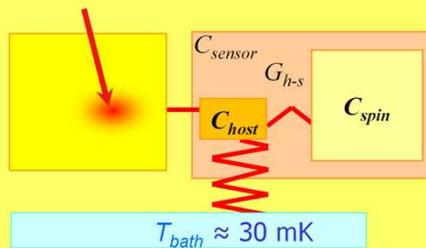
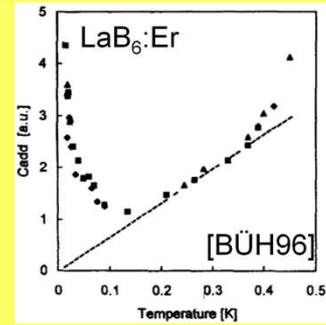
DRTBT 2012

24/05/2012

Avec une matrice diélectrique, la sensibilité du senseur est importante car les interactions d'échange entre les moments magnétiques (spins) sont minimisées. En revanche, du fait du faible couplage thermique spin-phonons à basse température (faible conductance  $G_{h-s}$ ) la constante de temps de montée des impulsions est longue et inappropriée pour des applications utilisant la spectrométrie.

- $\text{LaB}_6:\text{Er}$   
large "additional" heat capacity at low  $T$

- **Au:Er**
  - + **Fast rise time** due to strong coupling between magnetic moments and conduction electrons
  - + **well known properties**
  - **Reduced sensitivity** due to exchange interaction between magnetic moments
- Ag:Er [BUR08]
  - + **Fast rise time**
  - **Reduced sensitivity**



➡ **Au:Er is commonly used as sensor material**

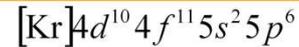
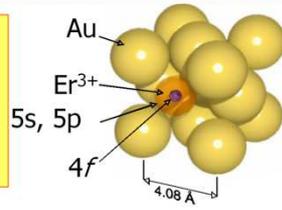
L'utilisation d'un senseur avec une matrice métallique permet d'avoir des constantes de temps de montée très rapide. En revanche la sensibilité du senseur est réduite du fait des interactions d'échange relativement importantes entre moments magnétiques, mais c'est le prix à payer pour avoir un détecteur rapide.

- The magnetic sensors
  - The signal amplitude for Ideal magnetic calorimeters
  - Choice of material for a "real" magnetic sensor
  - The signal with Au:Er sensors
    - **The signal amplitude**  $\delta m$ 
      - Time dependence of the signal
    - Intrinsic noise sources
- Detector read out
  - Read out of a magnetic flux change
    - SQUID, electronics
    - extrinsic noise
  - Magnetic coupling the sensor/SQUID

- Electronic Zeeman interaction

$$J = 15/2 \quad g_J = 6/5 = 1.2$$

$$H^{\text{Zeeman}} = g_J \mu_B \vec{B} \cdot \vec{J}$$



$$\langle r_{4f} \rangle \approx 0.3 \text{ \AA}$$

$$\langle r_{5p} \rangle \approx 1 \text{ \AA}$$

- Crystal field interaction

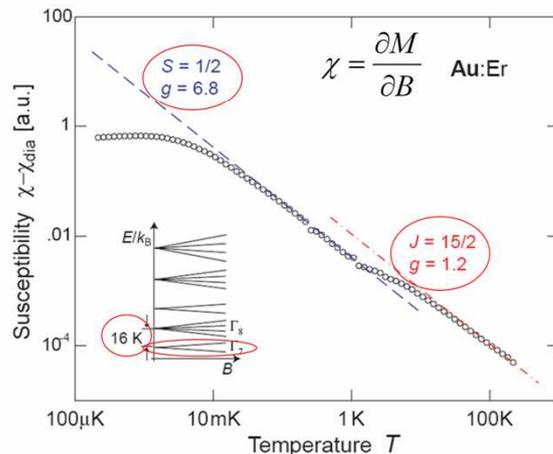
$$H = g_J \mu_B \vec{B} \cdot \vec{J} + V_4 + V_6$$

At  $T < 1 \text{ K}$

$$H = \tilde{g} \mu_B \vec{B} \cdot \vec{S} \quad \left| \begin{array}{l} \tilde{S} = 1/2 \\ \tilde{g} = 6.8 \text{ isotrope} \end{array} \right.$$

$$\Delta E = 2 \tilde{S} \tilde{g} \mu_B B \approx 1 \mu\text{eV}$$

$$B \approx 1 \text{ mT}$$



[FLE05]

L'ion erbium cède 3 électrons à la bande conduction et remplace un atome d'or de son réseau cubique face centré. Le moment magnétique est situé sur la couche 4f possédant un rayon moyen de 0,3 angström. Le moment est bien protégé des perturbations extérieures impliquant le champ cristallin et la présence des autres ions magnétiques. Le couplage spin-orbite L-S est quasi parfait si bien qu'à haute température les propriétés magnétiques de Au:Er peuvent être décrites par l'Hamiltonien Zeeman, le facteur de Landé  $g_J$  et le moment cinétique total  $J$  comme le montre la courbe de susceptibilité.

Toutefois à très basse température, il faut tenir du champ cristallin CFC de l'or:  $V_4$  et  $V_6$  sont les composantes du champ pour une symétrie CFC. En dessous de 1 K, la dégénérescence est de 2. On peut donc ramener le système à un système à deux niveau en introduisant un facteur de Landé effectif de 6,8 et un moment cinétique effectif de  $1/2$ .

En dessous de 10 mK, on constate une inflexion, elle est due aux interactions d'échange entre moments magnétiques. Cette inflexion de la susceptibilité tend vers un plateau qui correspond à l'état de verre de spin. Dans cet état la sensibilité du thermomètre est pratiquement nulle. La température du détecteur devra être au moins un ordre de grandeur au dessus de la température de transition vers l'état de verre de spin. Cette température de transition diminue avec la concentration en ion erbium.

Soumis à un champ de 1 mT, l'énergie minimale pour faire basculer un spin d'un niveau à un autre est de 1  $\mu\text{eV}$ , ce qui est très inférieure par exemple à l'énergie nécessaire pour créer un paire e- - trou dans le germanium ( $\sim 3 \text{ eV}$ ).

Après l'interaction d'une particule dans le détecteur un très grand nombre de moments magnétiques sont excités et les fluctuations statistiques sur ce nombre sont négligeables.

## Exchange interactions

20

Interaction between two localized spins  $S_i$  and  $S_j$

### • Dipole – Dipole interaction

[FLE05]

Coupling between two localized magnets

$$H_{ij}^{Dipole} = \underbrace{\frac{\mu_0 (\tilde{g}\mu_B)^2 (2k_F)^3}{4\pi}}_{\Gamma_{Dipole}} \frac{\left( \tilde{S}_i \cdot \tilde{S}_j \right) - 3 \left( \tilde{S}_i \cdot \tilde{r}_{ij} \right) \left( \tilde{S}_j \cdot \tilde{r}_{ij} \right)}{\left( 2k_F r_{ij} \right)^3}$$

### • RKKY interaction (Ruderman - Kittel - Kasuya - Yosida)

[FLE05]

Interaction between two localized magnetic moments mediated through the conduction electrons and their magnetic moment (itinerant electrons).

$$H_{ij}^{RKKY} = \underbrace{J_{sf}^2 \frac{\tilde{g}^2 (g_J - 1)^2}{g_J^2} \frac{4V_p^2 m_e^* k_F^4}{\hbar^2 (2\pi)^3}}_{\Gamma_{RKKY}} \left( \tilde{S}_i \cdot \tilde{S}_j \right) \frac{\cos(2k_F r_{ij}) - 1/2k_F r_{ij} \cdot \sin(2k_F r_{ij})}{\left( 2k_F r_{ij} \right)^3}$$

$$\Gamma_{RKKY} = 5 \cdot \Gamma_{Dipole} \text{ for Au:Er}$$

RKKY interaction leads to spin glass transition at  $\sim 1$  mK with 300 ppm erbium

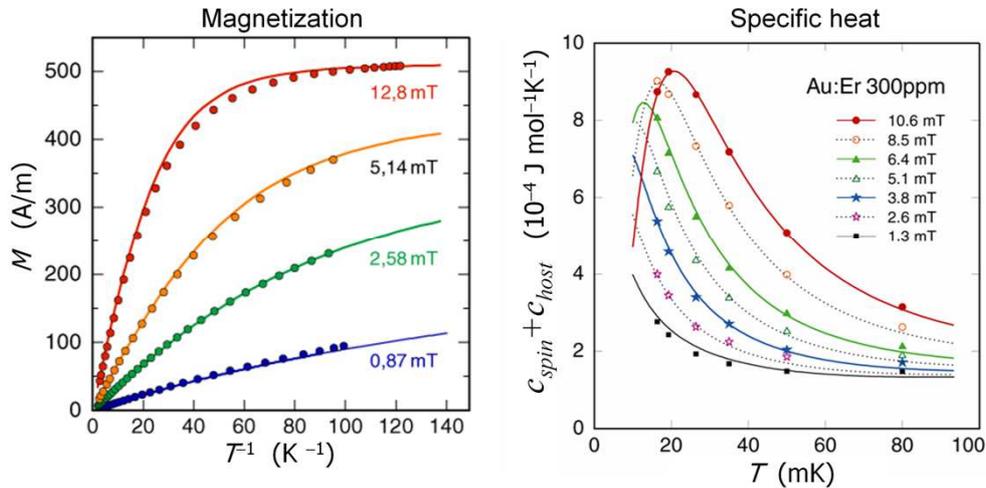
$\Rightarrow T_{bath}$  must be  $> 10$  mK

Les interactions d'échange sont de deux types. La première est l'interaction dipolaire comparable à l'interaction entre deux aimants, c'est une interaction directe entre moments magnétiques. La seconde l'interaction RKKY est une interaction indirecte car elle est communiquée d'un moment magnétique à l'autre via les électrons de conduction qui possède un spin. Comme ces deux interaction ont la même portée en  $r_{ij}^{-3}$ , leur force d'interaction est facilement comparable. L'interaction RKKY est 5 fois plus importante que l'interaction dipolaire.

## Thermodynamic quantities of Au:Er

21

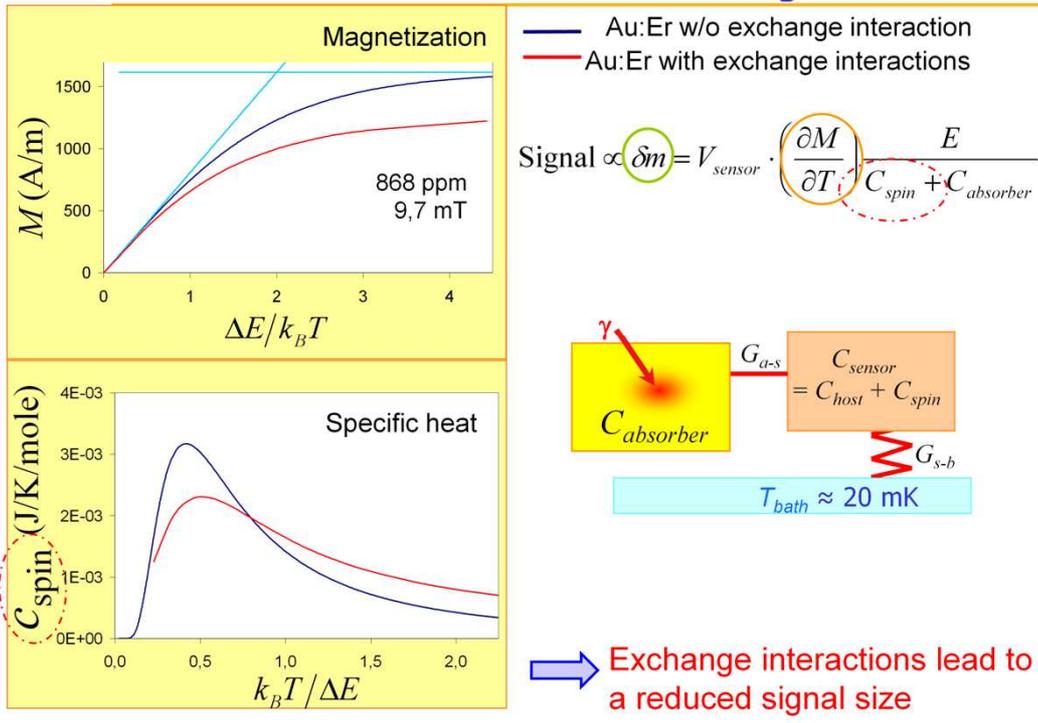
Thermodynamic properties of Au:Er can be calculated by mean field approximations and numerical computation. [ENS00, FLE00]



➡ **We can maximize the change of magnetization  $\delta m$  as a function of all the parameters.**

Les grandeurs thermodynamiques de Au:Er tenant compte des interactions Zeeman et d'échange, peuvent être calculées par approximation en champ moyen.

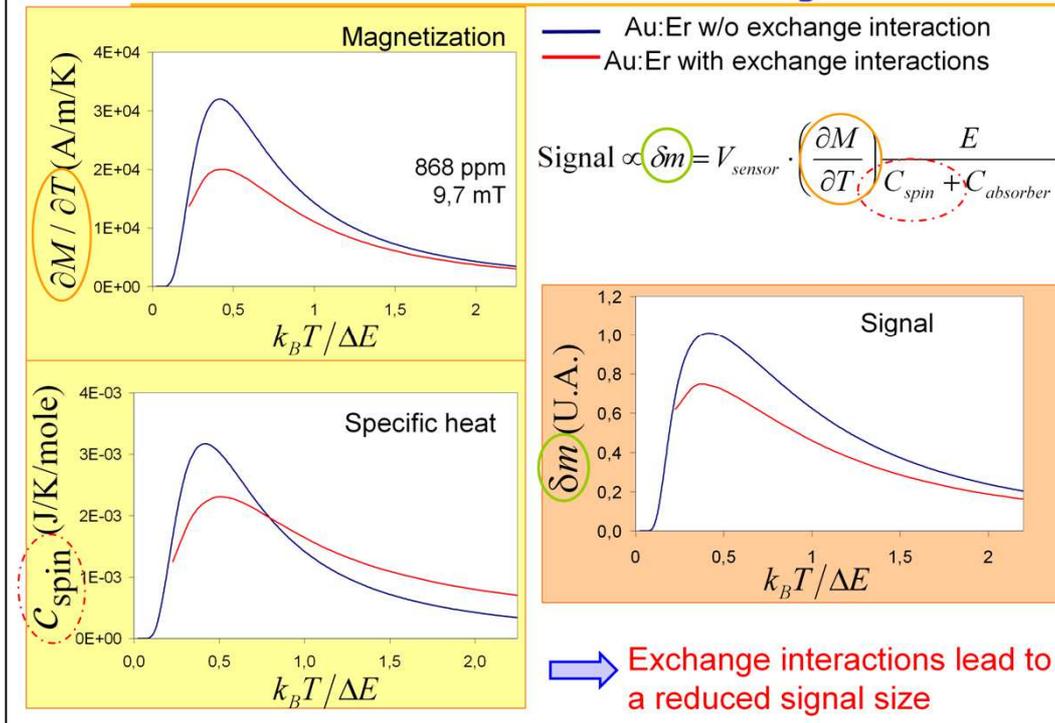
## Au:Er with and without exchange



L'interaction des moments magnétiques avec le champ magnétique extérieur  $B$ , est l'interaction privilégiée pour maximiser la sensibilité du senseur.

Les interactions d'échange diminuent l'aimantation, la dérivée de l'aimantation par rapport à  $T$  et l'amplitude du signal en tant que variation d'aimantation. De plus l'anomalie Schottky de la chaleur spécifique est moins prononcée car certains moments magnétiques occupent des états autres que ceux donnés par l'interaction Zeeman.

## Au:Er with and without exchange



L'interaction des moments magnétiques avec le champ magnétique extérieur  $B$ , est l'interaction privilégiée pour maximiser la sensibilité du senseur.

Les interactions d'échange diminuent l'aimantation, la dérivée de l'aimantation par rapport à  $T$  et l'amplitude du signal en tant que variation d'aimantation.

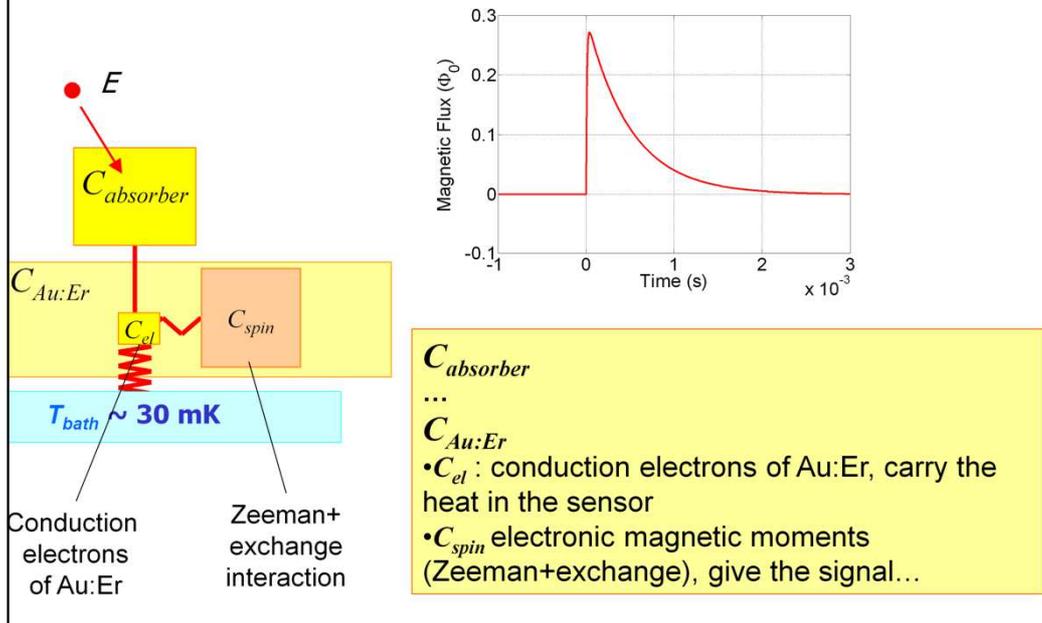
De plus l'anomalie Schottky est moins prononcée car certains moments magnétiques occupent des états autres que ceux donnés par l'interaction Zeeman.

- The magnetic sensors
  - The signal amplitude for Ideal magnetic calorimeters
  - Choice of material for a “real” magnetic sensor
  - The signal with Au:Er sensors
    - The signal amplitude
    - **Time dependence of the signal**  $\delta m(t)$
  - Intrinsic noise sources
- Detector read out
  - Read out of a magnetic flux change
    - SQUID, electronics
    - extrinsic noise
  - Magnetic coupling the sensor/SQUID

## The time dependence of the signal

25

The time dependence of the signal is given by the different heat capacities linked by the thermal conductances.

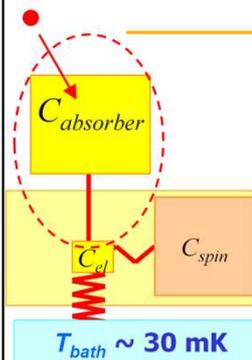


Pour déterminer la densité du spectrale du signal il faut connaître sa structure temporelle, sa dépendance en fonction du temps.

Le signal étant donné par les spins, la structure temporelle correspond à la température des spins en fonction du temps, déterminé par les conductances thermiques et les capacités calorifiques présente dans le détecteur.

# Absorbers

26



## Ideal absorber:

- + Small specific heat
- + High detection efficiency (large  $Z$  and  $\rho$  for ionizing radiation)
- + Fast conversion of the particle energy to thermal energy (thermalization)
- + Fast thermal equilibrium
- + Tight thermal contact with the Au:Er sensor

$$\Delta T_{\text{absorber}} = \frac{E}{C_{\text{absorber}}}$$

## Gold absorber (normal metal):

- + High thermal conductivity
- + Fast and simple thermalization
- + Tight thermal contact with the Au:Er sensor possible
- + High purity and chemically stable
- + Large atomic number and large density  $\rightarrow$  high absorbing power
- Large specific heat

$$C_{\text{metal}} \approx N\gamma T$$

Other noble metals are less attractive than gold (smaller detection efficiency, higher specific heat)  
Bi could be an interesting compromise

# Absorbers

27

## Dielectric absorber

+Small specific heat

- Weak thermal conductivity

- Weak thermal coupling with Au:Er

- Complex thermalization that can lead to long living states and energy traps (electron-hole pairs, luminescent photons...)

$$C_{dielectric} = \left( 234N \cdot k_B N_a \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \right)$$

[KIM04]

## Superconducting absorber

+Small specific heat → larger SNR

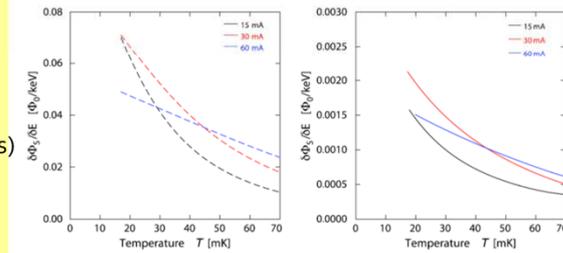
- Weak thermal conductivity

- Weak thermal coupling with Au:Er

- Complex thermalization (via quasiparticles)

(depend strongly on each element, on the crystal morphology and on the presence of impurities)

Rhenium absorber ( $T_c = 1.7$  K)



Signal size 30 times smaller...

Decay times up to 630 ms...

[RAN12]

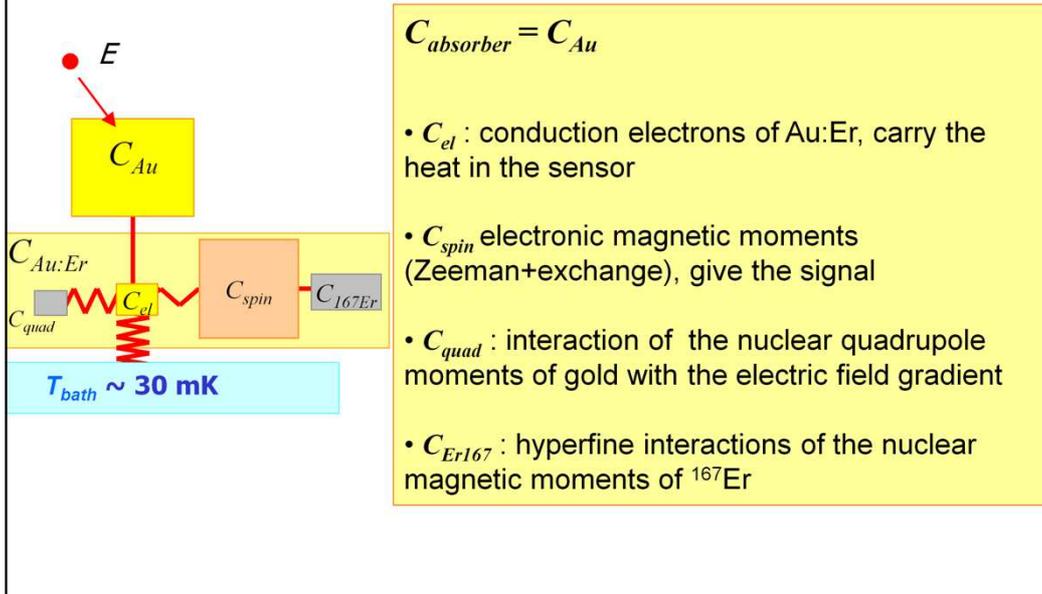


**Even with their high specific heat, gold absorbers are very attractive with Au:Er sensors**

## Heat capacities and thermal conductances

28

The time dependence of the signal by the different heat capacities linked by the thermal conductances.



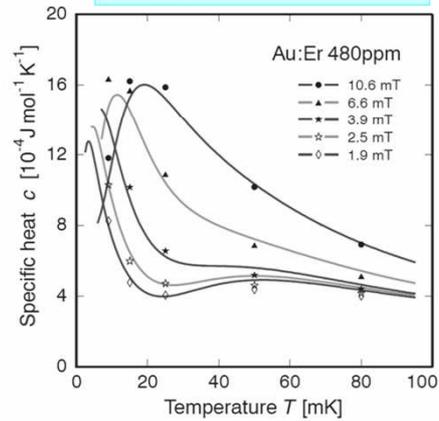
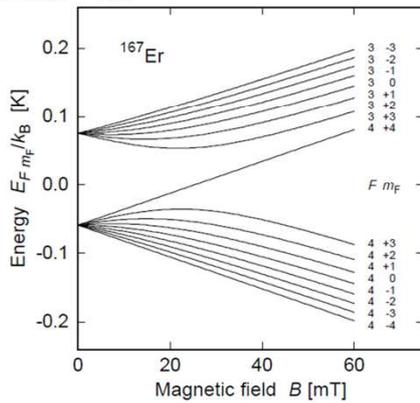
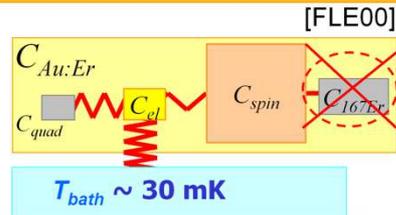
Il y a deux chaleurs spécifiques additionnelles dans Au:Er,  $C_{quad}$  et  $C_{167Er}$

L'erbium-167 est présent à hauteur de 23% dans l'erbium naturel.

### Heat capacity due to the nuclear magnetic moments of $^{167}\text{Er}$

Hyperfine interactions between the nuclear magnetic moments of  $^{167}\text{Er}$  ( $I = 7/2$ ) with the magnetic moment of the 4f electrons of Er.

Schottky anomalies produced by the interaction of the nuclear magnetic moment  $I = 7/2$  of  $^{167}\text{Er}$ .

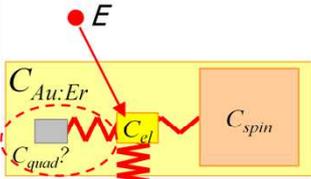


➡ **This additional heat capacity decreases the signal size**  
**Use Au:Er with enriched  $^{166}\text{Er}$  or  $^{168}\text{Er}$**

## Heat capacity due to the quadrupole moments of Au

30

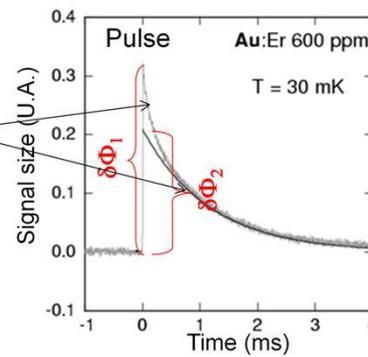
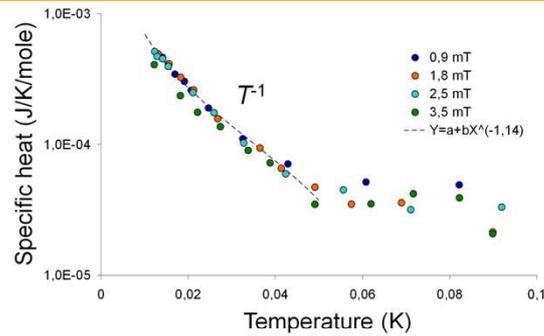
Au has a nuclear spin  $I = 3/2$  and a quadrupole moment  $Q$  of 0.547 barn. It interacts with an electrical field gradient (EFG) created by the presence of Er ions in the FCC Au lattice  
 → additional heat capacity  $C_{quad}$ .



The pulses have two decay time constants with  $\tau_{quad-spin} \sim 200 \mu s$

$$\delta\Phi_1 \propto \frac{1}{C_{el} + C_{spins}}$$

$$\delta\Phi_2 \propto \frac{1}{C_{el} + C_{spins} + C_{quad}}$$

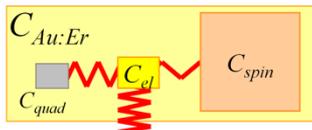


[ENS00]

La capacité additionnelle liée au moment quadrupolaire de l'or n'est pas parfaitement couplée thermiquement au système électron de conduction / spins. C'est pourquoi on observe sur les impulsions une constante de temps de descente relativement rapide ( $\sim 200 \mu s$ ), qui correspond au transfert de chaleur des (spins / électrons de conduction) vers  $C_{quad}$ .

## Heat capacity due to the quadrupole moments of Au

31



$T_{bath} \sim 30 \text{ mK}$

One can use a host with a spin  $\leq 1/2$   
 $\rightarrow$  Ag has a spin of  $1/2$   
 but Ag:Er has a smaller sensitivity due to a  
 stronger RKKY interaction...

$C_{Au:Er}$			
$x = 900 \text{ ppm}$ $B \sim 5 \text{ mT}$	$c_{el}$ mJ/K/mole	$c_{spin}$ mJ/K/mole	$c_{quad}$ mJ/K/mole
20 mK	0.015	1.8	$\sim 1/4 c_{spin}$
30 mK	0.022	1.4	$\sim 1/5 c_{spin}$

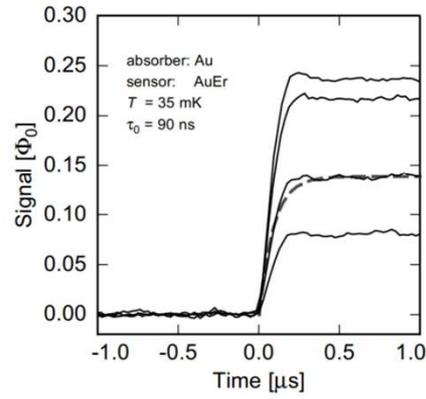
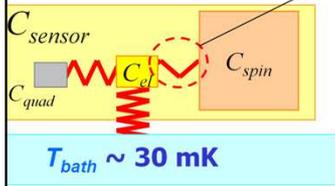
$C_{quad}$  has not a strong influence on the SNR and it is difficult to calculate

$\rightarrow$   $C_{quad}$  is neglected for optimization

## Coupling between conduction electrons and spins

32

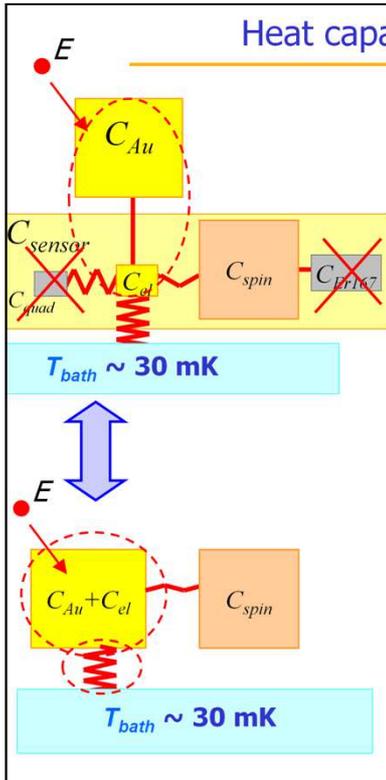
$$\tau_{spin-e} = \kappa/T \text{ Korringa relation, } \kappa = 7 \times 10^{-9} \text{ K.s}$$
$$\tau_{spin-e} = 0.2 \text{ } \mu\text{s at 30 mK} \quad [\text{SJO75}]$$



→ **Very fast rise time**

... possible if the absorber has a high thermal conductivity and diffusivity, if the thermal conductance absorber-sensor is strong, if the SQUID electronics is fast enough.

# Heat capacities and thermal conductances



Gold absorber with a tight thermal contact with the sensor.  
 Enriched  $^{166}\text{Er}$  or  $^{168}\text{Er}$  recommended  
 $C_{quad}$  ignored

➡ **System relatively simple**

## Thermal link between detector/bath

$$\tau_d = C_{total} / G_b \quad (\tau_r \gg \tau_d)$$

$C_{total}$  are relatively important with MMC  
 →  $G_b$  must be strong

### Dielectric contact

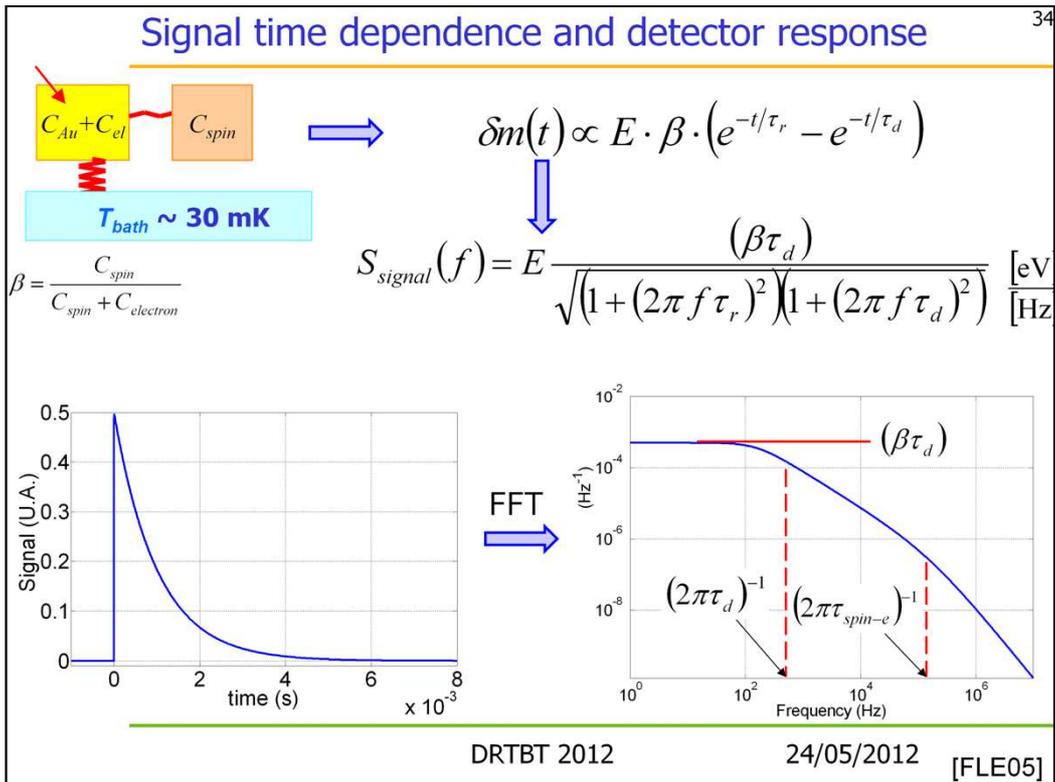
- weak
- not well controllable

$$\frac{1}{G_b} = \frac{1}{G_{Kapitza} + G_{e-ph}}$$

### Metallic contact

- adjustable
- strong thermal contact possible

➡ **Metallic contact preferable**

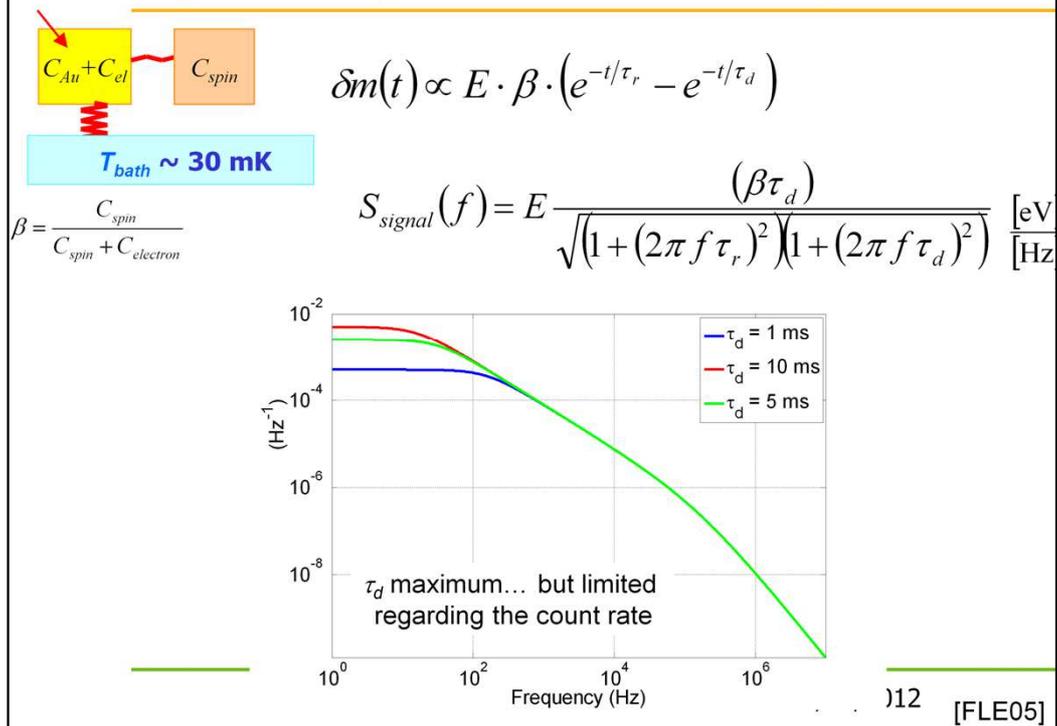


Un calorimètre avec deux sous systèmes a une structure temporelle simple composée de deux exponentielles, la première est une exponentielle croissante de constante de temps de montée  $\tau_r$ , et l'autre est décroissante de temps de descente  $\tau_d$ .

La densité spectrale du signal est un plateau avec deux fréquences de coupure caractéristiques imposées par  $\tau_r$  et  $\tau_d$ .

## Signal time dependence and detector response

35



On a intérêt à maximiser la densité spectrale signal sur toute la bande spectrale

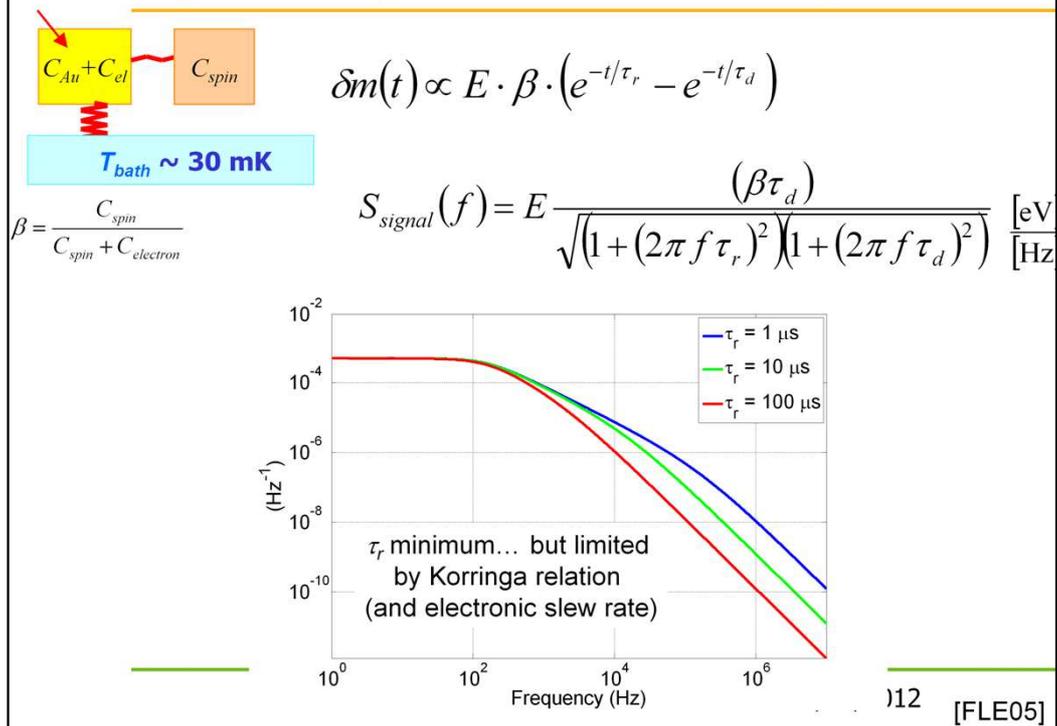
→tau\_d maximum, mais on doit se garantir un certain taux de comptage

→tau\_r minimum, mais limité par la constante de Korringa... voir par la bande passante de l'électronique à SQUID

L'amplitude du plateau de la densité spectrale du signal augmente avec la constante de temps de descente, si bien que même si les senseurs métalliques magnétiques ont des constantes de temps de montée rapides ( $\sim \mu\text{s}$ ), la constante de temps de descente doit être suffisamment longue pour ne pas dégrader le rapport signal sur bruit.

## Signal time dependence and detector response

36



On a intérêt à maximiser la densité spectrale signal sur toute la bande spectrale

→tau\_d maximum, mais on doit se garantir un certain taux de comptage

→tau\_r minimum, mais limité par la constante de Korringa... voir par la bande passante de l'électronique à SQUID

L'amplitude du plateau de la densité spectrale du signal augmente avec la constante de temps de descente, si bien que même si les senseurs métalliques magnétiques ont des constantes de temps de montée rapides (~µs), la constante de temps de descente doit être suffisamment longue pour ne pas dégrader le rapport signal sur bruit.

- **The magnetic sensors**

- The signal amplitude for Ideal magnetic calorimeters
- Choice of material for a "real" magnetic sensor
- The signal with Au:Er sensors
  - The signal amplitude
  - Time dependence of the signal

- **Intrinsic noise sources**  $S(f)$

- **Detector read out**

- Read out of a magnetic flux change
  - SQUID, electronics
  - extrinsic noise
- Magnetic coupling the sensor/SQUID

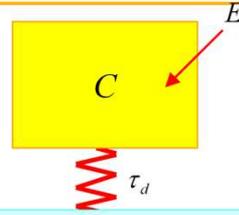
## Thermodynamic fluctuations of the energy

38

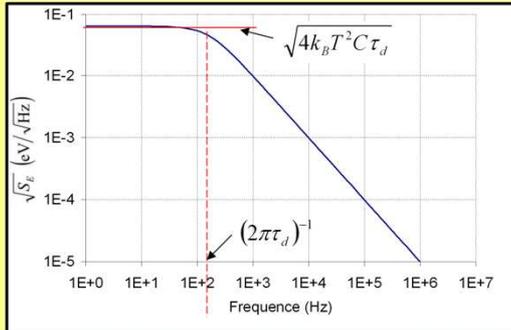
A simple canonical ensemble with one system.

$$\Delta E_{\text{Thermo}} = \sqrt{\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2} = \sqrt{k_B T^2 \left( \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial T} \right)} = \sqrt{k_B T^2 C}$$

➡ Low Temperature required!



$T_0 \sim 30 \text{ mK}$



$T = 30 \text{ mK}, C = 1 \text{ pJ/K}, \tau_d = 1 \text{ ms}$

$$S(f) = k_B C T^2 \frac{4\tau_d}{(1 + 2\pi f \tau_d)^2} \frac{[\text{J}]^2}{[\text{Hz}]}$$

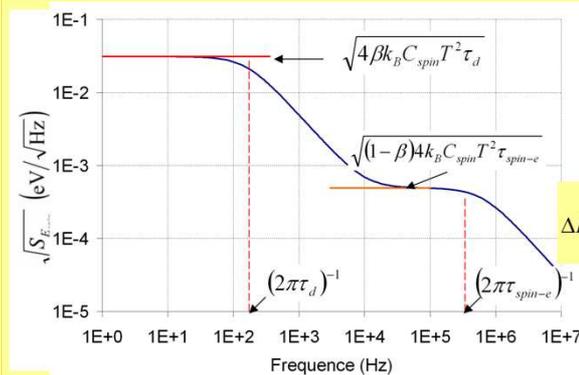
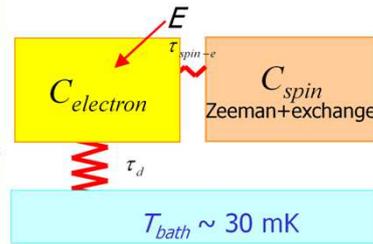
## Thermodynamic fluctuations of the energy

39

Canonical ensemble with two sub systems

$$\beta = \frac{C_{spin}}{C_{spin} + C_{electron}}, \quad 0.1 < C_{spin}/C_{electron} < 10, \quad \tau_{spin-e} \ll \tau_d$$

$$S(f) = k_B C_{spin} T^2 \left[ (1-\beta) \frac{4\tau_{spin-e}}{1 + (2\pi f \tau_{spin-e})^2} + \beta \frac{4\tau_d}{(1 + 2\pi f \tau_d)^2} \right] \frac{[J]^2}{[Hz]}$$



$$C_{electron} = C_{spin} = 0.5 \text{ pJ/K}, T = 30 \text{ mK}, \\ \tau_{spin-e} = 1 \mu\text{s}, \tau_d = 1 \text{ ms}$$

**Fundamental limits of metallic magnetic calorimeter:**

$$\Delta E_{FWHM, thermo} = 2.35 \sqrt{4k_B C_{electron} T^2} \left( \frac{1}{\beta(1-\beta)} \frac{\tau_r}{\tau_d} \right)^{1/4}$$

[FLE05]

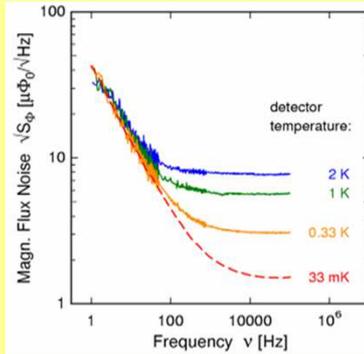
La densité spectrale des fluctuations thermodynamiques de l'énergie interne des spins présente deux plateaux. A basse fréquence, le plateau correspond aux fluctuations de l'énergie interne des spins avec le bain thermique, tandis que le plateau à haute fréquence correspond aux fluctuations de l'énergie interne de spins avec celle des électrons de conduction. Ce bruit est la limite fondamentale des calorimètres magnétiques. Si elle est atteinte, la résolution en énergie est donnée par  $\Delta E_{FWHM, thermo}$ . A noter alors que la résolution en énergie dépend peu des constantes de temps car le plateau à basse fréquence (qui domine celui à haute fréquence) à la même dépendance en fonction de  $\tau_d$  que le plateau de la densité spectrale du signal.

## Other intrinsic sources of noise

1/f noise of Au:Er sensor

**Independent** of temperature and  
**proportional** to erbium concentration

$$S(f) = \frac{0.1 \mu_B^2}{f^n} \quad \text{for each Er ion} \quad 0.8 < n < 1$$

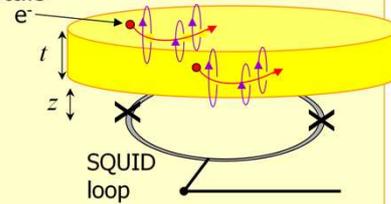


[FLE09]  
[FLE04]

Magnetic Johnson noise: random motion of conduction electrons in metals from the sensor, the absorber or other close metals

$$S_\Phi(f) \propto \mu_0^2 \sigma k_B T V_{\text{metal}} \quad f_c \approx \frac{1}{4 \cdot \mu_0 \cdot \sigma \cdot z \cdot t}$$

➡ Depends strongly on the way the sensor is coupled to the SQUID



[ENS00]

Le bruit magnétique Johnson est un bruit blanc avec une fréquence de coupure  $f_c$  qui dépend de la conductivité électrique du métal  $\sigma$ .

## Example...

41

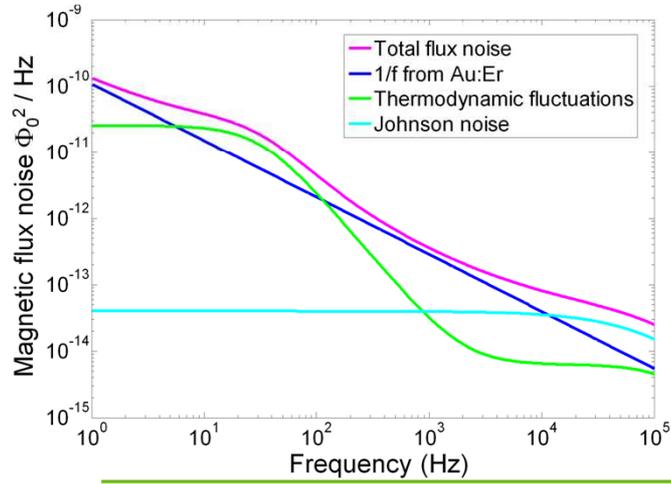
$T = 30 \text{ mK}$ ,

$C_{\text{absorber}} = 0.5 \text{ nJ/K}$  ( $\sim 0.1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ )

$C_{\text{Au:Er}} = 0.4 \text{ nJ/K}$

$\tau_r = 1 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $\tau_d = 5 \text{ ms}$ ,

Signal size in the SQUID  $\delta\Phi_0/\delta E = 1.7 \text{ m}\Phi_0/\text{keV}$  (depends on coupling  $\delta\Phi/\delta m$ )



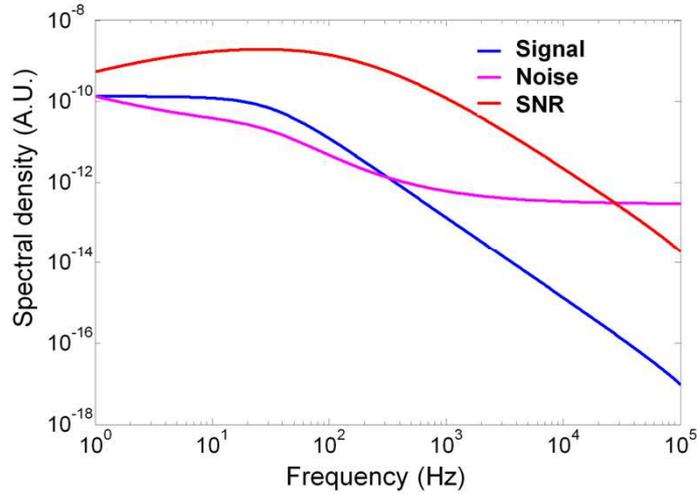
DRTBT 2012

24/05/2012

## Example...

42

$$\Delta E_{\text{FWHM, thermo}} = 12 \text{ eV}$$



→  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 35 \text{ eV}$

DRTBT 2012

24/05/2012

Diminuer le temps de montée n'apporte pas de gain significatif sur le rapport signal sur bruit (SNR), qui est faible aux fréquences élevées. Il reste qu'un temps de montée rapide est très appréciable pour le traitement du signal: déclenchement aisé sur les impulsions avec un bas seuil (trigger), discrimination des empilements, calage en temps des impulsions (jitter)...

L'augmentation du temps de descente est bénéfique pour le SNR mais doit répondre aux exigences de taux de comptage.

Le maximum du SNR se trouve en général autour de 10 à 100 Hz, il faut prendre des précautions contre le 50 Hz et ses harmoniques.

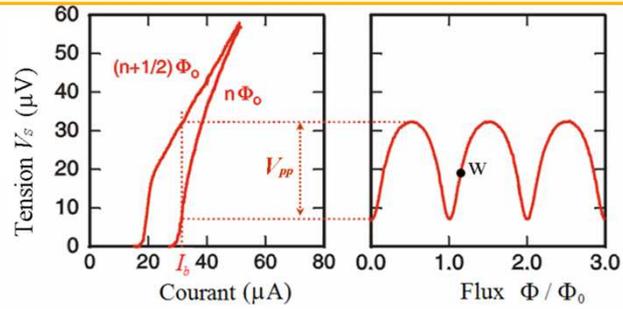
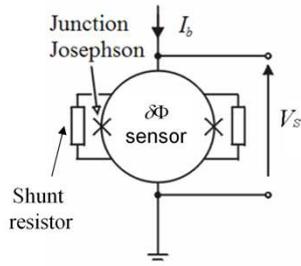
## Metallic magnetic calorimeter

43

- The magnetic sensors
  - The signal amplitude for Ideal magnetic calorimeters
  - Choice of material for a "real" magnetic sensor
  - The signal with Au:Er sensors
    - The signal amplitude
    - Time dependence of the signal
  - Intrinsic noise sources
- Detector read out
  - Read out of a magnetic flux change  $\delta\Phi(t)$ ,  $S_\Phi(f)$ 
    - **SQUID, electronics**
    - **extrinsic noise**
  - Magnetic coupling the sensor/SQUID

# DC SQUID

44



## Intrinsic SQUID Noise

$$S_{\Phi, \text{SQUID}} \approx 32 \cdot k_B T \sqrt{L_{\text{SQUID}}^3 C_{\text{SQUID}}} \quad [\text{CLA04}]$$

$$L_{\text{SQUID}} \approx 100 \text{ pH}, \quad C_{\text{SQUID}} \approx 1 \text{ pF}$$

$$T_{\text{min}} \approx 300 \text{ mK}$$

$$\Rightarrow \sqrt{S_{\Phi, \text{SQUID}}} \approx 0.15 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$$

Quantum limit:

$$\sqrt{S_{\Phi, \text{SQUID}}} \geq \sqrt{2\hbar L_{\text{SQUID}}} \approx 0.12 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$$

$$L_{\text{SQUID}} \propto r_{\text{SQUID}}$$

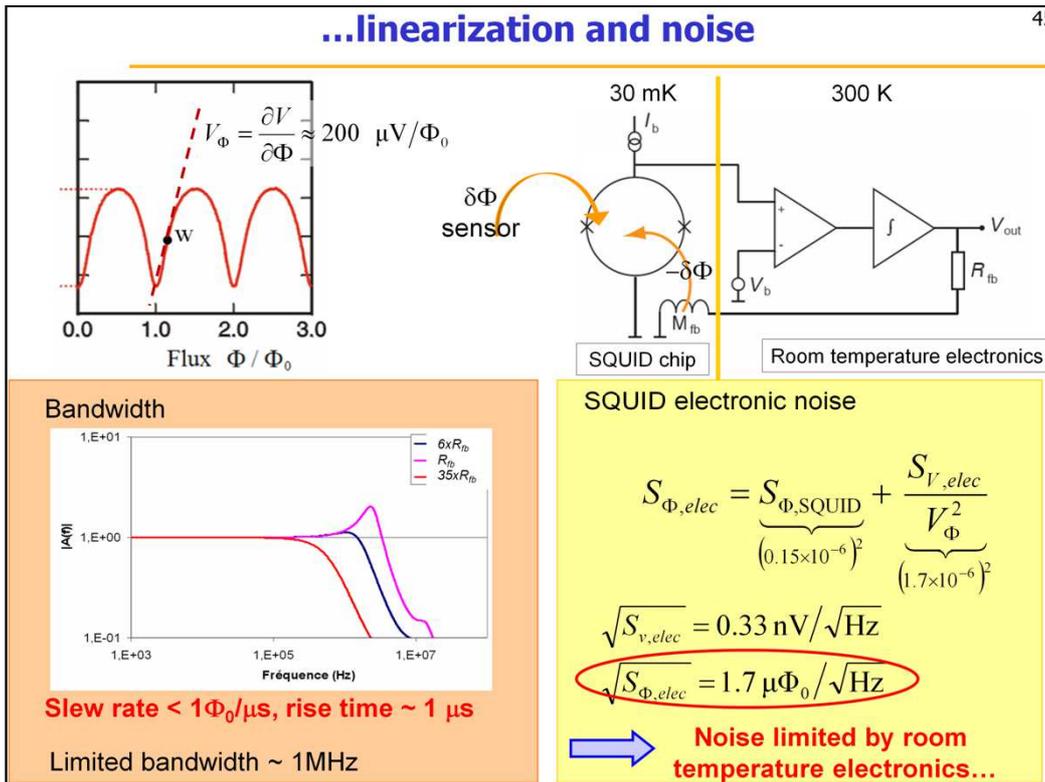
→ Low noise with small SQUID

Les résistances de « shunt » en parallèle des jonctions Josephson utilisées pour prévenir un comportement hystérétique du SQUID produisent du bruit Johnson, qui diminue donc avec la température. Toutefois la température minimale des résistances ne peut descendre en dessous environ 300 mK à cause du (dé)couplage électron-phonon qui ne permet pas d'évacuer la puissance dissipée par effet Joule dans les shunts.

En outre le SQUID possède un bruit minimal donné par la limite quantique. Le bruit minimale imposée par la température minimale des résistances est proche de la limite quantique.

## ...linearization and noise

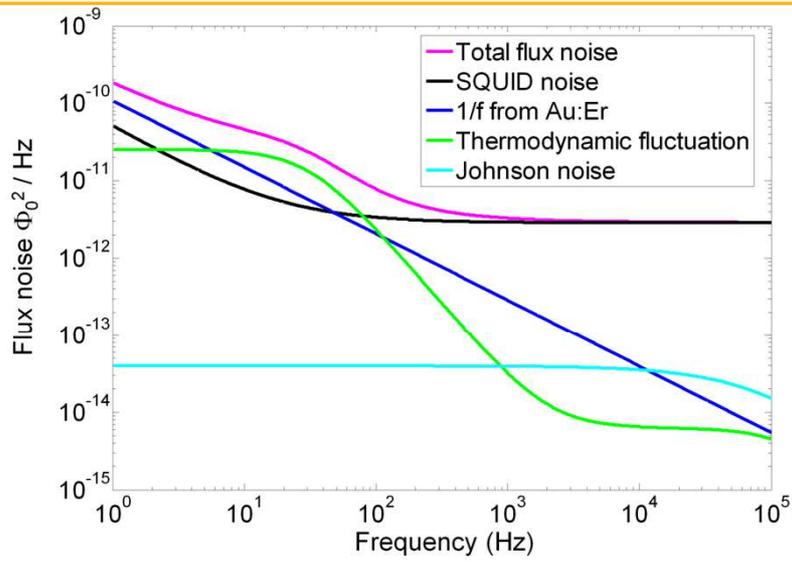
45



Comme le SQUID possède une caractéristique tension-flux périodique et non linéaire, il est nécessaire de linéariser sa réponse. A cet effet on utilise une contre-réaction négative, qui a pour autre conséquence de limiter la vitesse de balayage et la bande passante. En outre l'électronique d'amplification à température ambiante domine largement le bruit du SQUID...

## Example...

46



FWHM = 35 eV with a noiseless electronics

**FWHM = 69 eV**, SQUID electronics white noise of  $1.7 \mu\Phi_0 / \text{Hz}^{1/2}$

Matias RODRIGUES

24/05/2012

... et dégrade la résolution en énergie du détecteur.

## Two stage SQUID set up

47

SQUID 1 = read out SQUID  
SQUID 2 = preamp SQUID

$$S_{\Phi,elec} = \underbrace{S_{\Phi,SQUID1}}_{(0.15 \times 10^{-6})^2} + \underbrace{\frac{4k_B T R_g}{V_{\Phi,1}^2}}_{< (2 \cdot 10^{-8})^2} + \underbrace{\frac{S_{\Phi,SQUID2}}{G_{\Phi}^2}}_{(0.08 \dots 0.7 \times 10^{-6})^2} + \underbrace{\frac{S_{V,elec}}{V_{\Phi,2}^2 G_{\Phi}^2}}_{(0.6 \times 10^{-6})^2}$$

$$\sqrt{S_{\Phi,elec}} = 0.5 \text{ to } 1 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$$

[DRU04]  
[FLE04]

- + Lower power dissipation in the SQUID1 shunts
- + Lower noise
- More wires → more problems...
- Not always trivial to configure for  $G_{\Phi} < 3$ ...

$$\sqrt{S_{\Phi,1}} \approx 0.15 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$$

$$\sqrt{S_{\Phi,2}} \approx 0.15 \dots 2 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$$

$$R_g \approx 1 \dots 50 \Omega$$

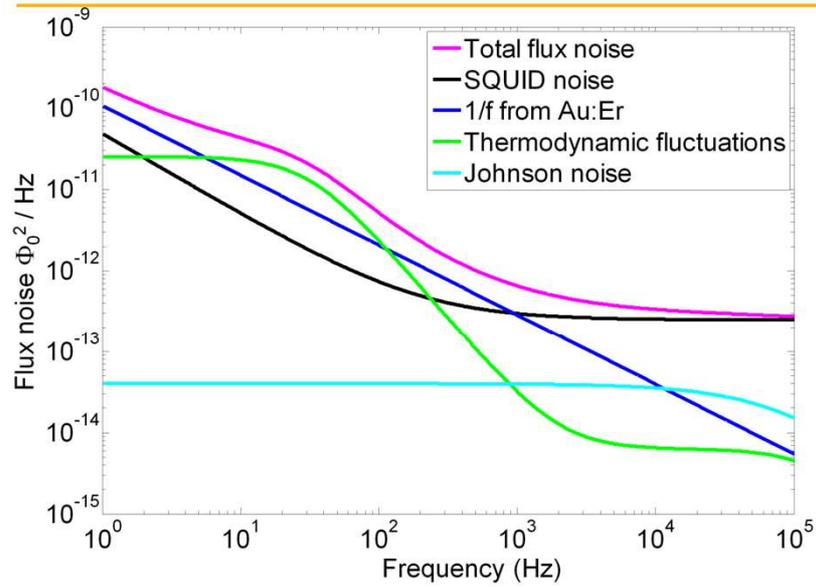
$$\sqrt{S_{V,elec}} \approx 0.33 \mu\text{V} / \sqrt{\text{Hz}}$$

$$V_{\Phi,2} \approx 200 \mu\text{V} / \Phi_0, G_{\Phi,max} \approx 3$$

Pour diminuer la contribution de l'électronique à température ambiante, on peut utiliser un second SQUID comme préamplificateur. Avec un tel dispositif, le gain entre le 1<sup>er</sup> et le 2<sup>ème</sup> SQUID ne peut être supérieur à 3. Le gain est ajustable à l'aide d'une résistance  $R_g$ .

## Example...

48



**FWHM = 45 eV**, SQUID electronics white noise of  $0.5 \mu\Phi_0 / \text{Hz}^{1/2}$   
(FWHM = 35 eV with a noiseless electronics)

DRTBT 2012

24/05/2012

L'amélioration de la résolution en énergie avec une électronique à deux étages de SQUID est significative, et permet de s'approcher de la résolution en énergie donné par les bruits intrinsèques au détecteur.

## Metallic magnetic calorimeter

49

- The magnetic sensors
  - The signal amplitude for Ideal magnetic calorimeters
  - Choice of material for a "real" magnetic sensor
  - The signal with Au:Er sensors
    - The signal amplitude
    - Time dependence of the signal
  - Intrinsic noise sources
- Detector read out
  - Read out of a magnetic flux change
    - SQUID, electronics
    - extrinsic noise
- **Magnetic coupling the sensor/SQUID**  $\delta\Phi(t) \propto \delta m(t)$

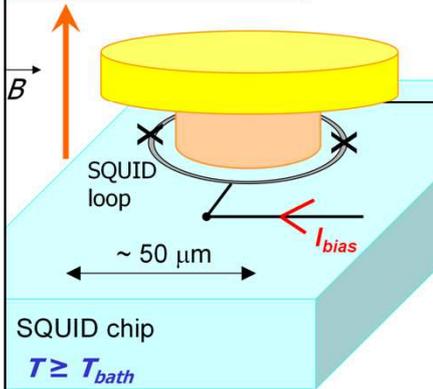
DRTBT 2012

24/05/2012

# Direct coupling

$$\delta\Phi = \frac{G}{r_{\text{SQUID}}} \delta m$$

Magnetic coupling factor between the sensor and the SQUID loop



### Advantages

- High coupling factor  $G$
- Easy to realize

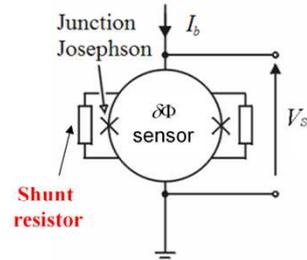
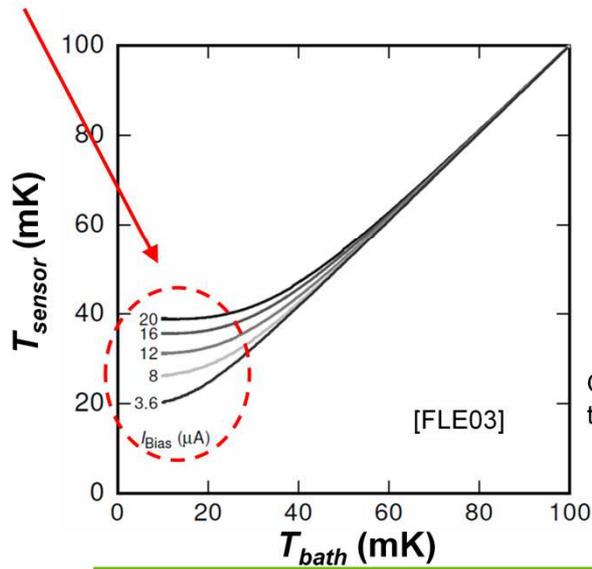
### Disadvantages

- Josephson junctions are sensitive to  $B$   
 → Larger SQUID noise
- Sensor size limited by SQUID loop radius
- Mag. Johnson noise well coupled to the SQUID
- For array detectors important magnetic cross talk
- Thermal decoupling between bath and sensor

Signal to SQUID noise ratio if the SQUID is quantum limited:

$$\frac{\delta\Phi_{\text{SQUID}}}{S_{\Phi, \text{SQUID}}} \propto \frac{\delta\Phi_{\text{SQUID}}}{\sqrt{L_{\text{SQUID}}}}$$

Thermal decoupling between bath and sensor due to the dissipated power in the shunt resistors of the SQUID



One can bias with lower current but the SQUID becomes more noisy

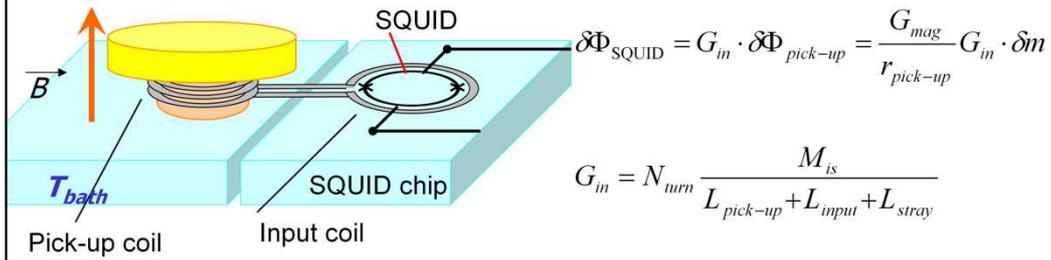
DRTBT 2012

24/05/2012

Le senseur étant connecté au bain thermique via le chip du SQUID, il est sensible à la dissipation thermique des résistances du SQUID.

## Flux transformer

52



### Advantages

- Sensor thermally decoupled from SQUID chip
- Possibility to read large sensor, required for applications needing a large absorber

### Disadvantages

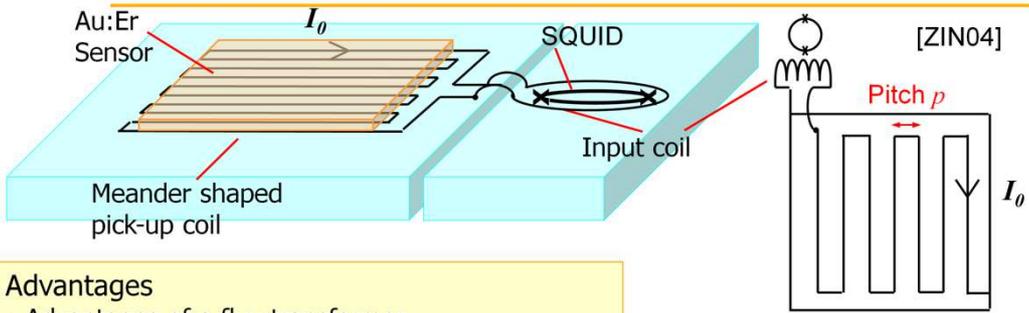
- Sensitive to magnetic Johnson noise
- Signal to SQUID noise ratio is smaller

Optimised with:  $L_{\text{pick-up}} = L_{\text{input}}$  and  $L_{\text{stray}} \rightarrow 0$   
 SNR if the SQUID is quantum limited:

$$\frac{\delta\Phi_{\text{pick-up}}}{\sqrt{L_{\text{pick-up}}}} = \frac{1}{2} \frac{\delta\Phi_{\text{SQUID}}}{\sqrt{L_{\text{SQUID}}}}$$

Si on utilise un transformateur de flux, on doit introduire un facteur de couplage inductif  $G_{in}$ . Le rapport signal sur bruit est moins bon d'un facteur 2 par rapport au couplage direct (si les inductances du transformateur sont optimales et si le bruit du SQUID atteint sa limite quantique).

### Flux transformer with meander shaped pickup coil



- Advantages**
- Advantages of a flux transformer
  - Larger  $G_{mag}$
  - No external field coil
  - Insensitive to external magnetic field, Johnson magnetic noise
  - Microfabrication of arrays
  - Small magnetic cross-talk between pixels
- Disadvantages**
- Large current in the SQUID input coil
  - Microfabrication

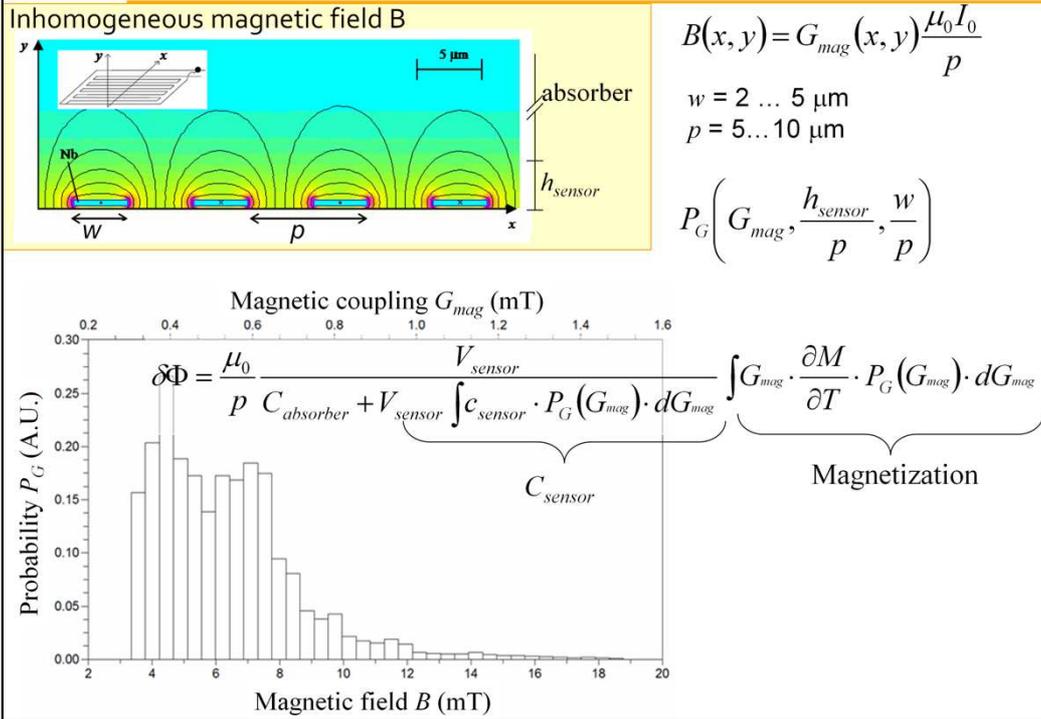
$$G_{in} = \frac{M_{is}}{L_{meander} + L_{input}}$$

$$L_{meander} \propto \frac{A_{meander}}{p}$$

$$G_{mag} ? \quad B ?$$

## Magnetic field distribution and calculation

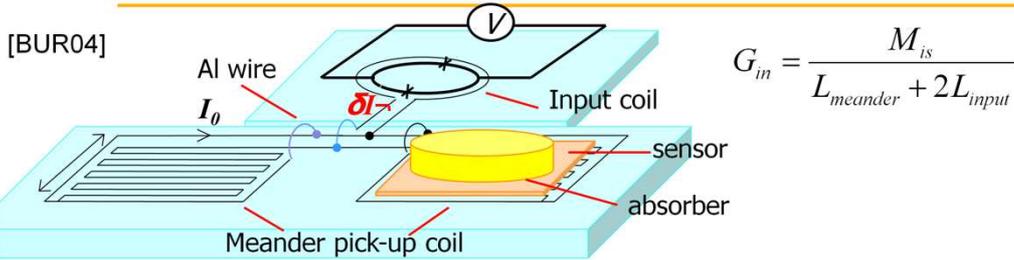
54



Simulation du champ magnétique créé à proximité du méandre par le courant permanent circulant dans le méandre.

Rmq: On peut avec cette géométrie utiliser des absorbeurs supraconducteurs car le champ est localisé dans le senseur.

### Flux transformer with meander shaped pickup coil



Optimised with  $L_{input} / 2 = L_{meander}$

#### Advantages

- no current in the input coil
- a gradiometer reduces the baseline fluctuations
- two detectors read by one SQUID

#### Disadvantages

- SNR lower by a factor  $1/2\sqrt{2}$

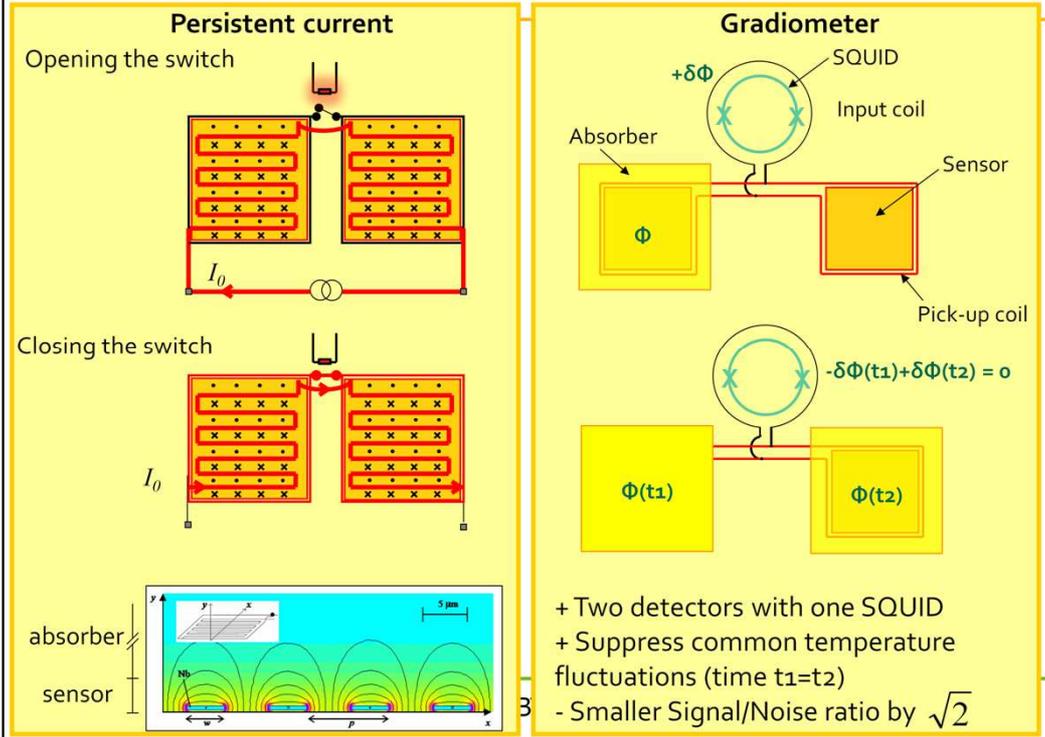
SNR if the SQUID is quantum limited:

$$\frac{\delta\Phi_{meander}}{\sqrt{L_{meander}}} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\delta\Phi_{SQUID}}{\sqrt{L_{SQUID}}}$$

Pour éviter que le supercourant ne circule dans la bobine d'injection, on utilise un second méandre connecté en parallèle au premier et formant un circuit supraconducteur fermé. Le courant est gelé dans ce circuit à 4,2 K, il ne circule pas dans la bobine d'injection car les fils connectant les méandres à la bobine d'injection sont normaux au dessus de 1,1 K.

## Flux transformer with meander shaped pickup coil

56



## Optimization for the best energy resolution

57

- SQUID noise is quantum limited  $\rightarrow$  one optimizes the parameters by maximizing  $\frac{\delta\Phi/\delta E}{\sqrt{L_{SQUID}}}$  (direct coupling) or  $\frac{\delta\Phi/\delta E}{\sqrt{L_{pick-up}}}$  (flux transformer)

[FLE05]

- $C_{abs}$  as small as possible but lower limit fixed by the detection efficiency
  - $T_{bath}$  as low as possible to decrease  $C_{abs}$  but one order of magnitude higher than the spin glass transition  $x_{ppm} \propto T_{bath}$
  - $\tau_d$  as long as possible but upper limit given by the count rate
  - $\delta\Phi$  as large as possible
  - rise time  $\tau_r$  as fast as possible
- } but  $< 0.6 \Phi_0/\mu s$  (slew rate)
- $C_{sensor} \approx C_{abs}$
  - Magnetic field/meander persistent current  $\tilde{g}\mu_B B \approx k_B T_{bath}$
  - The SNR as a function of  $x_{ppm}$  and  $B$  has a broad maximum...

- Optimize  $G_{in} \rightarrow L_{input}$  in relation to  $L_{pick-up}$   $A_{meander} \approx A_{sensor}$
- Maximize  $G_{mag} \rightarrow$  pick-up coil geometry /sensor geometry  $L_{pick-up} \propto A_{meander} / p$

---

- **Microfabrication**

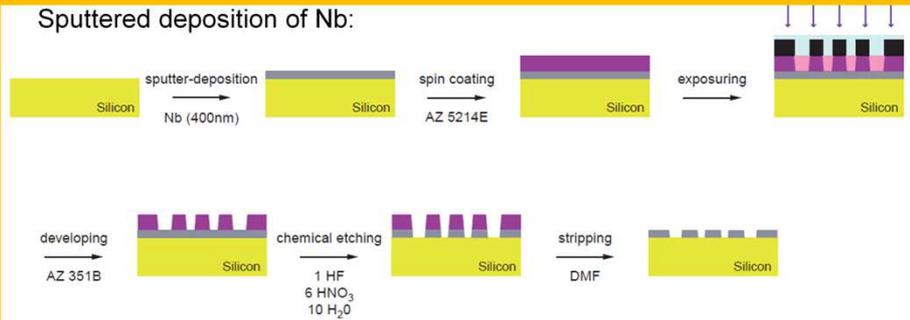
- Applications

- External sources
  - X-ray spectrometry
  - Hard X-ray spectrometry
  - Position sensitive detectors
- Embedded source in the absorber
  - Beta spectrometry
  - Mass neutrino experiments

## Niobium films for the meander structures 59

A typical meander strip has few  $\mu\text{m}$  width, few 100 nm thick and few  $\mu\text{m}$  pitch  
 The optimal current in the meander should be about 25 mA to 100 mA  
 → important current density  $\sim 7 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$  @ 4.2 K, good niobium quality required.

- **Sputtered deposition of Nb:**



- **Electrical insulation between Nb and Au:Er:**

50 nm of  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  by anodization + a second insulation layer made of  $\text{SiO}_2$  or  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

- 20 nm of Ti adhesion layer
- Few  $\mu\text{m}$  of sputtered Au:Er

The sensor has to be as close as possible to the meander:

Insulation layer thickness of 350 nm →  $G_{mag} = 0.45$

Insulation layer thickness of 250 nm →  $G_{mag} = 0.47$

Insulation layer thickness of 0 nm →  $G_{mag} = 0.5$

[BUR07]

[HSI08]

[HSI09]

[FLE09]

## Microfabrication: Au:Er sensors

60

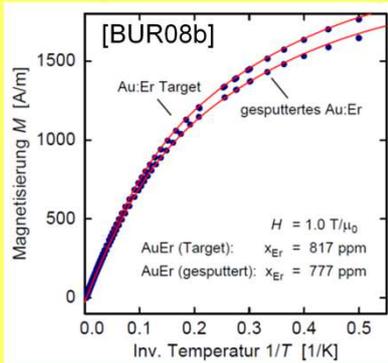
The Au:Er fabrication is crucial for having the maximum temperature sensitivity. Deviations from the expected magnetization have major effect on the sensitivity

Au:Er sensors made by sputtering or co-sputtering show the expected thermodynamic properties.

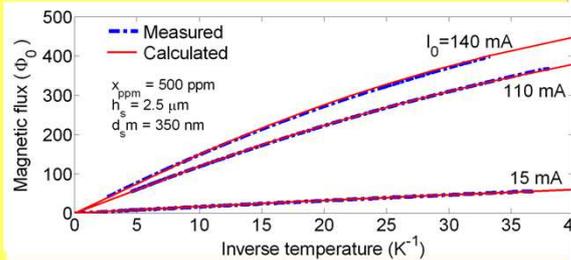
The co-evaporation has not been convincing up to now. [ZIN08]

The target is made of 5N gold melt with  $^{166}\text{Er}$  or  $^{168}\text{Er}$  by arc melting in an argon atmosphere.

$M$  at high field and temperature  
→ comparison with the bulk target



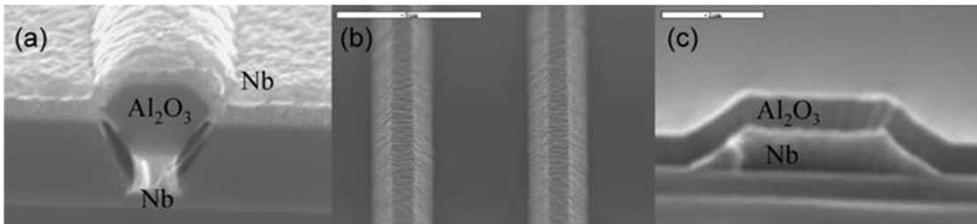
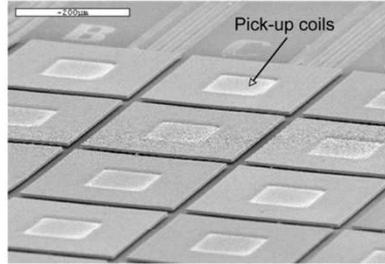
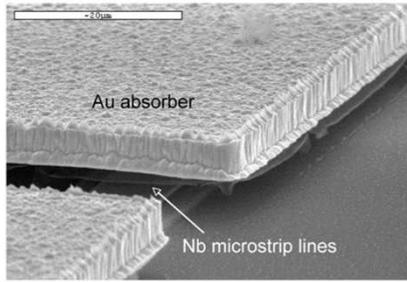
$M$  at low field and temperature →  
comparison with the calculations



[ROD09]

# Example of microfabricated detectors

61

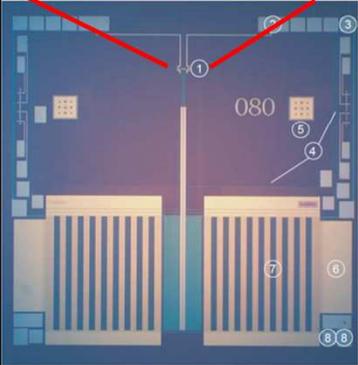
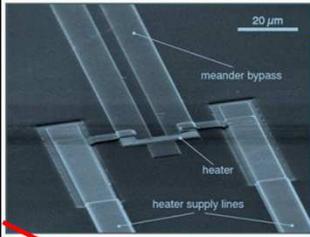


[HSI08]  
[HSI09]

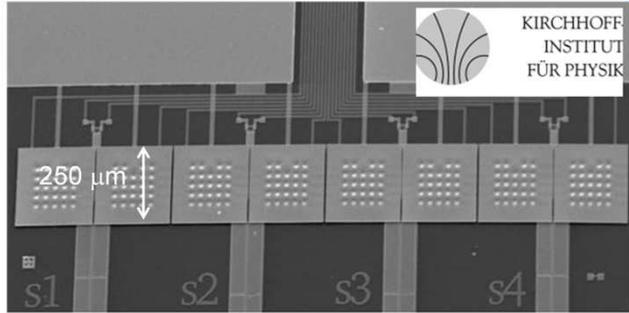
DRTBT 2012

24/05/2012

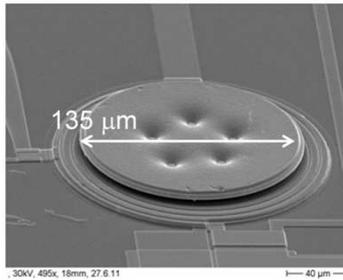
# Example of microfabricated detectors



- 1 : Heater
- 2 : Heater bond pads
- 3 : Field bond pad
- 7 : Meander pick-up coil made of Nb
- 8 : SQUID input coil bond pads



[BUR08a]



[PIE12]

DRTBT 2012

24/05/2012

## SQUID providers

---

63

<http://www.supracon.com/>

- Single stage SQUIDS
- FLL electronics

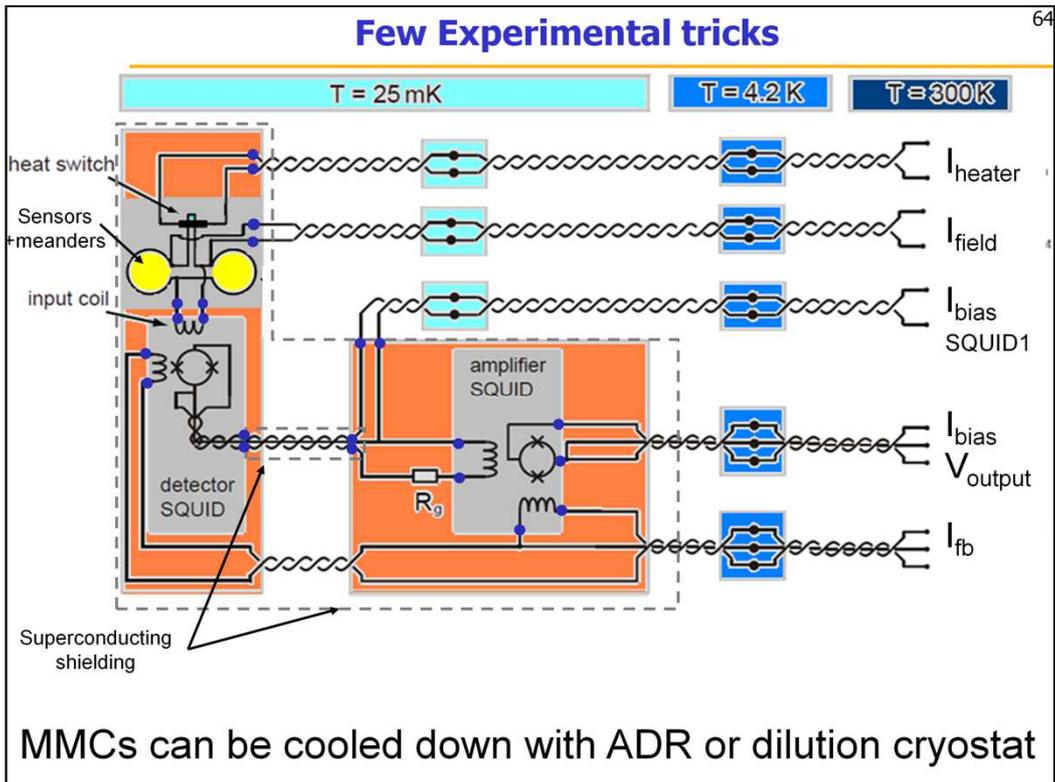
<http://www.magnicon.com/>

- Single stage SQUID
- Two stage SQUID (2<sup>nd</sup> stage is an array)
- FLL electronics

<http://www.starcryo.com>

- Single stage SQUID
- Two stage SQUID (2<sup>nd</sup> stage is an array)
- FLL electronics

The available input coil inductances are too high to match the usual pick-up coils of MMCs



Des supports en laiton préférables pour le SQUID et le détecteur afin de minimiser le bruit magnétique Johnson.

Thermaliser le SQUID avec des fils en or, le SQUID peut beaucoup dissiper, jusqu'à chauffer le senseur et introduire des fluctuations thermiques indésirables.

Si le SQUID de lecture et le SQUID preampli ne sont pas sur le même chip il faut prendre soin de blinder la connexion entre les deux SQUID, avec un tube supra par exemple.

Minimiser l'inductance parasite entre bobine de lecture et bobine d'injection.

---

- Microfabrication

- Applications

- External source
  - X-ray spectrometry
  - Hard X-ray spectrometry
  - Position sensitive detectors
- Embedded source in the absorber
  - Beta spectrometry
  - Mass neutrino experiments

KIP Heidelberg,  
Germany

NASA/GSFC,  
USA

KRISS,  
South Korea

PTB Berlin,  
Germany

CEA Saclay,  
France

Brown University,  
USA

Leicester University,  
UK

University of NM,  
USA

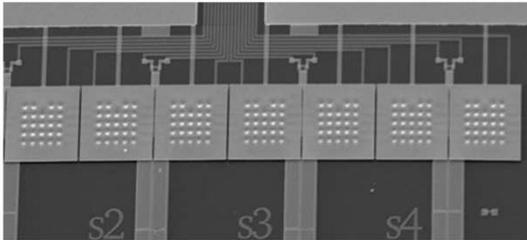
NIST,  
USA

## X-ray spectrometry below 10 keV



KIRCHHOFF  
INSTITUT  
FÜR PHYSIK

[PIE12]  
[FLE09]



Au absorber volume  $250 \times 250 \times 5 \mu\text{m}^3$

$\Delta E_{\text{FWHM, theo}} = 1.4 \dots 2.1 \text{ eV @ } 6 \text{ keV}$

$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.8 \dots 3.4 \text{ eV @ } 6 \text{ keV}$

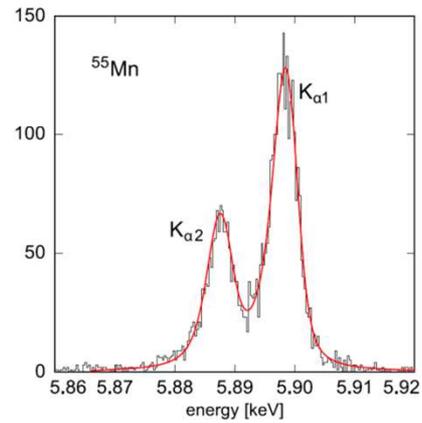
$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.7 \dots 3.0 \text{ eV @ } 0 \text{ keV (baseline)}$

Rise time = 90 ns

Decay time  $\tau_d \sim 2 \text{ ms}$

$T = 37 \text{ mK}$

Linearity deviation = 0.3 % @ 6 keV



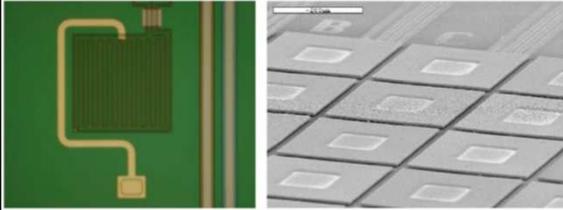
DRTBT 2012

24/05/2012



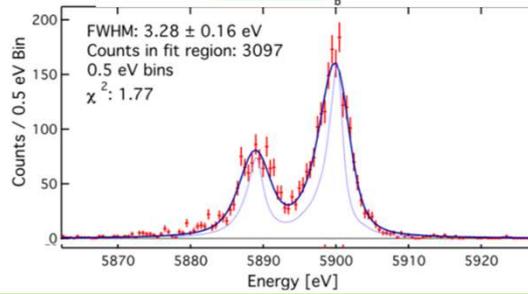
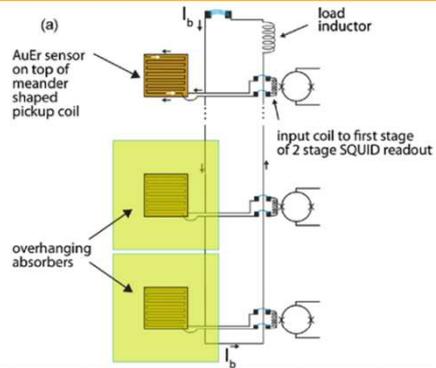
# X-ray spectrometry below 10 keV

[BAN09]  
[BAN12]



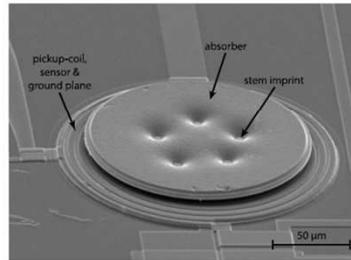
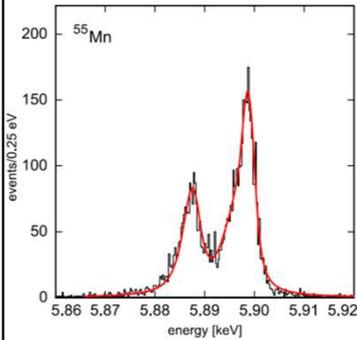
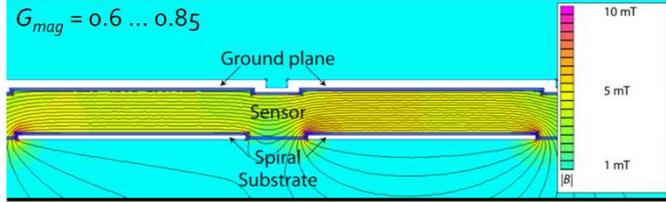
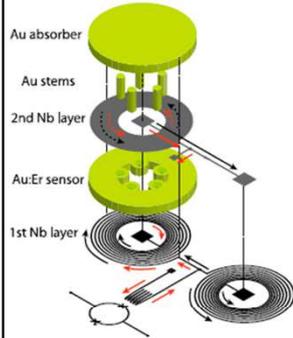
Au absorber,  $250 \times 250 \times 5 \mu\text{m}^3$   
BiAu absorber,  $250 \times 250 \times (6+1) \mu\text{m}^3$

$\Delta E_{\text{FWHM}} = 3.3 \text{ eV @ } 6 \text{ keV}$   
 $\Delta E_{\text{FWHM}} = 1.8 \text{ eV @ } 0 \text{ keV (baseline)}$   
Rise time  $\tau_r = 90 \text{ ns}$   
Decay time  $\tau_d = 2 \text{ ms}$   
 $T = 37 \text{ mK}$





# X-ray spectrometry below 10 keV



Au absorber  $5 \times \pi \times 135^2 \mu\text{m}^3$

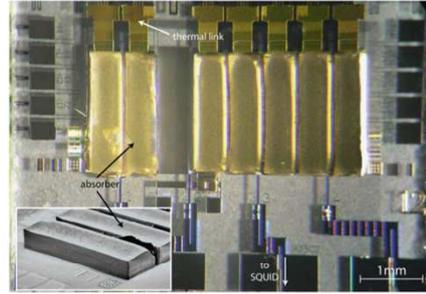
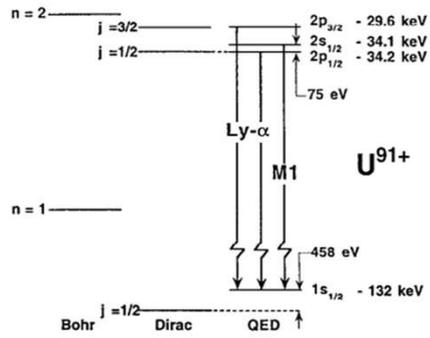
[PIE12]

- $\Delta E_{FWHM, \text{theo}} = 1.0 \text{ eV @ } 6 \text{ keV}$
- $\Delta E_{FWHM} = 2.0 \text{ eV @ } 6 \text{ keV}$
- $\Delta E_{FWHM} = 1.8 \text{ eV @ } 0 \text{ keV (baseline)}$
- Decay time  $\tau_d = 0.8 \text{ ms}$
- Linearity deviation = 3 % @ 6 keV
- Int. detection efficiency = 100 % @ 6 keV



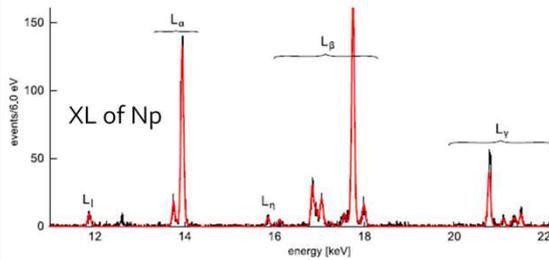
## Test of QED in Lamb-shift of highly charged ions

[PIE12]



Absorber volume  $2 \times 0.5 \times 0.14 \text{ mm}^3$

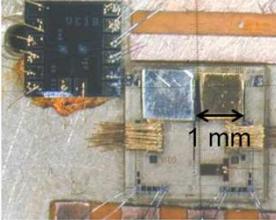
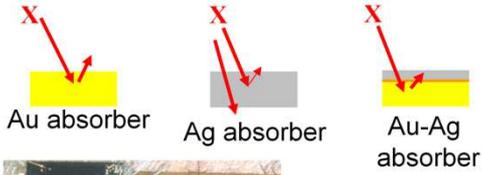
[Pies2009 2012]



- $\Delta E_{FWHM, \text{theo}} = 40 \text{ eV @ } 6 \text{ keV}$
- $\Delta E_{FWHM} = 60 \text{ eV @ } 60 \text{ keV}$
- Decay time  $\tau_d = 28 \text{ ms}$
- Linearity deviation = 0.1 % @ 60 keV
- Int. detection efficiency 45 % @ 100 keV

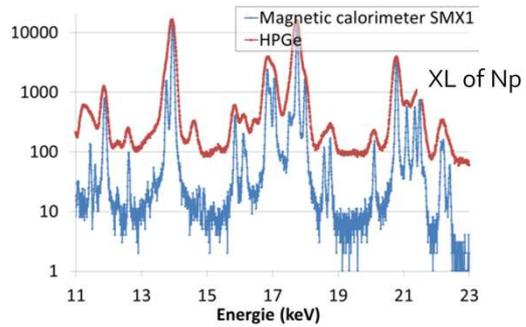
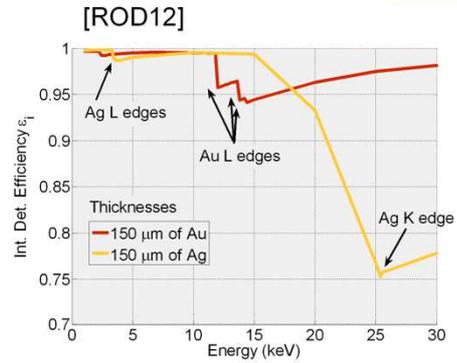
# LNE-LNHB Hard X-ray spectrometry below 30 keV

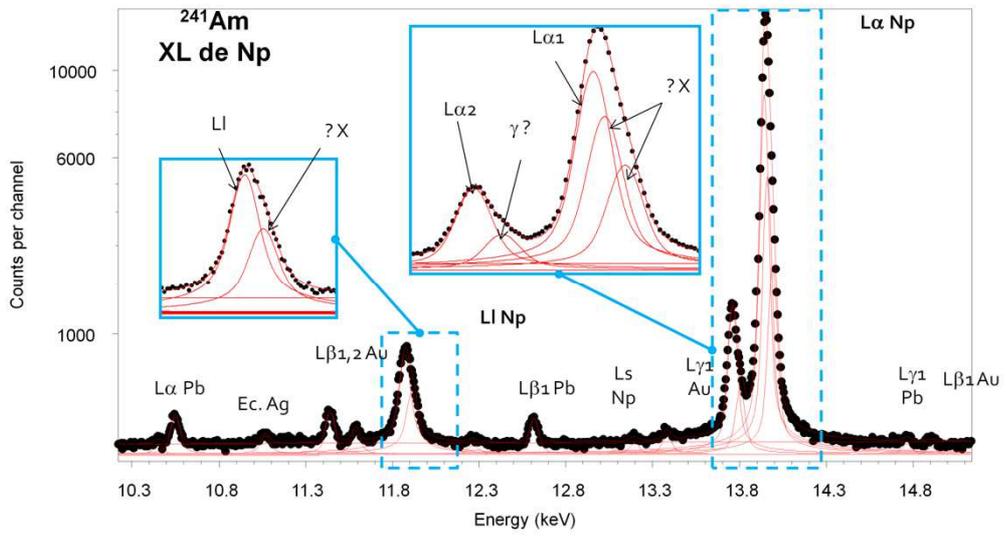
Measurement of photon emission intensities for metrology applications



$\Delta E_{FWHM} = 37 \text{ eV @ } 18 \text{ keV}$   
 $\Delta E_{FWHM} = 40 \text{ eV @ } 60 \text{ keV}$   
 $\Delta E_{FWHM} = 37 \text{ eV @ } 0 \text{ keV (baseline)}$

Rise time  $\tau_r = 20 \text{ } \mu\text{s}$   
 Decay time  $\tau_d = 26 \text{ ms}$  ( $\tau_{d,fit} = 3.4 \text{ ms}$ )  
 $T = 11 \text{ mK}$





DRTBT 2012

24/05/2012

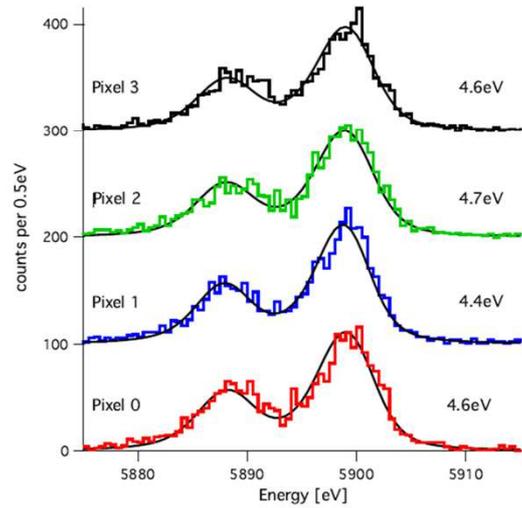
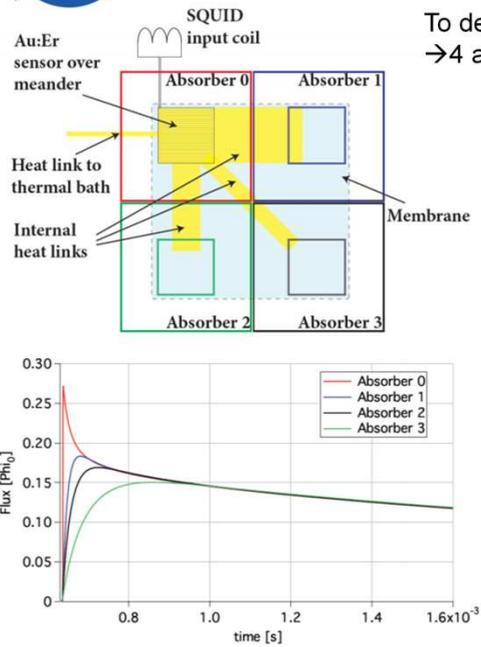


## Position-sensitive detectors

72

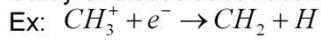
For X-ray astronomy missions, thousands pixels required.... [POR09]

To decrease the number of SQUID / channel  
→ 4 absorbers for one sensor / SQUID





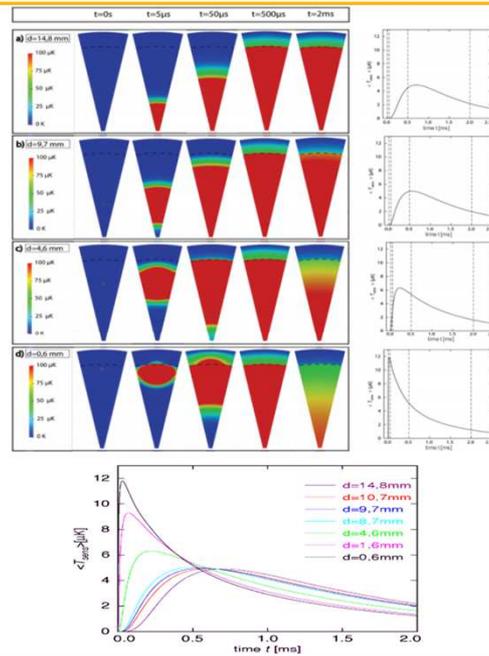
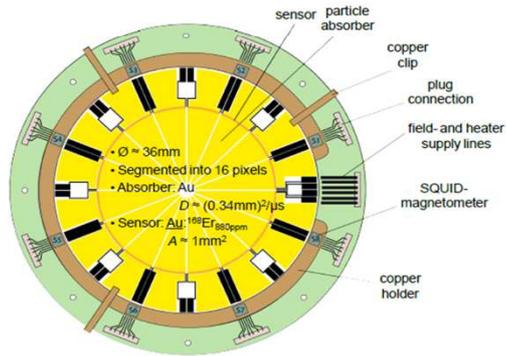
Study of dissociative recombination



Requirements:

- large area
- position-sensitivity
- high energy resolution
- high quantum efficiency

## The Pizza Design



[Kampkoetter LTD14]

DRTBT 2012

24/05/2012

---

- Microfabrication

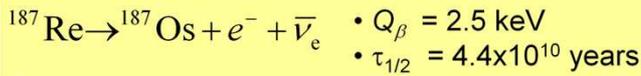
- Applications

- External source

- X-ray spectrometry
    - Hard X-ray spectrometry
    - Position sensitive detectors

- Embedded source in the absorber ( $4\pi$  geometry)

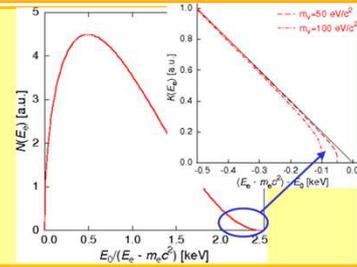
- Beta spectrometry
    - Mass neutrino experiments



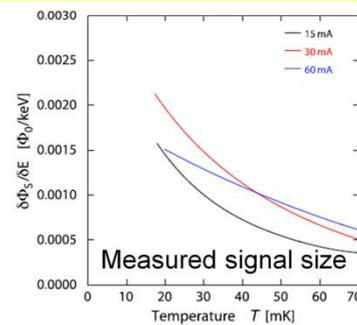
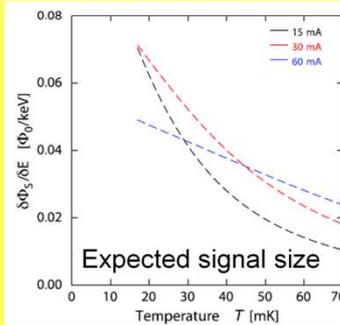
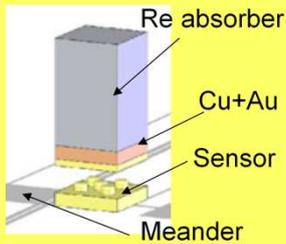
Requirements for mass neutrino experiment

- $\Delta E_{\text{FWHM}} = 1\text{-}5 \text{ eV}$
- $\tau_r \sim 1 \mu\text{s}$
- arrays of 10000 pixels

[RAN12]



Rhenium becomes superconducting below 1.7 K

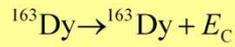
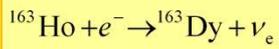


→ Rise close to the requirement  $\tau_r = 7 \mu\text{s}$

[RAN12]

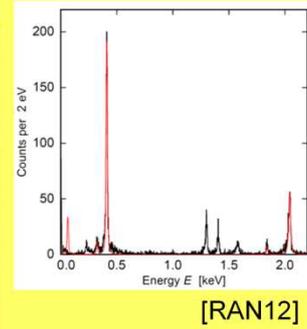
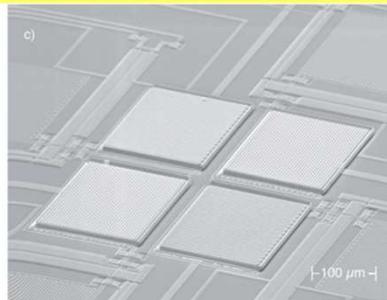
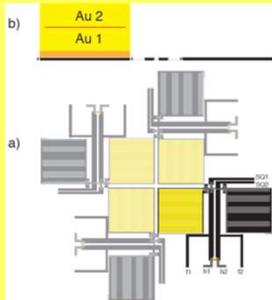
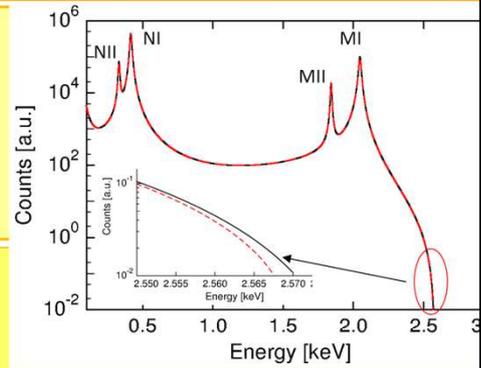
→ Signal size 30 times smaller than expected... due to athermal energy?

Le rhénium naturel contient environ 63 % de rhénium-187. On ne s'intéresse qu'au endpoint du spectre car il peut indiquer une limite sur la masse du neutrino... mais on mesure tout le spectre car le radionucléide est enfermé dans l'absorbeur.



- $Q_{\text{EC}} \sim 2.5 \text{ keV}$
- $T_{1/2} \sim 4570 \text{ y}$

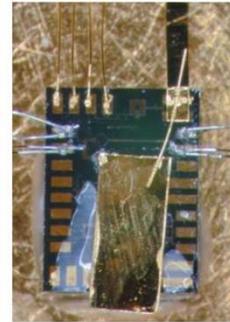
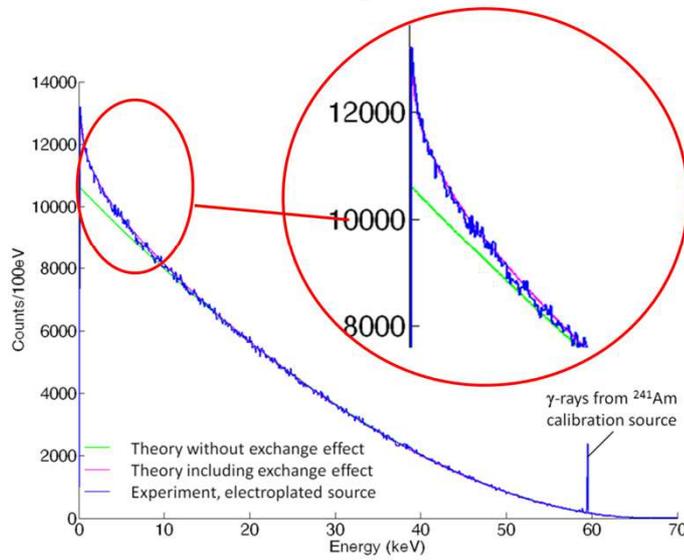
Ho is implanted in Au absorber  
Au absorber of  $5 \times 2 \times 190 \times 190 \mu\text{m}^3$   
Rise time of 90 ns  
 $\Delta E_{\text{FWHM}} = 12 \text{ eV}$



Comme holmium-163 a une durée de vie courte par rapport au rhénium-187, il peut être directement implanté en faible quantité dans un absorbeur en or.



[Le-Bret, C. to be published]



DRTBT 2012

24/05/2012

# LNE-LNHB Absolute activity measurement of $^{55}\text{Fe}$

78

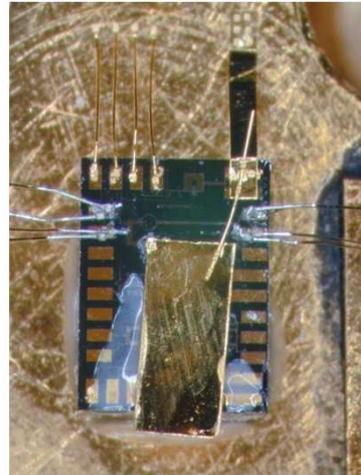
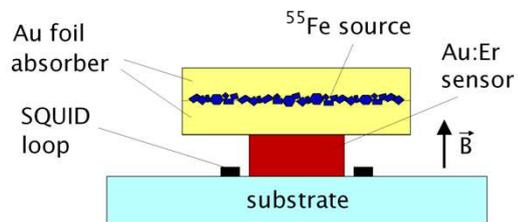
[LOI08]

Source enclosed inside the absorber

→ 4 p detection geometry

Gold absorber: high stopping power  
thickness 12  $\mu\text{m}$ :  $\geq 99.9\%$  absorption  
for electrons and photons up to 6.5 keV

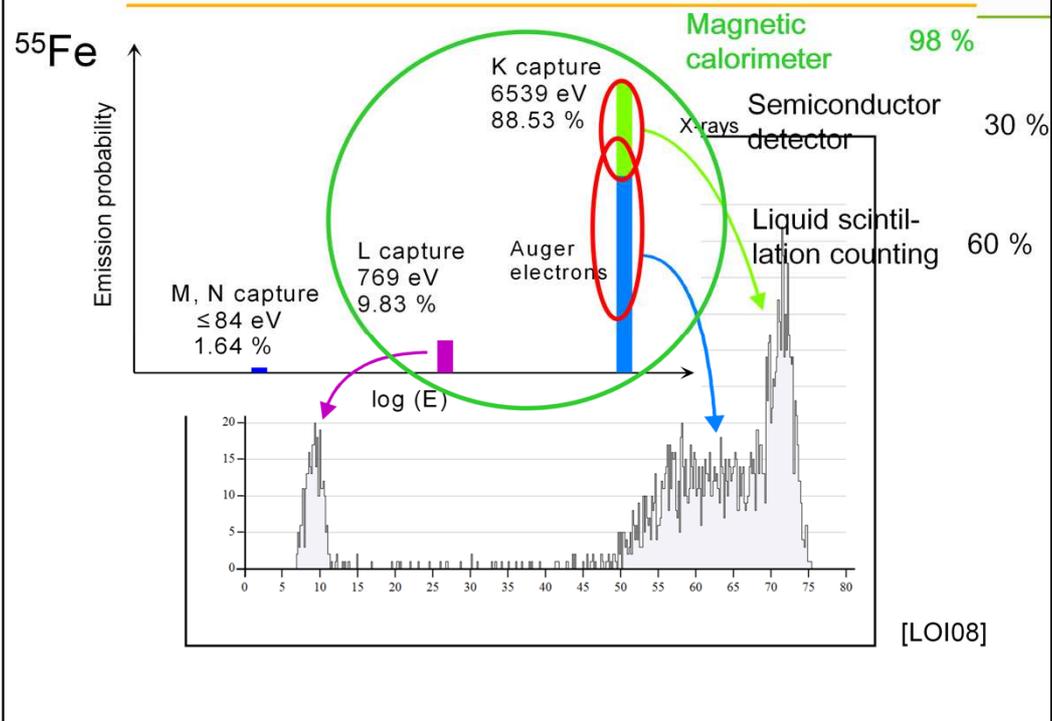
→ high detection efficiency



DRTBT 2012

24/05/2012

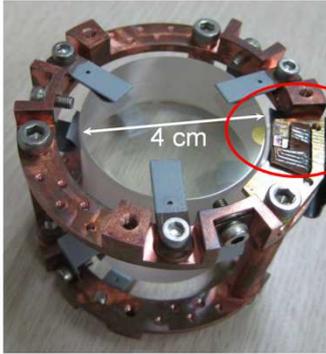
# LNE-LNHB Absolute activity measurement of $^{55}\text{Fe}$



The absorber is made of  $\text{CaMoO}_4$  dielectric crystal

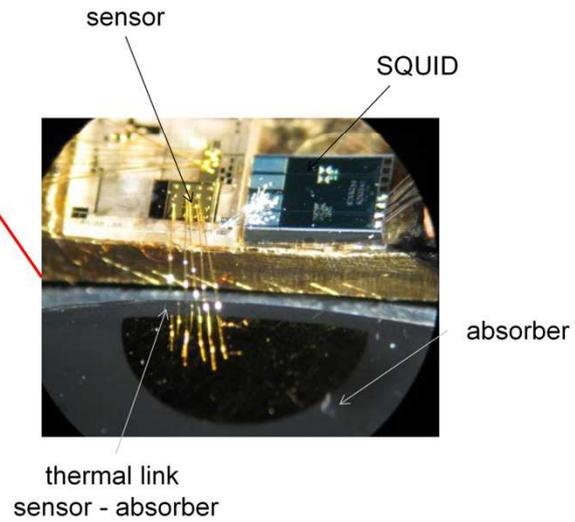
[LEE11]

Limit on  $T_{1/2}^{0\nu} \sim \varepsilon \cdot \alpha \sqrt{\frac{M \cdot t}{B \cdot FWHM}}$



Two energy channel for a background rejection

- Heat with MMC
- Light



## Conclusion

81

Magnetic sensors are well adapted for absorbers having large heat capacities

Metallic magnetic sensors have a fast thermal response  
→ with metal absorbers, fast rise time

The signal and the noise can be calculated with confidence  
→ the detectors can be fully optimized  
→ high energy resolution possible

An optimized detector can be read by a two-stage SQUIDs electronics without important degradation of the energy resolution and signal bandwidth

The introduction of the meander design allows fully microfabrication of the detector:  
meander shaped pick-up coil+Au:Er sensor+Au absorber

The MMCs have impressive energy resolution for X-ray spectrometry  
The MMCs are widely developed for  $4\pi$  geometry for mass neutrino applications or metrology applications

MUX are currently in development in frequency domain (microwave) or time domain.  
[BAN09, MAT08]

DRTBT 2012

24/05/2012

---

# Bibliography

- [BAN93] S. R. Bandler, C. Enss, R. E. Lanou et al., "Metallic Magnetic Bolometers for Particle-Detection," *Journal of Low Temperature Physics* 93 (3-4), 709-714 (1993).
- [BAN09] S. R. Bandler, J. S. Adams, J. Beyer et al., in *AIP Conference Proceedings (American Institute of Physics, 2009)*, Vol. 1185, pp. 579-582582.
- [BAN12] S. R. Bandler, K. D. Irwin, D. Kelly et al., "Magnetically Coupled Microcalorimeters," *Journal of Low Temperature Physics* 167 (3-4), 254-268.
- [BUH88] M. Bühler and E. Umlauf, "A magnetic Bolometer for Single-Particle Detection," *Europhysics Letters* 5 (4), 297-301 (1988).
- [BUH92] M. Bühler and E. Umlauf, "Progress with the Magnetic Bolometer," *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV*, 237 (1992).
- [BUH93] M. Bühler, T. Fausch, and E. Umlauf, "Measurement of Spin-Lattice Relaxation Times at Millikelvin Temperatures," *Europhysics Letters* 23 (7), 529-534 (1993).
- [BUH96] M. Buhler, E. Umlauf, and K. Winzer, "Detection of single X-ray quanta with a magnetic calorimeter," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip.* 370 (2-3), 621-629 (1996).
- [BUR08a] A. Burck, S. Kempf, S. Schafer et al., "Microstructured magnetic calorimeter with meander-shaped pickup coil," *Journal of Low Temperature Physics* 151 (1-2), 337-344 (2008).
- [BUR08b] A. Burck, Ruprecht Karls Universität Heidelberg, 2008.
- [CLA04] J. Clarke and I. Braginski, *The SQUID Handbook*. (WILEY-VCH, 2004).
- [DRU04] Dietmar Drung and Michael Mück, *The SQUID Handbook*. (WILEY-VCH, 2004).
- [ENS00] Christian Enss, Andreas Fleischmann, K. Horst et al., "Metallic magnetic calorimeters for particle detection." *Journal of Low Temperature Physics* 121 (3/4), 137-175 (2000).

- [FLE00] A. Fleischmann, J. Schonefeld, J. Sollner et al., "Low temperature properties of erbium in gold," *Journal of Low Temperature Physics* 118 (1-2), 7-21 (2000).
- [FLE03] A. Fleischmann, PhD thesis, Ruprecht Karls Universität Heidelberg, 2003.
- [FLE04] A. Fleischmann, M. Link, T. Daniyarov et al., "Metallic magnetic calorimeters (MMC): detectors for high-resolution X-ray spectroscopy," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip.* 520 (1-3), 27-31 (2004).
- [FLE05] A. Fleischmann, C. Enss, and G. M. Seidel, "Metallic magnetic calorimeters," *Cryogenic Particle Detection* 99, 151-216 (2005).
- [FLE09] A. Fleischmann, L. Gastaldo, S. Kempf et al., "Metallic magnetic calorimeters," *AIP Conference Proceedings* 1185 (2009).
- [HIR71] E. C. Hirschhoff, O. G. Symko, and J. C. Wheatley, "Magnetic behavior of dilute Cu(Mn) alloys at very low temperatures," *Journal of Low Temperature Physics* 5 (2), 155-176 (1971).
- [HSI08] W. T. Hsieh, J. A. Adams, S. R. Bandler et al., "Fabrication of metallic magnetic calorimeter X-ray detector arrays," *Journal of Low Temperature Physics* 151 (1-2), 357-362 (2008).
- [HSI09] Hsieh Wen-Ting, S. R. Bandler, D. P. Kelly et al., in *AIP Conference Proceedings (American Institute of Physics, 2009)*, Vol. 1185, pp. 591-594594.
- [KIM04] Y. H. Kim, H. Eguchi, C. Enss et al., "Measurements and modeling of the thermal properties of a calorimeter having a sapphire absorber," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip.* 520 (1-3), 208-211 (2004).
- [LEE11] S. J. Lee, J. H. Choi, F. A. Danevich et al., "The development of a cryogenic detector with CaMoO<sub>4</sub> crystals for neutrinoless double beta decay search," *Astroparticle Physics* 34 (9), 732-737.

- [LIP81] J. A. Lipa, B. C. Leslie, and T. C. Wallstrom, "A Very High-Resolution Thermometer for Use Below 7-K," *Physica B & C* **107** (1-3), 331-332 (1981).
- [LOI08] M. Loidl, E. Leblanc, M. Rodrigues et al., "Validation study of a new technique for absolute activity measurement with 4 pi solid angle metallic magnetic calorimeters," *Applied Radiation and Isotopes* **66** (6-7), 872-876 (2008).
- [MAT08] J. A. B. Mates, G. C. Hilton, K. D. Irwin et al., "Demonstration of a multiplexer of dissipationless superconducting quantum interference devices," *Applied Physics Letters* **92** (2) (2008).
- [NAG12] P. C. Nagler, J. S. Adams, M. A. Balvin et al., "Performance of Magnetic Penetration Thermometers for X-ray Astronomy," *Journal of Low Temperature Physics* **167** (3-4), 455-460.
- [PIE12] C. Pies, S. Schafer, S. Heuser et al., "maXs: Microcalorimeter Arrays for High-Resolution X-Ray Spectroscopy at GSI/FAIR," *Journal of Low Temperature Physics* **167** (3-4), 269-279.
- [POR09] J. P. Porst, S. R. Bandler, J. S. Adams et al., in *AIP Conference Proceedings (American Institute of Physics, 2009)*, Vol. 1185, pp. 599-602602.
- [RAN12] P. Ranitzsch, J. P. Porst, S. Kempf et al., "Development of Metallic Magnetic Calorimeters for High Precision Measurements of Calorimetric  $^{187}\text{Re}$  and  $^{163}\text{Ho}$  Spectra," *Journal of Low Temperature Physics* **167** (5), 1004-1014.
- [ROD09] M. Rodrigues, A. Pabinger, S. Lausberg et al., in *Low Temperature Detectors Ltd 13 (Amer Inst Physics, Melville, 2009)*, Vol. 1185, pp. 583-586.
- [ROD12] M. Rodrigues, M. Loidl, and C. Le-Bret, "A Novel Type of Absorber Presenting a Constant Detection Efficiency for up to 25 keV X-Ray Photons," *Journal of Low Temperature Physics* **167** (3-4), 510-515.
- [SJO75] M. E. Sjöstrand and G. Seidel, "Hyperfine resonance properties of  $\text{Er}^{3+}$  in Au," *Physical review B* **11** (9), 3292-3297 (1975).

[ZIN04] B. L. Zink, K. D. Irwin, G. C. Hilton et al., "Lithographically patterned magnetic calorimeter X-ray detectors with integrated SQUID readout," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip. 520 (1-3), 52-55 (2004).

[ZIN06] B. L. Zink, K. D. Irwin, G. C. Hilton et al., "Erbium-doped gold sensor films for magnetic microcalorimeter x-ray detectors," Journal of Applied Physics 99 (8) (2006).

---

DRTBT 2012

24/05/2012

---

## Symbols and acronyms

$A_{meander}$  : surface de la bobine de lecture en forme de méandre [m]<sup>2</sup>  
 $B$  : champ magnétique [T]  
 $c$  : chaleur spécifique [J/K/mole]  
 $C_{total}$  : capacité calorifique totale du détecteur [J/K]  
 $C_{sensor}$  : capacité calorifique du senseur [J/K]  
 $C_{spin}$  : capacité calorifique des spins [J/K]  
 $C_{absorber}$  : capacité calorifique de l'absorbeur [J/K]  
 $C_{host}$  : capacité calorifique de la matrice du senseur [J/K]  
 $C_{ej}$  : capacité calorifique des électrons de conduction du senseur [J/K]  
 $C_{ph}$  : capacité calorifique des phonons du senseur [J/K]  
 $C_{quad}$  : capacité calorifique liée au moment quadropolaire de l'or dans Au:Er [J/K]  
 $C_{167Er}$  : capacité calorifique liée à l'interaction des moments magnétiques nucléaires de <sup>167</sup>Er [J/K]  
 $C_{SQUID}$  : capacité électrique du SQUID [F]  
 $I$  : moment magnétique nucléaire  
 $I_b$  ou  $I_{bias}$  : courant de polarisation du SQUID [A]  
 $I_D$  : supercourant dans la bobine de lecture en forme de méandre [A]  
 $E$  : énergie de la particule [J]  
FWHM : Full width at half maximum, largeur à mi-hauteur  
 $G$  ou  $G_{mag}$  : facteur de couplage entre l'aimantation du senseur et le flux magnétique produit dans la bobine de lecture ou dans la boucle du SQUID, sans unité  
 $G_m$  : couplage inductif entre le flux de la bobine de lecture et celui du SQUID  
 $G_{a-s}$  : conductance thermique entre l'absorbeur et le senseur [J/K/s]  
 $G_{h-s}$  : conductance thermique entre la matrice et les spins du senseur [J/K/s]  
 $G_D$  : conductance thermique entre le détecteur et le bain thermique [J/K/s]  
 $G_{e-ph}$  : conductance thermique du fait du couplage électron-phonon [J/K/s]  
 $G_{Kapitza}$  : conductance thermique du fait de la résistance thermique aux interfaces (Kapitza) [J/K/s]  
 $G_{ij}$  : gain entre le SQUID de lecture et le SQUID d'amplification  
 $g_j$  : facteur de Landé

$\tilde{g}$ : facteur de Landé effectif  
 $h_{\text{sensor}}$ : hauteur du senseur [m]  
 $J$ : moment cinétique total  
 $k_B$ : constante de Boltzman  $1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$   
 $L_{\text{SQUID}}$ : inductance du SQUID [H]  
 $L_{\text{input}}$ : inductance de la bobine d'injection [H]  
 $L_{\text{pick-up}}$ : inductance de la bobine de lecture [H]  
 $L_{\text{meander}}$ : inductance de la bobine de lecture en forme de méandre [H]  
 $L_{\text{stray}}$ : inductance parasite du transformateur de flux [H]  
 $M$ : aimantation/magnetization [A/m]  
 $M_{\text{is}}$ : inductance mutuelle entre la bobine d'injection et le SQUID [H]  
 $M_{\text{rb}}$ : inductance mutuelle entre la bobine de contre-réaction et le SQUID [H]  
 $N$ : nombre de moles  
 $N_{\text{spin}}$ : nombre de spins  
 $N_{\text{a}}$ : nombre d'Avogadro  
 $p$ : distance entre deux pistes du méandre [m]  
 $P_{\text{G}}$ : densité de probabilité du couplage magnétique  $G_{\text{mag}}$  du senseur avec une bobine de lecture en forme de méandre  
 $Q$ : moment quadripolaire  
 $r$ : rayon du SQUID ou de la bobine de lecture,  $r = p$  pour une bobine en forme de méandre [m]  
 $r_{\text{SQUID}}$ : rayon de la boucle du SQUID [m]  
 $r_{\text{pick-up}}$ : rayon de la bobine de lecture [m]  
 $\text{RKKY}$ : Ruderman Kittel Kasuya Yosida  
 $R_{\text{rb}}$ : résistance de contre-réaction  
 $R_{\text{g}}$ : résistance de gain SQUID de lecture/SQUID d'amplification

$S$  : le moment cinétique de spin  
 $S$  : le moment cinétique effectif de spin  
 SQUID : Superconducting Quantum Interference Device  
 $S_n(f)$  : spectral flux noise density [ $\Phi_0^2/\text{Hz}$ ]  
 $S(f)$  : spectral noise density [ $\text{J}^2/\text{Hz}$ ]  
 $S_{n, \text{SQUID}}(f)$  : spectral flux noise density of the SQUID [ $\Phi_0^2/\text{Hz}$ ]  
 SNR : Signal to Noise Ratio  
 $t$  : épaisseur de l'élément métallique [m]  
 $T$  : température/temperature [K]  
 $T_{\text{bath}}$  : thermal bath temperature / température du bain thermique [K]  
 $T_c$  : température critique d'un supraconducteur  
 $U$  : énergie interne [J]  
 $V$  : tension/voltage [V]  
 $V_c$  : tension aux bornes du SQUID [V]  
 $V_{\text{sensor}}$  : volume du senseur [ $\text{m}^3$ ]  
 $V_{\text{metal}}$  : volume du métal [ $\text{m}^3$ ]  
 $V_{\Phi_0}$  : fonction de transfert du SQUID [ $\text{V}/\Phi_0$ ]  
 $V_{\text{out}}$  : Tension à la sortie de l'électronique à SQUID [ $\text{V}/\Phi_0$ ]  
 $w$  : largeur des pistes du méandre [m]  
 $X_{\text{ppm}}$  : concentration en ions paramagnétiques  
 $Z$  : distance élément métallique par rapport à la boucle du SQUID ou à la bobine de lecture [m]  
 $Z$  : fonction de partition  
 $\varepsilon$  : énergie propre [J]  
 $\Phi$  : flux magnétique [ $\Phi_0$ ] ou [Wb]  
 $\Phi_0$  : quantum de flux magnétique  $1 \Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15}$  Wb  
 $\kappa$  : constant de Korringa [K.s]  
 $\gamma$  : paramètre de Sommerfeld [ $\text{J}/\text{K}^2/\text{mole}$ ]  
 $\theta_D$  : température de Debye [K]  
 $\mu$  : moment magnétique  
 $\mu_B$  : magnéton de Bohr  $9.27 \times 10^{-24}$  J.T<sup>-1</sup>  
 $\mu_0$  : perméabilité du vide  $1.257 \times 10^{-6}$  m.kg.s<sup>-2</sup>.A<sup>-2</sup>  
 $\tau_d$  : constante de temps de descente (1/e) [s]  
 $\tau_r$  : constante de temps de montée (1/e) [s]  
 $\tau_{\text{e-spin}}$  : constante de temps électron spin [s]  
 $\sigma$  : conductivité électrique [ $\Omega.\text{m}$ ]<sup>-1</sup>  
 $\chi$  : susceptibilité magnétique