

DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE



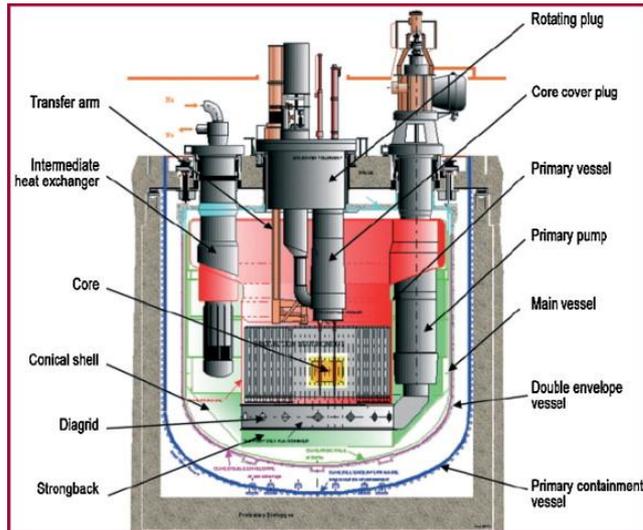
MODÈLE NUMÉRIQUE ET
INSTALLATIONS EXPÉRIMENTAUX
POUR LA SIMULATION DE
L'INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE
D'UNE PORTION DE CŒUR D'UN RÉACTEUR RNR-Na

Lucia Sargentini (STMF/LATF)
Morena Angelucci (Université de Pise)

Club Cast3M
28 NOVEMBRE 2013

Contexte : AURNs	P.03
Gerbage du cœur : modèles existants	P.04
Objectifs	P.05
Méthode utilisée	P.06
Modèle IFS	P.07
Stabilité de l'algorithme	P.08
Validation du modèle	P.09
Cylindre vs hexagone et stockage d'énergie	P.10
Bilan d'énergie	P.11
Conclusions	P.12

- 4 AURNs (Arrêts d'Urgences par Réactivité Négative) se sont produits dans le réacteur Phénix en 1989 et 1990.



Puissance neutronique (MW équivalent)

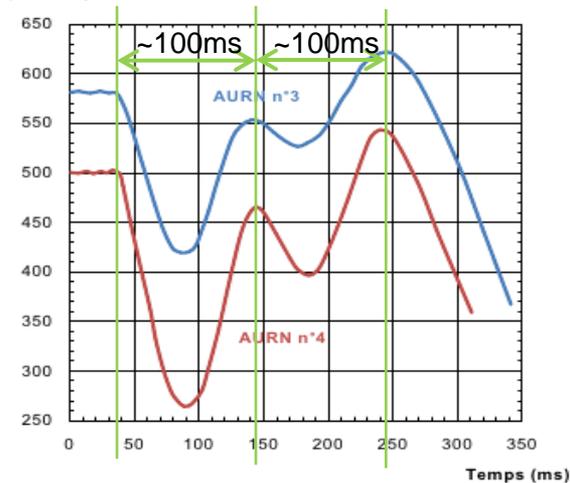


Figure 1 – Signaux des chaînes neutroniques de puissance enregistrés lors des AURN n°3 (14 sept. 1989) et n°4 (9 sept. 1990)

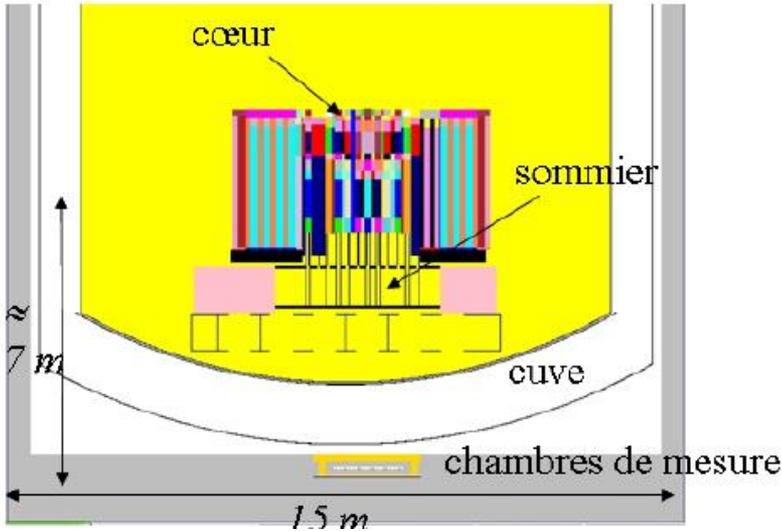
Aujourd'hui aucun scénario consistant avec les observations n'a été complètement validé afin d'expliquer ce phénomène.

Le seul scénario compatible avec les échelles de temps mesurées serait par un mouvement mécanique de gerbage du cœur (ouverture, puis recompaction) lors des oscillations de puissance.

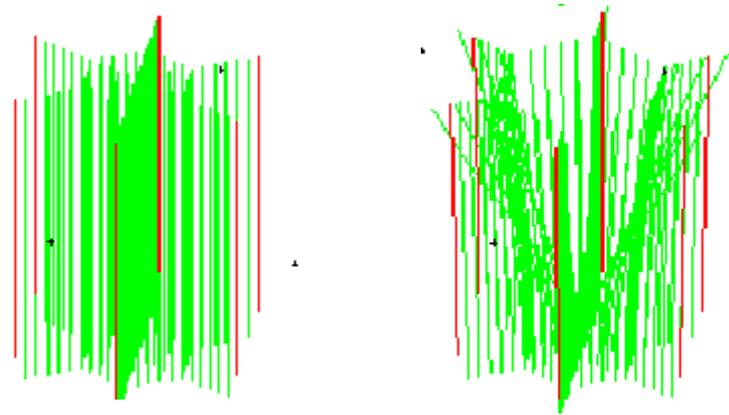
Un événement initiateur proposé par Guidez et al. se base sur la présence d'un assemblage expérimental DAC (Dispositif d'Assemblage Cobalt) dans le cœur lors des AURNs. Il fait l'hypothèse d'une surchauffe locale du sodium qui se vaporiserait brutalement et recondenserait rapidement.

GERBAGE DU CŒUR : MODÈLES EXISTANTES

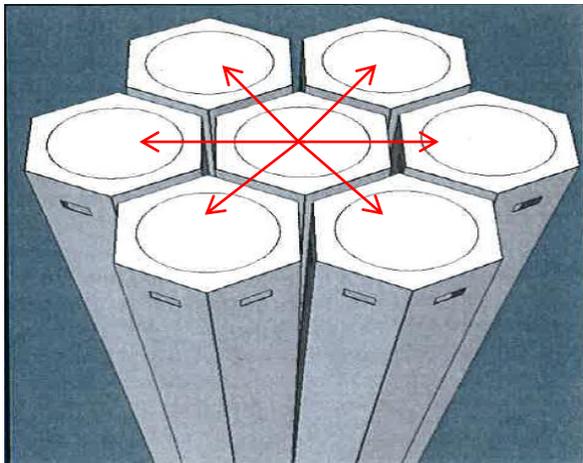
■ Aujourd'hui les modèles IFS sont principalement basés sur les équations d'Euler linéarisé (modèle Up ϕ de Cast3M) ou Euler (PLEXUS)



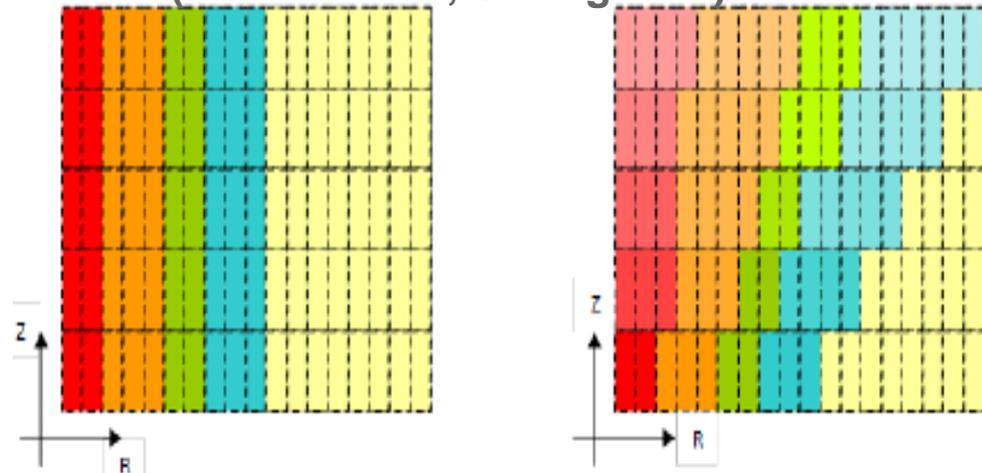
Modèle Up ϕ (D. Broc)



Benchmark IFS (CEA-EDF) EUROPLEXUS (J. Cardolaccia)

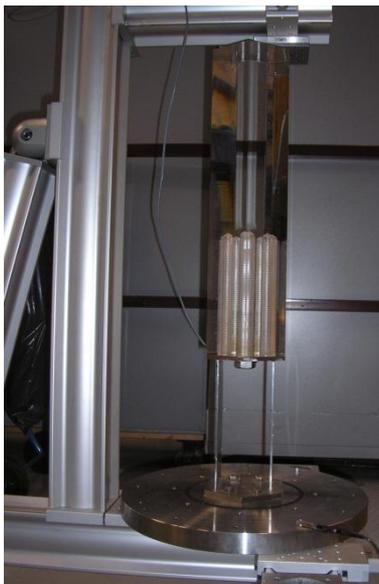
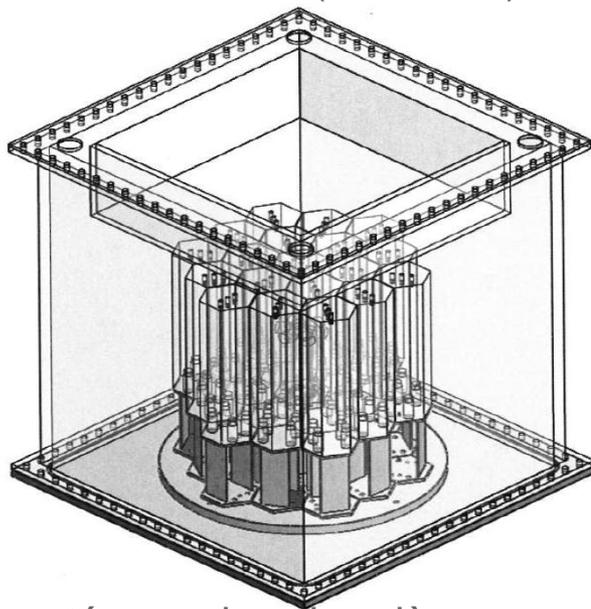


CRONOS couplage structure – neutronique (E. Hourcade, C. Magnaud)

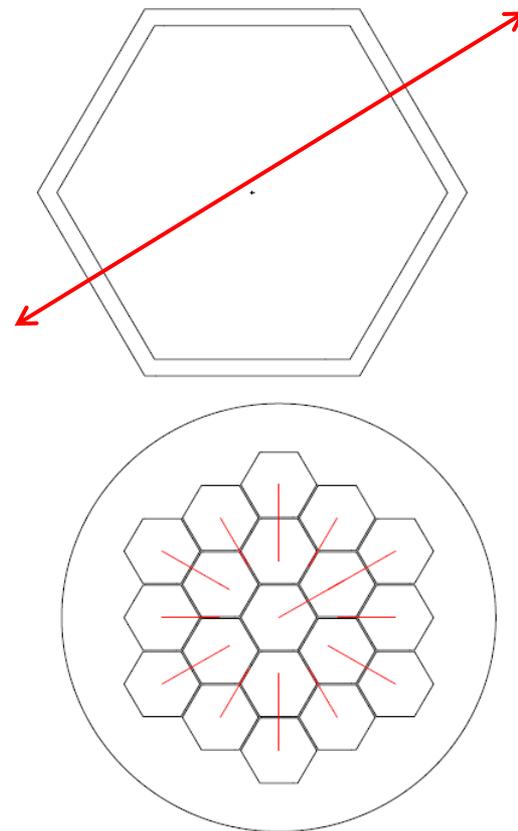


- Valider les différentes approches utilisées actuellement dans la modélisation numérique pour des problèmes de couplage fluide-structure liés aux réacteurs RNR-Na.
Vérifier la validité du modèle linéarisé sur les échelles de temps concernées (~200 ms) .
Vérifier que les effets de dissipation ne seront pas sous-estimés à la fois pour les temps courts (AURN) et pour les temps longs (comportement dynamique)
- Identifier les différents régimes d'écoulement présents dans l'inter-assemblage en considérant les échelles de temps typiques des phénomènes de vibration
- Progresser dans la compréhension du comportement dynamique d'un réacteur refroidi au sodium, pour le projet ASTRID

APPROCHE EXPÉRIMENTALE

PISE-1a ($b = 7 \text{ mm}$)PISE-2c ($b = 3 \text{ mm}$)

- Les assemblages sont montés sur des charnières **bilame** pour l'aspect analytique (gerbage 2D – mouvement radial plan)
- En plus des charnières **mono-lame** (gerbage 3D) plus représentatif d'un cas Phénix sont prévues
- Plusieurs types d'essais sont prévus : lâcher, injection brutale, injection continue (équilibre)

APPROCHE NUMERIQUE
NAVIER-STOKES 2D
à l'aide de Cast3M

MODÈLE IFS : NAVIER-STOKES + ÉQUATION DE LA MÉCANIQUE

- Hypothèse : *fluide incompressible et visqueux, section de la structure indéformable, petits déplacements*

Conservation de la masse du fluide

Conservation de la quantité de mouvement dans la formulation ALE

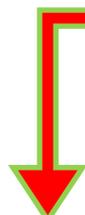
Équation de la dynamique de la structure (mass-ressort)

Condition au bord de l'assemblage

Condition au bord de la cuve

Condition initiale

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \frac{\delta u_i}{\delta t} + \rho(u_j - w_j) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ m_s \ddot{s}_i + k s_i = f_{fl} = \int_{\partial\Omega} (-p \underline{I} + 2\mu \underline{D}) \cdot \hat{n} \, dA \\ u_i|_{\partial\Omega_{int}} = \dot{s}_i|_{\partial\Omega_{int}} \\ u_i|_{\partial\Omega_{ext}} = 0 \\ s_i|_{t=0} = s_0 \end{array} \right.$$



Sur un maillage mobile la dérivée en temps s'écrit :

$$\frac{\delta f}{\delta t} = \frac{\partial f}{\partial t} + \underbrace{w_j}_{\text{Vitesse de grille}} \frac{\partial f}{\partial x_j}$$

Vitesse de grille

- L'utilisation de l'opérateur laplacien vecteur dans la quantité de mouvement ne permet pas d'équilibrer les forces internes du système. Néanmoins comme on impose les conditions de Dirichlet sur le fluide (vitesse de la structure), la formulation reste correcte

Résolution de Navier-Stokes par éléments finis et algorithme de projection incrémentale

Résolution de l'équation de la dynamique par l'algorithme de Newmark ($\beta = \frac{1}{2}$ et $\gamma = \frac{1}{4}$)

STABILITÉ DE L'ALGORITHME

- P. Verpeaux et T. Charras ont montré que l'algorithme de Newmark est inconditionnellement stable dans le cas où les propriétés de la structure et la force fluide sont linéaires [2]
- Dans notre cas les caractéristiques du matériau sont constantes mais la force fluide n'est pas linéaire
- Dans le cas de nos maquettes PISE-1a et PISE-2c la masse linéique est faible et le confinement est très fort

$$\rho_{air} \approx 1 \frac{kg}{m^3} \rightarrow \rho_{H_2O} \approx 1000 \frac{kg}{m^3} \rightarrow \rho_{Pl} \approx 1190 \frac{kg}{m^3} \rightarrow \rho_{NaI} \approx 1900 \frac{kg}{m^3}$$
- Pour des masses faibles la force d'inertie de l'assemblage devient petite par rapport à la force du fluide et cela pose des problèmes de stabilité numérique.
En fait on passe d'un équilibre dynamique à un équilibre quasi-statique.

- L'incrément d'énergie de la structure doit rester borné par la perte d'énergie cinétique du fluide

$$E_s = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 + \frac{1}{2}kx^2 \quad E_S^n - E_S^{n-1} = \dots - \frac{1}{2}(f^n + f^{n-1})(x^n - x^{n-1})$$

- À chaque instant l'échange d'énergie entre fluide et structure doit être satisfait : dans aucun cas l'énergie gagnée par la structure ne doit excéder celle cédée par le fluide et vice-versa. Si ce n'est pas le cas, on réinjecte le surplus d'énergie sous forme de force

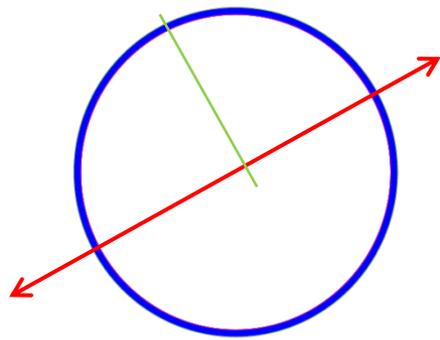
$$m\ddot{s} + ks + k_{add}s = F_{fl} + k_{add}s$$



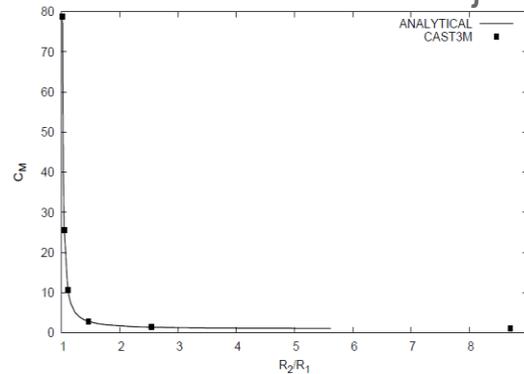
$$\Delta E_{cf} (|L_{F_{ext}}| - |\Delta E_{cf}|) \geq 0$$

VALIDATION DU MODÈLE : CYLINDRES CONCENTRIQUES EN MOUVEMENT IMPOSÉ

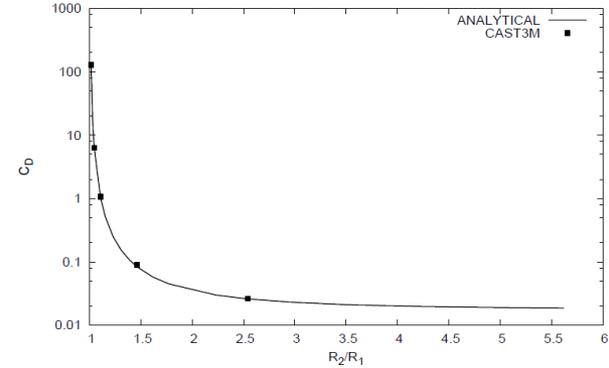
- On a validé le modèle en le comparant avec le modèle de Chen (1976)
- Deux cylindres concentriques se déplacent horizontalement dans un fluide incompressible et visqueux sous l'hypothèse de petits déplacements. Le mouvement est imposé.



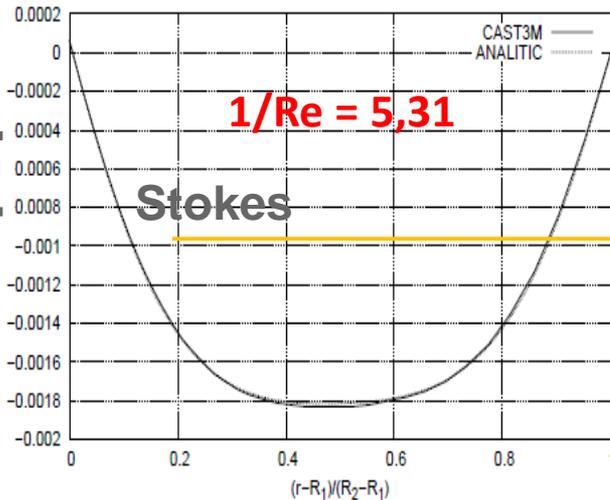
Coefficient de la masse ajoutée



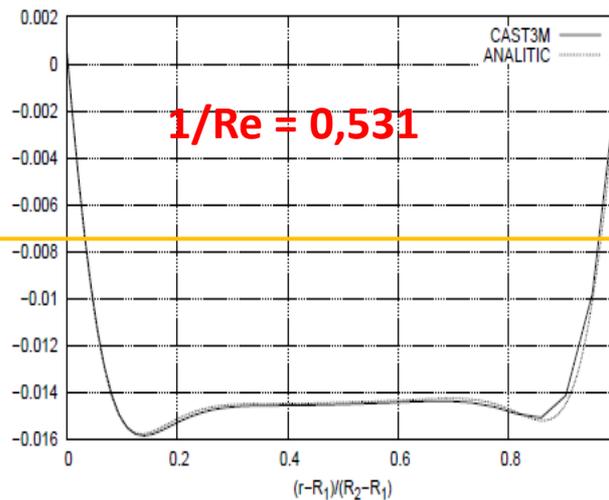
Coefficient d'amortissement



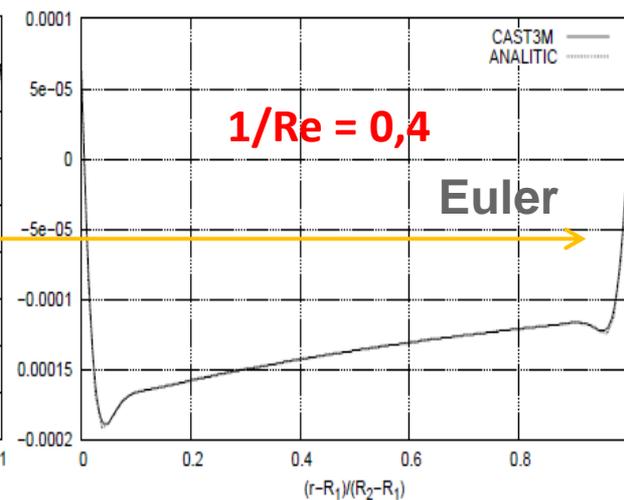
$R_2 - R_1 = 3\text{mm}$ $f = 1\text{ Hz}$



$R_2 - R_1 = 3\text{mm}$ $f = 10\text{ Hz}$

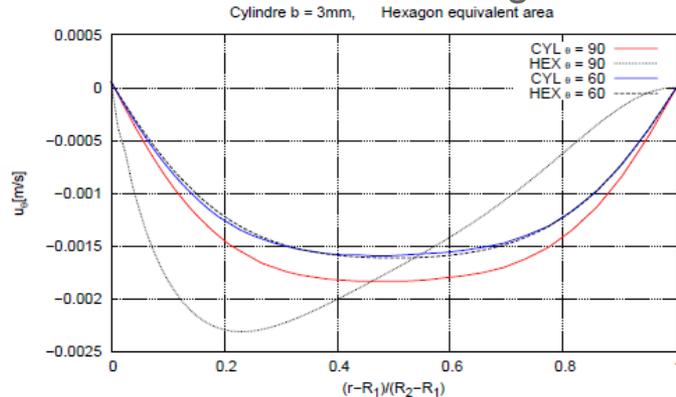


$R_2 - R_1 = 30\text{mm}$ $f = 1\text{ Hz}$

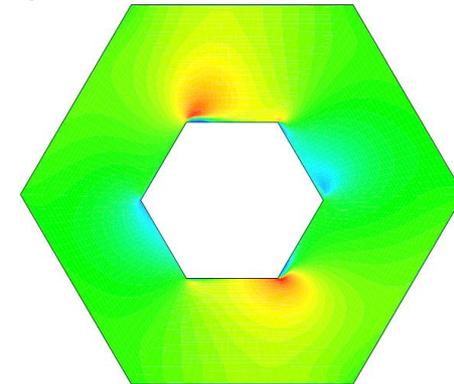
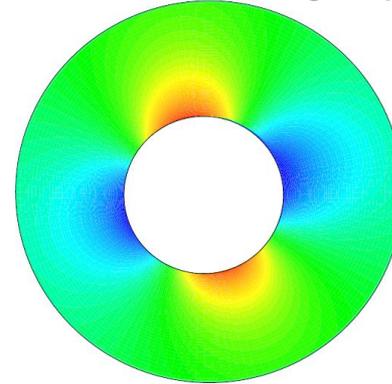


CYLINDRE VS HEXAGONE ET STOCKAGE D'ÉNERGIE

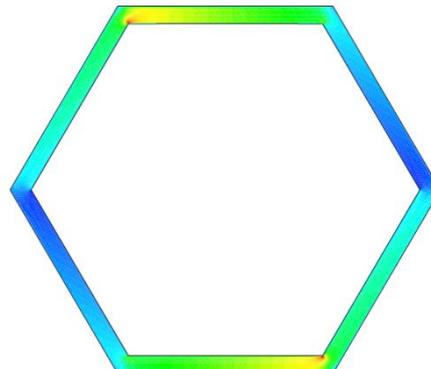
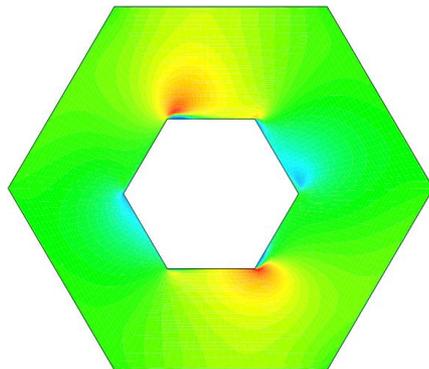
- Pendant une oscillation des tourbillons se forment aux arrêtes de l'hexagone



- Ce phénomène est moindre dans l'inter-assemblage cylindrique



- L'énergie des tourbillons n'arrive pas à être dissipée par viscosité dans les échelles de temps des oscillations. L'énergie des tourbillons est donc stockée dans le système et en partie restituée à la structure
- On montre que pour des très forts confinements la taille des tourbillons se réduit



- Deux effets sont remarquable : l'augmentation de l'énergie par la diminution du gap et l'augmentation de l'énergie stockée par des tourbillons de taille plus grande

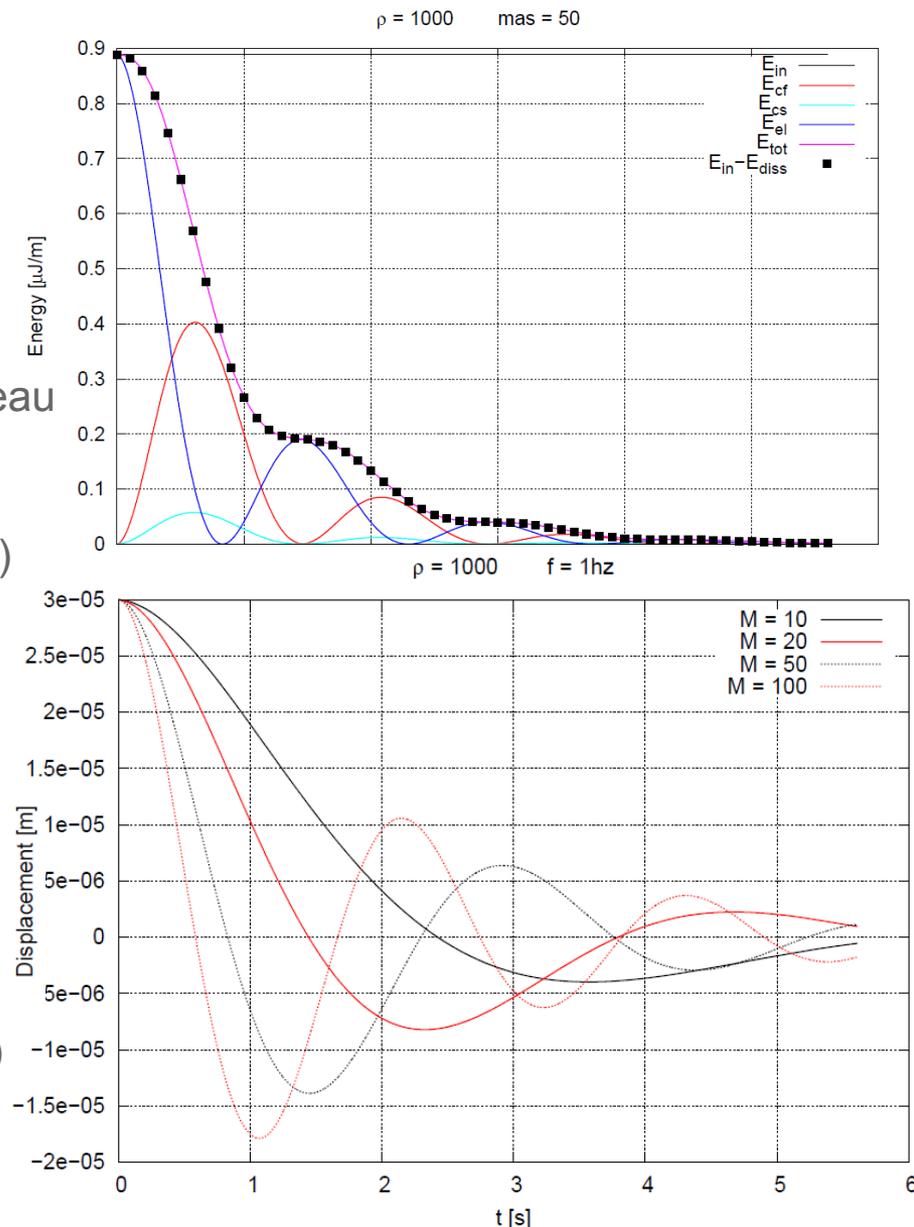
- On montre le bilan d'énergie pour le cas d'une masse de 50 kg/m qui oscille dans l'eau
- L'assemblage de la maquette PISE-1a est en Plexiglas, qui a une densité similaire à celle de l'eau
- La force d'inertie de l'assemblage est donc faible par rapport à la force fluide (très fort confinement)
- Ceci conduit au changement de régime du côté mécanique :

dans un
régime dynamique

à un

régime quasi-statique

(passage d'une équation à dérivée partielle de seconde ordre à une équation de première ordre)



- Un modèle numérique de couplage fluide-structure qui tient en compte des effets de viscosité et de faible masse de la structure a été développé
- La validation avec un cas analytique a été faite
- Des différents types d'écoulement ont été visualisés dans les inter-assemblages en fonction de la fréquence de vibration et du gap
- Différents régimes de vibration du côté mécanique peuvent être montrés sur la base de l'inertie de la structure

PERSPECTIVES

- Comparaison avec le montage expérimental
- Modèle 2D+ simulant la hauteur de l'assemblage
- Adaptation du modèle à la maquette PISE-2c

[1] P. Dumaz, N. Alpy, D. Broc, J. Cardolaccia, C. Guenaut, E. Hourcade, L. Martin, J.A. Jolly, P. Masoni, V. Pascal, N. Simon, N. Schmidt, “Avancement des études AURN“, Note technique CEA/DEN/CAD/DER/SESI/DIR/NT DR 1

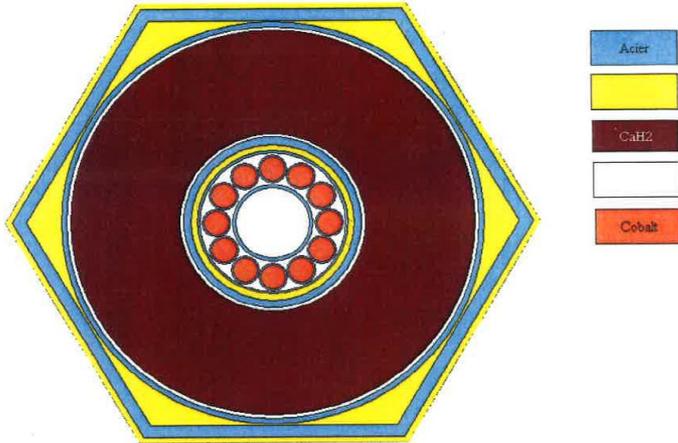
[2] P.Verpaux, T. Charras, “ Dynamique du solide : modification du schéma de Newmark aux cas non-linéaires”

Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives
Centre de Saclay | 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
T. +33 (0)1 XX XX XX XX | F. +33 (0)1 XX XX XX XX

Direction
Département
Service

Etablissement public à caractère industriel et commercial | RCS Paris B 775 685 019

CONTEXTE : LE SCENARIO DAC



■ Objectif : production de Cobalt radioactif à des fins médicales. Il était positionné en périphérie extérieure de la zone fertile du cœur

■ Présence de CaOH = effet modérateur



hausse des réactions de fission qui localement ont engendré une surpuissance

■ Les conditions d'ébullition et d'éventuelle surchauffe du sodium (sous l'hypothèse nécessaire de considérer **sodium pur et stagnant**) n'ont pu être atteintes à l'extérieur du DAC ni dans les assemblages fertiles voisins

■ Récemment une étude a montrée que la puissance thermique de l'assemblage DAC était sous-estimée. Donc un blocage du canal et une poche de sodium stagnant a pu se former

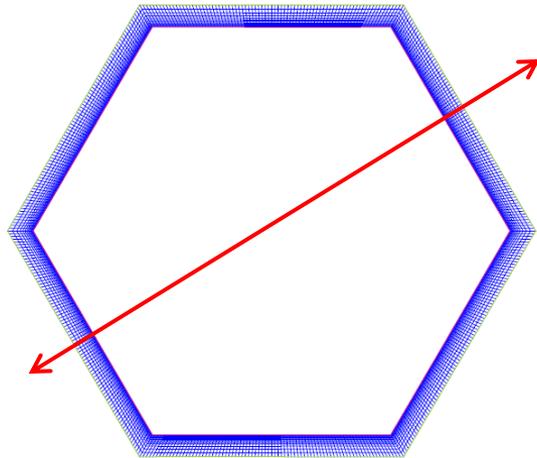
■ Le retour à l'état d'équilibre thermique a pu alors se faire par une vaporisation brutale de la zone surchauffée avec une très forte libération d'énergie qui a pu modifier la géométrie du cœur

■ Deux scénarios ont été pris en considération pour la vaporisation brutale dans:

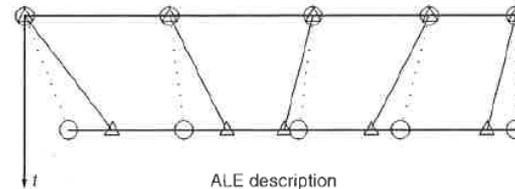
1) le collecteur chaud → difficilement la cause de cet évènement (Daniel Broc)

2) l'assemblage DAC (sodium expulsé) → en cours (thèse SEMT/LATF Emanuele Semeraro)

POSITION DU PROBLÈME



- On suppose le fluide incompressible et visqueux
- La structure est indéformable
- La méthode ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) permet de projeter les équations dans un repère mobile



$$\frac{\delta f}{\delta t} = \frac{\partial f}{\partial t} + \underbrace{w_j}_{\text{Vitesse de grille}} \frac{\partial f}{\partial x_j}$$

Vitesse de grille

△ Material point — Particle motion
○ Node ····· Mesh motion

Conservation de la masse du fluide

Conservation de la quantité de mouvement
(équation de Navier-Stokes)

Équation de la dynamique de la structure

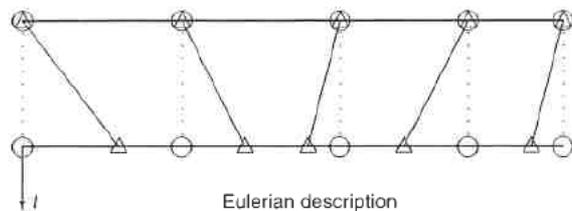
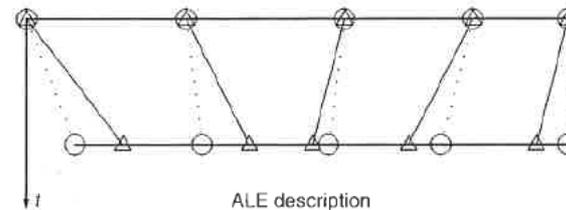
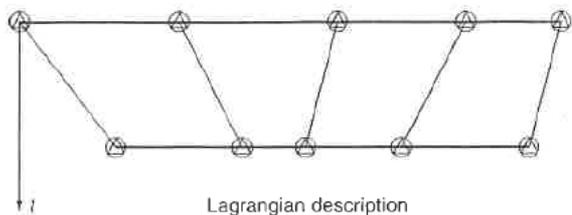
Condition au bord de l'assemblage

Condition au bord de la cuve

Condition initiale

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \frac{\delta u_i}{\delta t} + \rho (u_j - w_j) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ m_s \ddot{s}_i + k s_i = \int_{\partial\Omega} (-p \underline{I} + 2\mu \underline{D}) \cdot \hat{n} \, dA \\ u_i |_{\partial\Omega_{int}} = \dot{s}_i |_{\partial\Omega_{int}} \\ u_i |_{\partial\Omega_{ext}} = 0 \\ s_i |_{t=0} = s_0 \end{array} \right.$$

■ Repère mobile



- On résout les équations de Navier-Stokes par la méthode des éléments finis.
- On multiplie les équations de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement par deux fonctions tests.

$$\begin{cases} \int_{\Omega} \pi \frac{\partial u_i}{\partial x_i} d\Omega = 0 & \forall \pi \in L^2 \\ \int_{\Omega} \psi_i \left\{ \rho \frac{\delta u_i}{\delta t} + \rho (u_j - w_j) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial p}{\partial x_i} \right\} d\Omega = 0 & \forall \psi_i \in L^2, \forall u_i \in H^2 \end{cases}$$

Dissipation visqueuse

Contrainte de pression

$$\int_{\Gamma} \mu \psi_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j d\Gamma - \int_{\Omega} \mu \frac{\partial \psi_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j d\Omega + \int_{\Gamma} \mu \psi_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i} n_j d\Gamma - \int_{\Omega} \mu \frac{\partial \psi_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} n_j d\Omega \quad \int_{\Gamma} \psi_i p n_i d\Gamma - \underbrace{\int_{\Omega} p \frac{\partial \psi_i}{\partial x_i} d\Omega}$$

Comme $\nabla \cdot u = 0$,
cette partie est nulle

- L'utilisation du Laplacien vecteur dans la quantité de mouvement ne permet pas d'équilibrer les forces internes du système

PROJECTION INCRÉMENTALE POUR LES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES

- On utilise les algorithmes de projection incrémentale sous forme semi-discrète (Guermond 1999)
- Découplage entre u^n et p^n au pas de temps t^n
- La méthode permet d'équilibrer à tous les instants les forces

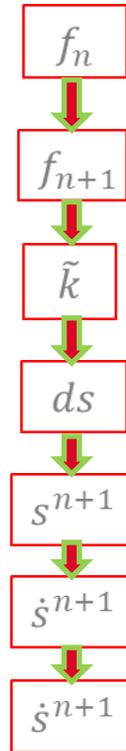
$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\rho(\tilde{\underline{u}}^n - \tilde{\underline{u}}^{n-1})}{\Delta t} + \rho(\tilde{\underline{u}}^{n-1} - \tilde{\underline{w}}^{n-1}) \nabla \tilde{\underline{u}}^n + \frac{1}{2} \rho \tilde{\underline{u}}^n \operatorname{div} \tilde{\underline{u}}^{n-1} - \mu \Delta \tilde{\underline{u}}^n = \underline{f}^n - \nabla (2p^{n-1} - p^{n-2}) & (a_n) \\ \tilde{\underline{u}}^n|_{\partial\Omega} = \underline{b}^n. & (b_n) \\ \operatorname{div} (\nabla \lambda^n) = \frac{\rho}{\Delta t} \operatorname{div} \tilde{\underline{u}}^n & (c_n) \\ \underline{n} \cdot \underline{u}^n|_{\partial\Omega} = \underline{n} \cdot \underline{b}^n & (d_n) \\ p^n = p^{n-1} + \lambda^n & (e_n) \\ \underline{u}^n = \tilde{\underline{u}}^n - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla \lambda^n & (f_n) \end{array} \right. \quad \text{sur } \Omega(t)$$

(Facultatif)

- On corrige le fait que $\nabla \cdot u = 0$ en sens intégral sur le domaine en ajoutant le terme $\frac{1}{2} \rho \tilde{\underline{u}}^n \operatorname{div} \tilde{\underline{u}}^{n-1}$

$$\beta = \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{1}{4}$$

depuis Navier-Stokes



$$\left\{ \begin{array}{l} f^n = \int_{\partial\Omega} \psi_i p^n n_i dA + \int_{\partial\Omega} \psi_i \mu \left(\frac{\partial u_i^n}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^n}{\partial x_i} \right) n_j dA \quad \forall \psi_i \\ f^{n+1} = \int_{\partial\Omega} \psi_i p^{n+1} n_i dA + \int_{\partial\Omega} \psi_i \mu \left(\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^{n+1}}{\partial x_i} \right) n_j dA \quad \forall \psi_i \\ \tilde{k} = k + \frac{4m}{\Delta t^2} + \frac{2c}{\Delta t} \\ ds = \left(f^n + f^{n+1} - 2ks^n + \frac{4m}{\Delta t} \dot{s}^n \right) / \tilde{k} \\ s^{n+1} = s^n + ds \\ \dot{s}^{n+1} = \frac{2}{\Delta t} (s^{n+1} - s^n) - \dot{s}^n \\ \ddot{s}^{n+1} = \frac{1}{m} (f^{n+1} - ks^{n+1}) \end{array} \right.$$

- L'algorithme de Newmark n'est pas inconditionnellement stable pour des problèmes non-linéaires
- Pour des masse de la structure faible, les forces d'inertie sont négligeable et le système tend vers un équilibre quasi-statique

- L' énergie du fluide doit être bornée dans le temps

$$\|\sigma \tilde{\underline{u}}^n\|_o^2 + \Delta t^2 \left\| \frac{\nabla p^n}{\sigma} \right\|_o^2 + 2\mu \Delta t \|\nabla \tilde{\underline{u}}^n\|_o^2 \leq \|\sigma \tilde{\underline{u}}^{n-1}\|_o^2 + \Delta t^2 \left\| \frac{\nabla p^{n-1}}{\sigma} \right\|_o^2$$

$$\left(\boxed{\text{Énergie cinétique du fluide}} + \boxed{\text{Énergie de pression}} + \boxed{\text{Énergie de dissipation}} \right)^n \leq \left(\boxed{\text{Énergie cinétique du fluide}} + \boxed{\text{Énergie de pression}} \right)^{n-1}$$

- L'incrément d'énergie du système est borné par l'énergie liée à la force du fluide :

$$E_S^n - E_S^{n-1} = \dots \frac{1}{2} (f^n + f^{n-1})(x^n - x^{n-1})$$

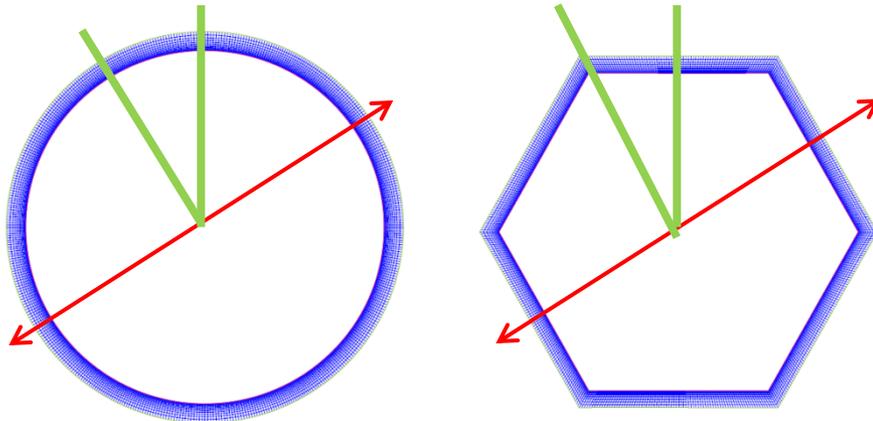
- À chaque instant la force fluide et le travail des force externe

$$\Delta E_{cf} (|L_{F_{ext}}| - |\Delta E_{cf}|) \geq 0$$

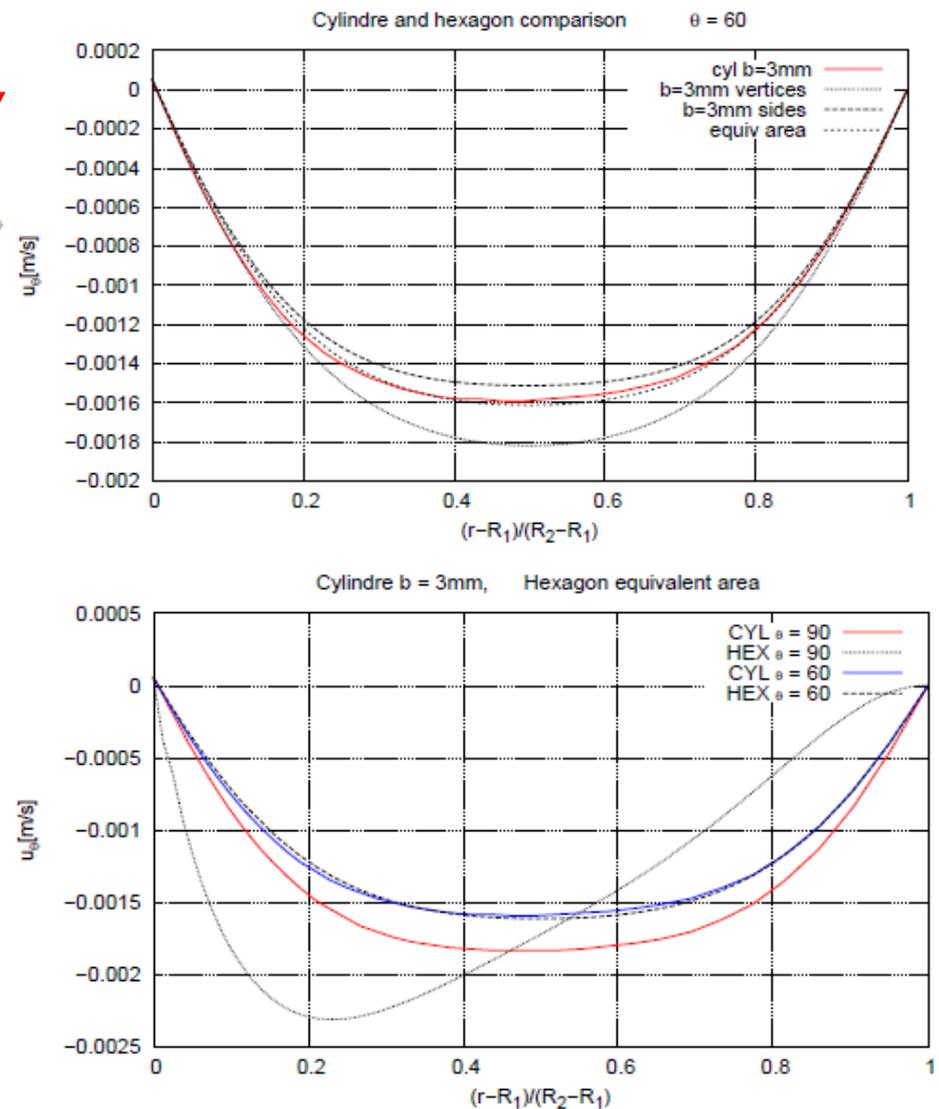
Si la structure pousse le fluide, l'énergie cinétique du fluide est positive et la différence aussi

Si le fluide pousse la structure, l'énergie cinétique du fluide est négative et la différence aussi

ÉVOLUTION DE LA VITESSE CYLINDRE VS HEXAGONE POUR MOUVEMENT IMPOSÉ

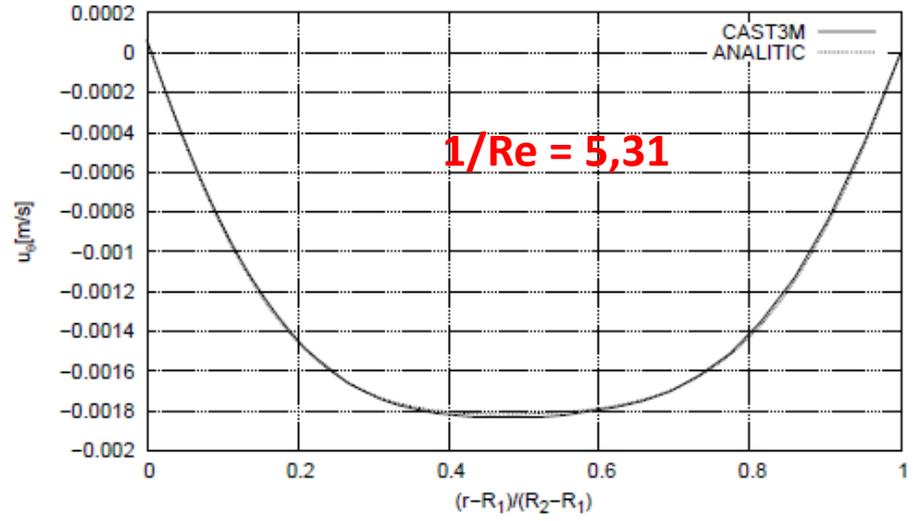


- Pendant une oscillation des tourbillons se forment aux arrêts de l'hexagone
- Ce phénomène est absent dans l'inter-assemblage cylindrique

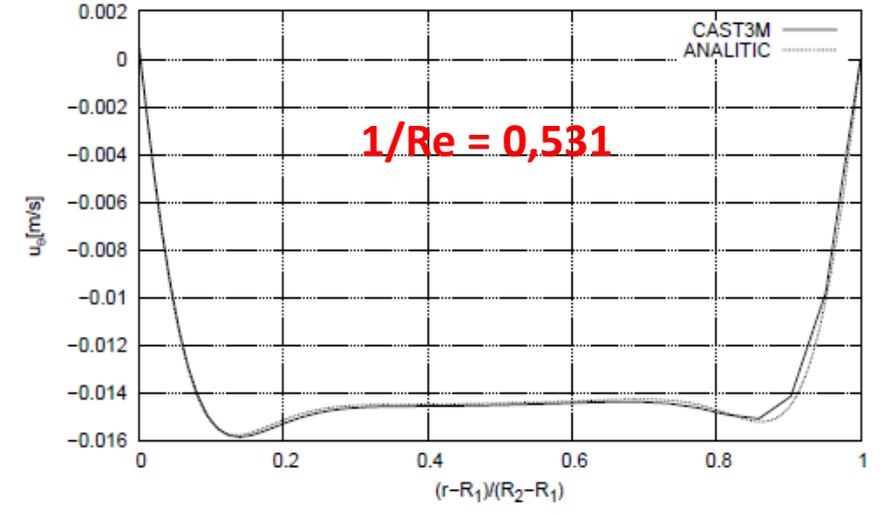


RÈGIME D'ÉCOULEMENT POUR DEUX CYLINDRES CONCENTRIQUES

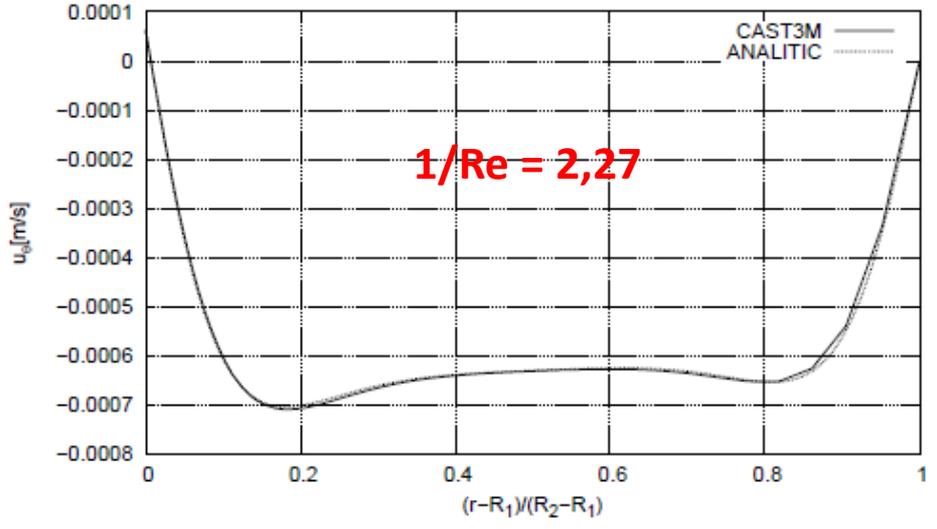
$R_2 - R_1 = 3\text{mm}$ $f = 1\text{ Hz}$



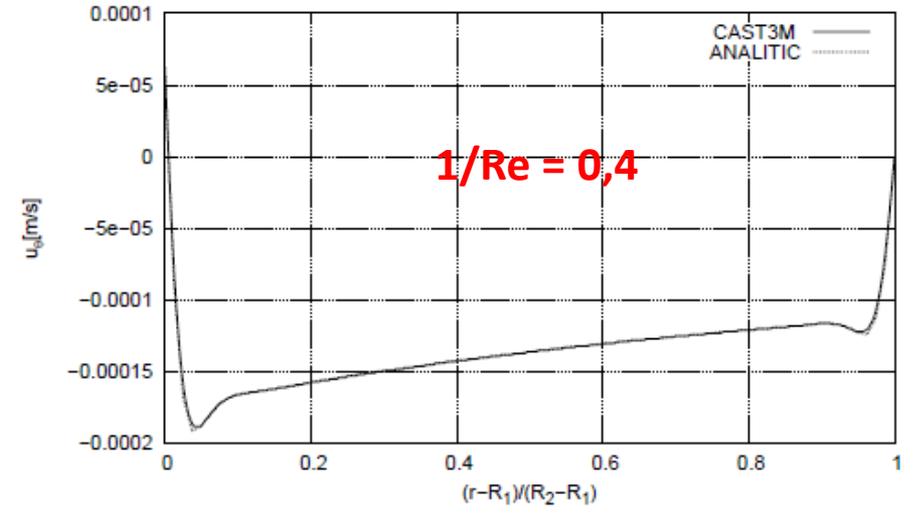
$R_2 - R_1 = 3\text{mm}$ $f = 10\text{ Hz}$



$R_2 - R_1 = 7\text{mm}$ $f = 1\text{ Hz}$

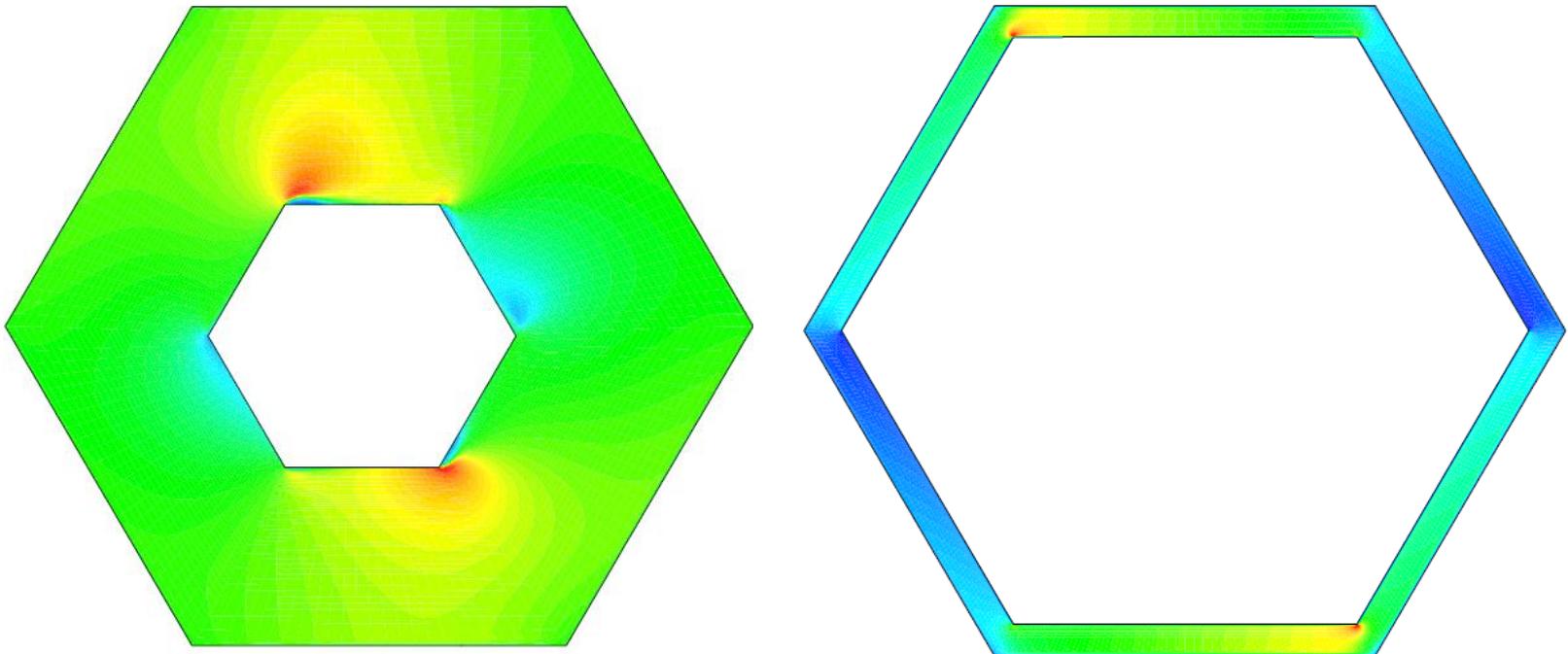


$R_2 - R_1 = 30\text{mm}$ $f = 1\text{ Hz}$

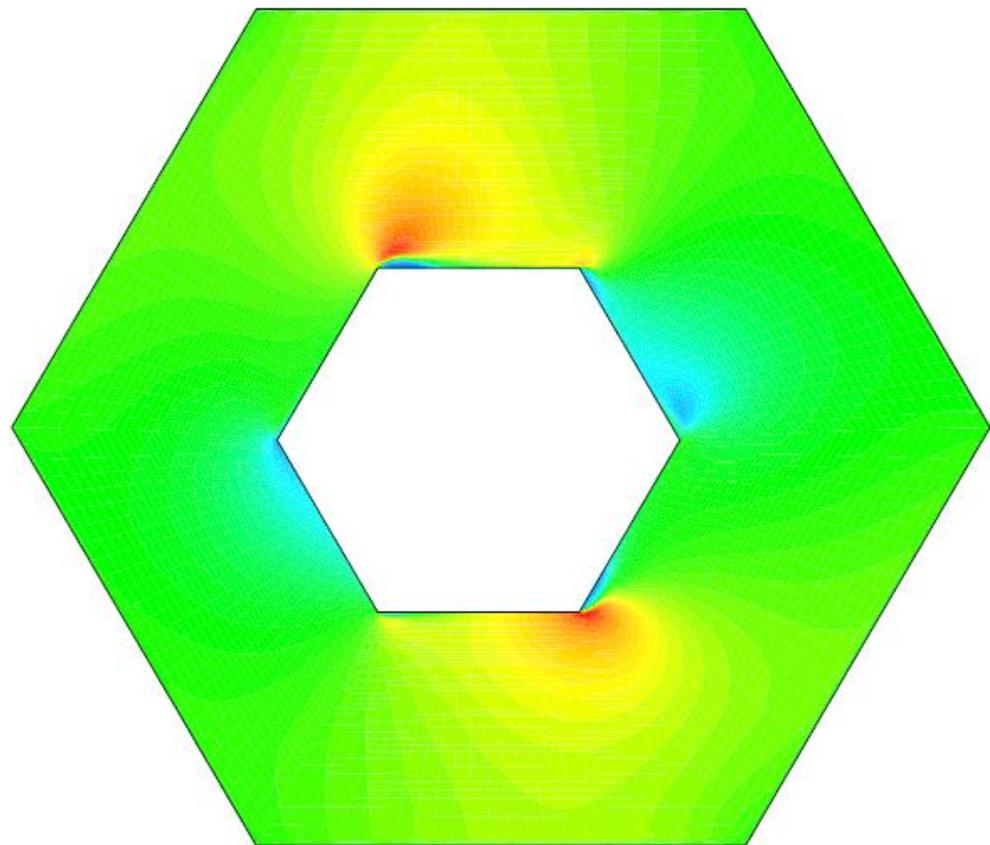
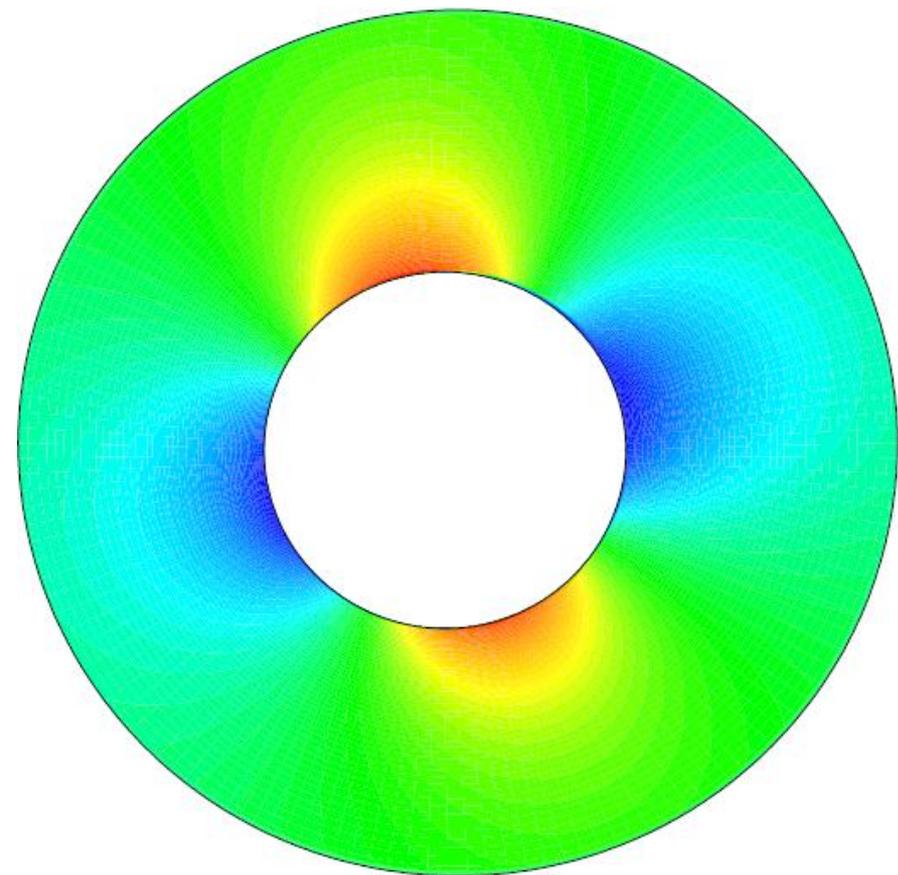


STOCKAGE D'ÉNERGIE

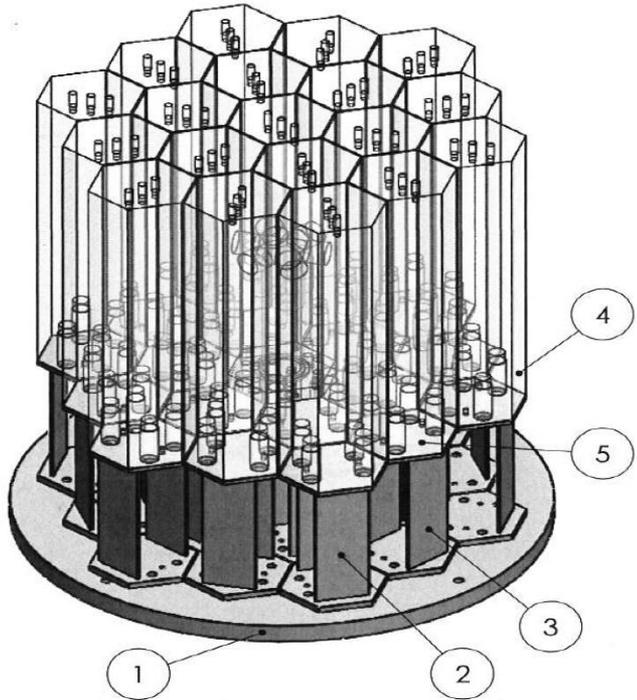
- L'énergie des tourbillons n'arrive pas à être dissipée par viscosité dans les échelles de temps des oscillations. L'énergie des tourbillons est donc stockée dans le système
- On montre que pour des très forts confinements la taille des tourbillons se réduit.
- Deux effets sont en concurrence : la diminution de l'énergie par la diminution du gap et l'augmentation de l'énergie stockée par des tourbillons de taille plus grande



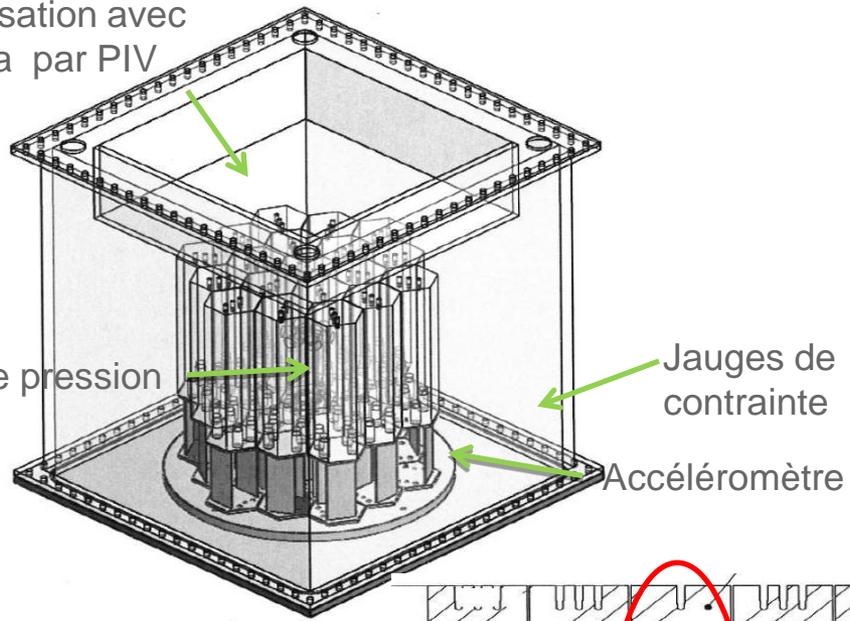
CHAMP DE VITESSE CYLINDRE VS HEXAGONE



Solution eau-Nal afin de mesurer le champ de vitesse dans l'espace inter-assemblage



Visualisation avec caméra par PIV



No. ARTICLE	NOM DE PIECE	NUMERO DE PLAN	QTE
1	Sommier	121029003a	1
2	Liaison Bi-lames Plat	121029004a	12
3	Liaison Bi-lames Angle	121029005a	6
4	Maquette Assemblage Plat	121029006a	12
5	Maquette Assemblage Angle	121029007a	6
6	Elément Central Socle	121029008a	1
7	Elément Central	121029009a	1

