
Conductivité optique

Vinh TA PHUOC



Volume 1.

July-August, 1893.

Number 1.

THE
PHYSICAL REVIEW.

A STUDY OF THE TRANSMISSION SPECTRA OF
CERTAIN SUBSTANCES IN THE INFRA-RED.

BY ERNEST F. NICHOLS.

Nichols, Phys. Rev. 1, 1 (1893).



GREMAN
matériaux microélectronique
acoustique nanotechnologies
UMR 7347 Université de Tours / CNRS



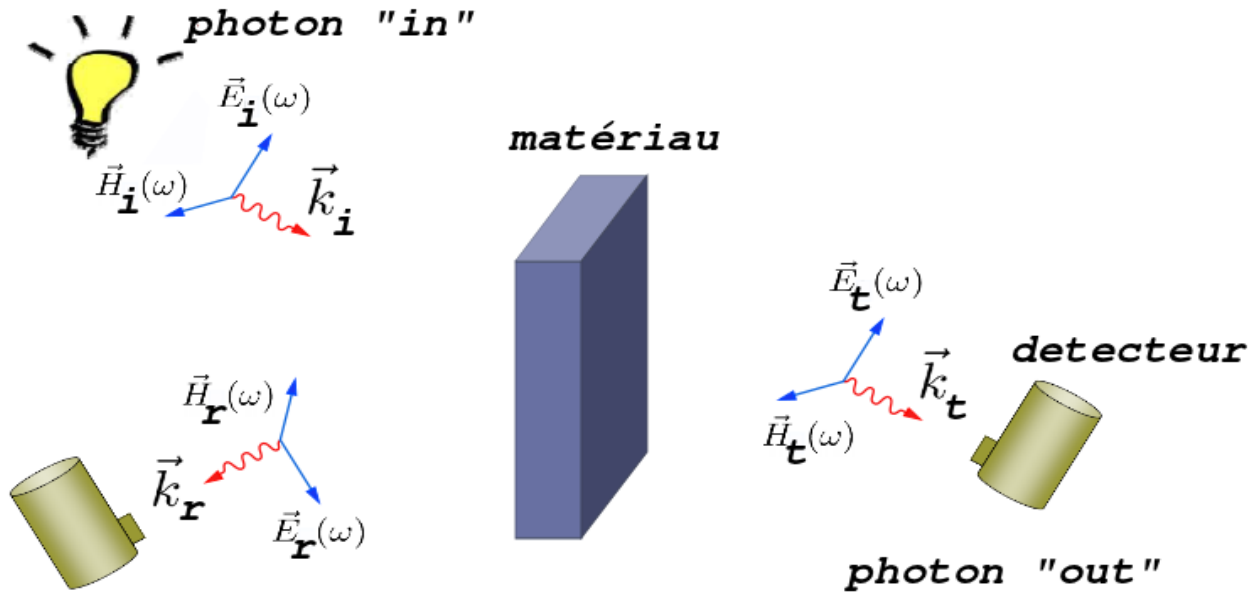
Spectroscopie optique statique

- **Comment mesure-t-on ?**
 - Spectroscopie à Transformée de Fourier
 - Aspects pratiques
- **Que mesure-t-on ?**
 - Equations de Maxwell, fonction diélectrique et conductivité optique
 - Contributions à la fonction diélectrique
 - Modèles classiques ou phénoménologiques
 - Réponse linéaire, relations de Kramers-Krönig et règles de somme
- **Quelques exemples**

Spectroscopie résolue en temps

- **Comment mesure-t-on ?**
- **Quelques modèles phénoménologiques**
 - Spectroscopie résolue en temps d'un métal : Two-temperatures model
 - Spectroscopie résolue en temps dans un système ayant un gap dans le spectre d'excitation à une particule (supra, cdw) : Rothwarf-Taylor model
- **Quelques exemples**
 -

Le principe



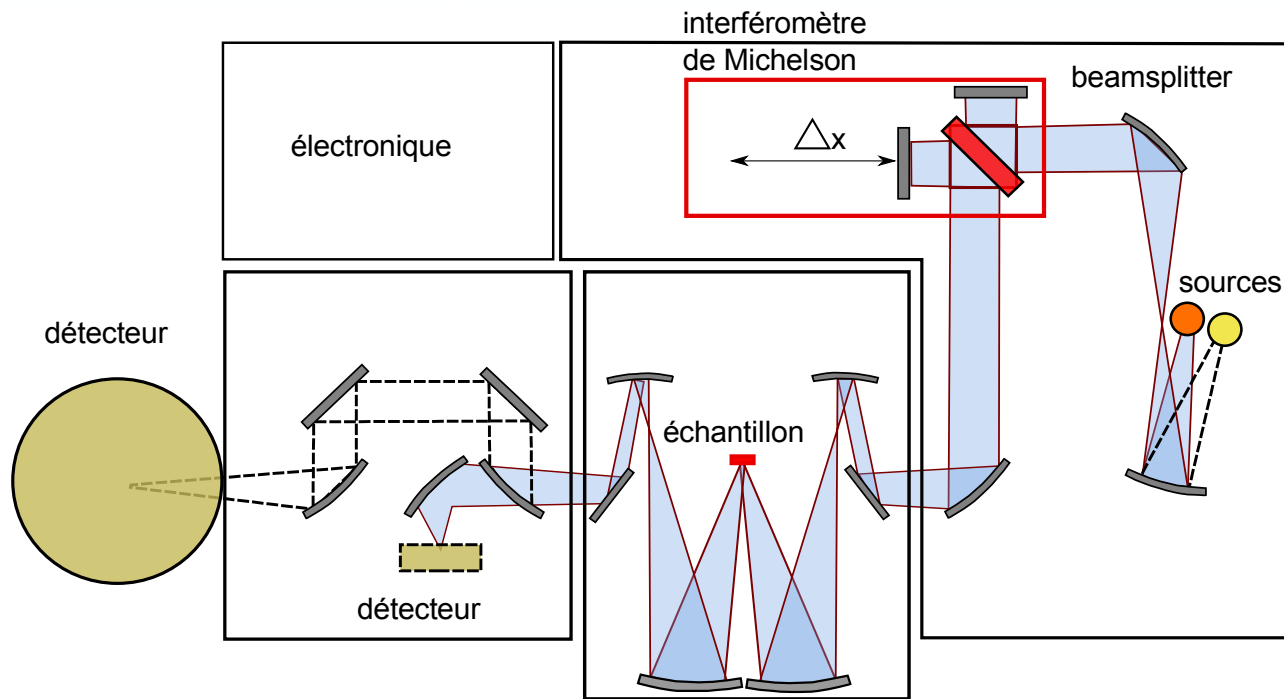
©Ricardo Lobo

On éclaire un matériau avec une lumière (polychromatique)

On mesure l'intensité de l'onde réfléchie ou transmise



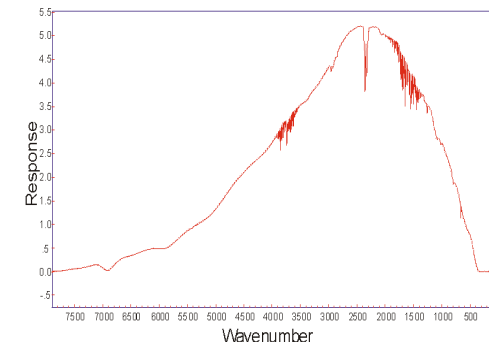
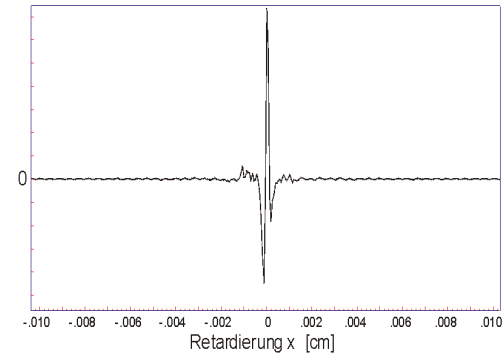
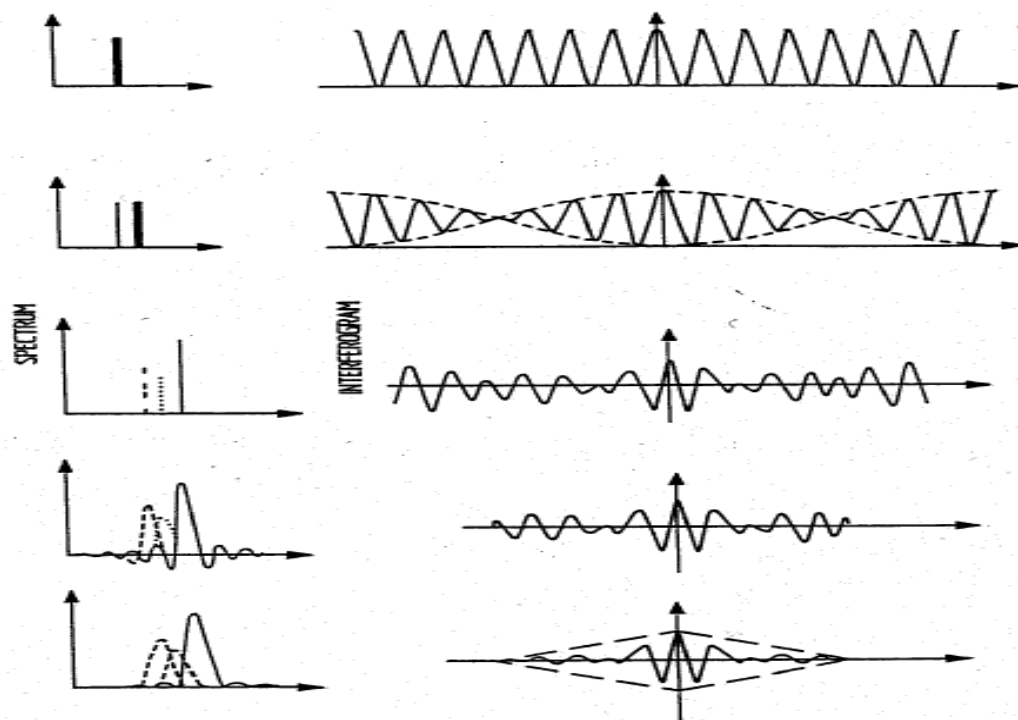
Spectroscopie à transformée de Fourier



- Mesure R et/ou T
- Pas de fente d'entrée
- $\Delta x \rightarrow$ résolution

Mesure de $I(\Delta x)$

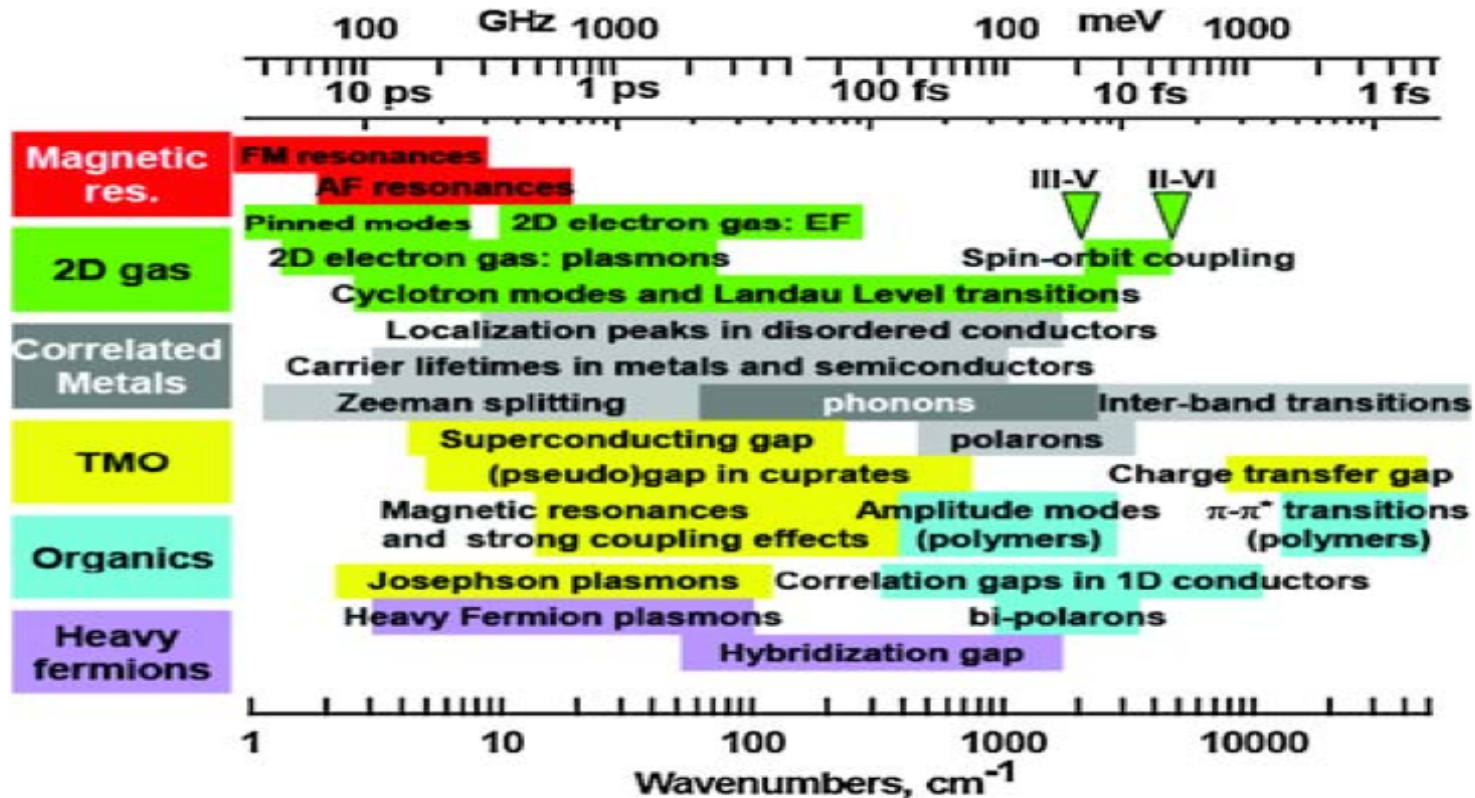
$$I(\Delta x) \xrightarrow{\text{TF}} I(\omega)$$



$$\mathcal{R}(\omega) \text{ ou } \mathcal{T}(\omega) = \frac{I_{\text{sample}}(\omega)}{I_0(\omega)} = \frac{I_{\text{sample}}(\omega)}{I_{\text{reference}}(\omega)}$$

Energies caractéristiques

$$1 \text{ eV} = 8065.5 \text{ cm}^{-1} = 2.418 \times 10^{14} \text{ Hz} = 11,600 \text{ K}$$



Electrodynamics of correlated electron materials

Rev. Mod. Phys. **83**, 471 – Published 2 June 2011

D. N. Basov, Richard D. Averitt, Dirk van der Marel, Martin Dressel, and Kristjan Haule

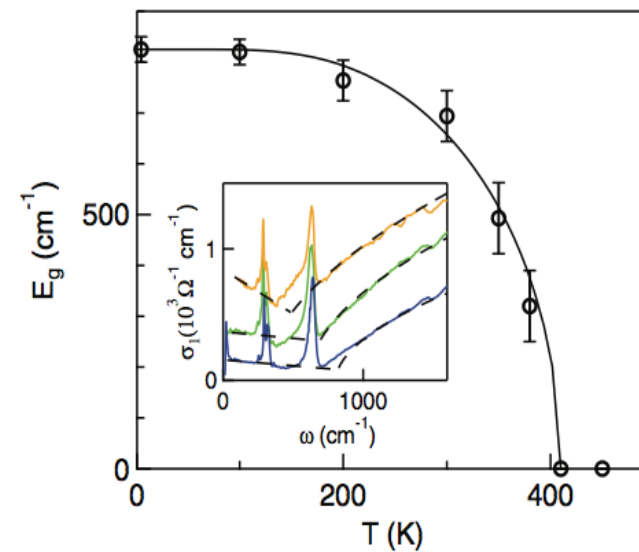
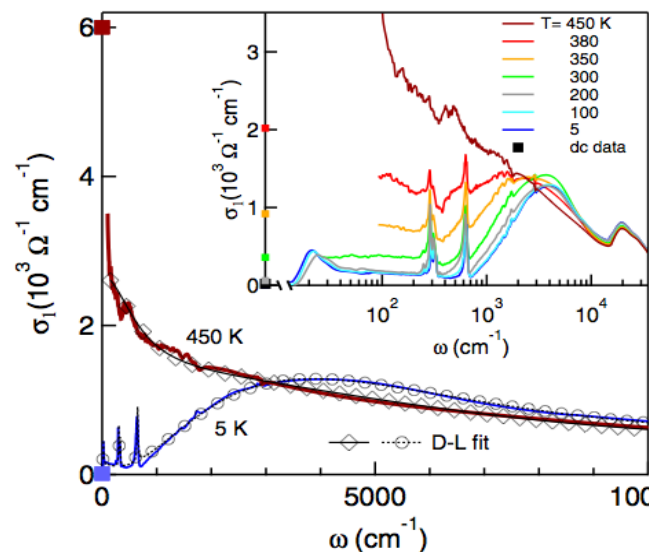
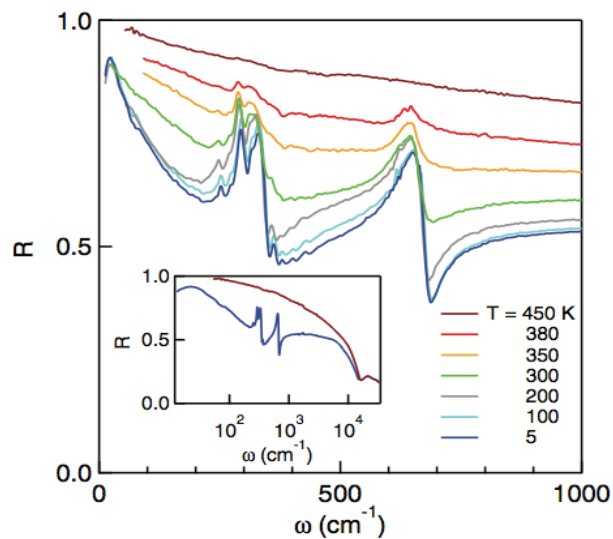
Aspects pratiques

- Température
- Champ magnétique
- Haute pression
(DAC : dizaines de GPa)
- Polarisation du champ électrique
(ou magnétique)
- Poudres
- Pastilles denses polies
- Cristaux ($100 \times 100 \mu m^2$ avec μ scope, nm avec SNOM)
- Couches minces
- Liquides, gaz

La qualité et la taille des échantillons détermine la gamme spectrale
(limite de diffraction à basse fréquence, diffusion à haute fréquence)

Métal vs isolant

Mesure de réflectivité → Conductivité optique → $\Delta(T)$



Infrared evidence of a Slater metal-insulator transition in NaOsO_3

I. Lo Vecchio¹, A. Perucchi², P. Di Pietro², O. Limaj¹, U. Schade³, Y. Sun⁴, M. Arai⁵, K. Yamaura⁶ & S. Lupi⁷

SCIENTIFIC REPORTS | 3 : 2990 | DOI: 10.1038/srep02990

Quelle grandeur physique mesure-t-on ?



Equations de Maxwell dans la matière

Unités CGS

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

Fonction diélectrique complexe et conductivité optique complexe introduites via les équations de Maxwell ($\rho=0$)

$$\begin{pmatrix} \vec{D} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon & \xi \\ \zeta & \mu \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix}$$

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

Loi d'Ohm $\vec{j} = \sigma \vec{E}$

Tenseur des permittivités magnéto-optiques
Equations constitutives **linéaires** caractérisant le milieu

Equations de Maxwell dans la matière

Equation de D'Alembert

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Relation de dispersion
(renormalisation de la
vitesse de la lumière)

$$K = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{\text{complex}} \mu}$$

où
$$\epsilon_{\text{complex}} = \epsilon + \frac{4\pi i \sigma}{\omega} = \frac{4\pi i}{\omega} \left[\sigma + \frac{\epsilon\omega}{4\pi i} \right] = \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\text{complex}}$$

Conductivité optique

$$\sigma_{\text{complex}} = \sigma + \frac{\epsilon\omega}{4\pi i}$$

Equations de Maxwell dans la matière

$$\tilde{N}(\omega) = \sqrt{\mu \epsilon_{\text{complex}}} = \sqrt{\epsilon \mu \left(1 + \frac{4\pi i \sigma}{\epsilon \omega} \right)} = \tilde{n}(\omega) + i \tilde{k}(\omega)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \tilde{n}^2 - \tilde{k}^2 \\ \epsilon_2 &= 2\tilde{n}\tilde{k} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} n^2 &= \frac{\mu_1}{2} \left\{ \left[\epsilon_1^2 + \left(\frac{4\pi\sigma_1}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} + \epsilon_1 \right\} \\ k^2 &= \frac{\mu_1}{2} \left\{ \left[\epsilon_1^2 + \left(\frac{4\pi\sigma_1}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} - \epsilon_1 \right\} \end{aligned}$$

Plusieurs grandeurs contiennent la même information

$$\mathcal{R}(\omega) = \left| \frac{\sqrt{\mu_{\text{sample}}} - \sqrt{\epsilon_{\text{sample}}}}{\sqrt{\mu_{\text{sample}}} + \sqrt{\epsilon_{\text{sample}}}} \right|^2 = \left| r(\omega) e^{i\theta(\omega)} \right|^2$$

On ne mesure pas directement $\sigma(\omega)$

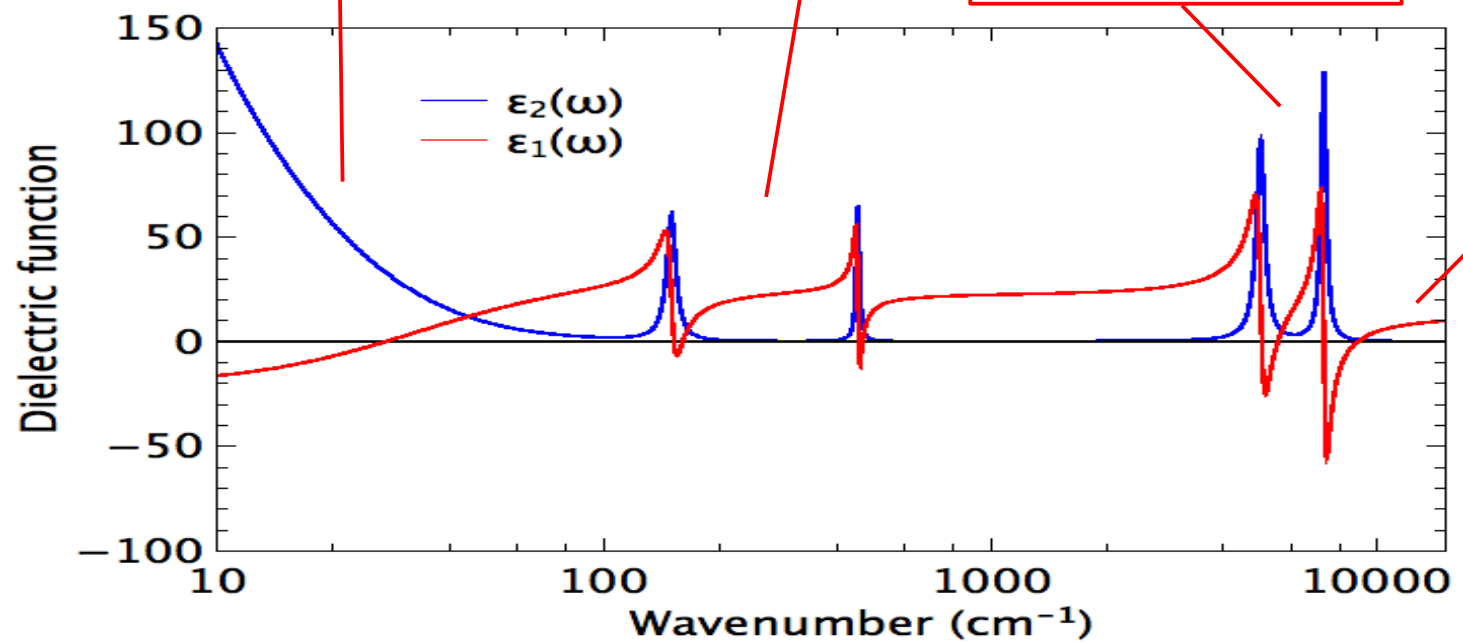
Les contributions à la fonction diélectrique

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\text{charges libres}}(\omega) + \epsilon_{\text{phonons}}(\omega) + \epsilon_{\text{charges liées}}(\omega) + \epsilon_{\infty}$$

modes de vibrations polaires

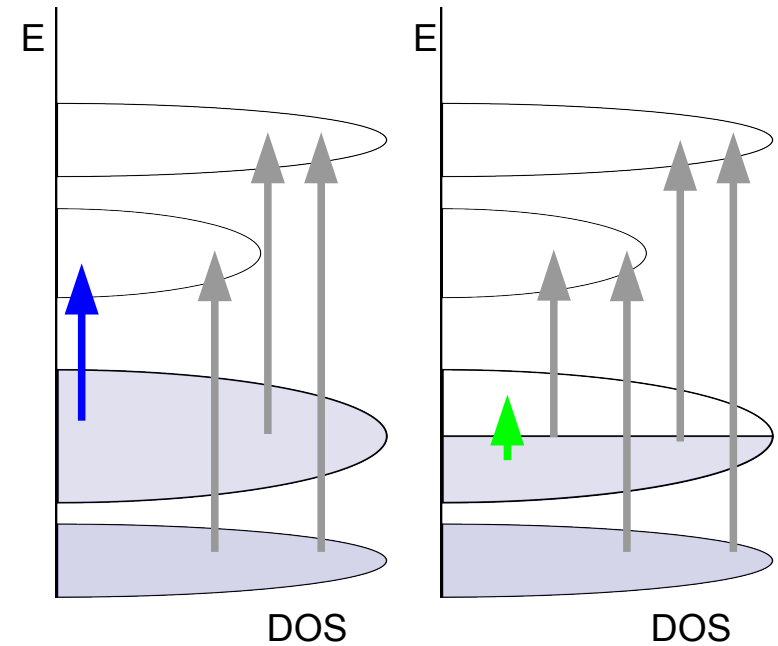
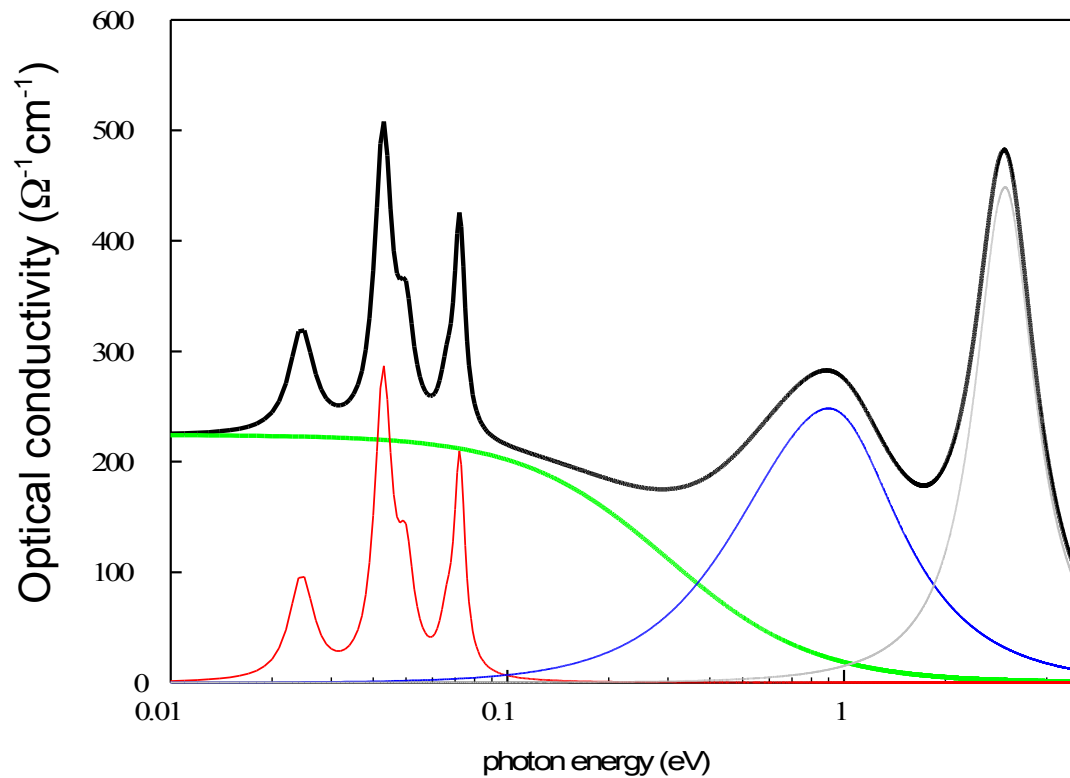
transitions interbandes dans la gamme spectrale expérimentale, polarons,...

tout ce qui est au-delà de la gamme spectrale expérimentale



Allure générale d'un spectre

- conductivité optique totale
- porteurs de charge
- transfert de charge, transitions interbandes
- phonons
- moyen infrarouge : (polarons, transitions interbandes, ...)



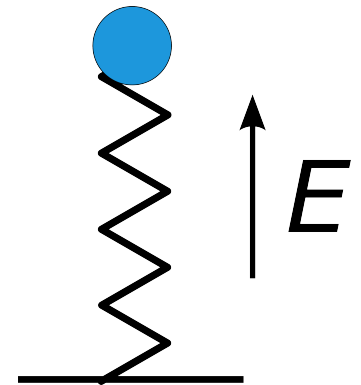
Modèle de Lorentz : phonons, transitions interbandes

Charge e^* , de masse m^* élastiquement liée
(oscillateur harmonique)

$$m^* \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m^* \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + m^* \omega_0^2 \vec{r} = -e^* \vec{E}$$

$$E \propto -e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

$$\vec{P} = -ne^* \vec{r} = \frac{ne^{*2}}{m^*} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \vec{E}$$



Modèle de Lorentz

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^{*2}}{m^*}$$

Poids spectral

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_n \frac{\omega_{p,n}^2}{\omega_{0,n}^2 - \omega^2 - i\gamma_n\omega}$$

Fréquence de vibration

Amortissement

Modèle de Lorentz

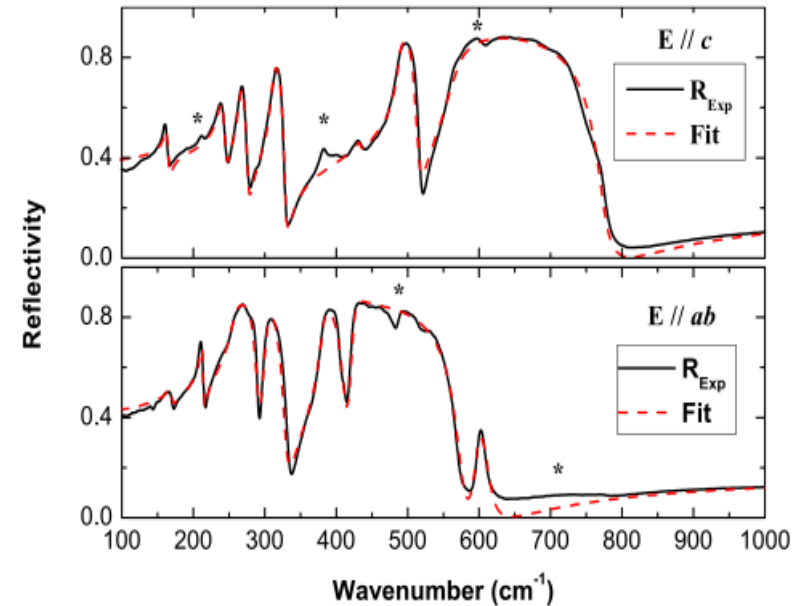
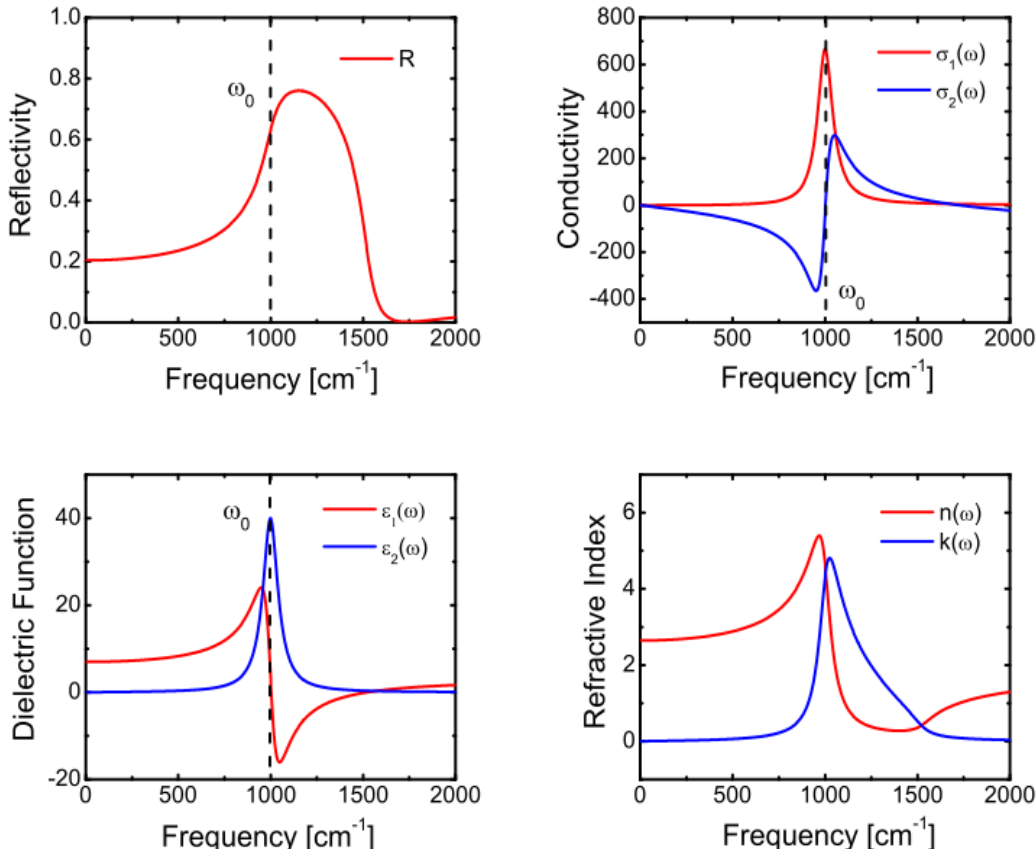


FIG. 2. (Color online) Infrared reflectivity spectra of YMnO_3 at 10 K for $E \parallel c$ and $E \parallel ab$. The solid line represents the best fits using dielectric function [Eq. (1)].

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

En général, bonne description des phonons et des excitations interbandes

Modèle de Drude : métal

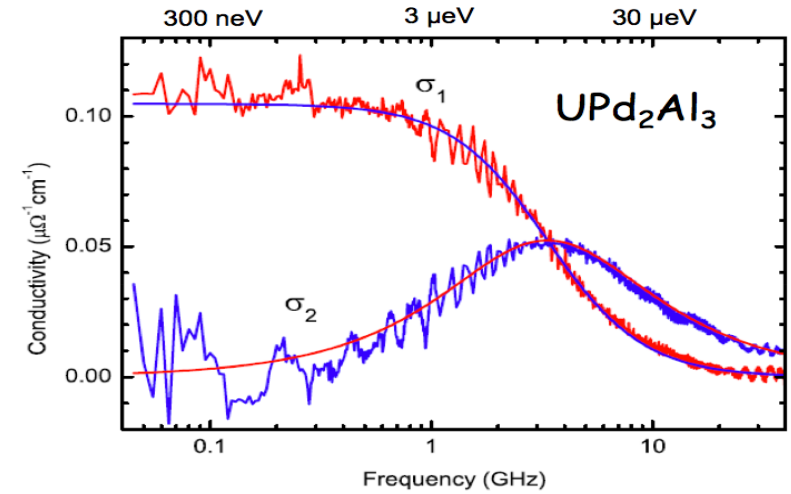
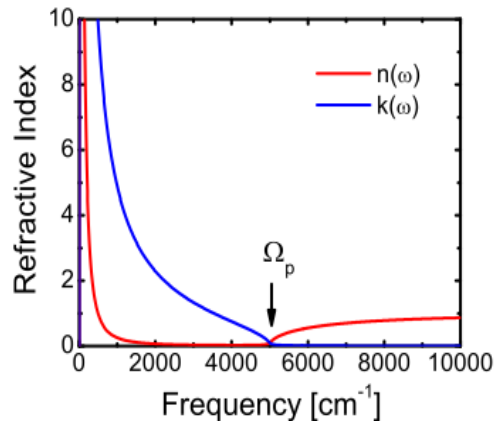
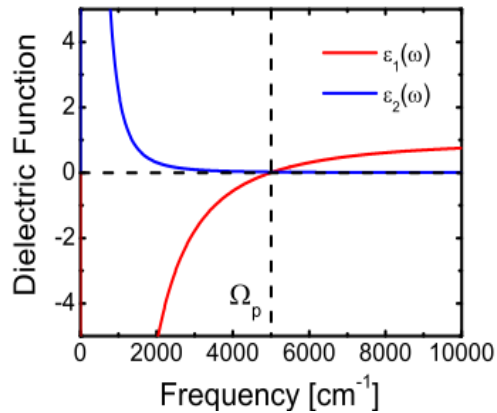
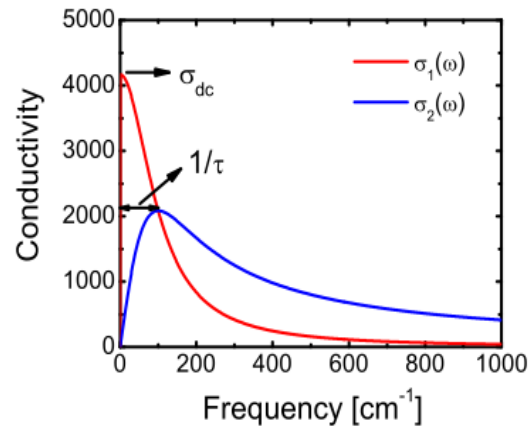
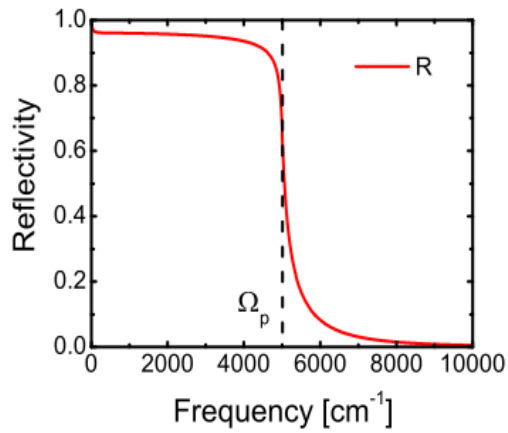
On coupe le ressort :

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{m}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} = -e \vec{E}$$

$$\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega) = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \frac{\tau}{1 - i\omega\tau}$$

« Temps de vie »

Modèle de Drude



Modèle de Drude : marche, parfois...

Modèle de Drude étendu : effet des interactions électroniques et couplage aux modes collectifs

Dépendance en fréquence du taux de diffusion du modèle de Drude

$$\tau^{-1} \Rightarrow \tilde{\tau}^{-1}(\omega) = \tau^{-1}(\omega) - i\omega\tilde{\lambda}(\omega) = -iM(\omega, T)$$

Renormalisation de la masse des QP

Self-énergie optique

$$1 + \tilde{\lambda}(\omega) = \frac{m^*}{m}(\omega)$$

$$\sigma_D(\omega, T) = \frac{i}{4\pi} \frac{\omega_p^2}{\omega + M(\omega, T)} = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_p^2}{1/\tau(\omega, T) - i\omega(1 + \tilde{\lambda}(\omega, T))}$$

La masse effective et le taux de diffusion dépendent de ω

Modèle de Drude étendu

Le taux de diffusion renormalisé et la masse effective peuvent être extraits directement des spectres optiques

$$1/\tau(\omega, T) = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sigma_D(\omega, T)} \right)$$
$$1 + \tilde{\lambda}(\omega, T) = -\frac{\omega_p^2}{4\pi \omega} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{\sigma_D(\omega, T)} \right)$$

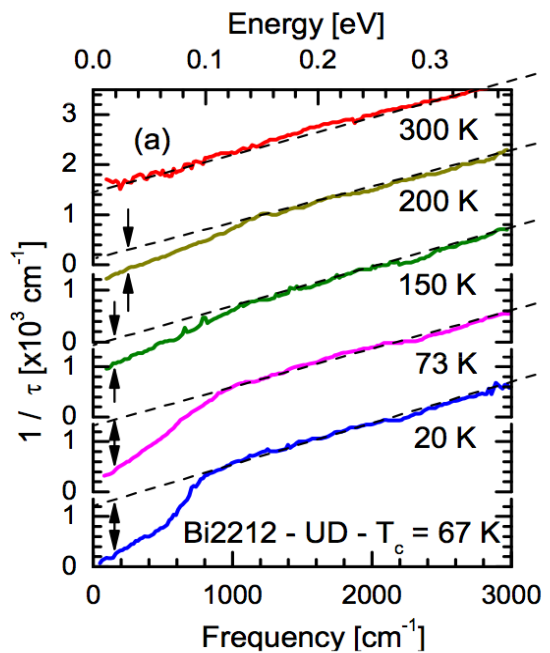
Diffusion par impuretés

$$\tau^{-1} = \text{cste}$$

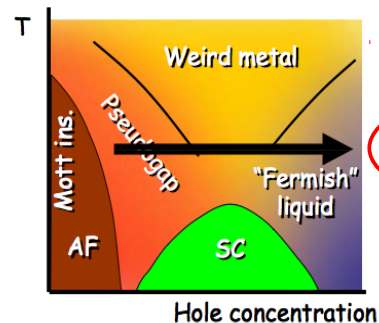
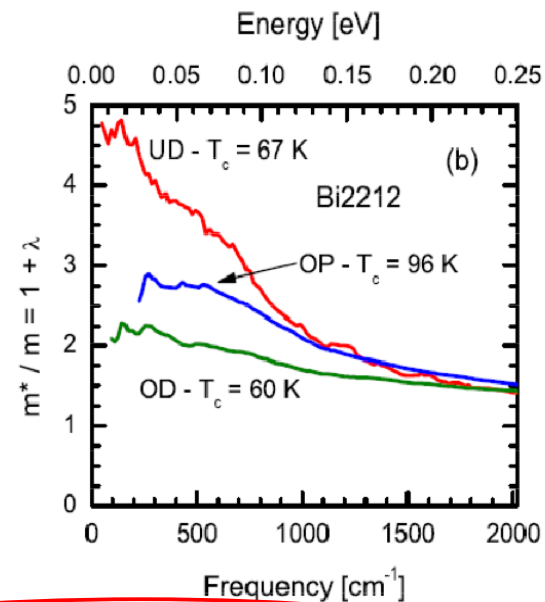
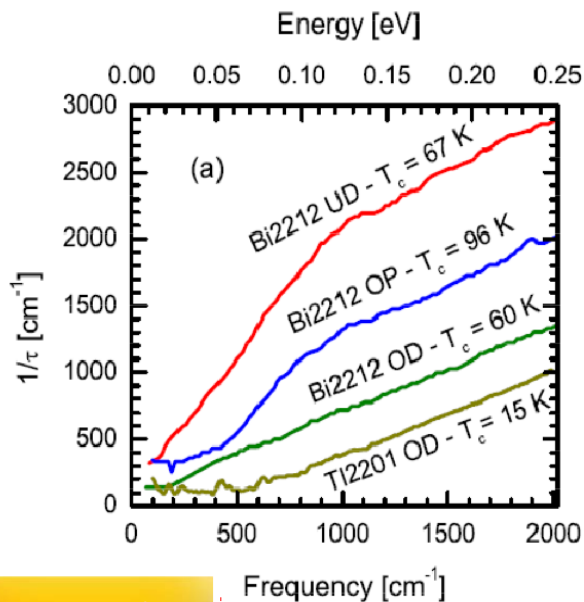
Signature d'un liquide de Fermi

$$\tau^{-1} \propto (\hbar\omega)^2 + (p\pi k_B T)^2$$

Modèle de Drude étendu



Hwang et al., Nature **427**, 714 (2004)



- ✓ $1/\tau$: Fermi liquidness increases with doping
- ✓ m^* : Correlations decrease with increasing doping

Hwang, Nature **427**, 714 (2004)
Ma, PRB **73**, 144503 (2006).

Cf. cours école MICO 2010 (Ricardo Lobo)
http://gdr-mico.cnrs.fr/UserFiles/file/Ecole/lobo_mico.pdf

Approche semi-classique – réponse linéaire

Système à l'équilibre décrit par l'hamiltonien H^0

Deux observables A et B

Hamiltonien de la perturbation $H^i = -f(t)A$

avec $f(t)$ « force » conjuguée de A

$$H = H^0 + H^i$$

Réponse linéaire

Fonction de réponse $\langle B(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{BA}(t-t') f(t') dt'$

Causalité $\chi_{BA}(t-t') = 0$ pour $t < t'$

Fonction de corrélation $\chi_{BA}(t) = \frac{i}{\hbar} \theta(t) \langle [B(t), A] \rangle$

Susceptibilité $\chi_{BA}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{BA}(t) e^{i\omega t} dt$

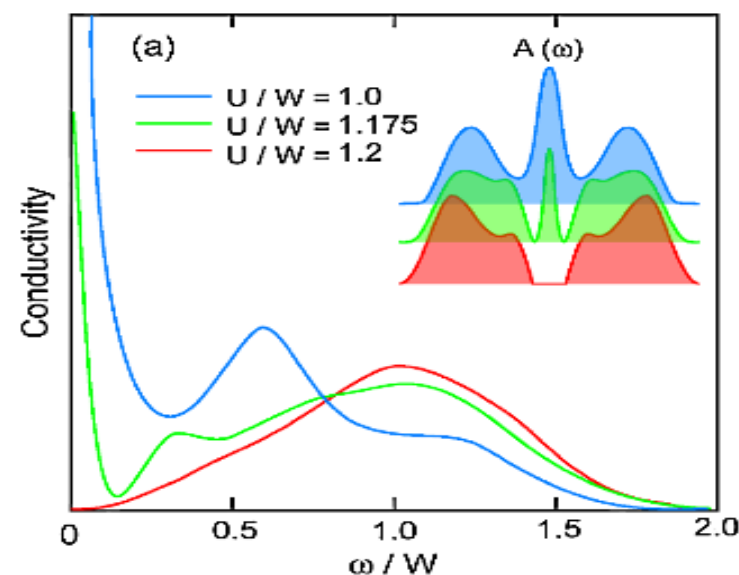
Loi d'Ohm $\langle j_a(\omega) \rangle = \sigma_{ab}(\omega) E_b(\omega)$

Réponse linéaire

Formule de Kubo

$$\sigma_{ab}(\omega) = \frac{ine^2}{m(\omega + i\varepsilon)} \delta_{ab} + \frac{i\chi_{ab}(\omega)}{\omega + i\varepsilon}$$

$$\chi_{ab}(\omega) = \sum_{n,m} \frac{e^{-\beta E_n}}{Z} \left[\frac{\langle n | j_a | m \rangle \langle m | j_b | n \rangle}{\omega - (E_m - E_n) + i\varepsilon} - \frac{\langle n | j_b | m \rangle \langle m | j_a | n \rangle}{\omega + (E_m - E_n) + i\varepsilon} \right]$$



Calculer la fonction de corrélation courant-courant :
connaître les états propres de H

Réponse linéaire

Dans le cas des électrons libres : **modèle de Drude**

$$\sigma_{aa}(\omega) = \frac{ine^2}{m(\omega + i\epsilon)}$$

Pour un système à deux niveaux : **modèle de Lorentz**

$$\sigma_{aa}(\omega) = \frac{i\omega}{4\pi} \frac{\Omega_{01}^2}{\omega(\omega + i\epsilon) - \omega_{01}^2}$$

$$\omega_{01} = (E_1 - E_0)/\hbar$$

Relations de Kramers-Krönig

Causalité

$$\sigma_1(\omega) = \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \sigma_2(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega',$$

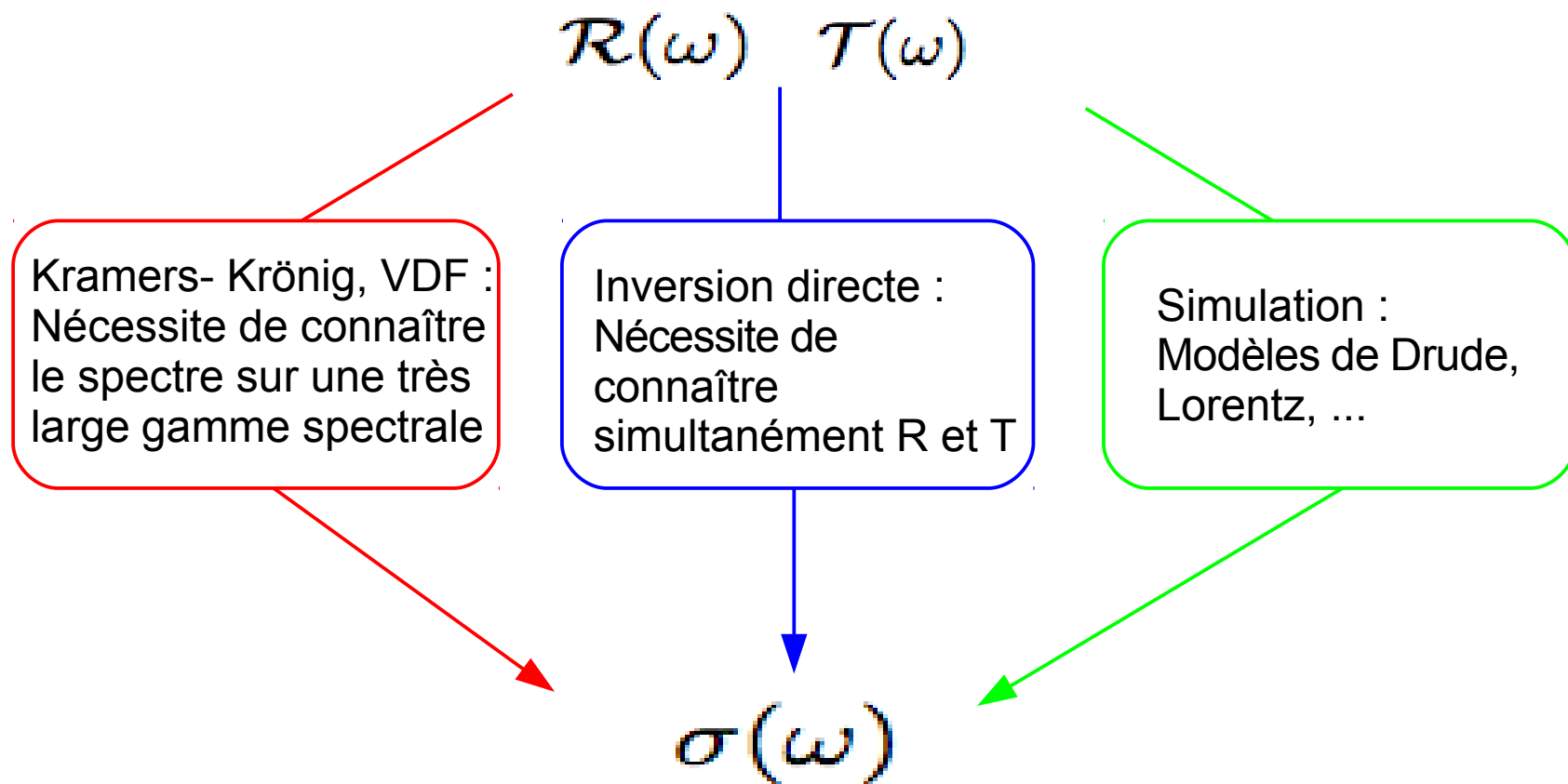
$$\sigma_2(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \mathcal{P} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_1(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'.$$

$$\mathcal{R}(\omega) = \left| \frac{\sqrt{\mu_{\text{sample}}} - \sqrt{\epsilon_{\text{sample}}}}{\sqrt{\mu_{\text{sample}}} + \sqrt{\epsilon_{\text{sample}}}} \right|^2 = \left| r(\omega) e^{i\theta(\omega)} \right|^2$$

$$\theta(\omega) = \frac{\omega}{\pi} (P) \int_0^{\infty} \frac{\ln \mathcal{R}(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega'$$

Calculer $\epsilon(\omega)$: connaître $R(\omega)$ de 0 à ∞

Obtenir les fonctions optiques

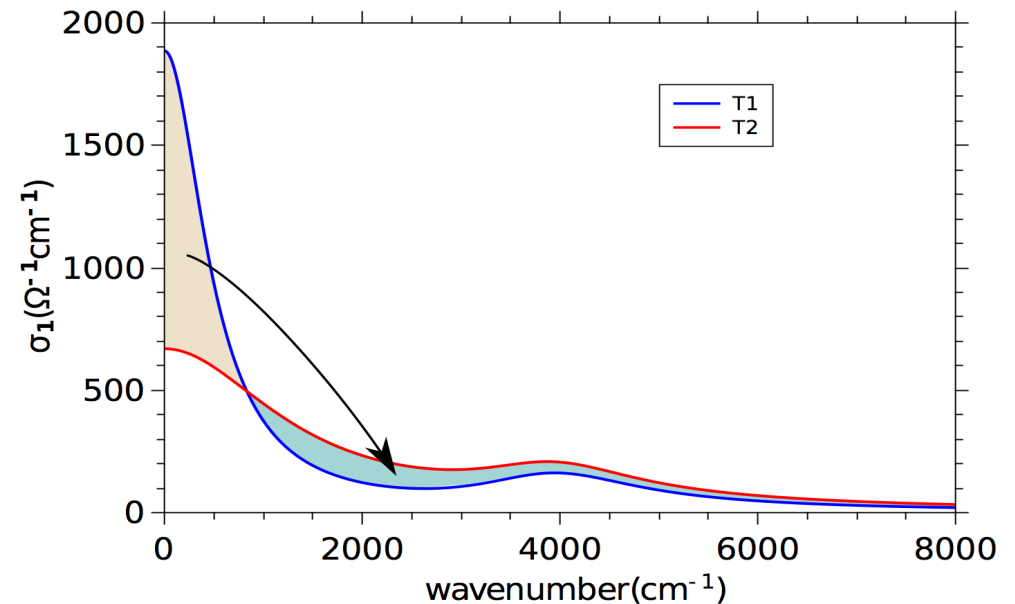


Règles de somme – transfert de poids spectral

Règle de somme f

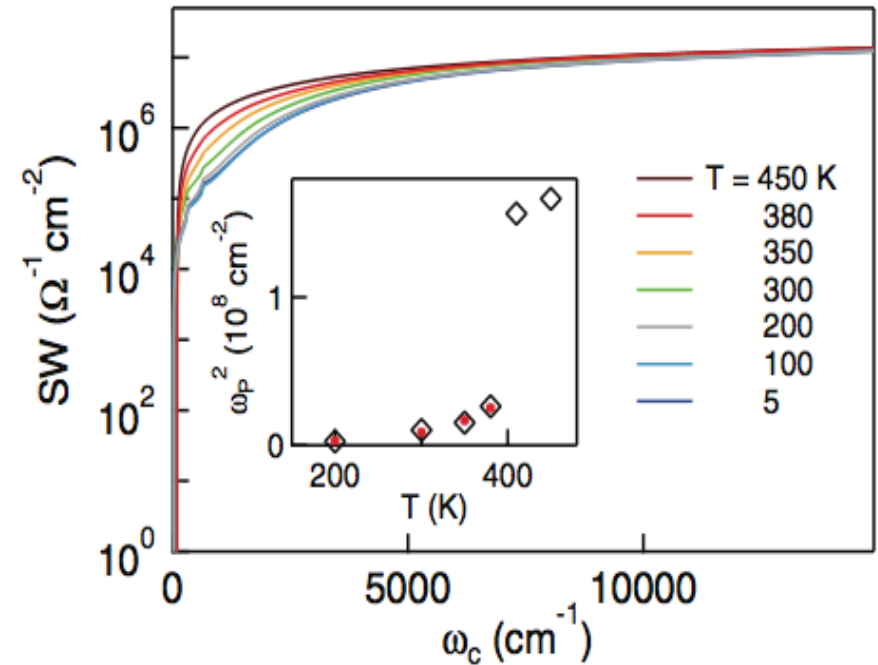
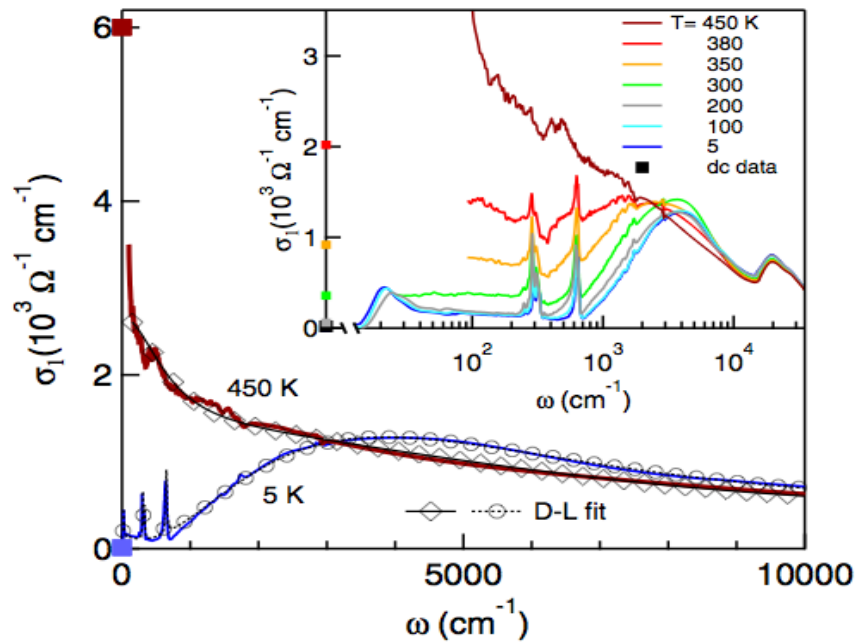
$$\int_0^{\infty} \sigma_1(\omega) d\omega = \frac{\omega_p^2}{8}$$

$$\omega_p^2 \equiv \frac{4\pi e^2 N}{mV}$$



- Le poids spectral est constant
- Lors d'une évolution en T (ou P si on prend en compte V) le SW perdu dans une gamme spectrale est retrouvé dans une autre. On donne l'échelle d'énergie des mécanismes mis en jeu

$$\int_0^{\Omega_c} \sigma_1(\omega, T) d\omega$$

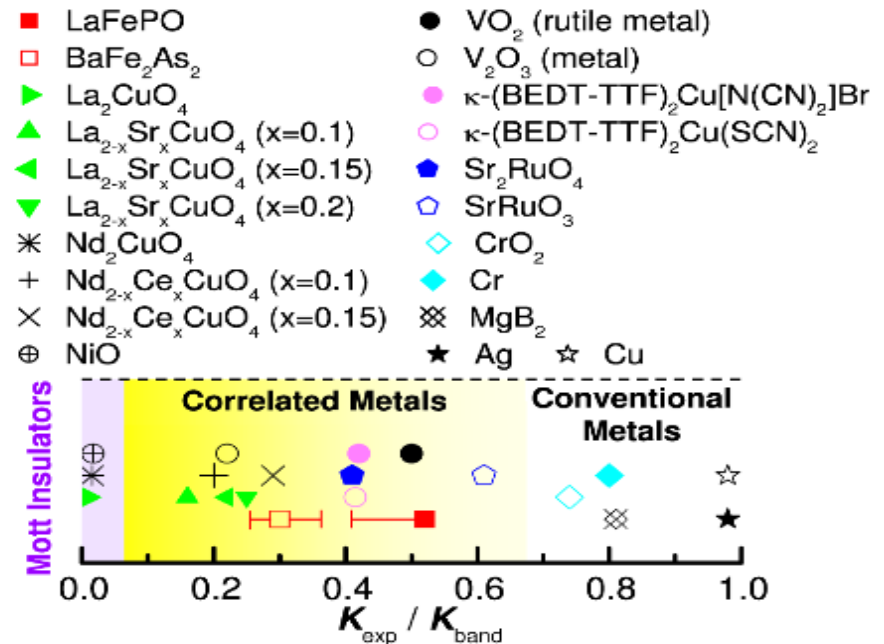
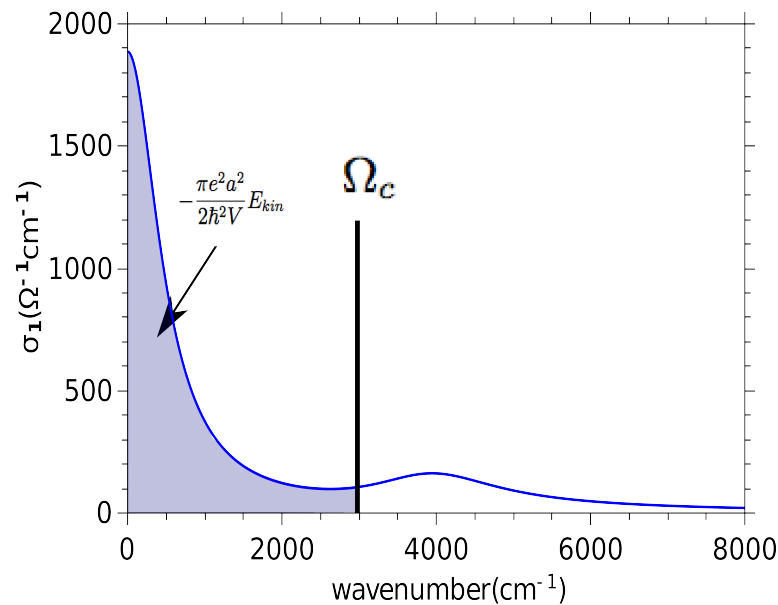


Poids spectral retrouvé au-delà de 10000 cm^{-1} (1.9 eV) :
 énergie caractéristique mise en jeu lors de la TMI

Restricted sum-rule

Liaisons fortes à 1 bande : **SW mesure l' E_c des porteurs de charge de cette bande (attention cut-off Ω_c !!!)**

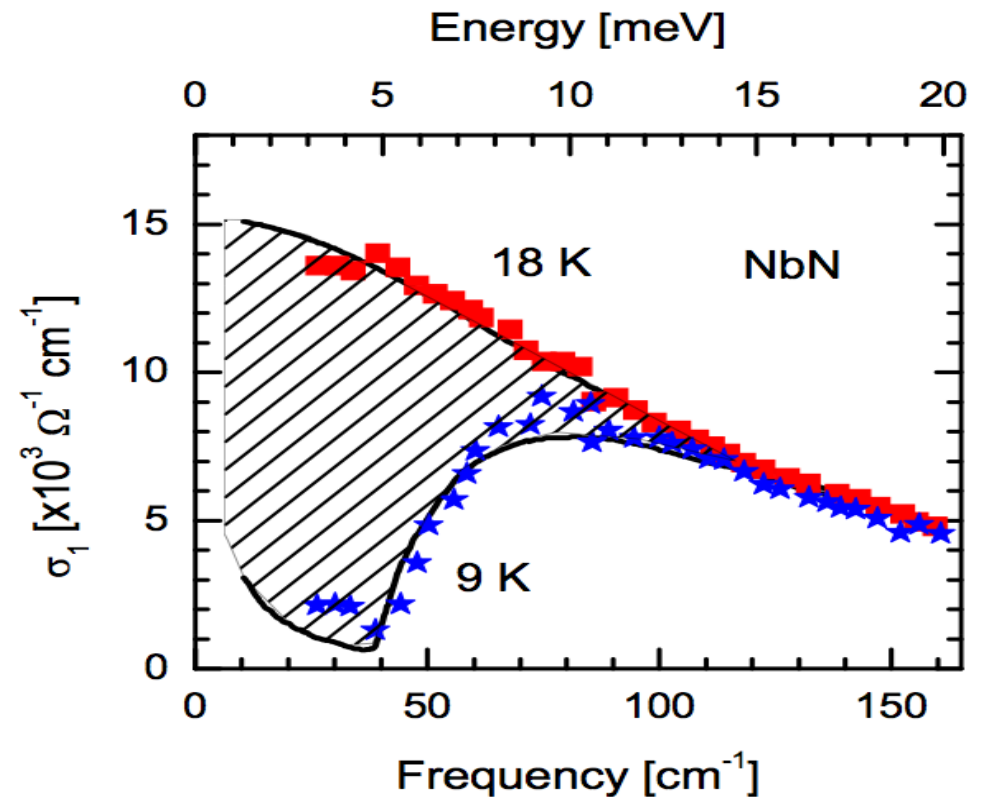
$$\int_0^{\Omega_c} \sigma_1(\omega, T) d\omega = -\frac{\pi e^2 a^2}{2\hbar^2 V} \sum_{k, \sigma} \langle \hat{n}_{k\sigma} \varepsilon_k \rangle_T = -\frac{\pi e^2 a^2}{2\hbar^2 V} E_{kin}(T). \quad K = -4/N \sum_{\mathbf{k}} \frac{d^2 \varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x^2} n_{\mathbf{k}}$$



Ferrell-Glover-Tinkham sum-rule

$$\omega_{p,s}(T)^2 = 8 \int_{0^+}^{\infty} \{ \sigma(\omega, T_c) - \sigma(\omega, T) \} d\omega.$$

Le SW perdu est transféré dans un pic à fréquence nul
 FGT sum rule : si E_{kin} varie peu à T_c mesure la densité superfluide



Exemples

GREMAN

matériaux microélectronique
acoustique nanotechnologies
UMR 7347 Université de Tours / CNRS



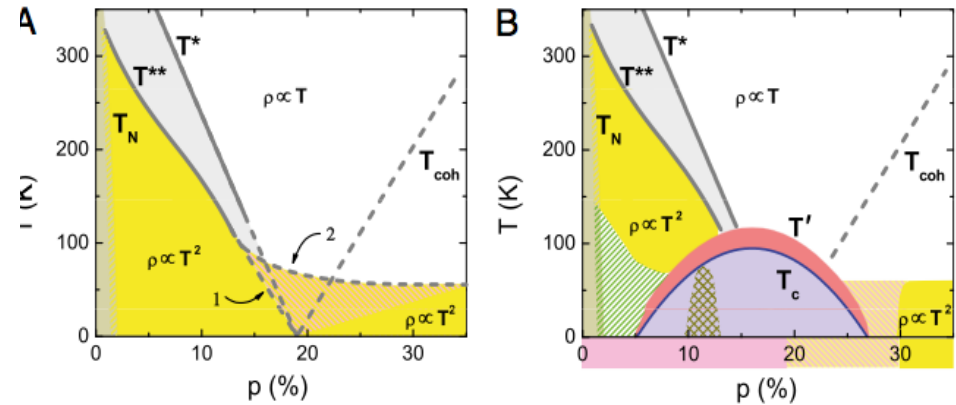
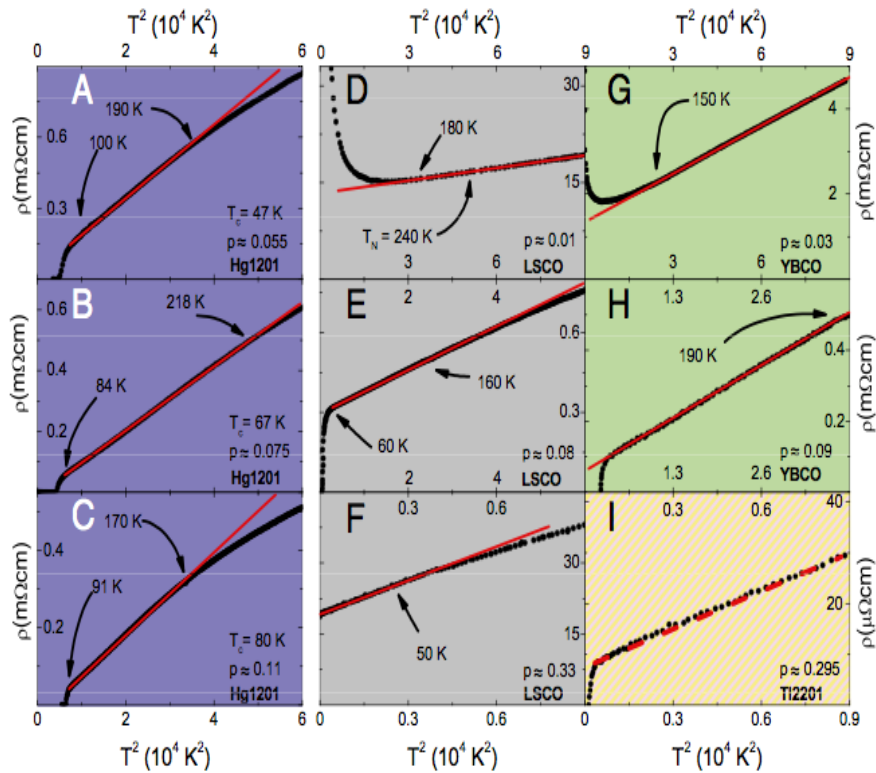
Pseudogap des cuprates

Universal sheet resistance and revised phase diagram of the cuprate high-temperature superconductors

Neven Barišić^{a,b,c,d}, Mun K. Chan^a, Yuan Li^e, Guichuan Yu^a, Xudong Zhao^{a,f}, Martin Dressel^b, Ana Smontara^c, and Martin Greven^{a,1}

Edited[†] by J. C. Seamus Davis, Cornell University, Ithaca, NY, and approved June 4, 2013 (received for review January 31, 2013)

www.pnas.org/cgi/doi/10.1073/pnas.1301989110



Transport : signature de « Fermi liquid-like » dans la phase pseudogap

Spectroscopic evidence for **Fermi liquid-like** energy and temperature dependence of the relaxation rate in the pseudogap phase of the cuprates

Seyed Iman Mirzaei^a, Damien Stricker^a, Jason N. Hancock^{a,b}, Christophe Berthod^a, Antoine Georges^{a,c,d}, Erik van Heumen^{a,e}, Mun K. Chan^f, Xudong Zhao^{f,g}, Yuan Li^h, Martin Greven^f, Neven Barišić^{f,ij}, and Dirk van der Marel^{a,1}

Edited by David Pines, University of California, Davis, CA, and approved February 25, 2013 (received for review October 29, 2012)

www.pnas.org/cgi/doi/10.1073/pnas.1218846110

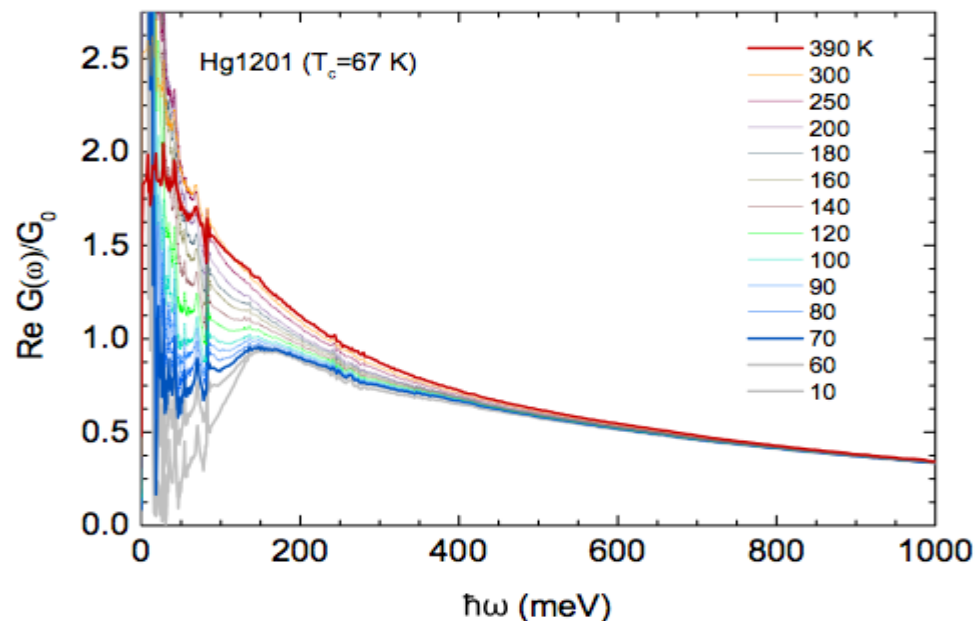
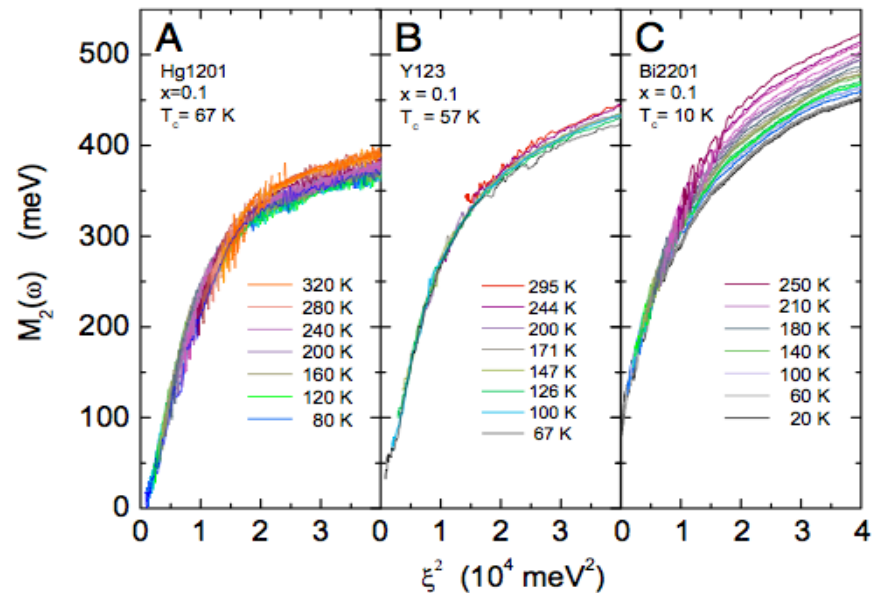
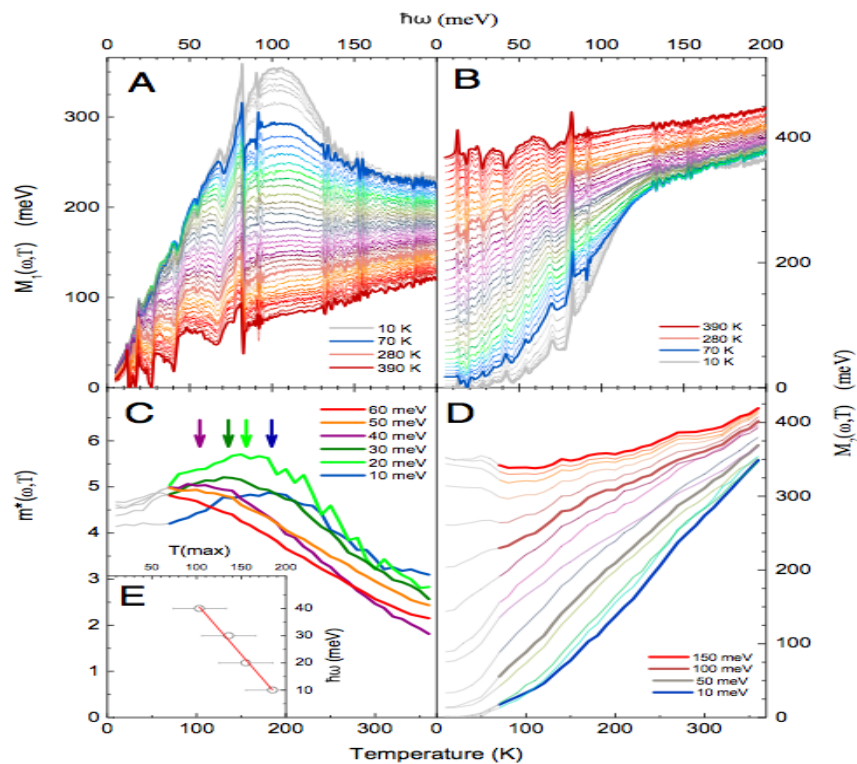


Fig. 1. Optical sheet conductance of underdoped Hg1201 ($T_c = 67$ K). Temperatures from 10 to 390 K. Data below T_c are shown in gray.

Signature optique de « Fermi liquid -like » : dépendance en T et ω du taux de diffusion dans un modèle de Drude étendu

$$\tau^{-1} \propto (\hbar\omega)^2 + (p\pi k_B T)^2$$



$$\tau^{-1} \propto (\hbar\omega)^2 + (p\pi k_B T)^2$$

Scaling du taux de diffusion comme
Dépendance en ω^2 et en T^2 « Fermi
liquid-like »

In summary, we have shown from optical spectroscopy measurements that the ungapped near-nodal excitations of underdoped cuprate superconductors obey Fermi liquid behavior when materials with reduced amount of disorder are considered. This observation, which is at variance with some established paradigms, provides leads toward understanding of the metallic state and high-temperature superconductivity in these materials.

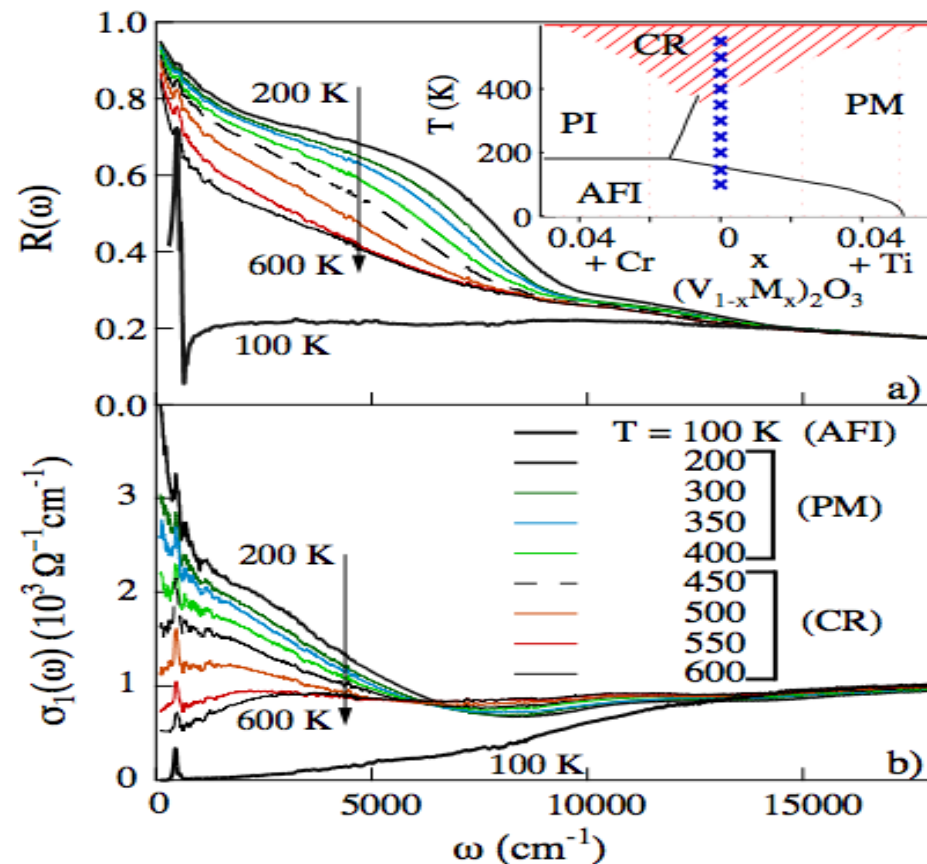
Corrélations électroniques- transition de Mott

PHYSICAL REVIEW B 77, 113107 (2008)

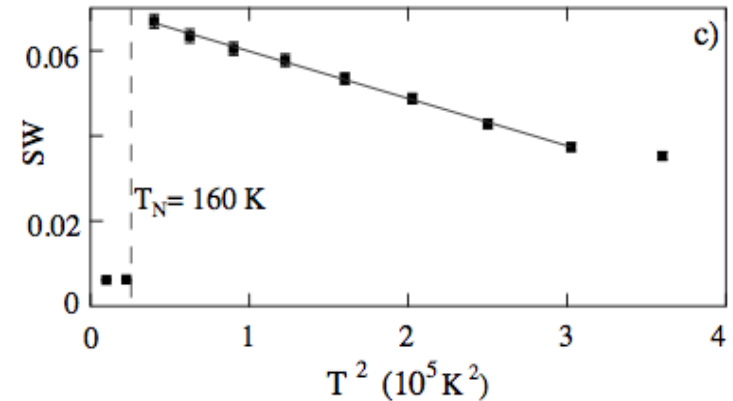
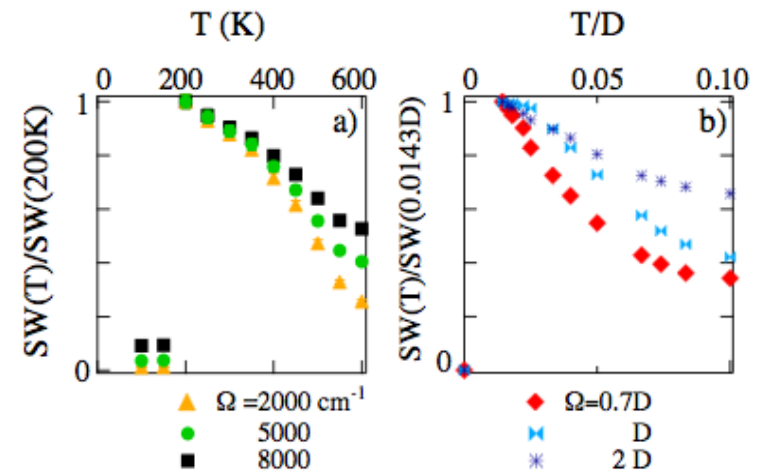
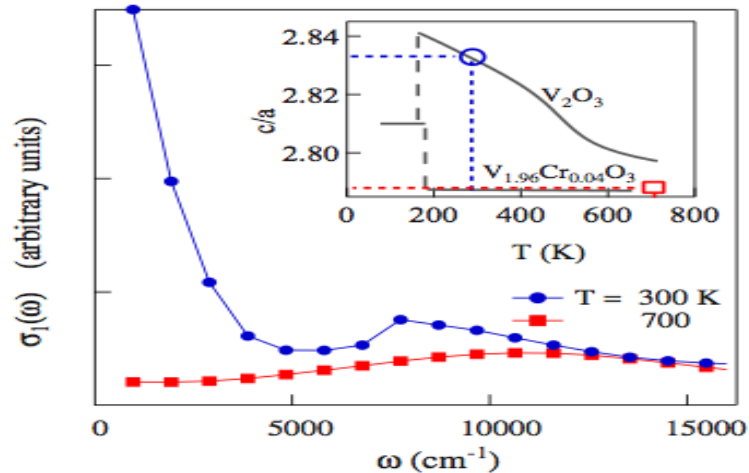
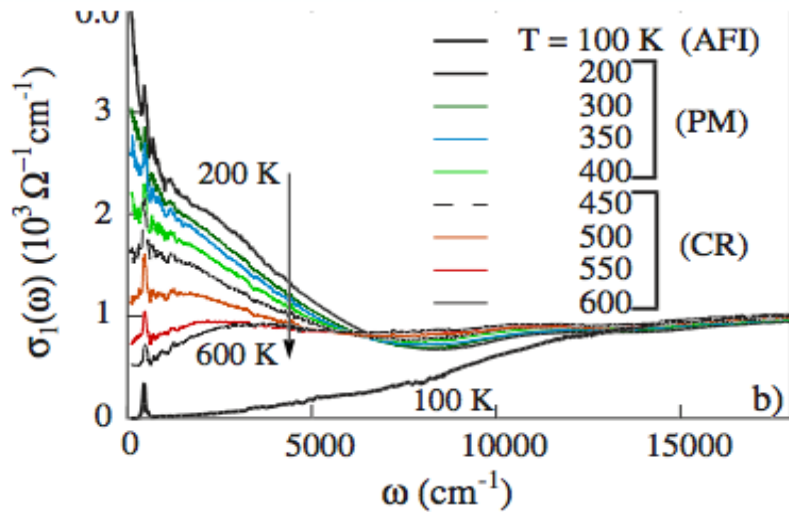
Quasiparticle evolution and pseudogap formation in V_2O_3 : An infrared spectroscopy study

L. Baldassarre,¹ A. Perucchi,^{1,2} D. Nicoletti,¹ A. Toschi,³ G. Sangiovanni,³ K. Held,³ M. Capone,⁴ M. Ortolani,⁵
L. Malavasi,⁶ M. Marsi,⁷ P. Metcalf,⁸ P. Postorino,¹ and S. Lupi¹

Crossover cohérent-incohérent et
échelle énergie dans la phase
métallique de V_2O_3

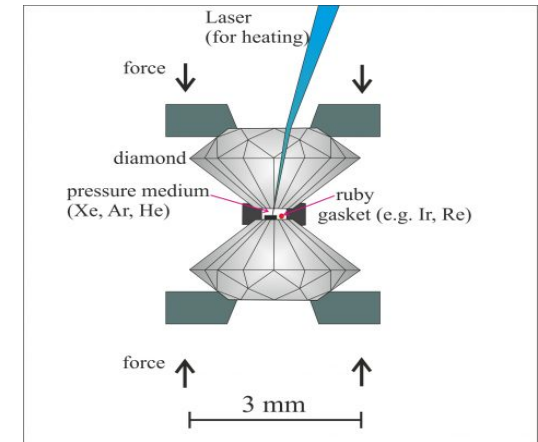
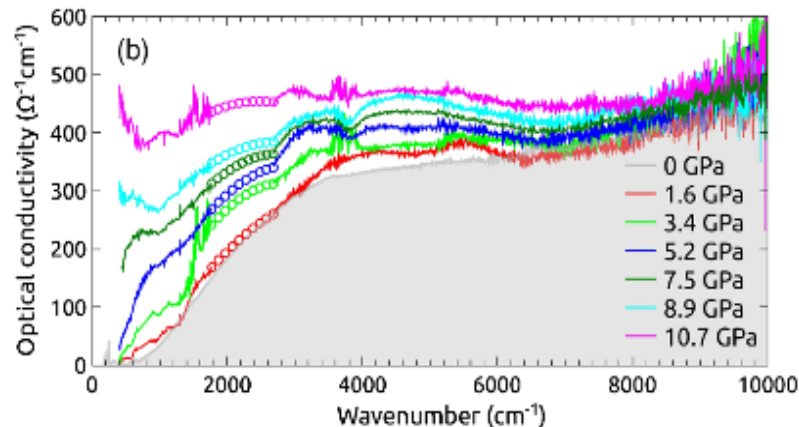
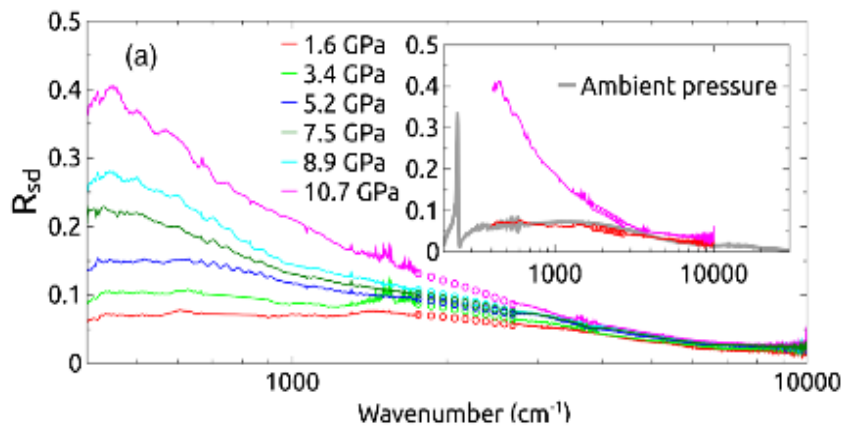


Comparaison LDA+DMFT



Optical Conductivity Measurements of GaTa_4Se_8 Under High Pressure: Evidence of a Bandwidth-Controlled Insulator-to-Metal Mott Transition

V. Ta Phuoc,¹ C. Vaju,² B. Corraze,² R. Socrase,³ A. Perucchi,⁴ C. Marini,³ P. Postorino,³ M. Chligui,¹ S. Lupi,³ E. Janod,² and L. Cario²



GaTa_4Se_8 :

- pas de dopage ou de substitution
- grande connectivité des clusters de Ta

DFT prédit un état métallique mais isolant (de Mott) en pratique

TMI sous pression sans changement de structure : bandwidth controlled TMI

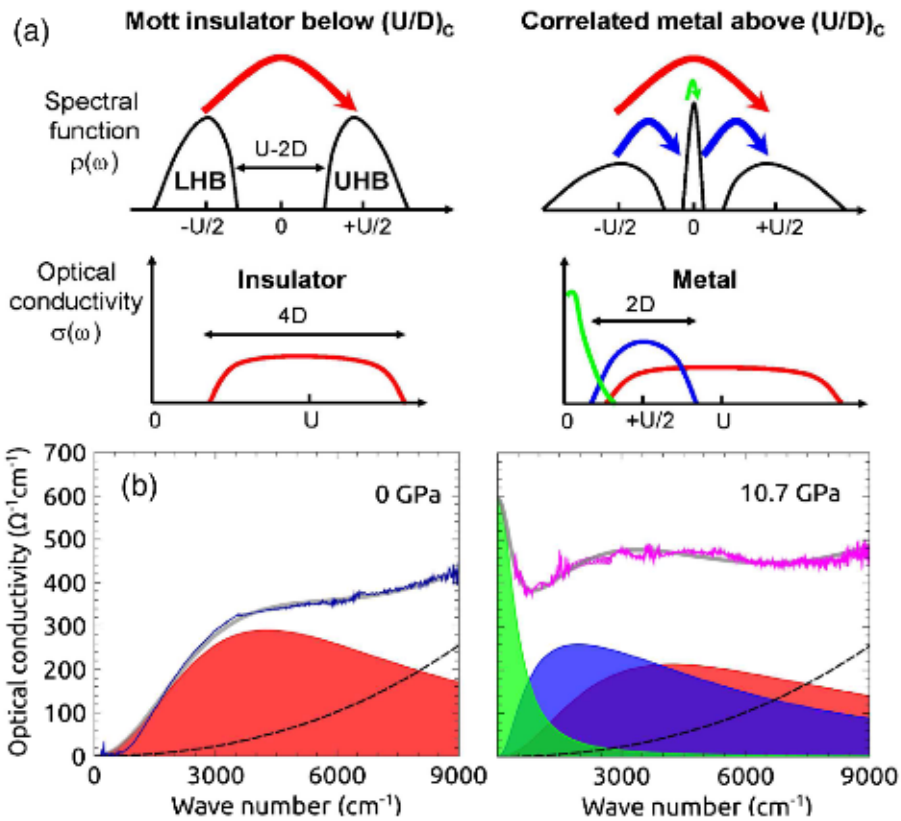
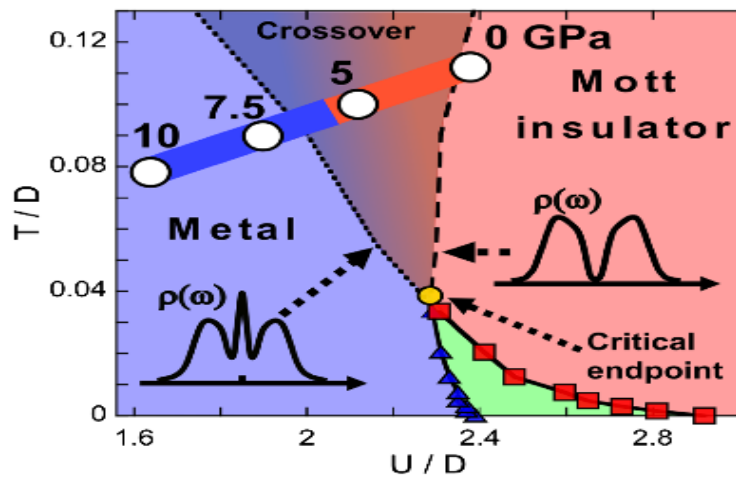
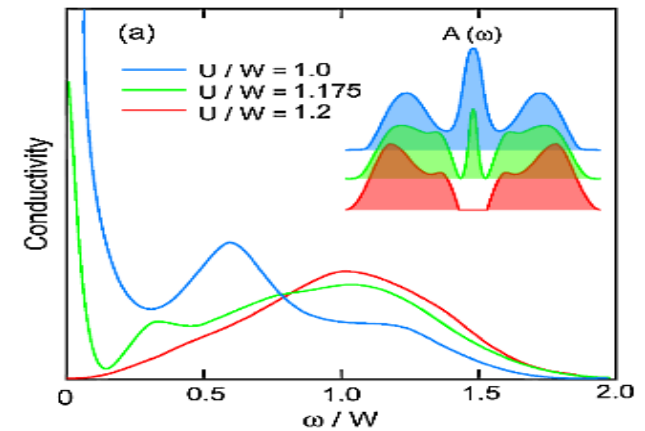


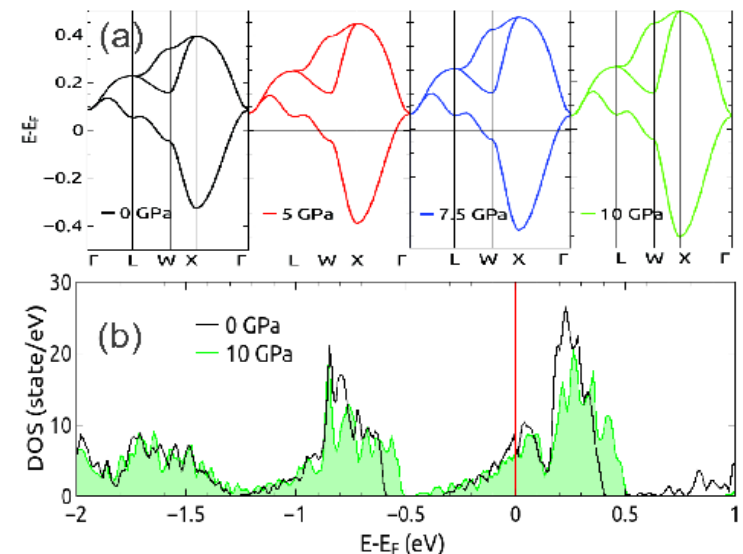
Diagramme de phase générique DMFT



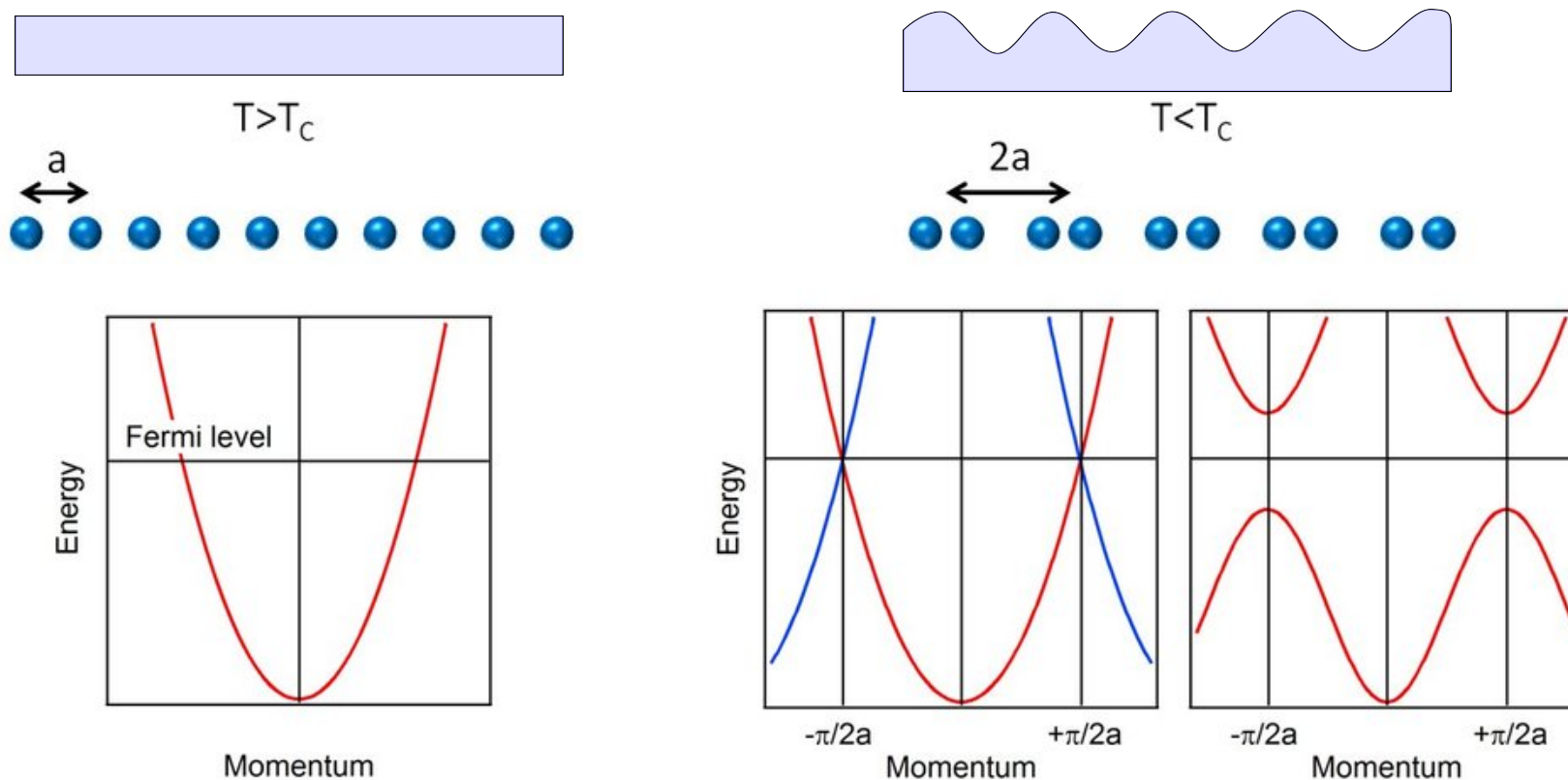
Calculs DMFT : hypercubic, half-filled



Dépendance en pression de la largeur de bande « nue » calculée par DFT



Transition de Peierls - CDW



Charge-density-wave-phase—mode evidence in one-dimensional $K_{0.3}MoO_3$

G. Travaglini and P. Wachter

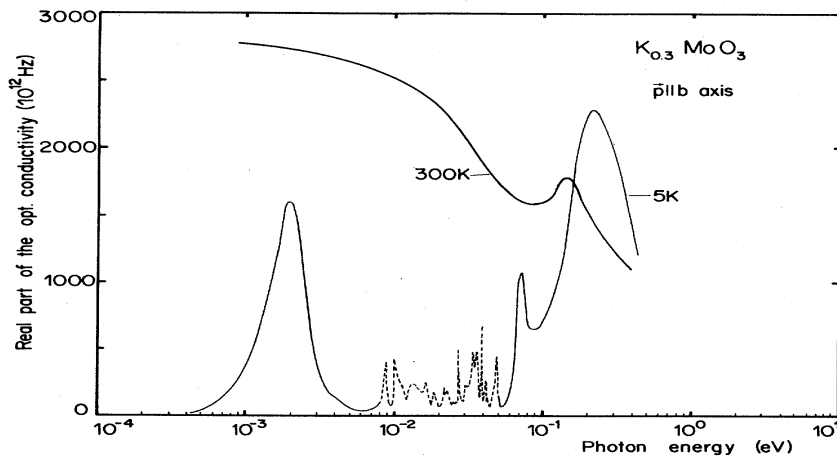
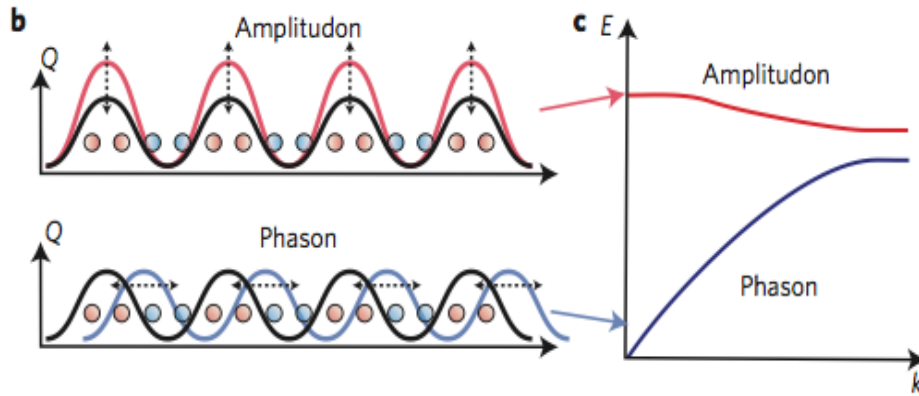


FIG. 6. Optical conductivity of the blue bronze at 5 and 300 K. The FIR structure is the resonance of the oscillating CDW.

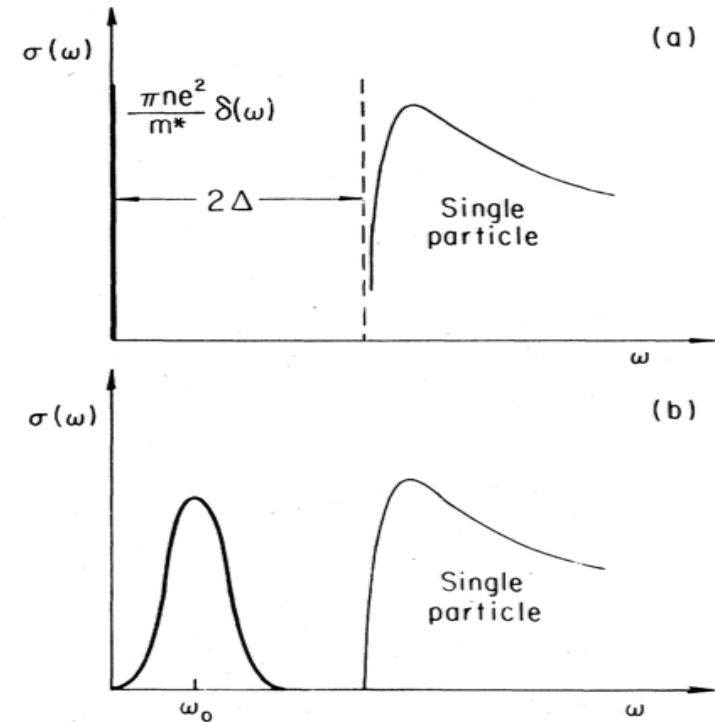
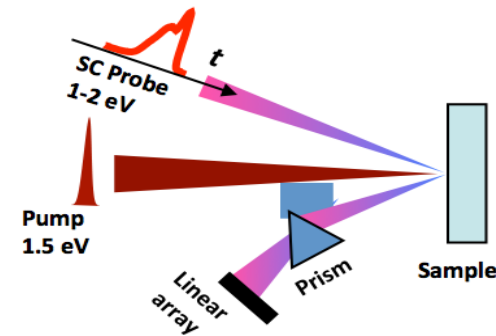
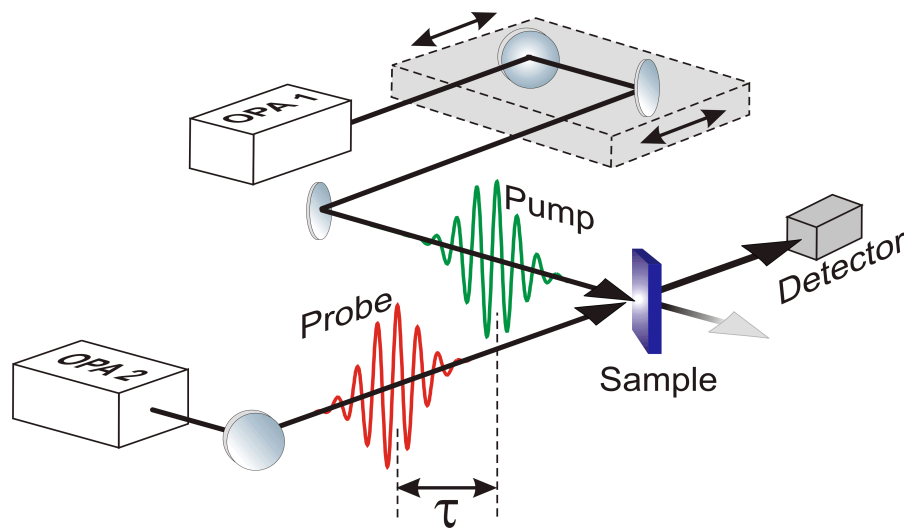


FIG. 8. Frequency-dependent response of the collective mode (a) without pinning, and (b) with pinning and damping. The response at frequencies $\omega > 2\Delta/h$ is due to single-particle excitations.

Spectroscopie optique résolue en temps

Préparer le système avec une pompe optique (10-40 fs) avant de mesurer sa réflectivité ou sa transmission pendant son retour à l'équilibre

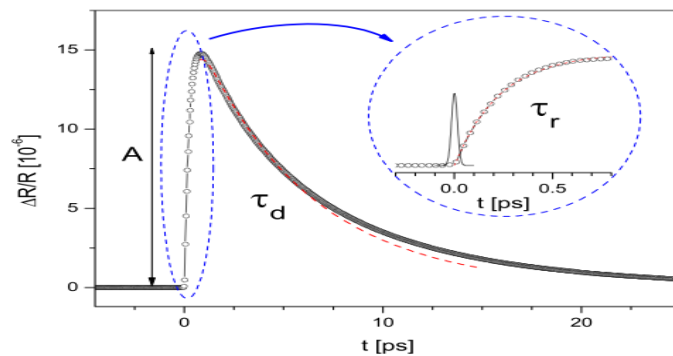
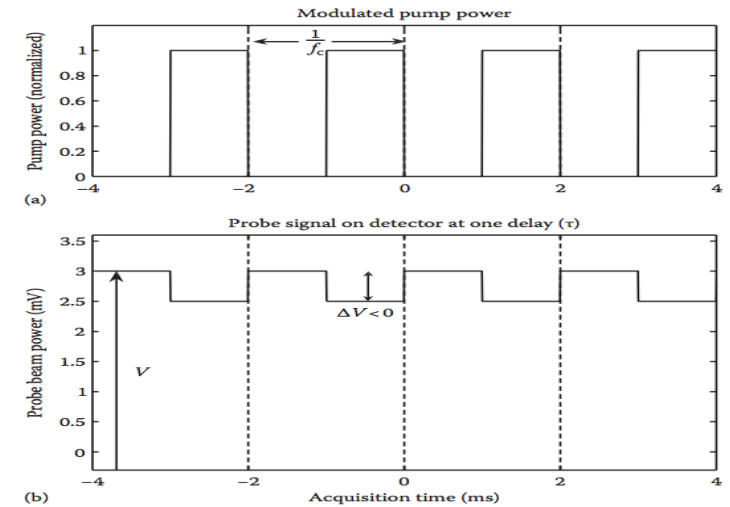
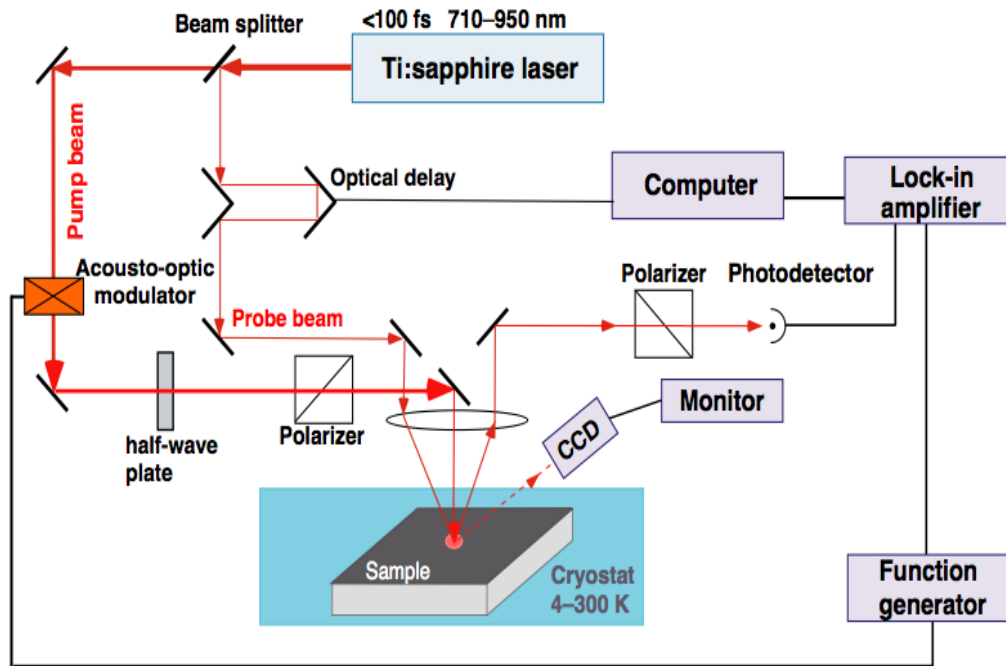


Paramètres importants :

- Longueur d'onde pompe
- Fluence pompe
- Longueur d'onde sonde

$$\frac{\Delta R}{R}(t) = \frac{\partial \ln(R)}{\partial \epsilon_1} \Delta \epsilon_1(t) + \frac{\partial \ln(R)}{\partial \epsilon_2} \Delta \epsilon_2(t),$$

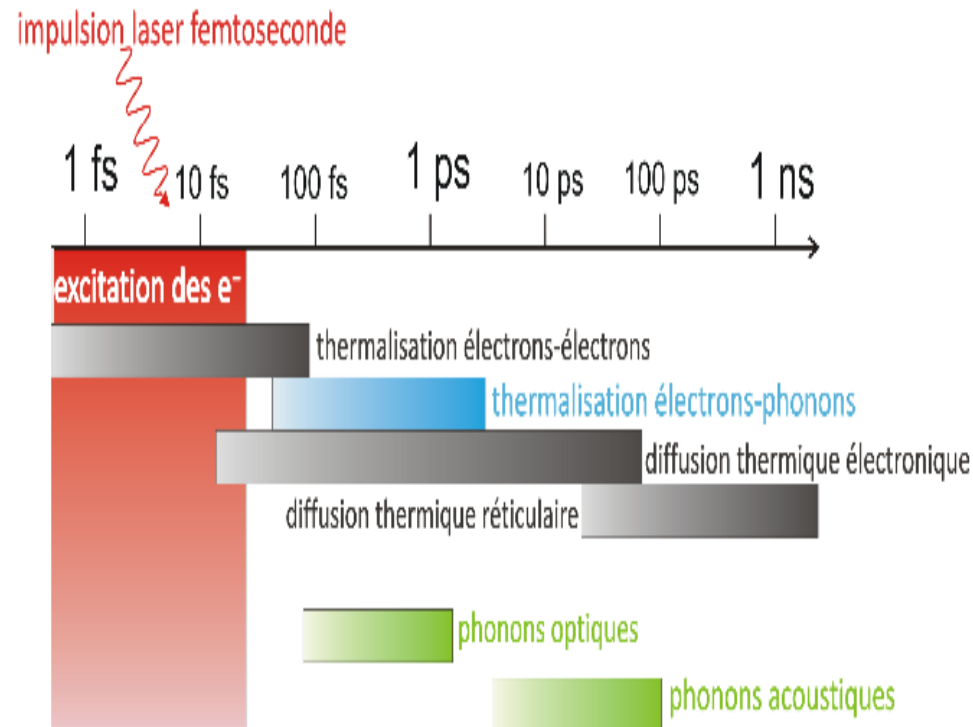
Spectroscopie pompe-sonde



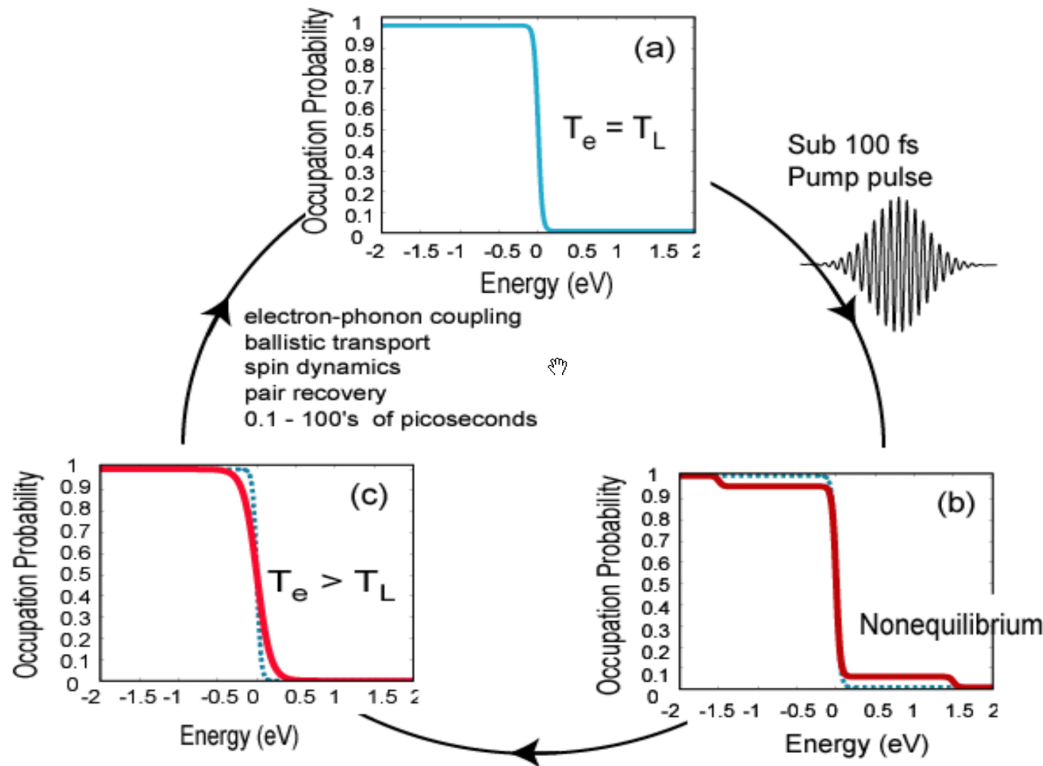
$$\Delta R(t)/R = H(t)[Ae^{-t/\tau_d} + C].$$

$$H(t) = \theta(t)(1 - \exp^{-t/\tau_r})$$

Echelle de temps sondée sub-ps à 100 ps



Dynamique dans un métal



$$\tau_{e-e} = \frac{1}{\omega_p} \frac{\epsilon_e}{E_F} \ll \tau_{e-ph}$$

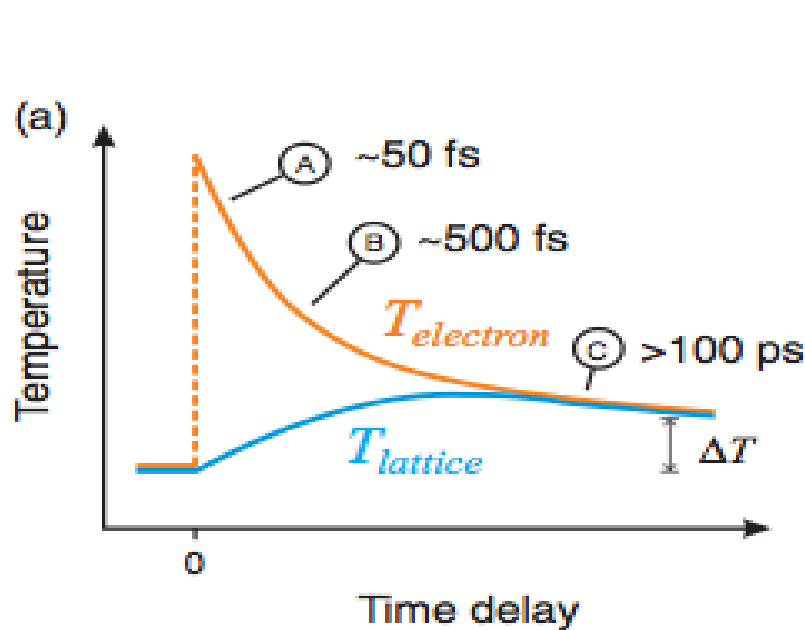
$$\tau_{ph-ph} = \frac{1}{\omega_D} \frac{T_L}{\Theta_D}$$

i- distribution électronique non-thermique

ii- thermalisation e-e à T_e : le réseau et les e satisfont leur distribution d'équilibre à T_l et T_e

iii- transfert de l'excès d'énergie aux autres degrés de liberté du système

TTM : mesure du couplage e-ph



couplage
e-ph

Énergie
absorbée

$$\gamma_e T_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = G(T_e, T_l) + \frac{1 - \mathcal{R} - \mathcal{T}}{l_s} I(t)$$

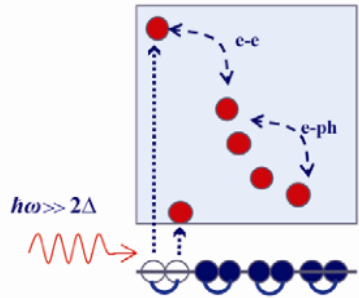
$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = -G(T_e, T_l)$$

Fonction spectrale e-phonon
(Théorie d'Eliashberg)

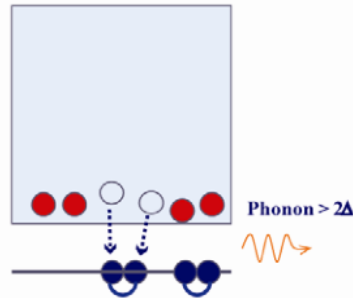
$$G(T_e, T_l) = \frac{6\gamma_e}{\pi \hbar k_B^2} \int_0^\infty d\Omega \alpha^2 F(\Omega) \Omega^2 [N(\Omega, T_l) - N(\Omega, T_e)]$$

Gap dans le spectre d'excitations à une particule : phonon bottleneck

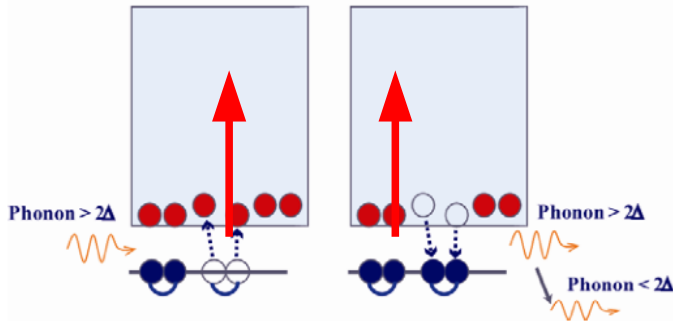
(a) Thermalization process



(b) Quasiparticle recombination



(c) Phonon rebreak Cooper pairs OR Phonon anharmonic decay



(d) Phonon escape to substrate

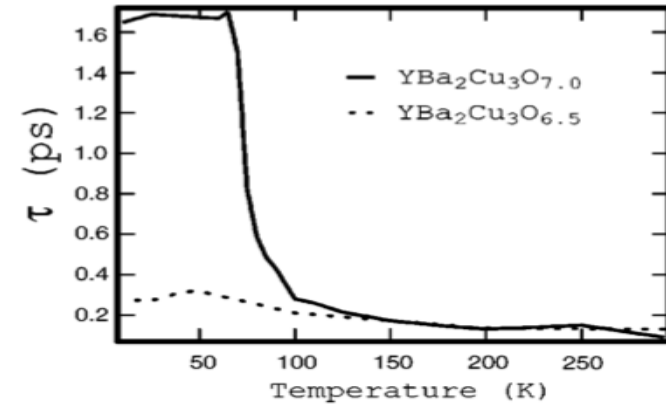
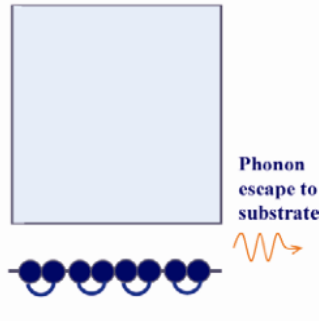


FIG. 4. Measured lifetimes as a function of temperature using all optical pump-probe spectroscopy. The solid line is for YBCO_{7.0} and the dotted line is for YBCO_{6.5}.

$$\frac{dN}{dt} = I(t) + 2\beta N_{\omega} - RN^2,$$

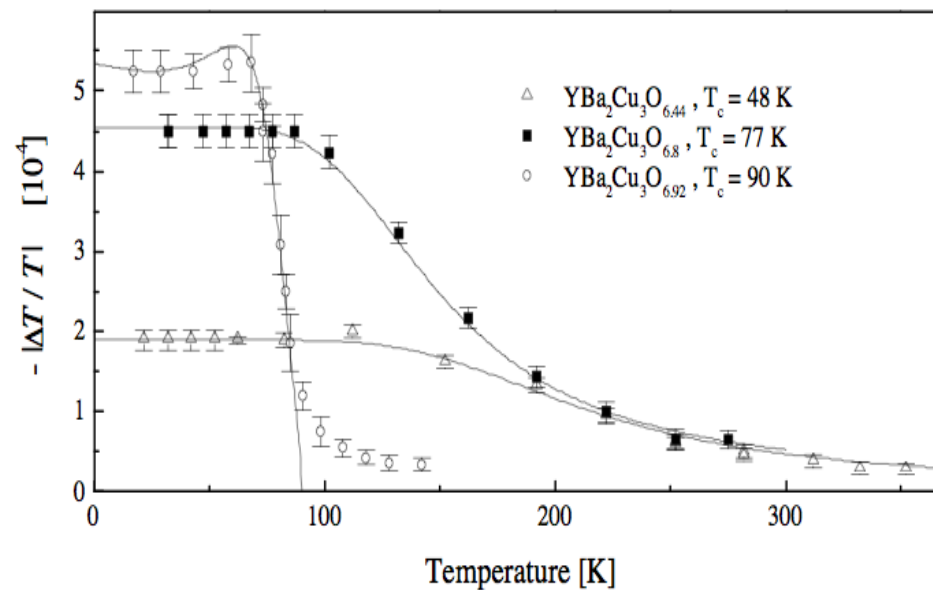
$$\frac{dN_{\omega}}{dt} = \frac{RN^2}{2} - \beta N_{\omega} - \frac{(N_{\omega} - N_{\omega T})}{\tau_{\gamma}},$$

$$\Delta R \propto n_{sp}$$

Bottleneck(Near steady-state conditions) : Dépendance en T de n_{sp} selon la nature du gap Δ

$$|\Delta T / T| \propto -\frac{1}{\Delta_0} \left[1 + \frac{2\nu}{N(0)\hbar\Omega} e^{-\Delta_0/k_B T} \right]^{-1}, \quad \Delta = \text{cste}$$

$$|\Delta T / T| \propto -\frac{1}{\Delta(T) + k_B T / 2} \left[1 + \frac{2\nu}{N(0)\hbar\Omega} \sqrt{2k_B T / \pi \Delta(T)} \cdot e^{-\Delta(T)/k_B T} \right]^{-1}, \quad \Delta = \text{BCS-like}$$



V.V. Kabanov, J. Demsar, D. Mihailovic

Exemples

GREMAN

matériaux microélectronique
acoustique nanotechnologies
UMR 7347 Université de Tours / CNRS



Single Particle and Collective Excitations in the One-Dimensional Charge Density Wave Solid $K_{0.3}MoO_3$ Probed in Real Time by Femtosecond Spectroscopy

J. Demsar,¹ K. Biljaković,² and D. Mihailovic¹

- Réponse oscillatoire ne correspond à aucune fréquence phonon

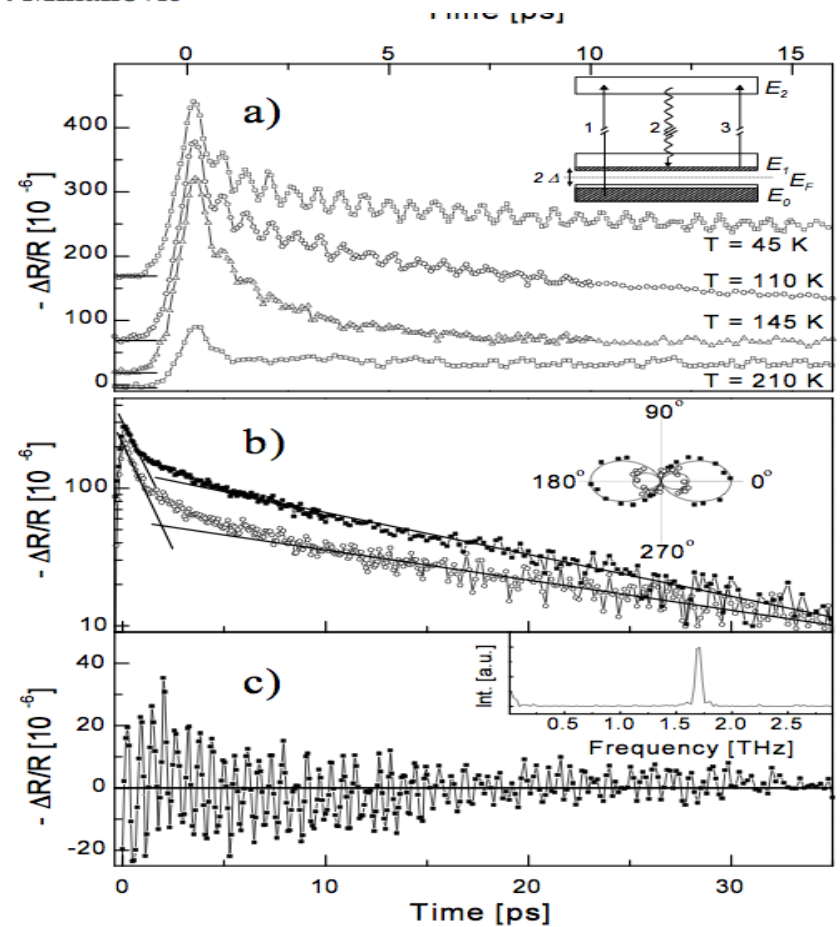
- 2 temps de relaxation détectés amplitudon

$$\Delta R(t, T) / R = A(T) e^{-t/\tau_A} \cos(\omega_{AT} + \phi_0) + P(T) e^{-t/\tau_p} + S(T) e^{-t/\tau_s} + B(T)$$

phason

Recombinaison

Expé



Dépendance en T de l'amplitude et du temps de relaxation : fermeture du gap BCS-like

signal amplitude below T_c for a T -dependent gap $\Delta(T)$ — for simplicity using a BCS-like T dependence — is given by [5]

$$S(T) \propto n_{sp}^* = \frac{\mathcal{E}_I / [\Delta(T) + k_B T / 2]}{1 + \gamma \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi \Delta(T)}} \exp[-\Delta(T) / k_B T]}, \quad (2)$$

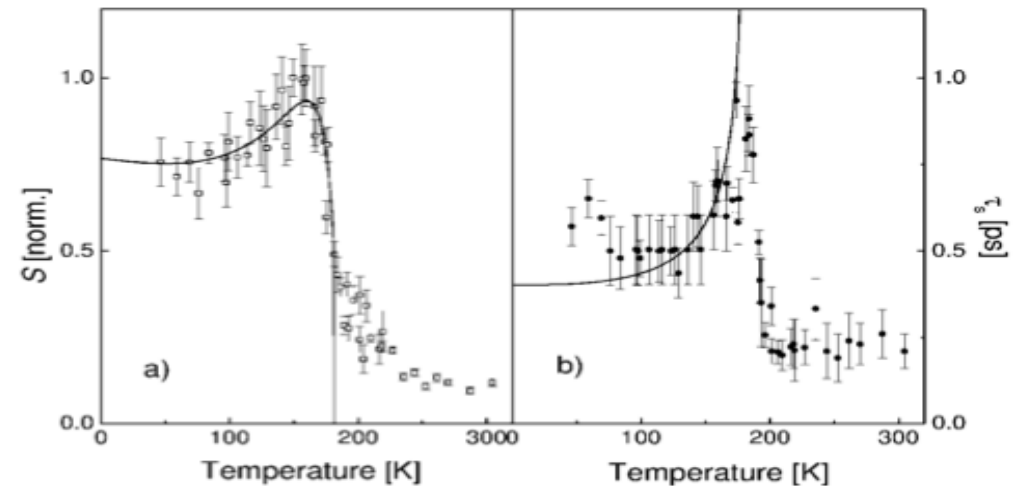
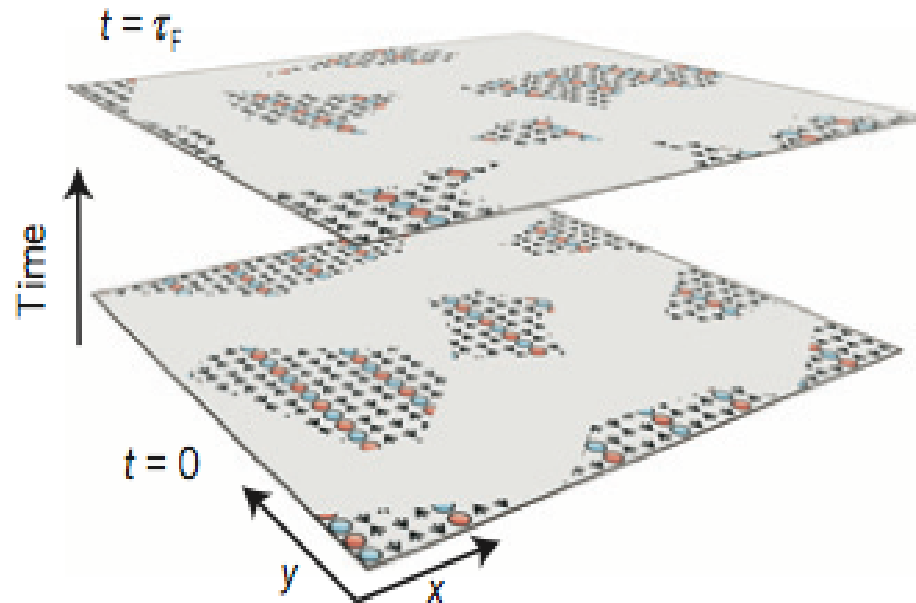


FIG. 3. (a) The T dependence of $S(T)$. The fit to the data for $S(T)$ is shown using Eq. (2) with a BCS-like gap $\Delta_{\text{BCS}}(T)$ opening at $T_c^{3\text{D}} = 183$ K. (b) The SP relaxation time τ_s as a function of T and a fit using Eq. (25) of Ref. [5].

Cdw fluctuante et supra

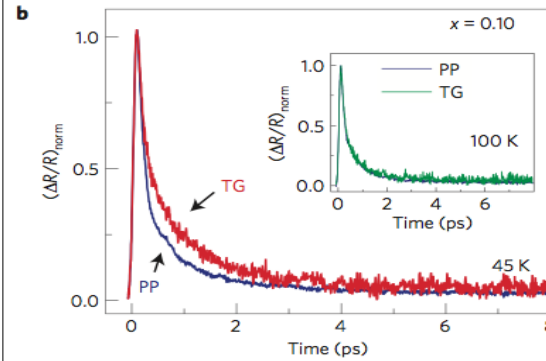
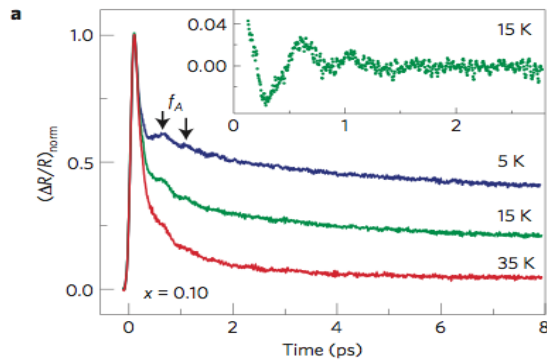
Ghiringhelli, G. *et al.* Long-range incommensurate charge fluctuations in $(Y, Nd)Ba_2Cu_3O_{6+x}$. *Science* **337**, 821–825 (2012).

Chang, J. *et al.* Direct observation of competition between superconductivity and charge density wave order in $YBa_2Cu_3O_y$. *Nature Phys.* **8**, 871–876 (2012).

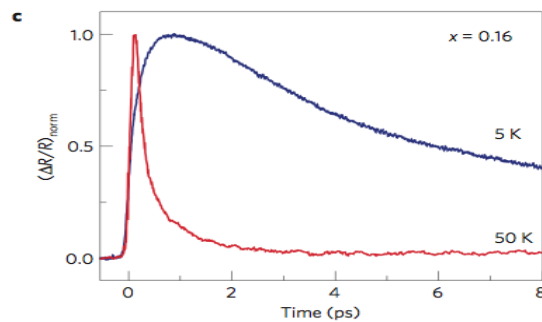


Fluctuating charge-density waves in a cuprate superconductor

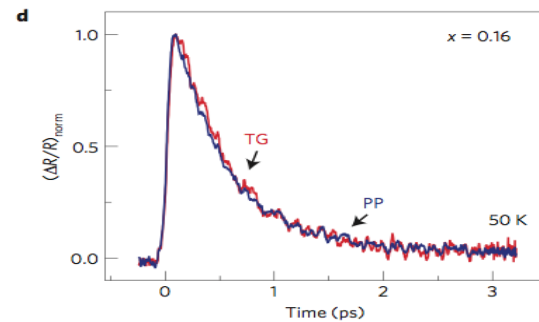
Darius H. Torchinsky^{1†}, Fahad Mahmood^{1†}, Anthony T. Bollinger², Ivan Božović² and Nuh Gedik^{1*}



LSCO sous-dopé
($T_c = 26\text{K}$):
Amplitudon +
phason à basse T

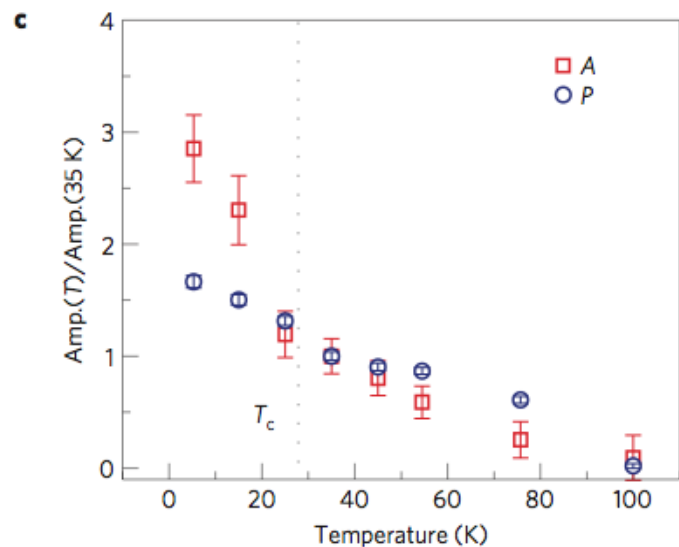
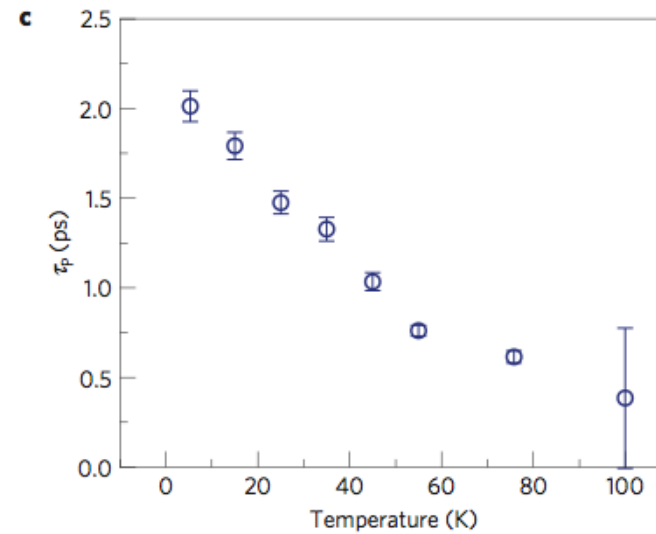
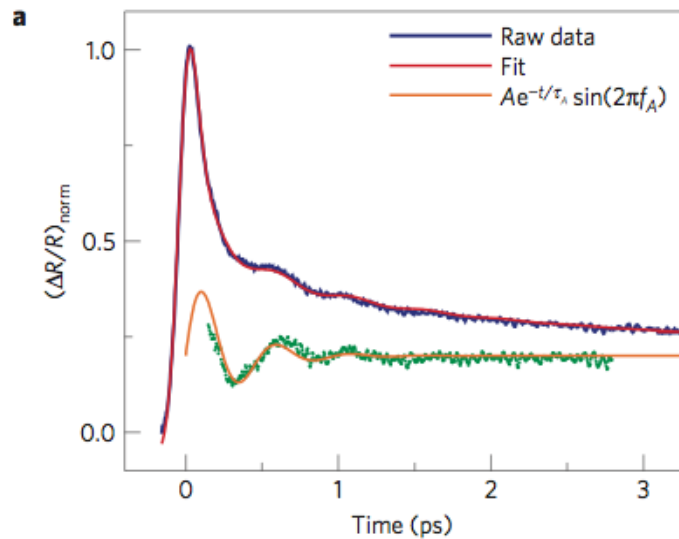


Pompe-sonde :
Oscillations dues à
l'amplitudon



Transient grating (intensité
pompe varie spatialement):
réponse lente additionnelle
due au phason

LSCO
optimalement dopé



- Amplitudon + phason jusqu'à 100K ($>T_c=26K$)
- temps de relaxation cdw 500 fs à 2 ps
- Scénario compétition cdw-supra

ARTICLE

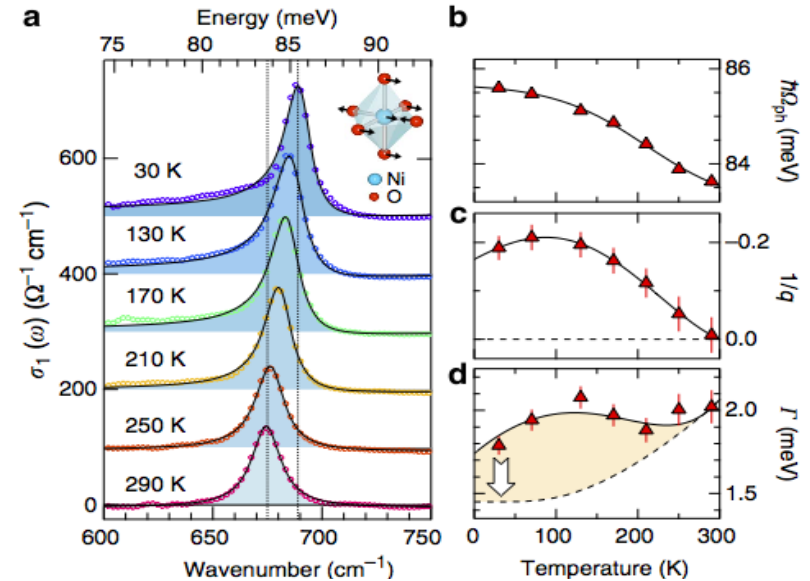
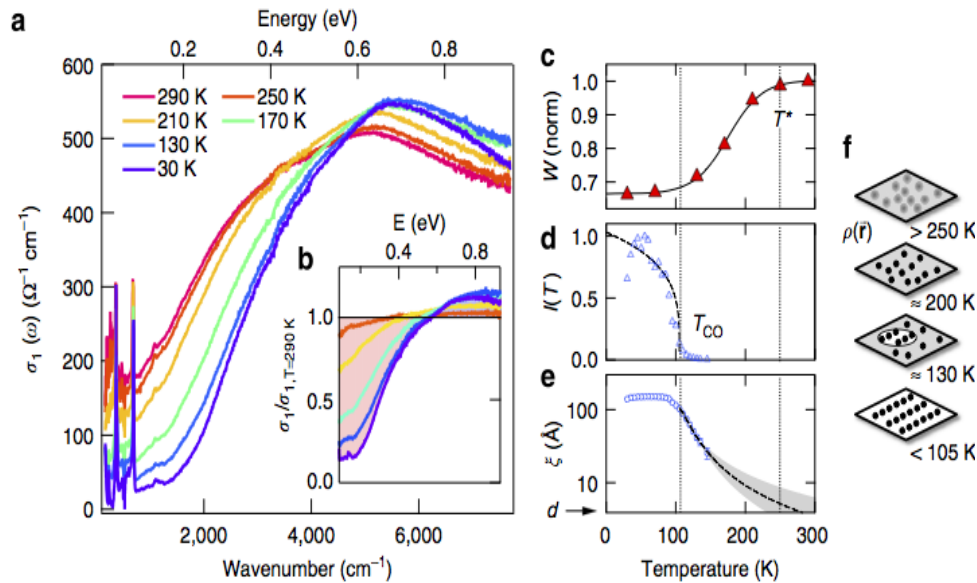
Received 19 Apr 2013 | Accepted 19 Sep 2013 | Published 24 Oct 2013

DOI: 10.1038/ncomms3643

OPEN

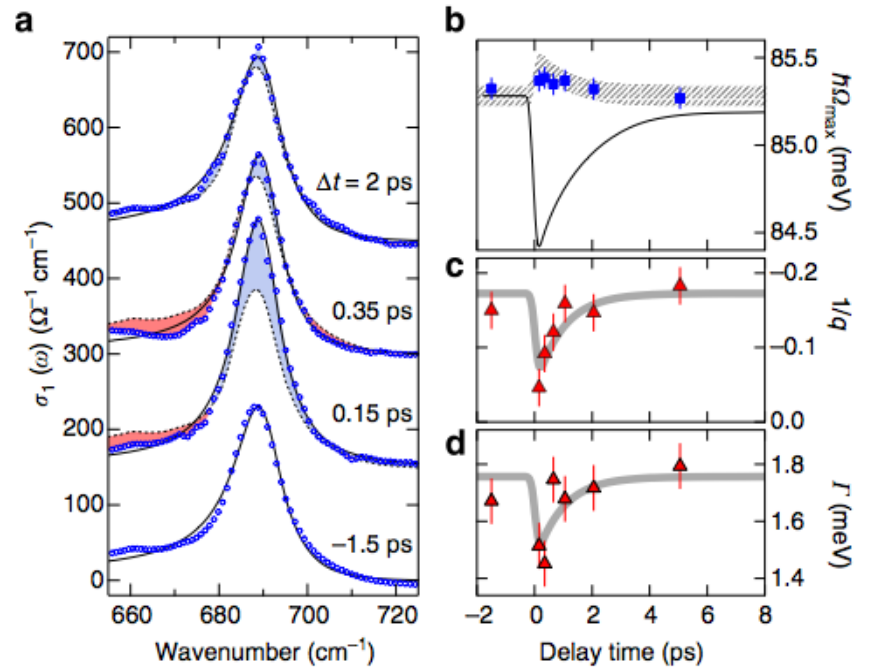
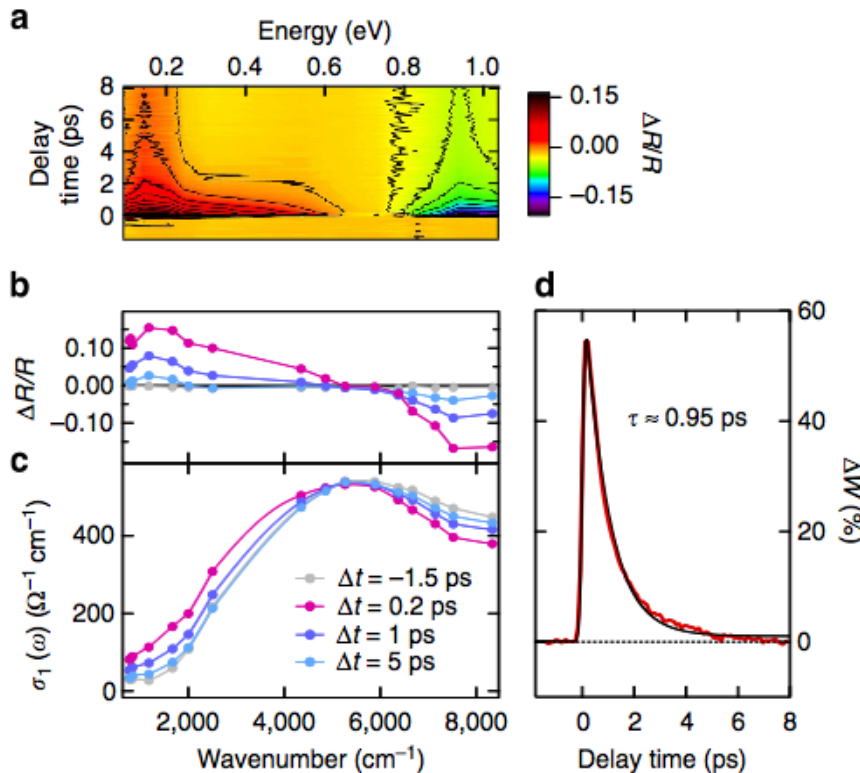
Ultrafast charge localization in a stripe-phase nickelate

G. Coslovich¹, B. Huber¹, W.-S. Lee², Y.-D. Chuang³, Y. Zhu¹, T. Sasagawa⁴, Z. Hussain³, H.A. Bechtel³, M.C. Martin³, Z.-X. Shen², R.W. Schoenlein¹ & R.A. Kaindl¹



Pseudogap à $T^* \gg T_{CO}$

Couplage e-phonon : effet Fano, asymétrie phonons spécifiques (stretching Ni-O)



Relaxation 950 fs dans le MIR

Suppression du couplage e-phonon par pulse

Relaxation infrarouge et couplage e-phonon beaucoup plus rapide que la XRD résolue en temps (plusieurs ps). Phase pseudogap précurseur de l'ordre de charge

Etat normal HTSC

Disentangling the Electronic and Phononic Glue in a High- T_c Superconductor

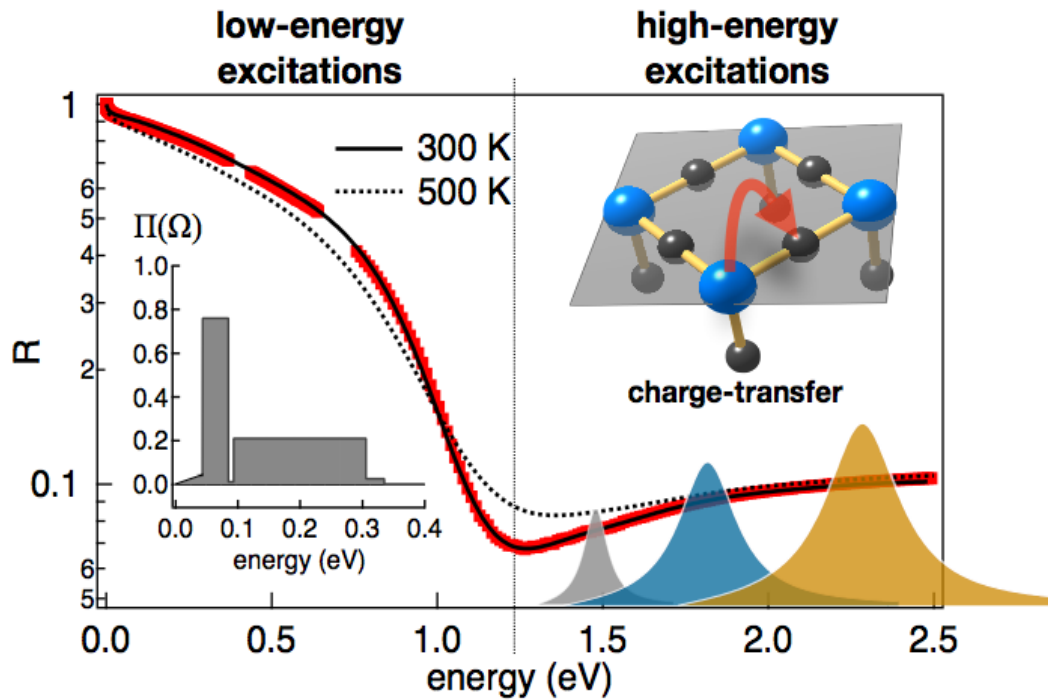
S. Dal Conte,^{1*} C. Giannetti,^{2,3†} G. Coslovich,^{4‡} F. Cilento,⁴ D. Bossini,^{3§} T. Abebaw,^{4||} F. Banfi,^{2,3}
G. Ferrini,^{2,3} H. Eisaki,⁵ M. Greven,⁶ A. Damascelli,^{7,8} D. van der Marel,⁹ F. Parmigiani^{4,10}

SCIENCE VOL 335 30 MARCH 2012

10th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity (M2S-X) IOP Publishing
Journal of Physics: Conference Series 449 (2013) 012003 doi:10.1088/1742-6596/449/1/012003

In search for the pairing glue in cuprates by non-equilibrium optical spectroscopy

F Cilento¹, S Dal Conte^{2,3}, G Coslovich⁴, F Banfi^{2,3}, G Ferrini^{2,3}, H Eisaki⁵, M Greven⁶, A Damascelli^{7,8}, D van der Marel⁹, F Parmigiani^{1,10} and C Giannetti^{2,3}



- Modèle de Drude étendu
- Self-énergie optique en fonction de self-énergie à une particule
- Self-énergie à une particule en fonction de la fonction spectrale e-boson (Eliashberg)
- KK
- Fit de la réflectivité avec $\Pi(\Omega)$

$$\Sigma(\omega, T) = \int_0^\infty \Pi(\Omega) L(\omega, \Omega, T) d\Omega$$

$$\frac{M(\omega)}{\omega} = \left\{ \int \frac{f(\omega') - f(\omega' + \omega)}{\omega + \Sigma^*(\omega') - \Sigma(\omega' + \omega)} d\omega' \right\}^{-1} - 1$$

$$\sigma_D(\omega, T) = \frac{i}{4\pi} \frac{\omega_p^2}{\omega + M(\omega, T)} = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_p^2}{1/\tau(\omega, T) - i\omega(1 + \tilde{\lambda}(\omega, T))}$$

Résolution spectrale et temporelle

Four temperatures model (3 types de couplage e-boson) + Fit de la réflectivité avec $\Pi(\Omega)$

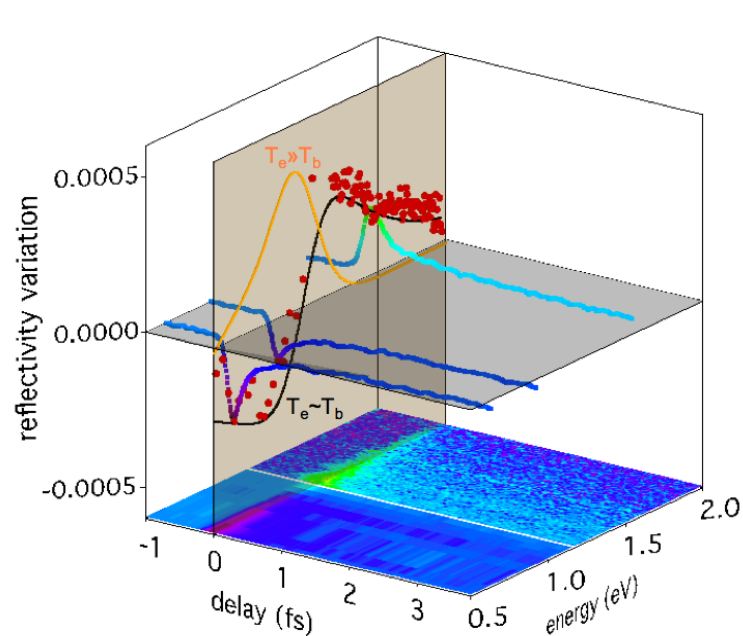
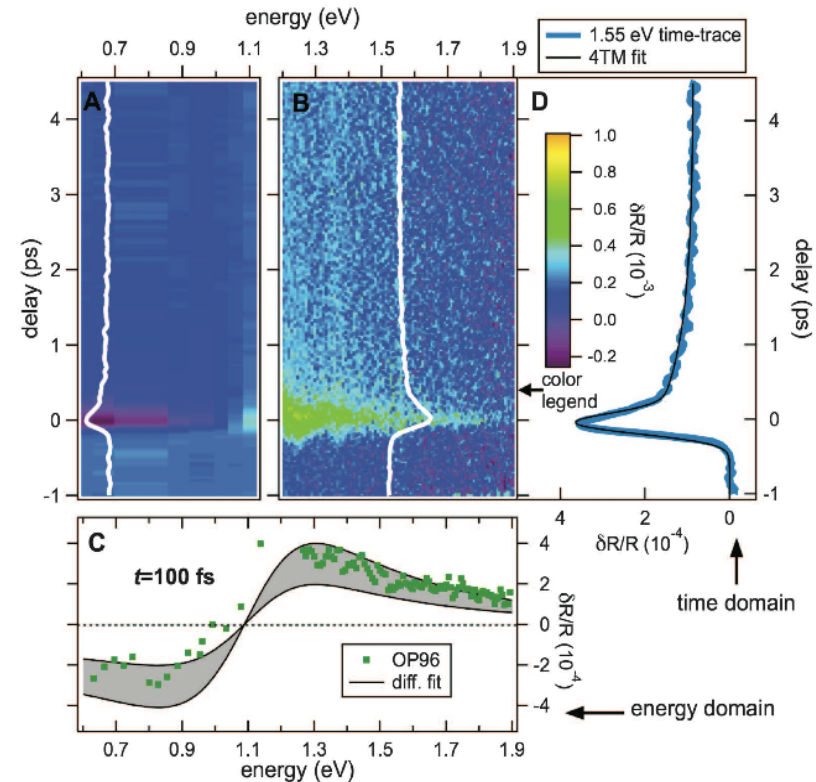
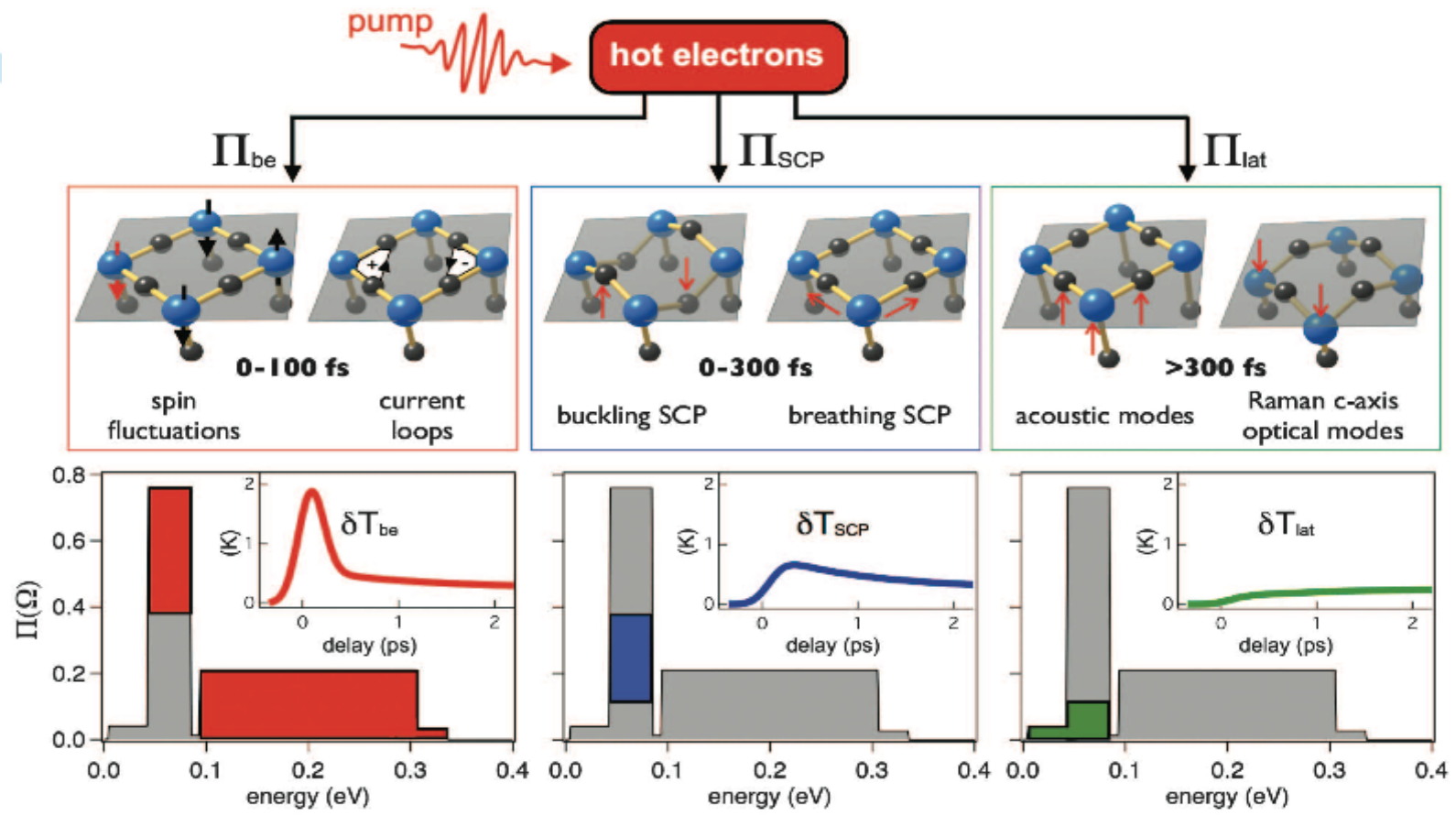


Figure 4. Relative reflectivity variation, i.e. $\delta R/R(\omega, t) = (R_{exc}(\omega, t) - R_{eq}(\omega)) / R_{eq}(\omega)$, as a function of the probe photon energy and delay between the pump and probe pulses. The data have been taken on an optimally-doped Y-Bi2212 sample at room temperature. For further details, see Ref. [5]. The maximum $\delta R/R(\omega, t)$ at $t=0$ is calculated in the quasi-thermal (black line; $T_e \approx T_b$) and non- thermal (yellow line; $T_e \gg T_b$) scenarios, using the parameters obtained from the fit to the equilibrium measurements. The red dots are the $\delta R/R(\omega, t=0)$ measured by time-resolved optical spectroscopy.





Pas phonons

Phonons

- Conductivité à $\omega \neq 0$
- Moyenne en impulsion ($k_{\text{photon}} \approx 0$)
- Technique « bulk »
- Métal, gap, modes collectifs, modes hybrides dans les multiferroïques
- Excitations de la structure électronique
- Phonons et distorsions structurales
- Résolution spatiale $< 100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$
- Large bande (IR lointain -proche UV)
- Résolution temporelle sub-ps
- Phénoménologie des modèles pour le résolu en temps