



7<sup>e</sup> JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

# CALCUL DU TOSSAGE AVEC "SMART FLUIDS", UN CODE DE CALCUL PARTICULAIRE COMPRESSIBLE \*

A. Rompteaux\*

J.P. Vila\*,†

\* X-Recherche Service,  
Parc Club 28 rue Jean Rostand,  
91893 ORSAY Cedex,  
Tél: 01 60 19 18 19, Fax: 01 60 19 20 10,  
@mail: x.rs@wanadoo.fr

† Mathématiques pour l'Industrie et la Physique,  
UMR 5640 CNRS-INSA-UPS,  
Dépt G.M.M. Domaine de Rangueil,  
31077 Toulouse Cedex 4,  
@mail: vila@gmm.insa-tlse.fr

## Résumé

La méthode numérique SPH (Smooth Particle Hydrodynamics), implémentée dans le logiciel SMART FLUIDS d'X-RS a été appliquée sur 2 configurations d'impact de dièdre plan sur l'eau. Aussi bien des calculs de l'eau seule, que des calculs couplés fluide structure ont été réalisés. Des comparaisons expérimentales et avec des résultats issus d'une analyse asymptotique (de type écoulement potentiel) ont prouvé l'intérêt de l'application de cette technique numérique à ce type d'écoulements. On a pu mettre en évidence en particulier un couplage de l'écoulement fluide avec la structure déformable, qui implique des modifications importantes du champ de pression dans l'eau et donc des efforts subis par la carène.

## Abstract

We compute the impact of a deadra against free water with the SPH particle method. Comparisons with experimental data are provided. Fluid structure interaction is investigated, the computations reveal the influence of these effects on the pressure field.

---

\*Ce travail a été réalisé par X-Recherche Service avec le soutien du Bassin d'Essais des Carènes.

# 1 Introduction

Dans cette communication, nous présentons des simulations numériques de l'impact bidimensionnel de solides déformables ou rigides sur une surface libre liquide.

L'originalité principale de ce travail réside dans le choix de la technique numérique employée par le logiciel SMART FLUIDS. Elle est de type particulière, Lagrangienne et sans maillage. Elle est donc particulièrement adaptée aux cas présentant de grandes déformations des surfaces libres puisqu'aucun traitement spécifique n'est appliqué aux interfaces.

La caractéristique nouvelle majeure apportée par l'utilisation de cette technique numérique réside dans l'hypothèse de compressibilité retenue aussi bien pour l'eau que pour les solides déformables. L'air ambiant n'est pas simulé et seule une condition de pression extérieure est appliquée.

Ceci permet de simuler directement avec le même outil aussi bien les matériaux solides que le liquide, et d'examiner les aspects dynamiques rapides, y compris l'éventuelle plastification du matériau constituant la carène.

Des comparaisons expérimentales dans un cas, et avec la méthode des développements asymptotiques dans les deux cas, sont proposées.

Dans une première partie, on décrit les principes de base de la méthode particulière SPH ("Smooth Particle Hydrodynamics"). On décrit ensuite l'application de cette méthode aux équations d'Euler régissant le comportement des fluides et en particulier celui de l'eau dans les cas qui nous concernent ici. Puis, on s'intéresse aux équations des milieux continus modélisant les matériaux solides et à leur discrétisation particulière pour traiter le cas test avec une paroi déformable.

La dernière partie est consacrée à une présentation des résultats obtenus sur les deux cas tests proposés par le Bassin d'Essais des Carènes. Il s'agit tout d'abord de l'impact avec une loi de vitesse verticale donnée, d'un dièdre indéformable sur l'eau. Le second cas test traite l'impact à une vitesse initiale de 8 m/s d'un dièdre en aluminium renforcé d'acier. On présentera sur ce cas, deux résultats de SMART FLUIDS. Dans le premier l'eau et les solides sont traités de manière particulière et la vitesse de chute est ralentie par les efforts exercés sur la structure. Le second résultat présenté ne modélise que la partie liquide, on impose une vitesse de chute constante à la carène.

L'objectif de ces calculs est de mesurer les coefficients de pression et les efforts subis par la carène (et éventuellement sa déformation), ainsi que de visualiser la dynamique de la vague d'étrave.

## 2 La méthode S.P.H.

Le code de calcul SMART FLUIDS est basé sur une méthode numérique relativement récente: la méthode particulière S.P.H. ("Smooth Particle Hydrodynamics"). Elle a été découverte par Lucy [1] en 1977, puis développée par Monaghan [2], et par Benz [3].

### 2.1 Principes de bases de l'approximation particulière

Le principe de l'approximation particulière d'une fonction repose sur l'écriture:

$$(1) \quad f(x) \approx \int f(x')W(x-x',h)dx' \quad x \in \mathbb{R}^d (d=1,2 \text{ ou } 3)$$

Le "noyau régularisant"  $W(x,h)$  est centré en  $x$  et de support borné de taille  $h$ .

On discrétise alors tous les matériaux (solides déformables et liquide ici) dans leurs positions et formes initiales par un réseau régulier de points  $i$  pour former un nuage  $P$ . En appelant  $\Delta x_i$  le pas de discrétisation local on approche alors l'intégrale (1) en affectant le poids  $w_i = \Delta x_i^d$  à chaque point de  $P$ :

$$(2) \quad f(x) \approx \sum_{i \in P} w_i(t) f(x_i(t)) W(x - x_i(t), h)$$

Noter que les points de quadrature de  $P$  seront mobiles et que leurs poids vont donc varier avec leurs positions. C'est une caractéristique de cette technique numérique, la discrétisation spatiale varie au cours du temps et la connectivité entre les poids est recalculée constamment.

## 2.2 Lois de conservation en mécanique des milieux continus

L'écriture des principes de conservation en coordonnées Lagrangiennes est la suivante :

$$(3) \quad \begin{cases} \frac{d\rho}{dt} = 0 \\ \frac{d\rho \vec{v}}{dt} = \text{div}(\sigma) \\ \frac{d\rho(u + \frac{1}{2}\|v\|^2)}{dt} = \text{div}(\sigma \vec{v}) \end{cases}$$

Où  $\frac{d}{dt}$  est la dérivée Lagrangienne,  $\sigma$  est le tenseur des contraintes,  $u$  est l'énergie interne massique .

Les particules  $j$  sont transportées de manière Lagrangienne :

$$\frac{dx_j}{dt}(t) = v(x_j(t), t)$$

Les poids de la formule de quadrature sont modifiés selon la formule classique :

$$\frac{dw_j}{dt}(t) = w_j(t)(\text{div} \vec{v})(x_j(t), t)$$

Il ne reste plus qu'à faire évoluer la masse, la quantité de mouvement et l'énergie en fonction des termes sources des équations (3).

En particulier, l'équation de conservation de la masse du système conduit à :

$$\frac{d}{dt}(w_i(t)\rho_i(t)) = 0$$

Cette propriété est la base de la méthode S.P.H. puisqu'elle implique que la quantité  $m_i = w_i(t)\rho_i(t)$  (qui est réellement une masse) est constante le long des trajectoires. C'est à ce stade que la notion de particule apparaît puisque chaque point de quadrature représente en fait (grâce au transport Lagrangien retenu) l'évolution d'une petite quantité de matière.

Les deux autres équations de (3) sont alors réécrites sous forme Lagrangienne et discrétisées selon la même règle pour obtenir le système équivalent :

$$(4) \quad \begin{cases} m_i = w_i(0)\rho_i(0) \\ \frac{d}{dt}(v_i^\alpha) = \sum_j m_j \left( \frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} - \Pi_{ij}\delta^{\alpha\beta} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{d}{dt}(u_i) = -\frac{p_i}{\rho_i^2} \sum_j m_j (v_j^\gamma - v_i^\gamma) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\gamma} - \frac{1}{2} \sum_j m_j \Pi_{ij} (v_j^\gamma - v_i^\gamma) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\gamma} + \frac{D_i^{\alpha\beta} S_i^{\alpha\gamma}}{\rho_i} \end{cases}$$

Le terme  $D^{\alpha\beta}$  est le tenseur des taux de déformations :

$$D^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} + \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\alpha} \right)$$

Le terme  $S^{\alpha\beta}$  représente la partie déviatrice ( $S^{\gamma\gamma} = 0$ ) du tenseur des contraintes :  $\sigma^{\alpha\beta} + P\delta^{\alpha\beta} = S^{\alpha\beta}$  où la pression  $P$  est alors fournie par la loi d'état.

Les termes sources ont été discrétisés par dérivation de la formule (2). Des termes symétriques ont été introduits afin d'assurer les conservations globales au niveau discret. Enfin, une pseudo-pression visqueuse  $\Pi_{ij}$  est ajoutée pour assurer la stabilité du schéma numérique. Pour plus de détails, voir par exemple les travaux de JP Vila [4].

### 2.3 Modélisations supplémentaires

**Lois d'état** La fermeture du système (3) nécessite la donnée de lois d'état qui relient la pression  $P$  à  $\rho$  et  $u$ . Pour l'eau, c'est la loi de Tait (voir [5]) qui est utilisée. Elle est de la forme :

$$(5) \quad P(\rho) = k \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right]$$

Pour les solides, nous retenons une forme classique de type Mie-Gruneisen :

$$(6) \quad P(\rho, u) = \left( 1 - \frac{1}{2} \Gamma_0 \frac{\mu}{1 + \mu} \right) P_H(\mu) + \Gamma_0 \rho_0 u$$

avec  $\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$  et

$$P_H(\mu) = \begin{cases} \rho_0 c_0^2 \mu & \text{si } \mu < 0, \\ \rho_0 c_0^2 \mu (1 + (2s - 1)\mu + (s - 1)(3s - 1)\mu^2) & \text{si } \mu \geq 0 \end{cases}$$

où  $s$  et  $\Gamma_0$  sont des coefficients relatifs au matériau (respectivement la pente de la polaire de choc et le coefficient de Gruneisen).

**Lois de comportement** Pour les solides, la formulation de Jaumann (pour assurer l'objectivité ou principe d'indifférence matérielle) et l'hypothèse de Hooke fournissent une relation différentielle pour les termes de la partie déviatrice du tenseur des contraintes.

**Plasticité** Pour les applications réalisées dans le cadre de cette étude, une modélisation de type élasto-plastique parfait borne le second invariant du tenseur des contraintes selon le critère de Von Mises.

## 3 Modélisations

### 3.1 Description expérimentale

Les deux catégories de résultats présentées dans ce chapitre diffèrent uniquement par les dimensions et par la vitesse de chute. Ils seront comparés aux résultats de la théorie asymptotique [6].

Cette vitesse est imposée comme une fonction du temps pour le premier cas dit indéformable, puisqu'on ne simule dans ce cas que la partie liquide, le dièdre est alors modélisé dans le calcul par des conditions aux limites de parois rigides mobiles. La loi de vitesse retenue permet une comparaison expérimentale avec des résultats de Zhao et al. [7].

Dans le deuxième cas dit déformable, la vitesse initiale du dièdre est de 8 m/s et deux calculs seront menés et comparés. L'un prendra en compte la structure comme étant déformable. Elle sera donc simulée par la même technique numérique avec une discrétisation volumique de l'épaisseur des plaques solides. Dans ce cas, la vitesse de chute décroît naturellement au cours du temps puisque la carène subit les efforts de pression de l'eau. Un deuxième calcul sera mené (et comparé au premier) dans lequel la carène est supposée indéformable et la vitesse de la paroi imposée à 8 m/s à tous les instants. Ce résultat pourra être comparé de façon plus réaliste aux résultats fournis par l'analyse asymptotique qui fait elle aussi cette hypothèse.

## 3.2 Synthèse des données numériques

### 3.2.1 Conditions géométriques

Les géométries des deux configurations de calcul sont présentées sur la figure 1. La seconde configuration sera étudiée à la fois comme la première avec une condition à la limite de paroi rigide à vitesse imposée, mais aussi en modélisant la structure déformable par la même technique numérique que l'eau. C'est seulement dans ce dernier cas, que les épaisseurs et la nature des matériaux solides seront prises en compte. Pour le calcul de la géométrie du cas déformable avec une condition de paroi rigide à vitesse de chute imposée, des parois verticales seront ajoutées (jusqu'à 2 m selon  $X$ ) comme dans le cas indéformable.

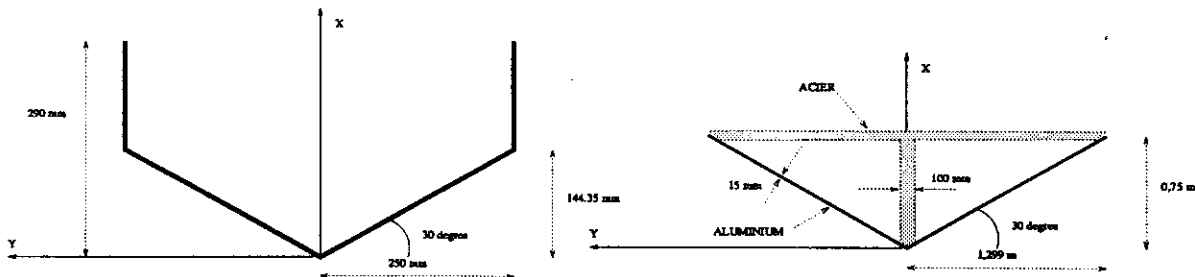


FIG. 1 - Géométries des dièdres

### 3.2.2 Lois d'état

La loi d'état de l'eau (rappelons qu'elle est simulée comme un fluide compressible) est de la forme décrite page 4 avec une vitesse du son de 400 m/s, ce qui correspond à l'introduction de compressibilité artificielle dont on a vérifié qu'elle ne perturbait pas les informations examinées (en fait l'échelle de vitesse acoustique et la vitesse de déplacement physique de la matière restent parfaitement découplées; on s'autorise une variation relative de densité  $\Delta\rho/\rho$  homogène au nombre de Mach au carré plus importante que la réalité mais qui produit un Mach qui reste dans le domaine incompressible).

Pour le calcul en structure déformable, des lois d'état de type Mie-Gruneisen (voir page 4) ont été utilisées pour les matériaux solides. Aussi bien pour l'aluminium que pour l'acier les données fournies par le Bassin d'Essais des Carènes pour celles disponibles et des valeurs réalistes pour les autres ont été retenues :

Acier :

$$\rho_0 = 7800 \text{ kg/m}^3, Y = 315 \text{ MPa}, G = 80.8 \text{ GPa}, \Gamma_0 = 1.8, s = 1.5 \text{ et } c_0 = 4737 \text{ m/s}$$

Aluminium :

$$\rho_0 = 2700 \text{ kg/m}^3, Y = 230 \text{ MPa}, G = 26.3 \text{ GPa}, \Gamma_0 = 1.97, s = 1.4 \text{ et } c_0 = 5040 \text{ m/s}.$$

### 3.2.3 Conditions aux limites

Les conditions de surfaces libres sont prises en compte naturellement par la technique numérique mise en œuvre dans SMART FLUIDS par un simple décalage de la pression du niveau atmosphérique. Pour les calculs en structure indéformable, la carène est modélisée par construction de particules fantômes (voir [4]).

### 3.2.4 Conditions initiales

Dans les trois cas de calcul présentés, une répartition uniforme des particules dans la zone proche située autour du point d'impact est retenue. La zone située au delà de ce rayon est discrétisée à l'aide d'une évolution géométrique du pas d'espace, ce qui permet de simuler de façon économique un domaine très grand.

### 3.2.5 Conditions numériques

	Indéformable	Déformable Chute forcée	Déformable Chute libre
Plus petit pas de discrétisation	1.5 mm	6 mm	7.5 mm (eau) 5 mm (Aluminium)
Nombre de particules	41630	44244	15174 (dont 12841 d'eau)
Pas de temps maximum	3 $\mu$ s	12 $\mu$ s	1 $\mu$ s
Temps Final	25 ms	100 ms	100 ms
Nombre de dt constaté	8341	8344	100148

## 3.3 Dièdre indéformable

Cette première série de résultats concerne la simulation du cas indéformable où la loi de vitesse de chute est imposée comme interpolation des valeurs discrètes fournies par le Bassin d'Essai des Carènes.

### 3.3.1 Champs bidimensionnels

Nous présentons d'abord quelques visualisations globales de champs bidimensionnels afin d'examiner qualitativement les résultats obtenus, en particulier, les champs de pression sur les figures (2) et (3).

Ces deux figures mettent en évidence la formation des jets le long des parois du dièdre, avant que l'eau ait atteint l'angle avec la paroi verticale (fig 2) et après pénétration complète du dièdre (fig 3). Il semble que les jets produits par SMART FLUIDS soient plus courts que ceux prédits par l'analyse asymptotique.

On remarque des perturbations des champs de pression près des angles de la géométrie. Cette perturbation est plus prononcée dans les angles avec les parois verticales que sur la quille (sommet du dièdre). Ce défaut provient du traitement simplifié des conditions aux limites de paroi par des particules fantômes utilisé ici. Cette perturbation numérique reste localisée aux particules voisines de ces angles mais on retrouvera cette influence sur les signaux monodimensionnels pris le long des parois.

Les champs de vitesses obtenus aux mêmes instants indiquent des vitesses de plus de 20 m/s aux extrémités des jets pour une vitesse d'impact comprise entre 6.2 et 4.8 m/s. La taille des particules discrète choisie pour cette zone de l'écoulement est suffisante pour définir précisément les jets produits (plus de 10 particules par section). La forme du jet

engendré semble physiquement plausible même si les perturbations numériques générées au passage du coin peuvent l'avoir modifiée pour les temps supérieurs à 15 ms.

### 3.3.2 Signaux pariétaux temporels

Des informations locales ont été prélevées au cours du calcul et concernent le signal de pression (plus exactement le  $C_p$ ) en un certain nombre de capteurs disposés sur la paroi. Les 4 premiers capteurs sont situés respectivement à 25, 75, 125, 175 mm de la quille, et le dernier à 25 mm de l'angle avec la paroi verticale.

Deux exemples d'évolutions temporelles des  $C_p$  sont présentées sur la figure (4). Elles peuvent être directement comparées à celles fournies par le Bassin d'Essais des Carènes et issus de l'analyse asymptotique.

Les instants d'apparition des signaux sont tout à fait comparables, ce qui prouve la bonne prédiction des vitesses et de la partie du jet d'eau le long de la paroi qui a une influence sur les efforts.

Excepté pour le premier capteur, les signaux fournis par SMART FLUIDS ne présentent pas la surpression initiale prédite dans les résultats asymptotiques. D'autre part, le niveau vers lequel tend chaque signal est toujours plus faible que celui de cette prédiction.

### 3.3.3 Signaux pariétaux spatiaux

Des évolutions spatiales des  $C_p$  à certains instants sont présentées sur la figure (5). Elles peuvent être directement comparées à celles fournies par le Bassin d'Essais des Carènes et issus de l'analyse asymptotique. L'axe horizontal retenu pour ces figures utilise la variable  $\frac{Z}{H} - 1$  où  $Z$  est la cote verticale du point considéré par rapport à la quille et  $H$  l'immersion du dièdre par rapport au niveau de la mer initial.

On constate à nouveau sur ces signaux le défaut numérique de la condition à la limite près de la quille qui conduit à sous-estimer la pression dans cette zone. On retrouve, comme sur les signaux temporels, des niveaux des  $C_p$  obtenus par SMART FLUIDS inférieurs à ceux des prédictions asymptotiques.

On ne retrouve pas non plus sur les signaux spatiaux, la surpression indiquée par l'analyse asymptotique pour  $\frac{Z}{H} - 1$  entre 0.5 et 1. Les visualisations des champs bidimensionnels montrent pourtant la présence du jet jusqu'à cette valeur 1 pour  $\frac{Z}{H} - 1$ . Par contre, les valeurs de la pression dans le jet sont de l'ordre du bar et les  $C_p$  constatés dans les simulations SMART FLUIDS sont donc nuls dans cette zone.

### 3.3.4 Efforts globaux

Les évolutions temporelles de l'effort global vertical subi par la carène au cours de l'impact sont présentées sur la figure (6). On a reporté sur cette figure :

- Des valeurs expérimentales lues sur la courbe de la figure 15 de Zhao [7] (multipliées par 5 pour tenir compte de la dimension de 20 cm selon  $Z$ ).
- La courbe issue de l'analyse asymptotique.
- La composante verticale de la force s'appliquant sur la paroi, estimée par intégration de la pression (sur 100 points) obtenue par SMART FLUIDS.

La prédiction de l'instant du maximum d'effort est tout à fait comparable pour les trois signaux mais les résultats de l'analyse asymptotique ne fournissent pas d'informations après cet instant (16 ms).

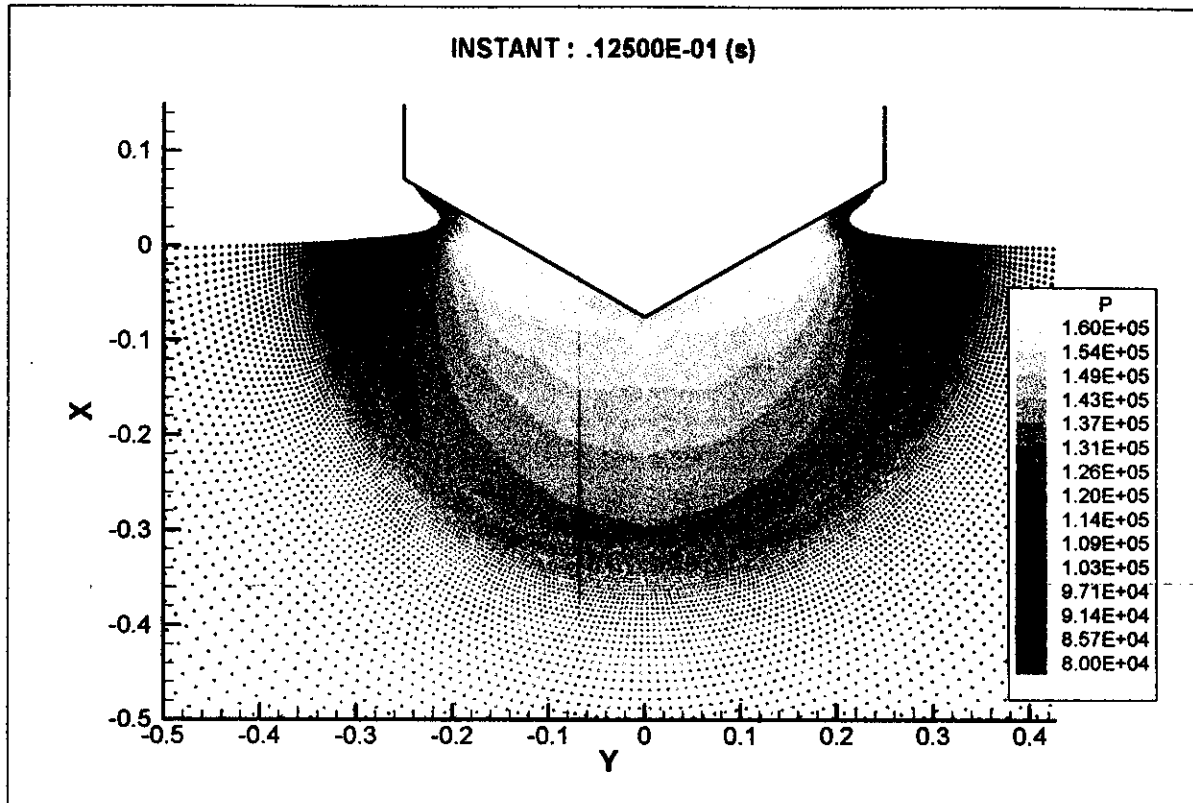


FIG. 2 - Dièdre indéformable - Champ de pression à 12.5 ms

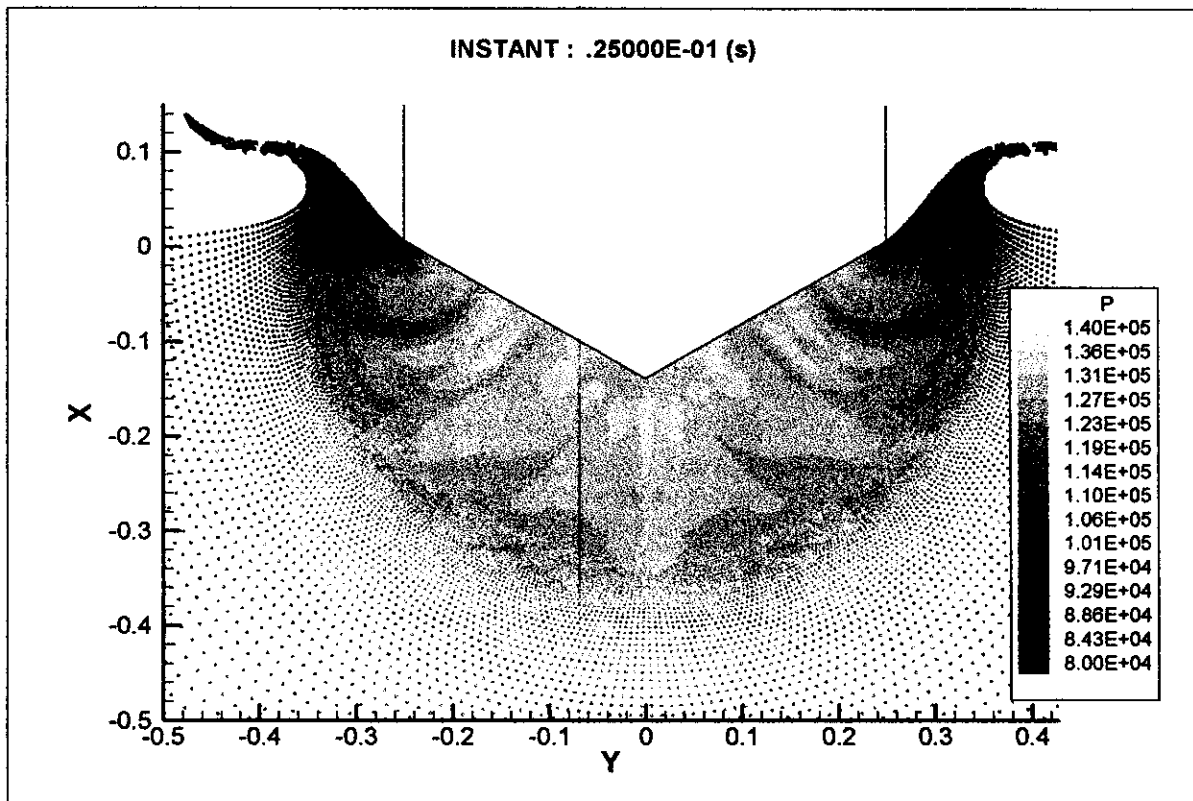


FIG. 3 - Dièdre indéformable - Champ de pression à 25 ms



La concordance avec les résultats expérimentaux est meilleure pour les calculs obtenus avec SMART FLUIDS qu'avec les résultats asymptotiques.

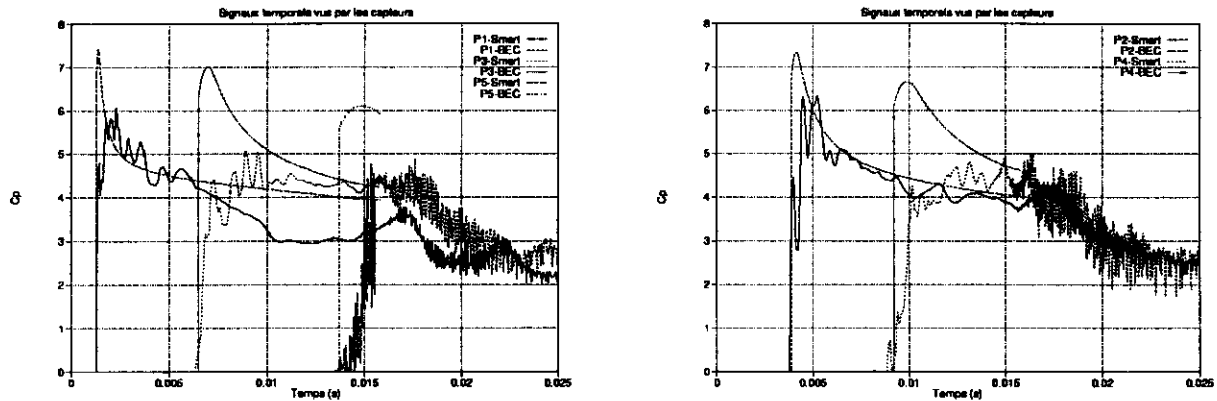


FIG. 4 - Capteurs pariétaux

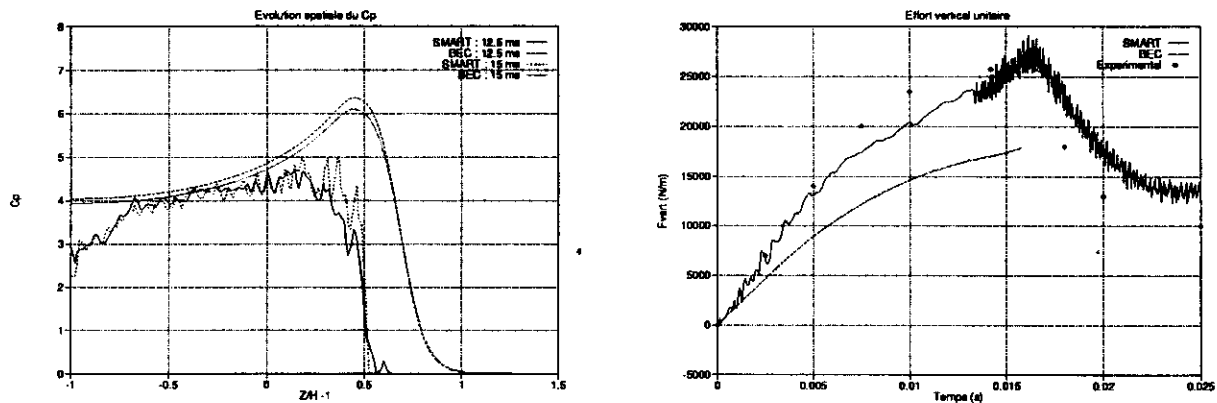


FIG. 5 -  $C_p$  le long de la paroi à 12.5 et 15 ms

FIG. 6 - Evolution temporelle de l'effort vertical subi

### 3.4 Dièdre déformable

Cette seconde série de résultats concerne la simulation du cas dit 'déformable'. Elle comporte en fait deux calculs différents selon la nature de la loi de vitesse de chute.

Si elle est imposée à 8 m/s (cas nommé chute forcée), en fait le calcul considérera la paroi comme une condition à la limite et seule l'eau sera simulée. Si le calcul simule aussi la partie solide (cas nommé chute libre), la loi de chute est en fait constatée a posteriori.

#### 3.4.1 Champs bidimensionnels

Certaines figures 2D présentent à la fois les deux types de calcul: chute forcée (à gauche) et chute libre (à droite). On constate sur ces planches la meilleure discrétisation retenue pour le cas chute forcée, trop coûteuse en temps de calcul dans le cas chute libre.

On présente sur les figures (7) et (8) les champs de pression obtenus où l'échelle de pression a volontairement été bornée pour visualiser le champ dans l'eau mais les niveaux dans les solides sont d'un autre ordre de grandeur (de l'ordre de centaines bars en positif ou négatif).

Dès l'instant 20 ms, on constate une différence sensible des champs de pression obtenus entre les deux calculs alors que les positions du dièdre ne sont pas encore très différentes. Même les isobares en champs lointain (plus de 20 cm au delà des parois) sont quasi circulaires dans le cas chute forcée mais pas du tout dans le cas chute libre. Aux instants suivants, ces différences s'accroissent puisque dans le cas chute libre, la vitesse de chute ralentit sensiblement.

A partir de 30 ms, on constate aussi des variations importantes de la pression le long de la paroi dans le cas déformable alors que les valeurs sont beaucoup plus uniformes dans le cas chute forcée. Ce phénomène se confirmera sur les tracés de signaux pariétaux et est la preuve d'un couplage entre le fluide et la structure. La longueur d'onde de ces variations spatiales est de l'ordre de 50 cm.

Le calcul de la structure a montré que les matériaux solides restent sollicités constamment dans leur domaine élastique et qu'aucune zone n'a été plastifiée mais met en évidence une légère flexion de la tôle.

### 3.4.2 Signaux pariétaux temporels

Des évolutions temporelles de  $C_p$  aux prises de pression sont présentées sur la figure (9). Elles peuvent être directement comparées entre elles et à celles fournies par le Bassin d'Essais des Carènes et issus de l'analyse asymptotique.

La comparaison entre les deux calculs SMART FLUIDS sur cette géométrie montre par contre des signaux très différents. Les ondes acoustiques calculées dans les solides impliquent en particulier des fluctuations de plus forte amplitude du  $C_p$  dans le cas de la chute libre (calcul déformable). Bien entendu, pour les temps supérieurs à 20 ms, la vitesse de chute libre étant plus lente, les niveaux d'effort sont inférieurs et les temps d'apparition du signal sur les capteurs éloignés de la quille deviennent plus grands.

On constate aussi clairement le passage d'onde de pression à des périodes de l'ordre de 10 ms qui indiquent un couplage entre la pression dans l'eau et des déformations de la plaque. Ces ondes ont déjà été remarquées sur les champs bidimensionnels avec des longueurs d'onde de 50 cm. Cela correspond donc à des vitesses de l'ordre de 50 m/s, ce qui prouve que ce ne sont pas des ondes acoustiques ( $c = 400$  m/s).

### 3.4.3 Signaux pariétaux spatiaux

Les évolutions spatiales des  $C_p$  à 6 instants sont présentées sur les figures (11) et (12). L'analyse asymptotique fournit en fait un signal indépendant de l'instant puisque la vitesse de chute reste constante.

Dans le cas de la chute forcée, on retrouve en effet des signaux qui ne dépendent pas de l'instant. Comme dans le cas indéformable, la surpression indiquée par l'analyse asymptotique pour  $\frac{Z}{H} - 1$  entre 0.5 et 1 reste absente.

Dans le cas de la chute libre, le ralentissement de la chute provoque une baisse du niveau moyen des efforts subis. Comme dans le cas des signaux temporels, on constate l'existence d'ondes spatiales d'amplitude assez forte (1/2 à 2 points de  $C_p$ ) qu'on explique par l'influence de déformations de la plaque.

### 3.4.4 Efforts globaux

Les évolutions temporelles de l'effort global vertical subi par la carène au cours de l'impact sont présentées sur la figure (10). On compare alors les deux calculs à la valeur fournie par l'analyse asymptotique.

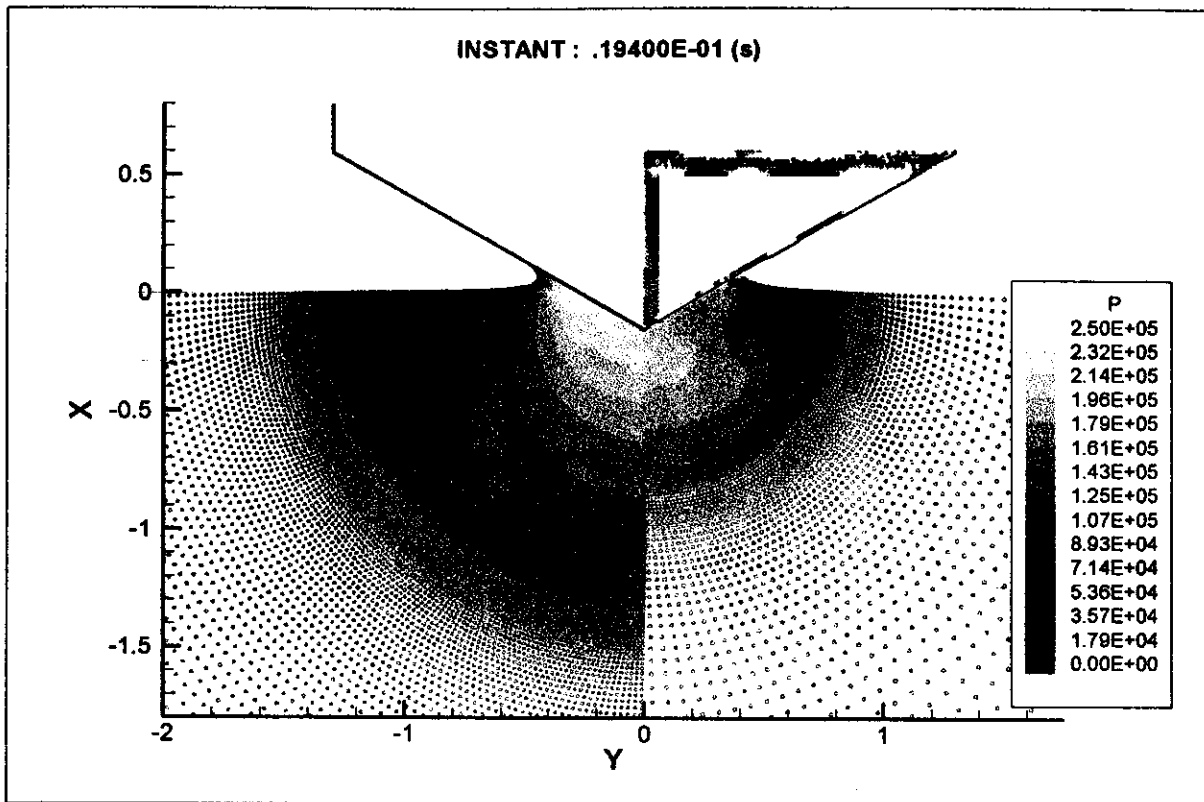


FIG. 7 - Dièdre déformable - Champ de pression à 19.4 ms

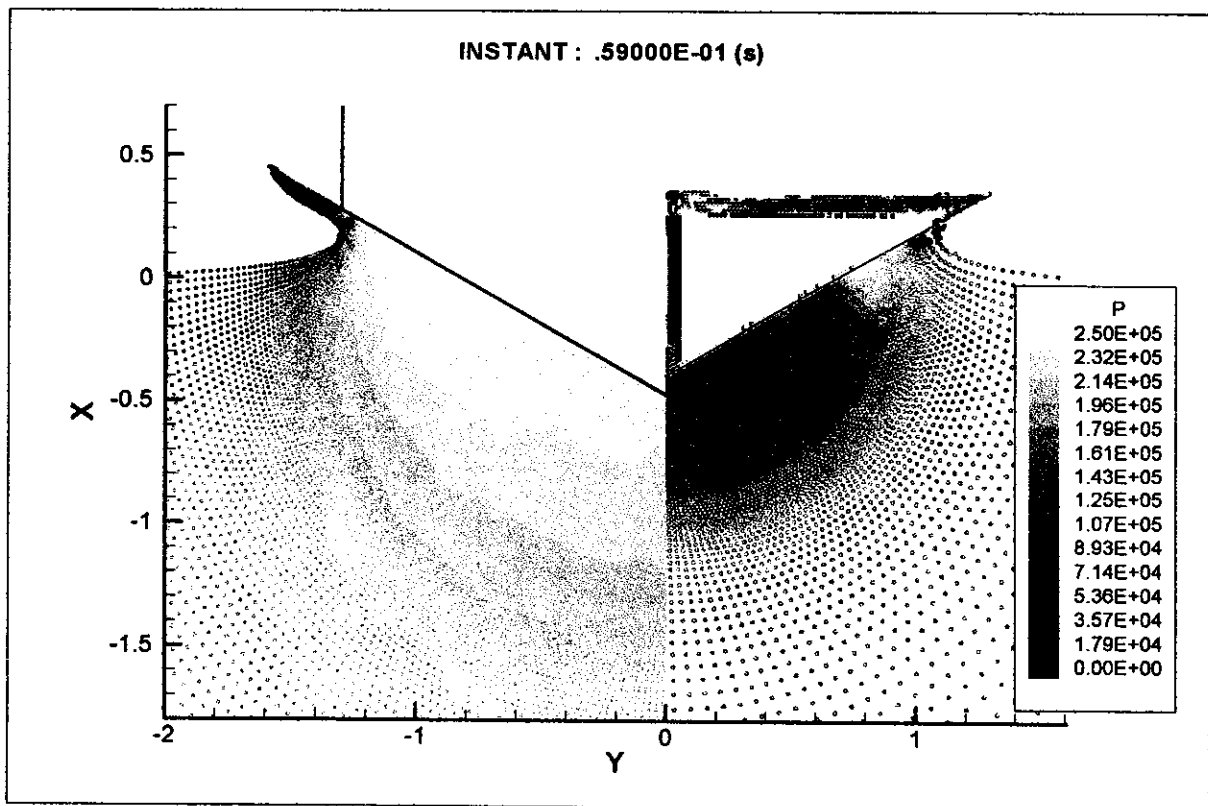


FIG. 8 - Dièdre déformable - Champ de pression à 59 ms

Pour le calcul en chute forcée, l'évolution est tout à fait comparable à cette prédiction en écoulement potentiel, y compris pour l'instant du maximum d'effort de 62 ms. On observe très bien sur le calcul, la décroissance des efforts par la suite, information indisponible sur les prédictions fournies par le Bassin d'Essais des Carènes.

Les efforts subis par la structure sont bien sûr beaucoup plus faibles dans le cas de la chute libre et présentent, comme les signaux pariétaux spatiaux et temporels, des ondes de période 10 ms.

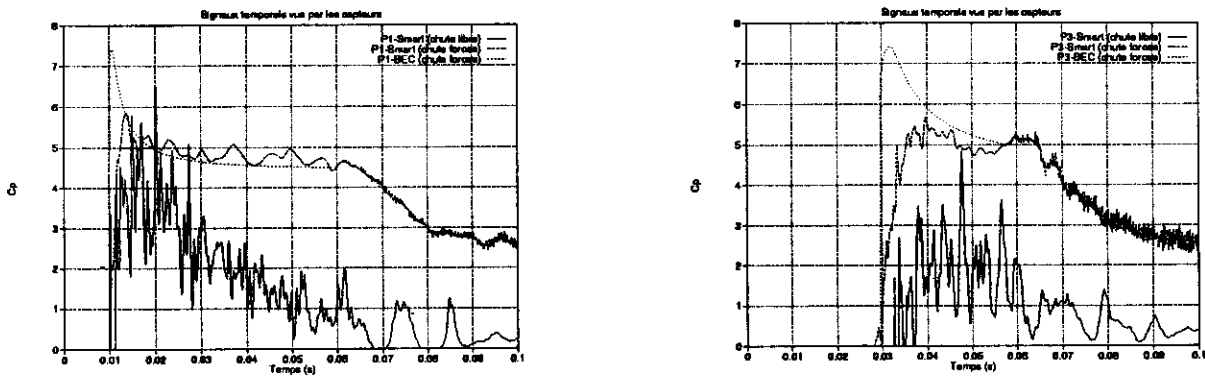


FIG. 9 - Capteurs pariétaux 1 et 3

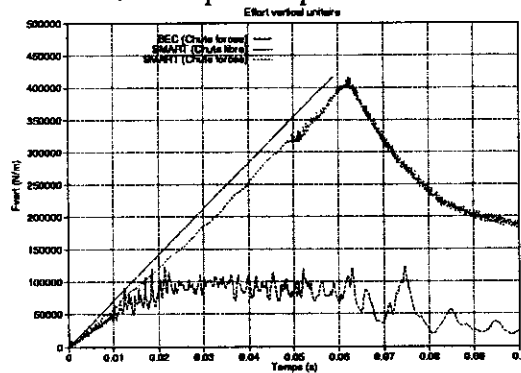


FIG. 10 - Evolution temporelle de l'effort vertical subi

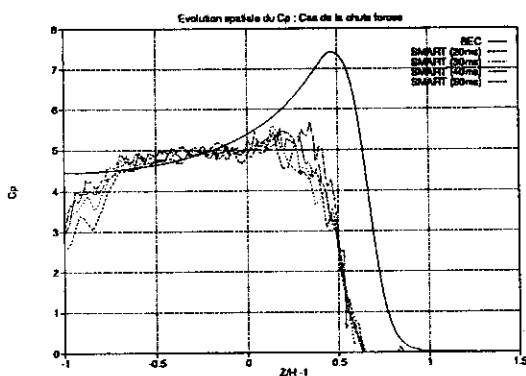


FIG. 11 -  $C_p$  le long de la paroi: chute forcée

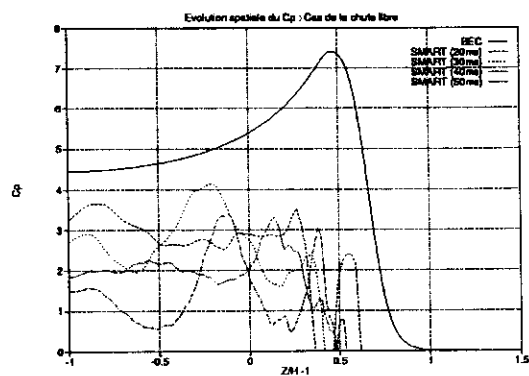


FIG. 12 -  $C_p$  le long de la paroi: chute libre

## 4 Conclusions

Le logiciel SMART FLUIDS V4.1 a été appliqué dans trois cas de calcul sur deux configurations géométriques bidimensionnelles différentes de dièdres à 30 degrés.

Dans le premier cas, la loi de vitesse de chute a été imposée pour permettre la comparaison, à la fois avec des résultats expérimentaux, et les prédictions issues de l'analyse asymptotique et fournies par le Bassin d'Essais des Carènes. La visualisation des champs bidimensionnels permet d'observer la formation du jet ainsi que son parcours dans la phase libre. La comparaison des signaux temporels ou spatiaux avec les prédictions de l'analyse asymptotique montre des évolutions comparables. On note toutefois que la surpression initiale indiquée dans tous les signaux par la modélisation asymptotique n'est présente que pour le premier capteur (cas du signal temporel) dans la simulation SMART FLUIDS. La comparaison expérimentale de l'évolution temporelle de l'effort vertical subi est meilleure pour le calcul SMART FLUIDS que pour les prédictions asymptotiques.

Dans la deuxième géométrie étudiée, deux calculs ont été menés et comparés : le premier simule la chute forcée du dièdre (indéformable) à vitesse constante et utilise donc la même hypothèse que l'analyse asymptotique, le second (cas de chute libre) simule dans le même calcul non seulement la zone liquide mais aussi les déformations subies par la coque (modélisée par des plaques d'aluminium renforcées par des barres d'acier). Dans ce dernier cas, aucune zone solide n'a atteint sa limite plastique et toutes les déformations sont donc restées élastiques. On constate sur tous les signaux des ondes de pression de période 10 ms et de longueur d'onde 50 cm. Ces ondes ne sont jamais apparues dans les calculs indéformables et sont la preuve d'un couplage entre les déformations de la plaque et les efforts subis.

La méthode SPH implantée dans le code SMART FLUIDS a permis de développer des calculs présentant de grandes déformations des surfaces libres. Elle permet aussi de traiter l'interaction fluide-structure dont les effets sur la dynamique des efforts semblent importants.

## Références

- [1] L. Lucy 1977 , *Astrono.. J.*, 82,1013.
- [2] J.J. Monaghan "Simulating free surface flows with SPH" *J. Comp. Phys.* 110, 1994
- [3] W. Benz "Smooth Particle Hydrodynamics : a Review." Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics preprint 2884, 1989
- [4] J.P. Vila "On Particle Weighted Methods and Smooth Particle Hydrodynamics", *M<sup>3</sup>AS*, 1999.
- [5] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtis, R.B. Bird "Molecular theory of gases and liquids", J. Wiley and Sons.
- [6] E. Fontaine, "Simulation de l'écoulement potentiel engendré par un corps élané perçant la surface libre à forts nombres de Froude" , Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1996
- [7] R. Zhao, O.M. Faltisen, J.V. Aarsnes, "Water entry of arbitrary two-dimensional sections with and without flow separation", 21 Symp. on Naval Hydrodynamics, 1996.

