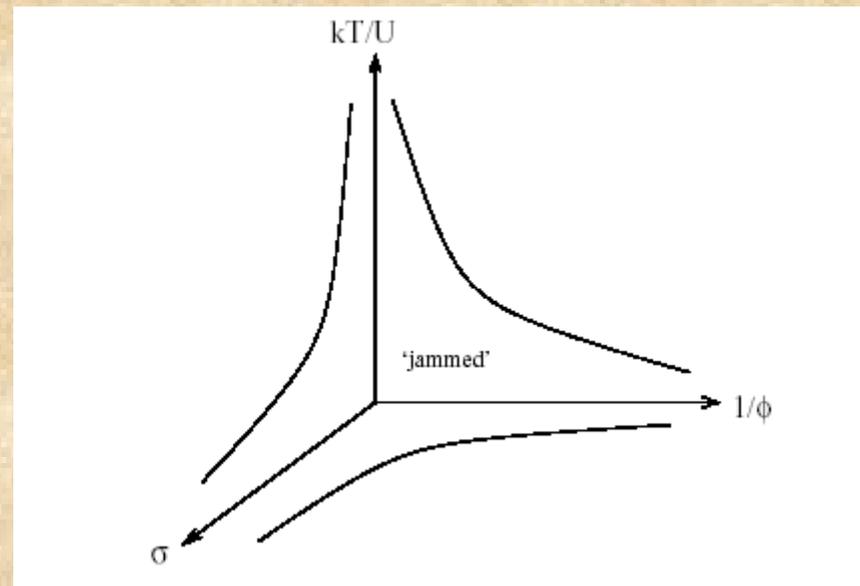




Effet d'un forçage extérieur, rhéologie



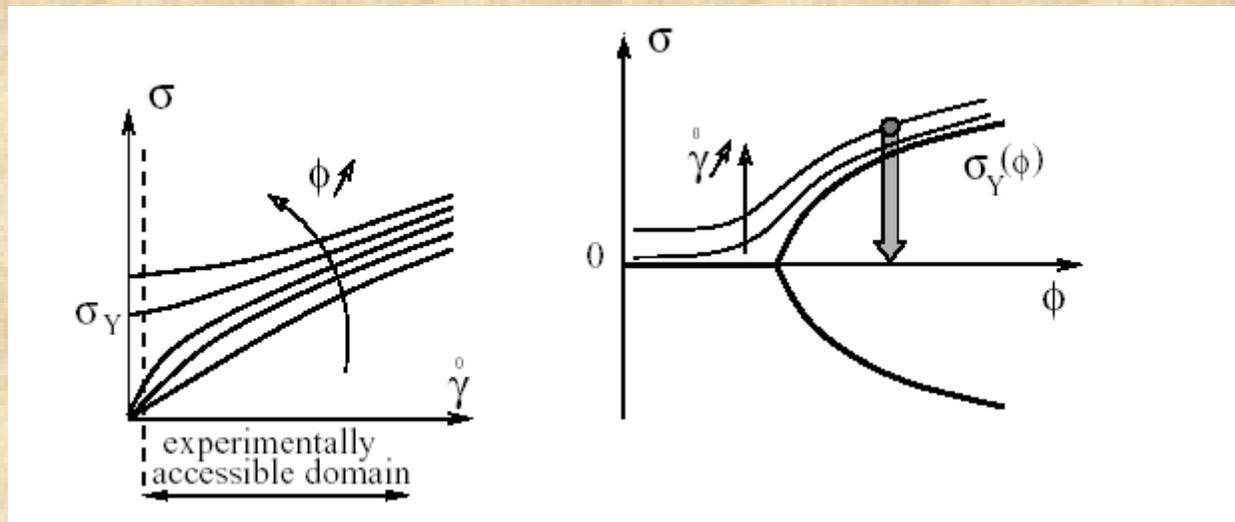
En forçant le système on retrouve l'invariance
par translation dans le temps
(« rajeunissement »)

Forçage d'un système « vitreux »

Intérêt du point de vue de la rhéologie des
solides mous et liquides complexes

- Définitions
- Le modèle SGR
- Modèles champ moyen
- Quelques résultats de simulation

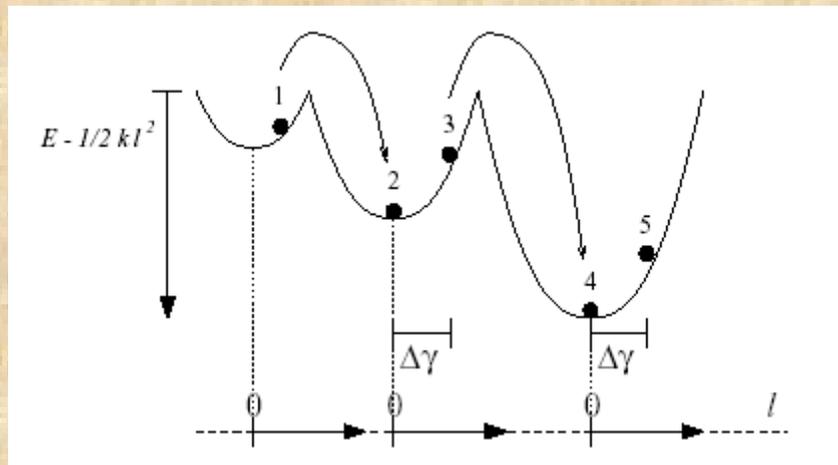
Liquides et solides (mous) - Définitions



- courbe d'écoulement: σ fonction de $\dot{\gamma}$
- σ_Y : contrainte seuil

Un modèle de pièges « cisailé » : le modèle SGR (soft glassy rheology)

Sollich P., Lequeux, F., Hebraud P. and Cates M. E., "Rheology of Soft Glassy Materials", Phys. Rev. Lett. 78 (1987) 2020–2023.



1 variable de
« déformation » du piège,
augmente linéairement
avec le temps

$$E \rightarrow E - kl^2/2$$

$$\dot{P}(E, l, t) = -\dot{\gamma} \partial P / \partial l - \Gamma_0 e^{-(E - kl^2/2)/x} P(E, l, t) + \Gamma(t) \rho(E) \delta(l)$$

$$\sigma = k \langle l \rangle_P$$

$$\begin{aligned} \Gamma(t) &= \Gamma_0 \left\langle e^{-(E - \frac{1}{2}kl^2)/x} \right\rangle_P \\ &= \Gamma_0 \int dE dl P(E, l, t) e^{-(E - \frac{1}{2}kl^2)/x} \end{aligned}$$

Le cisaillement interrompt le vieillissement; état stationnaire hors équilibre

$$P(E) \propto \rho(E) e^{E/x} \quad \text{pour} \quad E \ll x \ln(\dot{\gamma}^{-1} x^{1/2})$$

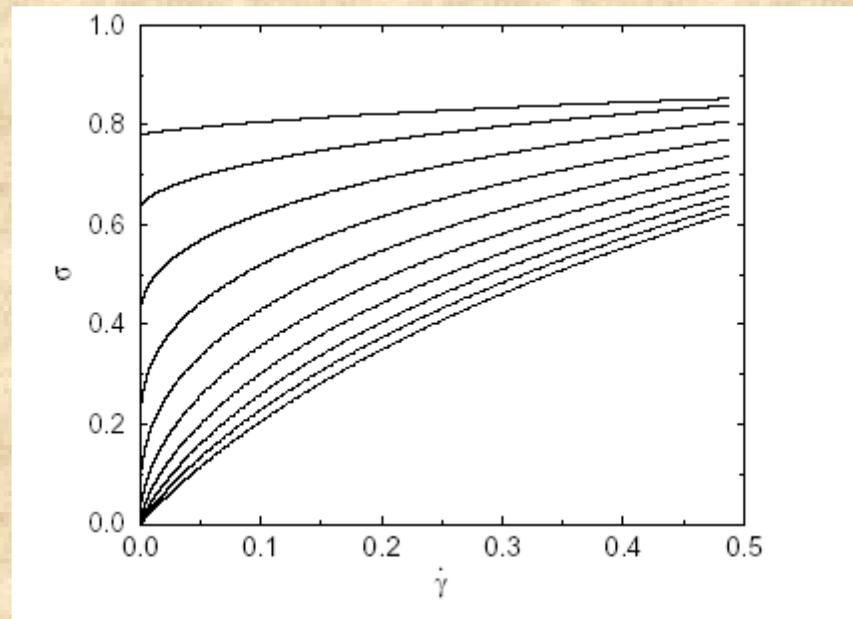
$$P(E) \propto \rho(E) E^{1/2} \quad \text{pour} \quad E \gg x \ln(\dot{\gamma}^{-1} x^{1/2})$$

$x > 2$ fluide rhéofluidifiant

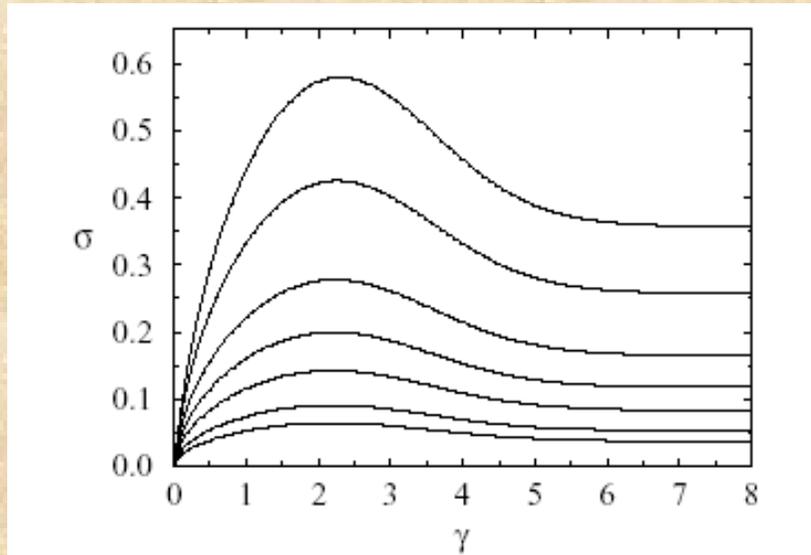
$2 > x > 1$ "power-law fluid" $\sigma \sim \dot{\gamma}^{x-1}$

$1 > x$ Fluide à seuil $\sigma = \sigma_0 + \dot{\gamma}^{1-x}$

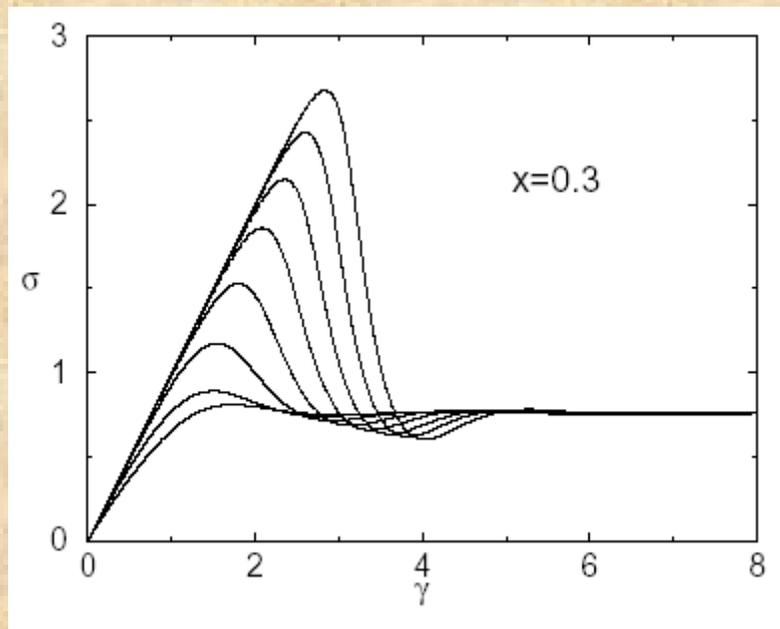
Courbes d'écoulement du modèle



Rampe de cisaillement



$x = 1.5$ différents $\dot{\gamma}$



$x = 0.3$ différents t_w
 $\dot{\gamma} = 0.001$

Le modèle p-spin

- Au dessus de T_c ergodique. Au dessous de T_c vieillissement
- « Cisaillement » ? On ajoute une force non conservative

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial t} = -z(t)\phi_i - \frac{\delta H[\phi]}{\delta \phi_i} + \zeta_i + \epsilon f_i(t)^{\text{DRIVE}}$$

$$H_p = \sum_{i_1, \dots, i_p} J_{i_1 \dots i_p} \phi_{i_1} \cdots \phi_{i_p}$$

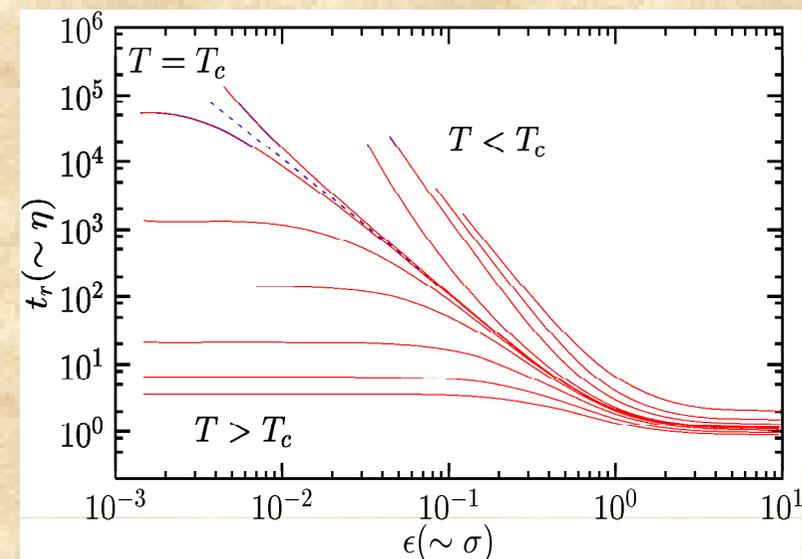
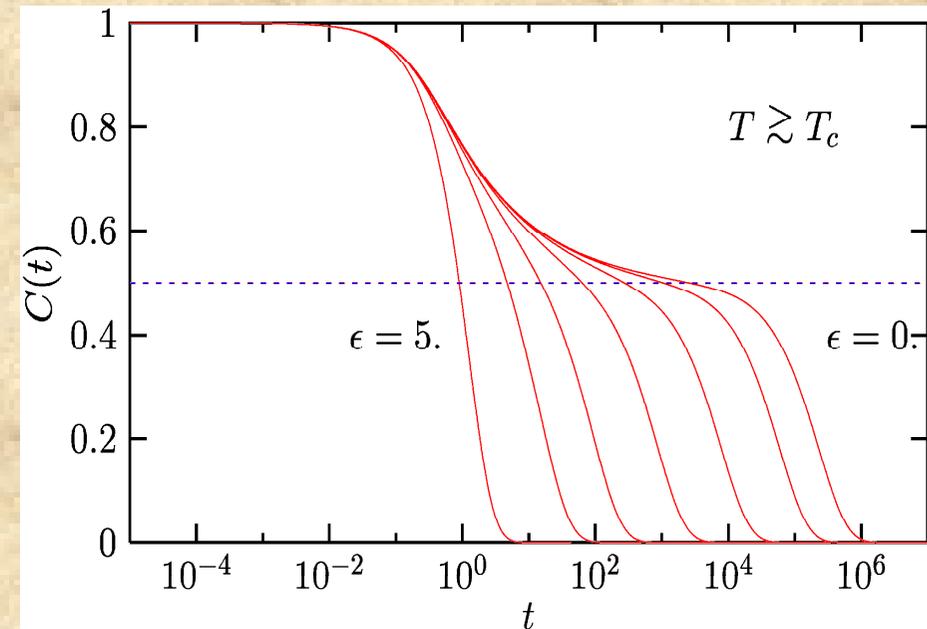
$f_i(t)^{\text{DRIVE}}$ force non conservative, par exemple couplages J_{ij} asymétriques

$\epsilon \sim$ contrainte

Résultat: état stationnaire hors équilibre

Fonction de corrélation:
deux échelles de temps,
indépendant du forçage
aux temps courts,
dépendant aux temps
longs

« Shear thinning »
(rhéoamincissement): le
temps de relaxation décroît
si le forçage augmente



Température effective

Systeme hors équilibre stationnaire

$$R_{OO'}(t) = -\frac{1}{T_{\text{eff}}^{OO'}(C_{OO'})} \frac{dC_{OO'}(t)}{dt}$$

définit la température "FD" pour ces observables.

$$\chi_{OO'}(t) = \int_0^t dt' \left(-\frac{1}{T_{\text{eff}}^{OO'}(C_{OO'})} \frac{dC_{OO'}(t')}{dt'} \right) = \int_{C_{OO'}(t)}^{C_{OO'}(0)} \frac{dx}{T_{\text{eff}}^{OO'}(x)}$$

Prédictions du modèle

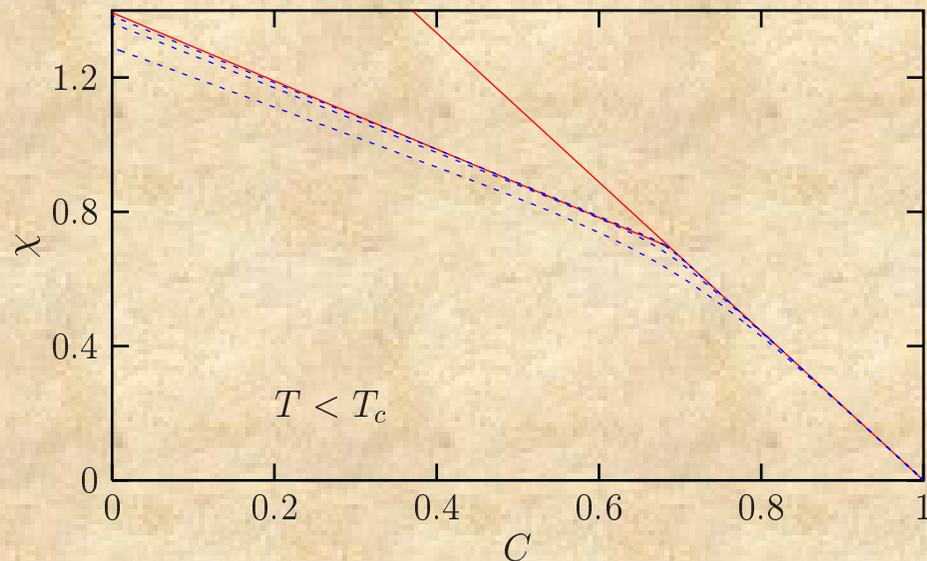
- Au dessus de T_c : $T_{\text{eff}} = T_{\text{ext}}$ dans le régime "Newtonien" ; $T_{\text{eff}} > T_{\text{ext}}$ dans le régime non newtonien.
- Au dessous T_c : $T_{\text{eff}} \neq T_{\text{ext}}$ même pour un forçage faible
- T_{eff} ne dépend pas des observables

• T_{eff} est une fonction simple de la corrélation C

Temps courts, $C > q$: le système est à l'équilibre avec le bain, $T_{\text{eff}} = T_{\text{ext}}$.

Temps longs $C < q$: exploration de l'espace des phases avec une distribution associée à $T_{\text{eff}} > T_{\text{ext}}$

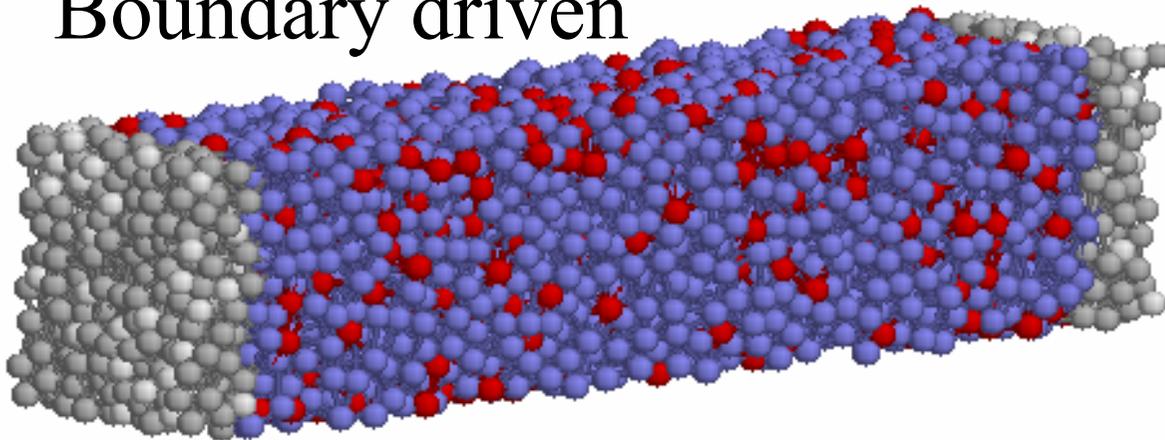
Exemple : susceptibilité vs corrélation dans p-spin à basse température



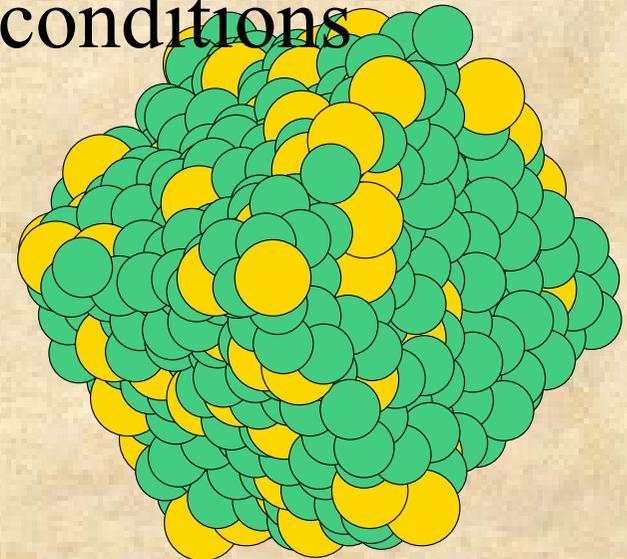
Driving a « real » glassy system; a numerical experiment

The model: Lennard-Jones mixture, originally model for metallic glasses.

Boundary driven



Periodic boundary conditions



Flow behaviour: viscosity vs strain rate: shear thinning

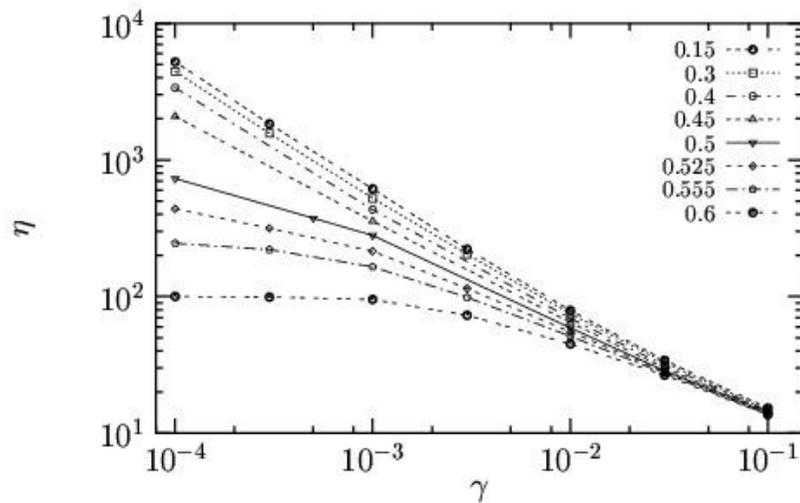
LJ model

JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS VOLUME 116, NUMBER 14

Nonequilibrium dynamics and fluctuation-dissipation relation in a sheared fluid

Ludovic Berthier
CECAM, ENS-Lyon, 46, Allée d'Italie, 69007 Lyon, France

Jean-Louis Barrat
Département de Physique des Matériaux, UCB Lyon 1 and CNRS, 69622 Villeurbanne, France



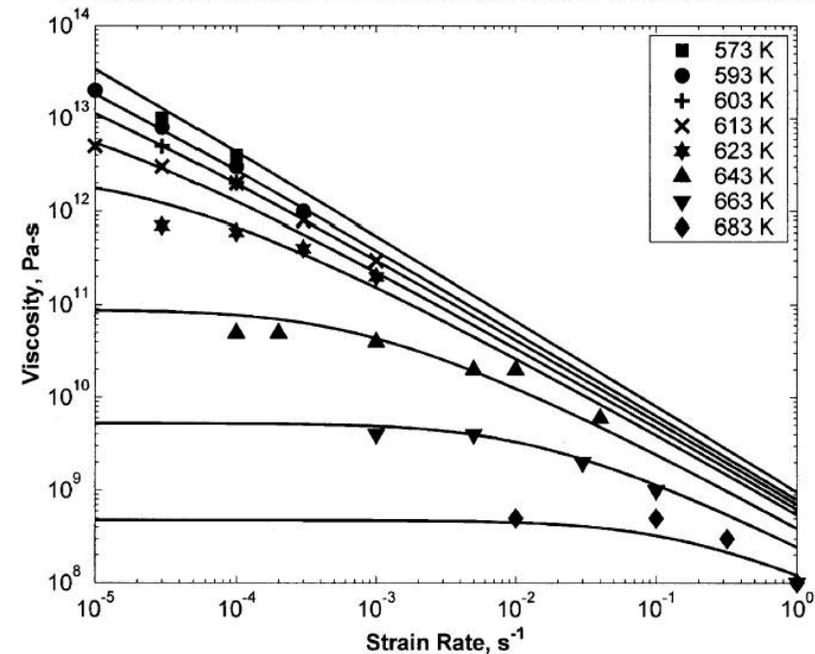
Metallic glass

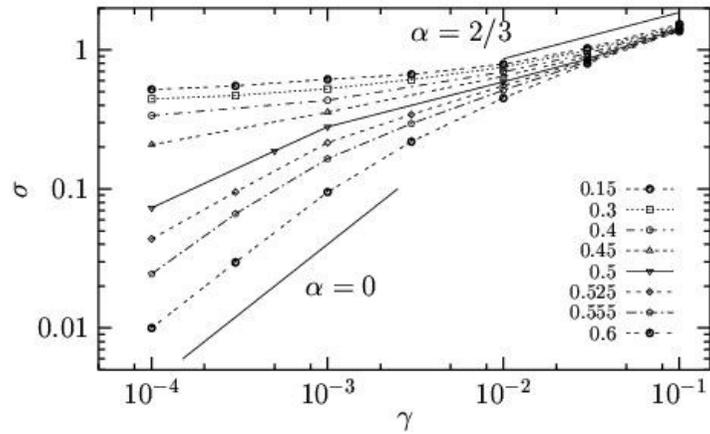
ELSEVIER Intermetallics 10 (2002) 1039–1046 www.elsevier.com/locate/interm

Deformation and flow in bulk metallic glasses and deeply undercooled glass forming liquids—a self consistent dynamic free volume model

William L. Johnson*, Jun Lu, Marios D. Demetriou

Division of Engineering and Applied Science, 138-78 Keck Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA



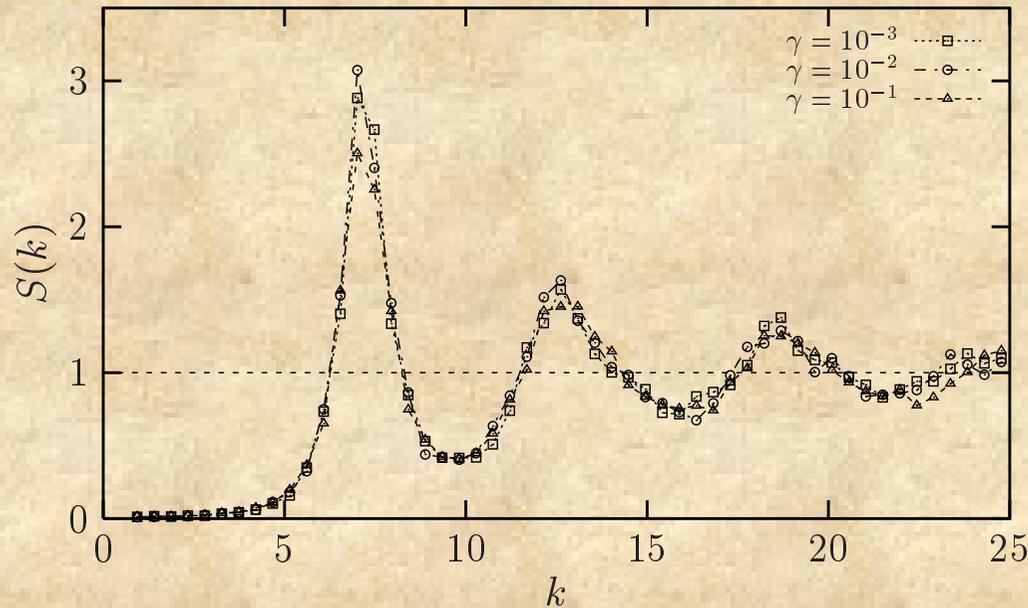


Flow curve:

High T: newtonian, then shear thinning

Low T: $\sigma = \sigma_0 + A\dot{\gamma}^\alpha$

(Bingham fluid)



Structure essentially constant under shear

Effective temperature

Observables:

$$O(t) = \frac{1}{N_A} \sum_{j=1}^{N_A} \varepsilon_j \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j(t))$$

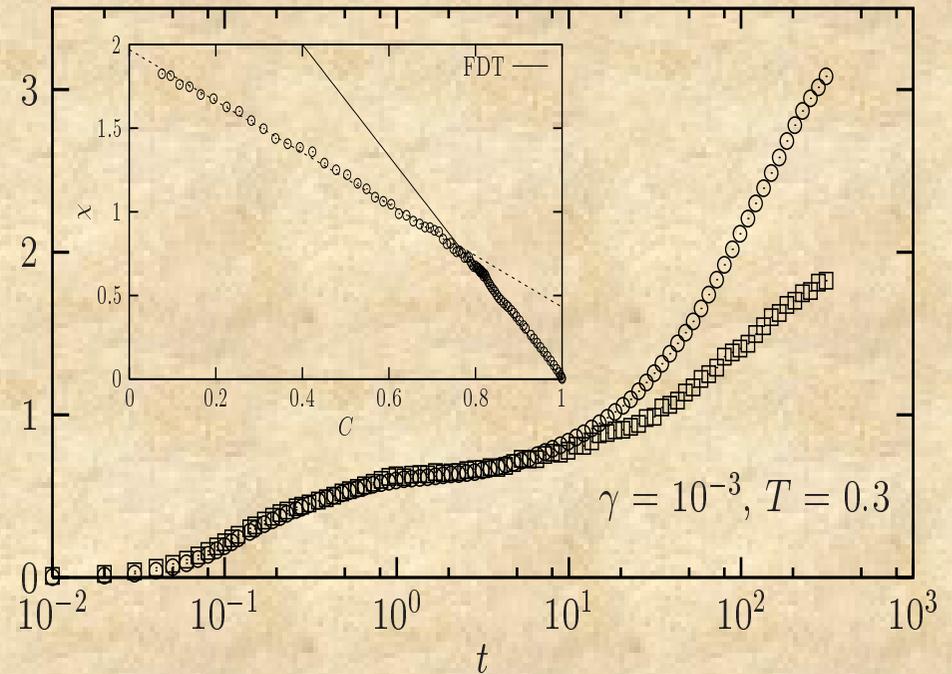
$$O'(t) = 2 \sum_{j=1}^{N_A} \varepsilon_j \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j(t))$$

where $\varepsilon_j = \pm 1$ random variable.

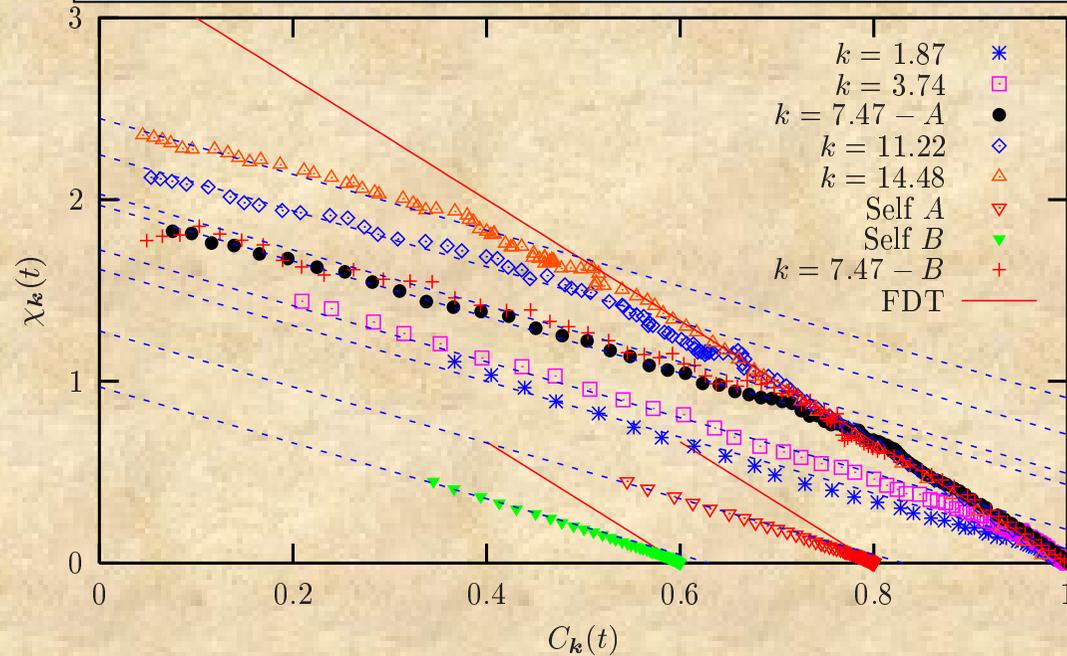
$$C_{\mathbf{k}}(t) = \overline{C_{OO'}(t)}$$

External field to compute $\chi_{OO'}$

$$F_j(\mathbf{k}, t) = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_j} \left(-h_{O'} O'(t) \right)$$



Other observables



Various
wavevectors; stress
response; diffusion

Another measurement of T_{eff}

- Heavy tracer particles (same as other particles – only the mass is different)
- Typical vibrational frequency
$$\omega_E(\text{tracer}) = \omega_E(\text{solvent}) \sqrt{m/M_{\text{tracer}}}$$
- If $\omega_E(\text{tracer})\tau_{\text{relax}} \ll 1$ the particle will be sensitive only to slow fluctuations (low pass filter)



ERROR: undefined
OFFENDING COMMAND: --O

STACK: