

## Emulsions actives

Dans ce cours nous discutons le couplage entre une réaction chimique et une transition de phase en suivant l'article de revue de Weber et al. *Reports on progress in Physics* (2019). L'article plus récent de Bauerman et al. (*JACS* 2019) donne une théorie plus générale.

### I. Transition de phase en présence d'une réaction chimique à l'équilibre thermodynamique

Nous considérons un système à 2 composants A et B qui peuvent diffuser mais qui peuvent se transformer l'un en l'autre par une réaction chimique  $A \rightleftharpoons B$ .

1. Réaction chimique dans une solution homogène, thermodynamique

Nous appelons  $\phi$  la fraction volumique de B. Le système a une densité d'énergie libre  $f(\phi)/kT = [\phi \log \phi + (1-\phi) \log(1-\phi) + \chi \phi(1-\phi)] + \Delta \phi$

Rq. En présence de la réaction chimique on ne peut pas utiliser l'énergie de mélange et il faut conserver le terme binaire en  $\phi$  qui donne le changement d'énergie libre quand on transforme une molécule A en B. Cela se

La conservation locale des molécules s'écrit  $\frac{d\phi}{dt} = D_+ - D_-$  où  $D_+$  et  $D_-$  sont les flux "chimiques" de A vers B et B vers A. Les flux ne sont pas indépendants car pour respecter l'équilibre thermodynamique ils doivent respecter la relation de bilan détaillé

L'équation de cinétique chimique s'écrit  $\frac{d\phi}{dt} = k_+(1-\phi) - k_-\phi$  où les taux dépendent de  $\phi$ . Le changement d'énergie par transformer une molécule A en B est:  $e(\phi) = \frac{\partial}{\partial \phi} kT [\chi \phi(1-\phi) + \Delta]$ . Considérons un système fictif de particules indépendantes de probabilité  $\psi_A/\psi_B$  dans les 2 états pas mais qui ont la même réaction chimique  $A \rightarrow B$  avec une énergie  $e(\phi)$ .  
 $\frac{d\psi_B}{dt} = k_+ \psi_A - k_- \psi_B$  avec les mêmes taux de réaction  $k_{\pm}(\phi)$ .

À l'équilibre  $\frac{k_+(q)}{k_-(q)} = \frac{\psi_B}{\psi_A} = e^{-\frac{e(q)}{kT}}$  parce que à l'équilibre  $\psi$  doit satisfaire la loi de Boltzmann. Soit  $k_-(q) = k_+(q) e^{e(q)/kT}$ .  
 En imposant la relation au système original

$$\frac{d\psi}{dt} = k_+(q) [(1-q) - q e^{e(q)/kT}] - (1-q) k_- \left[ 1 - e^{-\frac{e(q)}{kT}} \right]$$

Le potentiel d'échange est  $e(q) = kT \ln \frac{q}{1-q} = \mu$  donc

$$\frac{d\psi}{dt} = (1-q) k_+(q) e^{\mu/kT} (1 - e^{-\mu/kT}) = \underbrace{(1-q) k_+(q)}_{kT \Lambda_c(q)} \underbrace{e^{\mu/kT}}_{D^+} \underbrace{(1 - e^{-\mu/kT})}_{D^-}$$

Le bilan détaillé pour cette réaction chimique s'écrit donc  $\frac{D_+}{D_-} = e^{-\frac{\mu(q)}{kT}}$   
 Le coefficient  $\Lambda_c$  est positif (Coefficient d'Onsager)

## 2. Décomposition spinodale et théorie de Cahn-Hilliard

Nous considérons maintenant que la solution n'est pas homogène  $q$  dépend de  $\vec{r}$ . Il faut ajouter à l'énergie libre un terme qui dépend de  $(\nabla q)^2$

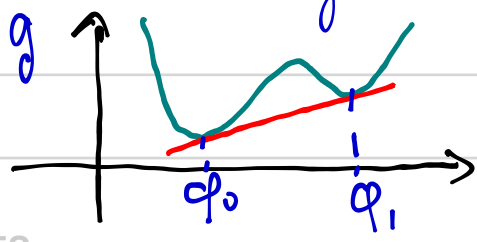
$G = \int g(q) d\vec{r} = \int \left\{ f(q) + \frac{1}{2} L (\nabla q)^2 \right\} d\vec{r}$ . Le potentiel chimique est alors  $\mu = \frac{\partial f}{\partial q} - L \nabla^2 q = \frac{\delta G}{\delta q}$ . L'équation de conservation des molécules B s'écrit alors  $\frac{\partial q}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{j} + (D_+ - D_-)$ . Le premier terme est

le terme de diffusion crée par le gradient de potentiel d'échange  $\vec{j} = -\Lambda \nabla \mu$ .  
 L'équation de conservation des molécules s'écrit donc

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 \mu - kT \Lambda_c (1 - e^{-\mu/kT}) \approx \Lambda \nabla^2 \mu - \Lambda_c \mu \text{ si } \mu/kT \text{ est petit ou } \nabla \Lambda \nabla \mu$$

Rq Nous supposons que  $\Lambda$  ne dépend pas de  $q$  mais les résultats suivants ne dépendent en fait pas de cette hypothèse

La seule solution homogène est  $\mu = 0$  soit  $\frac{df}{dq} = 0$



L'énergie est minimale et

il n'y a pas d'équilibre de phase donné par la construction de la double tangente. L'état d'équilibre est le minimum absolu de l'énergie.

On peut ensuite étudier la stabilité du minimum en introduisant une perturbation  $\varphi(\vec{r}) = \varphi_0 + \delta\varphi e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}$

$$\frac{\partial \delta\varphi}{\partial t} = \Lambda \left( \nabla^2 \left[ \left. \frac{\partial \mu_0}{\partial \varphi} \right|_{\varphi_0} \delta\varphi - L \nabla^2 \delta\varphi \right] \right) - \Lambda_c \left[ \left. \frac{\partial \mu_0}{\partial \varphi} \right|_{\varphi_0} \delta\varphi - L \nabla^2 \delta\varphi \right]$$

$$\text{soit } \frac{\partial \delta\varphi}{\partial t} = - \left\{ \Lambda q^2 [\chi^{-1} + q^2 L] + \Lambda_c (\chi^{-1} + q^2 L) \right\} \delta\varphi$$

$$= - (\Lambda q^2 + \Lambda_c) (\chi^{-1} + q^2 L) \delta\varphi \quad \text{où } \chi^{-1} = \left. \frac{\partial \mu_0}{\partial \varphi} \right|_{\varphi_0} \geq 0$$

Tous les coefficients sont positifs\* et la perturbation relaxe sur un temps  $\tau(q) = \frac{1}{(\Lambda_c + \Lambda q^2) (\chi^{-1} + L q^2)}$ . La réaction chimique supprime dans ce cas la

transition de phase

Rq : L'équation pour  $\delta\varphi(\vec{q})$  est l'équation de Cahn Hilliard (en l'absence de réaction chimique)

- La réaction impose un potentiel d'échange  $\mu \rightarrow 0$  et il n'y a plus d'équilibre de phase possible. Si on crée une interface entre des phases aux concentrations  $\varphi_0$  et  $\varphi_1$  l'interface bouge à vitesse finie

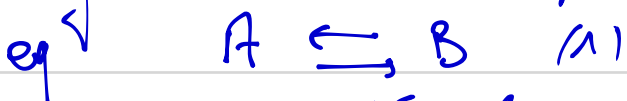


- Le résultat n'est pas général et avec des réactions chimiques plus compliquées la transition de phase est possible voir Bausermann et al 2011. L'existence ou non d'équilibre de phase dépend du nombre de quantités conservées au cours de la réaction (ici A + B).

II. Transition de phase en présence d'une réaction hors équilibre thermodynamique



Pour imposer une réaction chimique hors équilibre entre A et B il faut deux chemins parallèles dont l'un consomme de l'énergie



non eq  $A + T \rightleftharpoons B + D$  (2)  $T = \text{ATP}$   $D = \text{ADP}$  La réaction avec l'ATP est maintenue hors équilibre par des réservoirs de T et D qui imposent les potentiels chimiques  $\mu_T > \mu_D$  soit  $\Delta\mu_T = \mu_T - \mu_D > 0$ . L'équation de cinétique chimique s'écrit

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \mathcal{D}_1^+ - \mathcal{D}_1^- + \mathcal{D}_2^+ - \mathcal{D}_2^- \quad \mathcal{D}_1^\pm = e^{\pm \mu / kT} \mathcal{D}_1 \quad \text{et en faisant}$$

le même raisonnement  $\mathcal{D}_2^\pm = e^{\pm (\mu - \Delta\mu_T) / kT} \mathcal{D}_2$ . Nous supposons que les molécules T et D forment une solution idéale très diluée

$$\frac{1}{kT} \mu_T = \varphi_T \log \varphi_T + \varphi_D \log \varphi_D + \Delta_T \varphi_T \quad \text{ce qui donne}$$

$\frac{1}{kT} \Delta\mu_T = \log \frac{\varphi_T}{\varphi_D} + \Delta_T$ . On trouve alors

$$\frac{\mathcal{D}_+}{\mathcal{D}_-} = \frac{\mathcal{D}_1^- e^{\frac{\mu \varphi_D}{kT}} + \mathcal{D}_2^- e^{\frac{\mu - \Delta\mu_T}{kT}}}{\mathcal{D}_1^+ + \mathcal{D}_2^+} = e^{\frac{\mu}{kT}} \left[ 1 + \Omega(\varphi) (e^{\frac{\Delta\mu_T}{kT}} - 1) \right]$$

où  $\Omega(\varphi) = \frac{\mathcal{D}_2^-}{\mathcal{D}_1^+ + \mathcal{D}_2^+}$  est le paramètre d'activité qui mesure l'écart à

l'équilibre thermodynamique. L'équation de conservation s'écrit

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \mathcal{D} e^{\mu / kT} \left\{ (1 - e^{\mu / kT}) + \Omega (e^{\Delta\mu_T / kT} - 1) \right\} \quad \text{ou en linéarisant}$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\Lambda_c \mu + kT \bar{\Lambda}_c \left( \frac{\Delta\mu_T}{kT} \right) \quad \text{L'ATP favorise la réaction si } \bar{\Lambda}_c(\varphi)$$

$> 0$  et  $\Delta\mu_T > 0$  comme attendu Rq: si  $\frac{\Delta\mu_T}{kT} \gg 1$   $\frac{\Delta\mu_T}{kT} \rightarrow \frac{\Delta\bar{\mu}_T}{kT} = (e^{\frac{\Delta\mu_T}{kT}} - 1)$

## 1 - Décomposition spatio-temporelle

L'équation de Cahn-Hilliard s'écrit \*

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \nabla(\Lambda \nabla \mu) - \Lambda_c(\varphi) [\mu_0(\varphi) - L \nabla^2 \varphi] + \bar{\Lambda}_c(\varphi) \Delta\mu_T$$

où  $\mu_0(\varphi) = \frac{\partial f}{\partial \varphi}$  (sans les gradients). L'équilibre homogène stationnaire est tel que  $\mu_0(\varphi) = \frac{\bar{\Lambda}_c(\varphi)}{\Lambda_c(\varphi)} \Delta \mu_T$ . Nous étudions la stabilité de cet état

en posant  $\varphi(\vec{r}) = \varphi_0 + \delta \tilde{\varphi} e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}}$  et en passant aux modes de Fourier

$$\frac{\partial \delta \tilde{\varphi}(\vec{q})}{\partial t} = - \left[ q^2 (L \Lambda_c + \chi^{-1} L) + q^4 L \right] \delta \tilde{\varphi}(\vec{q}) + \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} \delta \tilde{\varphi}(\vec{q}) \quad \text{où}$$

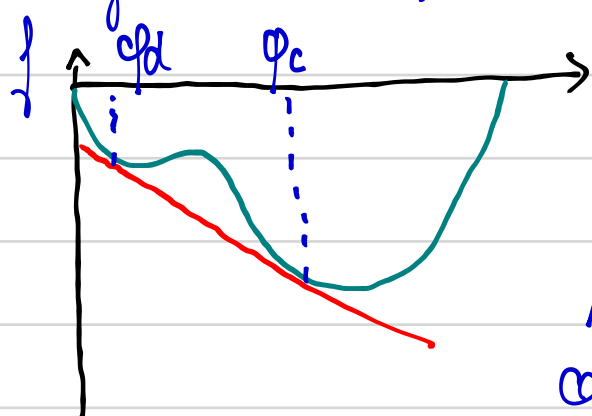
$\chi^{-1} = \frac{\partial \mu_0}{\partial \varphi} = \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2}$ . Le taux de croissance est  $\frac{1}{\tau} = \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} - q^2 (L \Lambda_c + L \chi^{-1})$  il est toujours négatif si  $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} \leq 0$  et  $S = (L \Lambda_c + \chi^{-1} L) \geq 0$

Il peut être positif et le liquide est instable si  $S \leq 0$  ou  $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} \geq 0$ . Nous étudions le cas où  $S \geq 0$  et  $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} \geq 0$ . L'autre cas correspond à la formation de micelles (agrégats de taille finie!) en supposant que  $\chi^{-1}(\varphi_0) = \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi_0^2} \geq 0$ . Cela exige que  $\frac{\bar{\Lambda}_c}{\Lambda_c}$  augmente avec la concn.

trations  $\varphi$ . Fig La solution est instable si la réaction est autocatalytique et  $d\varphi$  croît avec  $\varphi$  Figures taux et de composition

2. Croissance d'une goutte dans un milieu infini

Nous considérons un système qui a une séparation de phase et dont l'énergie libre n'est pas convexe.



Nous nous plaçons dans la limite où il y a une réaction chimique hors équilibre qui perturbe l'équilibre de phase. Les coefficients de transport  $\Lambda$  et  $\Lambda_c$  dans chaque phase peuvent être considérés comme constants  $\Lambda(\varphi_c)$  et  $\Lambda(\varphi_d)$

Si par souci de simplicité, nous oublions les termes  $\propto L$  qui ne

changeant pas la physique  $\frac{\partial \psi}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 \mu + \rho(\psi)$ . Nous supposons aussi que le système est stable dans les 2 phases:  $\frac{\partial \psi}{\partial \psi} \leq 0$ .  
 Rq le résultat est aussi vrai si  $\frac{\partial \psi}{\partial \psi} \geq 0$  dans la phase dans et  $\frac{\partial \psi}{\partial \psi} \rightarrow 0$  (faible effet de la réaction)

Dans la goutte la fraction volumique est à peu près  $\psi_c$  et  $\mu_s \approx \mu_{eq}$  et  $\rho(\psi_c) = \Gamma_c = \bar{\Lambda}_c(\psi) \Delta \mu_T - \mu_{eq} \Lambda_c(\psi)$ . De même,  $\rho(\psi_d) =$

$\Gamma_d = \bar{\Lambda}_c(\psi_d) \Delta \mu_T - \mu_{eq} \Lambda_c(\psi_d)$ . Pour que le système soit stable il faut que ces 2 courants chimiques soient de signes opposés: s'ils sont tous les deux positifs A disparaît. Nous considérons ici le cas où  $\Gamma_d > 0$  et  $\Gamma_c < 0$ . La réaction dans le milieu extérieur nourrit la goutte et la réaction dans la goutte détruit B. Considérons la réaction interne, elle fait varier le nombre de molécules B comme  $\frac{dN_B}{dt} = \int \Gamma_c dV = \Gamma_c \frac{4}{3} \pi R^3$ . C'est équivalent à un flux de diffusion  $\frac{dN_B}{dt} = \int_R \frac{dN_B}{dt} = \frac{1}{4\pi R^2} = + \frac{\Gamma_c R}{3}$ . Nous pouvons inclure ce flux dans la croissance

de la goutte. Très loin de la goutte  $\rho(\psi) = 0$  soit  $\mu_s = \frac{\bar{\Lambda}_c \Delta \mu_T}{\Lambda_c}$  et  $\Delta \mu = \mu_s - \mu_{eq} = \frac{\bar{\Lambda}_c \Delta \mu_T - \Lambda_c \mu_{eq}}{\Lambda_c} = \frac{\rho(\psi_d)}{\Lambda_c} \geq 0 (= \Gamma_d / \Lambda_c)$ .  
 Le  $\Delta \mu$  est équivalent  $\Lambda_c$  à une sur-saturation. La sur-saturation est donc imposée par la réaction hors-équilibre pour que  $\rho = 0$  à l'infini.

On peut donc reprendre le calcul de la croissance de la goutte  $\frac{dR}{dt} = - \frac{j + j_R}{\Delta \psi}$  avec une sur-saturation  $\Delta \mu$

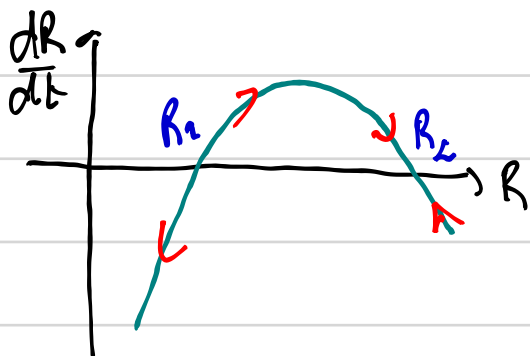
on trouve  $\frac{dR}{dt} = \frac{\Lambda}{(\Delta \psi)^2 R} \left[ \Delta \mu \Delta \psi - \frac{\Delta \chi}{R} + \frac{\Gamma_c R^2 \Delta \psi}{3 \Lambda} \right]$  où le troisième terme à droite est le courant chimique et  $\Delta \mu = \frac{\Gamma_d}{\Lambda_c}$

Rg : L'équation pour  $\mu(r)$  est un peu plus compliquée et se ramène au cas que nous avons traité si  $\lambda_d = \sqrt{\frac{\Lambda}{\Lambda_c}} \gg R$  ce qui correspond bien à une réaction faible.

Le terme en  $L$  normalisée  $\Lambda \rightarrow \Lambda + \Lambda_c L \chi$   $\chi^{-1} = \frac{\partial \mu}{\partial \phi} \bigg|_{\phi_d}$

On peut tracer  $\frac{dR}{dt}$  et étudier les racines auxquelles il s'annule. Il faut pour cela trouver les racines d'un polynôme du 3<sup>ème</sup> degré. On peut avoir une ou trois racines réelles et dont le produit des racines est négatif. Il faut alors qu'il y ait 3 racines réelles dont deux positives. La condition pour avoir 3 racines est  $-\Gamma_c < \frac{\Gamma_d^3 \Delta \phi^2 \Lambda}{9 \Lambda_c^3 \gamma^2} = \Gamma_{max}$

Si cette condition est satisfaite. On peut tracer  $\frac{dR}{dt}$



Si  $\gamma$  est petit  $R_2 = \frac{L \gamma \Lambda_c}{\Delta \phi \Gamma_d} = \frac{L \gamma}{\Delta \phi \Delta \mu}$

$$R_2 = \left( \frac{3 \Lambda \Gamma_d}{\Lambda_c |\Gamma_c|} \right)^{1/2} - R_1$$

$R_1$  correspond à un point fixe instable les gouttes plus petites que  $R_1$  "s'évaporent" et les gouttes plus grandes croissent.  $R_2$  correspond à un point fixe stable. La croissance de la goutte est limitée.

Dans une cellule, il faut prendre en compte le volume fini  $V$ . Dans ce cas si le volume a une taille plus grande que la longueur de diffusion  $\lambda_d = \sqrt{\frac{\Lambda}{\Lambda_c}}$ . La concentration dans le milieu extérieur  $\phi_s$  est constante telle que  $\frac{d\phi_s}{dt} = -\Delta \phi_s = -\frac{j(R) 4\pi R^2}{V - V_g}$  pour à l'état stationnaire  $\Delta \mu = \mu_s - \mu_{eq} =$

$$\frac{\Gamma_d}{\Lambda_c} = \frac{j(R)}{\Lambda_c} \frac{4\pi R^2}{V - V_g}$$

Le volume d'équilibre  $V_g$  de la goutte dépend du

paramètre sans dimension  $\frac{4\pi R \lambda_d^2}{V - V_g} = \beta$ . Si  $\beta \ll 1$ , le rayon d'équilibre est

$R_2$ . Si  $\beta \gg 1$   $V_g = V \frac{\Gamma_d}{\Gamma_d - \Gamma_c} = V \frac{\Gamma_d}{\Gamma_d + |\Gamma_c|}$ . La déformation est très



rapide et seule la réaction compte. Ce scaling est souvent observé pour les condensats biologiques. (Brangwynne J. Cell. Biol. 613)

Rq La supersaturation dans ce cas n'est pas fixée par  $\rho(\phi_d) \Rightarrow$  parce que le volume n'est pas assez grand pour nourrir la goutte et la goutte déplète la phase diluée sur une taille  $R_d \sim \sqrt{\frac{\Lambda}{\Lambda_c}}$

### 3. Arrêt du mouvement d'Ostwald Weber et al Zwicker et al PRE

Si dans une solution il y a une concentration finie de gouttes, le même effet de déplétion se produit si la distance entre les gouttes est plus faible que  $R_d$  et le courant chimique  $\rho(\phi_s)$  dans la phase diluée ne s'annule pas. Dans cette limite, les deux articles étudient un état à  $N$  gouttes de rayon  $R$  identiques. La supersaturation est alors fixée par la nucléation  $\Delta\mu \Delta\phi = \frac{2\gamma}{R}$ . Les auteurs étudient ensuite la stabilité linéaire de cet état  $R$  qui est stable si le rayon des gouttes est supérieur à  $R_0 = \left( \frac{-3\Lambda}{\Gamma_c \Delta\phi} \right)^{1/3}$ .

Cela suggère finalement que la réaction chimique hors équilibre peut conduire à un arrêt du mouvement d'Ostwald dans le cas où la réaction chimique nourrit les gouttes de l'extérieur (i.e. produit les gouttes dans la phase diluée et les consomme dans la phase dense. Elle conduit ainsi à la formation de condensats.

### 5. Formation de condensats biologiques

Pour une goutte maintenue de l'extérieur, il existe un rayon d'équilibre si  $-\Gamma_c \leq \frac{\Gamma_d \Delta\phi^2 \Lambda}{9 \Lambda_c^3 \gamma^2}$ . Pour une valeur donnée de  $\Gamma_c$ , il

existe donc une valeur minimale de  $\Gamma_d$  ou de la supersaturation  $\Delta\mu = \frac{\Gamma_d}{\Lambda_c}$  pour laquelle la théorie prédit un rayon d'équilibre. A la supersaturation, le rayon d'équilibre devient égal au rayon critique de nucléation  $\frac{2\gamma}{\Delta\phi \Delta\mu} = R_1$



L'article de Zwicker et al fait un calcul de stabilité linéaire en supposant que la goutte reste axisymétrique. Le taux de croissance du mode  $l$  est

$$\sigma_l = (l+1) \frac{\Delta \mu}{\Delta c^2} \left[ \Delta \mu \Delta c - \frac{\chi}{2R} \left[ (1+3l+l^2) + l(l+2) \frac{\Lambda(c)}{\Lambda(c_0)} \right] \right]$$

Le premier mode instable est  $l=1$  et le rayon associé est

$$R_{div} = \frac{\chi}{\Delta \mu \Delta c} \frac{7 + 4 \Lambda(c)/\Lambda(c_0)}{2} \approx \frac{7}{2} R_2$$

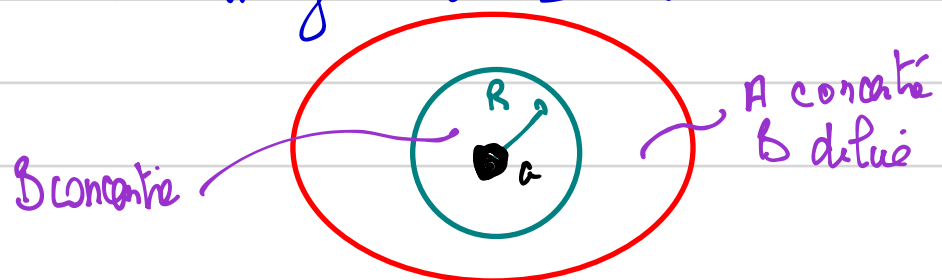
L'article suggère aussi que les condensats biologiques pourraient être considérés comme des modèles de protocells voir article Nature Chemistry Koga et al 2011.

### III Application au centrosome (Zwicker et al. PNAS 2014)

Le centrosome est l'organelle d'où émergent les asters de microtubules. Il s'organise autour de 2 centrosomes qui nucléent les microtubules. Il est formé de matériaux pericentriolaires PCM. Le PCM existe sous 2 états de phosphorylation, A qui se dissout dans le cytoplasme et B phosphorylé qui s'agrége pour former le centrosome. Il se forme autour des centrosomes qui agissent donc comme des nucléi. Le PCM est formé de protéines. C'est un matériau visco-élastique liquide à long terme.

Nous supposons qu'il y a une transition de phase entre les états A et B qui forme un condensat avec un solvant le cytosol. Il y a donc 3 composants A, B, C mais le cytosol et A ont les mêmes interactions et il y a un seul paramètre de Flory  $\chi \phi_B(\phi_A + \phi_C)$  et 3 termes d'entropie. La réaction chimique est  $A \xrightleftharpoons[k_2]{k_1} B$ . Une différence avec le cas précédent est que  $\phi + \phi_A < 1$   $\phi = \phi_B$ . Nous appelons  $\bar{\phi}$  la concentration moyenne de PCM dans la cellule

$$\bar{\phi} = \frac{1}{V_c} \int d\vec{r} (\phi + \phi_A)$$



L'équation de conservation de PCM s'écrit  $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\Lambda \nabla \mu_B \cdot \mathbf{s}(\varphi)$

$$D(\varphi) = k_+ \varphi_A - k_- \varphi + k \varphi \varphi_A + Q \frac{d(2-\varphi)}{d\varphi} \varphi_A(a)/4\pi a^2$$

Now nous avons introduit un effet catalytique  $k_+$  croît avec  $\varphi$  et les centres induisant la nucléation avec un flux  $Q$ . Le flux chimique est alors  $J_k = - (Q + k_+ V + k \varphi_- V) \varphi_A^- - k_- \varphi_- V$ , où  $\varphi_A^-$  est la concentration en A à l'intérieur.  $\varphi_A^- = \bar{\varphi} (1 - \varphi_-)$

En ajoutant le terme de diffusion on trouve

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = - \frac{J + J_k}{\Delta \varphi} = \frac{4\pi R \Lambda d}{(\Delta \varphi)^2} \left[ \Delta \mu \Delta \varphi - \frac{2\gamma}{R} \right] - \frac{J_k}{\Delta \varphi} \quad \text{où la}$$

sur-saturation est  $\Delta \mu = \mu_B(\varphi_B^0) - \mu_B^{eq}$ . En l'absence de réaction chimique il y a un rayon de nucléation  $R_c = \frac{2\gamma}{\Delta \mu \Delta \varphi}$  qui est un point fixe instable.

L'existence d'un flux dû aux centres crée un point fixe stable dont le volume stationnaire est  $V = \frac{(1 - \varphi_-) \bar{\varphi} Q - 8\pi R^2 \gamma \Delta \varphi}{\varphi_- [k_- - k(1 - \varphi_-)]}$  où nous avons supposé

que la réaction est autocatalytique ( $k_+ = 0, k > 0$ ).

Comme dans le cas que nous avons étudié ci-dessus, pour étudier l'effet du volume de la cellule on peut se placer dans la limite  $\Lambda \rightarrow +\infty$  de diffusion très rapide. Dans ce cas le volume stationnaire résulte de bilan entre toutes les réactions chimiques. Le volume d'un centrosome est

$$V = \frac{V_c}{N \varphi_-} \left( \bar{\varphi} - \frac{k_-}{(1 - \varphi_-) k} \right) \quad N \text{ étant le nombre de centrosomes}$$

qui peut être supérieur à 1 dans des cellules aberrantes. On peut aussi calculer la cinétique de croissance du volume d'un centrosome qui montre que l'effet catalytique est essentiel pour ajouter les domaines.

1. Le coefficient du terme en  $(\nabla \varphi)^2$  traduit la force des interactions entre molécules ou pour des polymères la connectivité des monomères dans le polymère (statistique de la chaîne).

2.  $\chi'' > 0$  à un minimum de l'énergie et  $\chi' < 0$  au maximum qui est instable

3. Longueur caractéristique  $\sqrt{\frac{\Lambda}{\Lambda_c(\varphi)}} = \lambda_d$



