

Simulations fluide/structure de chavirements d'iceberg

Fluid/structure simulations of iceberg capsizes

N. DE PINHO DIAS^(1,2), A. LEROYER⁽²⁾, A. MANGENEY⁽¹⁾, O. CASTELNAU⁽³⁾
depinhodies@ipgp.fr, alban.leroyer@ec-nantes.fr, mangeney@ipgp.fr, olivier.castelnau@ensam.eu

⁽¹⁾Institut de Physique du Globe, Université Paris Cité, Paris

⁽²⁾Laboratoire d'Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique,
Ecole Centrale de Nantes, Nantes

⁽³⁾Laboratoire des Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux,
Ecole des Arts et Métiers, Paris

Résumé

Afin d'améliorer la précision des prévisions relatives à l'évolution des calottes glaciaires et à l'élévation du niveau de la mer dans le cadre du réchauffement climatique, il est essentiel d'évaluer la perte de masse de glace décennale de ces calottes. Le vélage des icebergs aux glaciers émissaires contribue de manière significative à ces phénomènes. Le chavirement d'icebergs d'échelle kilométrique produit des ondes sismiques qui peuvent être enregistrées à des centaines de kilomètres et qui contiennent des informations sur les processus physiques en jeu. L'inversion sismique associée à la modélisation physique ne prenant en compte que la collision iceberg/glacier n'est pas suffisante pour récupérer avec précision le volume de l'iceberg vélé à partir des signaux sismiques et des études antérieures suGPèrent de prendre en compte la réponse hydrodynamique.

En conséquence, un modèle numérique de dynamique des fluides combinant un code de calcul résolvant les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds avec une méthode de pénalisation du volume et une formulation de force de contact ressort-amortisseur est employé.

Les simulations d'interactions fluide/structure d'un chavirement d'iceberg en contact avec un front de glacier montrent des résultats cohérents avec les données expérimentales de la littérature. Dans la configuration d'un glacier "posé", parmi les paramètres numériques, géométriques et physiques, le confinement de l'écoulement latéral et le rapport d'aspect de l'iceberg influencent le plus la dynamique du chavirement. Un modèle 3D est nécessaire pour les glaciers "posés".

Summary

In order to improve the accuracy in ice-sheet evolution and sea-level-rise predictions under global warming scenario, it is essential to evaluate the decadal ice mass loss of ice sheets. Calving of icebergs at marine-terminating glaciers has a significant contribution to those issues. At the kilometer scale, the capsizing of large icebergs produces seismic waves which can be recorded hundreds of kilometers away and contain information about physical processes at stake. Seismic inversion associated to physical modeling only accounting for the iceberg/glacier collision is not enough to accurately retrieve calved-iceberg volume from seismic signals and previous studies such as GPEst to incorporate hydrodynamic components. Accordingly, a Computational Fluid Dynamics model combining a Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations solver with a volume penalization method and a spring-damper contact force formulation is employed. Fluid structure simulations of a capsizing-iceberg colliding with a glacier front show results consistent with experimental data from the literature. In grounded glacier configuration, among the numerical, geometrical and physical parameters, the lateral flow confinement and iceberg aspect ratio influence the most the capsizing dynamics. A 3D model is required for grounded glaciers.

I – Introduction

Le réchauffement climatique est le principal moteur de l'accélération de la fonte des calottes glaciaires. Ces calottes contiennent environ 70 % de l'eau douce de la Terre et contribuent de manière significative à l'élévation du niveau de la mer. Plus précisément, la contribution du Groenland est estimée à entre 20 et 37 %, ce qui correspond à 0,47 à 0,77 mm/an [9].

Le processus de vèlage des icebergs, qui correspond à la séparation de blocs de glace des glaciers à terminaison marine, représente environ un tiers de la contribution du Groenland à l'élévation du niveau de la mer. Il s'agit d'une proportion notable, malgré les études indiquant une prévalence croissante de la fonte de la surface.

Le vèlage peut être classé en différentes catégories en fonction de la taille de l'iceberg et de sa dynamique, qu'il soit submergé ou qu'il chute dans l'océan. On peut observer que certains de ces événements sont associés à un chavirement, le couple créé par la compétition entre les forces de gravité et de flottaison entraînant le renversement de l'iceberg.

Des critères mathématiques ont été établis pour déterminer les conditions dans lesquelles un iceberg chavire. Selon le côté qui reste en contact avec le glacier pendant le processus, le chavirement est appelé *bottom-out* ou *top-out* [18, 2].

L'une des méthodes d'acquisition de données sur le vèlage des icebergs consiste à utiliser les données du réseau sismique mondial, enregistrées par les stations du Groenland (GLISN, IRIS), pour détecter les séismes glaciaires (GEQ) [17].

Les données accessibles des 30 dernières années peuvent fournir des informations sur le vèlage des icebergs et son évolution dans le temps. L'inversion sismique représente une méthodologie pour le déchiffrement du signal sismique des GEQ, qui a été précédemment explorée par [17, 15, 13]. Cependant, des divergences ont été observées entre les forces synthétiques (dérivées de la modélisation numérique et des expériences en laboratoire) et les forces inversées à partir du signal sismique. Cela suggère que les effets hydrodynamiques devraient être pris en compte dans le modèle.

Les modèles de chavirement précédents peuvent être classés en deux catégories : les modèles expérimentaux [1, 4, 11] et les modèles analytiques simplifiés qui incluent une masse ajoutée [16, 15, 3]. Les résultats sont cohérents avec ceux de la modélisation haute-fidélité de la dynamique des fluides numérique (CFD) après paramétrage ; cependant, ils ne peuvent reproduire la fin de l'historique de la force. Par conséquent, la CFD est indispensable, comme le prouvent Bonnet et al. [3], qui l'ont utilisée pour simuler le chavirement d'un iceberg en pleine mer et a obtenu des résultats conformes à ceux des expériences en laboratoire menées par [4]. L'étape suivante consiste à incorporer un contact entre deux corps solides : un front de glacier et un iceberg. L'implémentation d'un contact entre solides peut être plus ou moins naturelle selon la méthode choisie. Un examen de la littérature révèle que des études [7, 6, 20, 5] ont utilisé une variété de méthodes pour modéliser le vélage/chavirement des icebergs et les interactions fluide/structure (IFS). Cependant, à ce jour, aucune étude n'a incorporé une étude de champ proche en utilisant un modèle turbulent de Navier-Stokes moyenné par Reynolds. Dans cette étude, nous avons intégré un modèle de contact solide-solide/iceberg-glacier (voir 1) dans le solveur CFD à volume fini précédemment utilisé par Bonnet et al. [3]. La méthodologie est décrite dans la section II. Une étude paramétrique est présentée à la section IV. Le modèle est validé par rapport à des expériences en laboratoire tirées de la littérature [1, 4, 11] dans la section V.

II – Méthodes numériques

II – 1 Modèle d'interaction fluide/structure

Le solveur numérique ISIS-CFD, développé à l'École centrale de Nantes (France), est intégré et distribué par Cadence Design Systems et est utilisé dans la suite logicielle Fine/Marine. Le logiciel a été initialement conçu pour l'hydrodynamique navale et contient des fonctionnalités qui permettent la modélisation des IFS. Le logiciel ISIS-CFD est capable de résoudre les équations de Reynolds et de Navier-Stokes (RANS) incompressibles et instables avec une variété de modèles de turbulence, y compris la formulation de turbulence $k - \omega$ SST largement utilisée [10]. Le logiciel utilise une méthode de volume fini avec un maillage non structuré, ce qui permet de traiter des géométries complexes. Une reconstruction de Rhie et Chow et un algorithme de type SIMPLE sont utilisés pour réaliser le couplage pression-vitesse. Une méthode de capture d'interface [14] permet de prendre en compte les interactions air/eau par le biais d'une méthode de capture de surface libre.

Une formulation arbitraire lagrangienne-eulérienne permet la déformation du domaine fluide pendant le mouvement de l'iceberg. Dans le cas d'une configuration instable, la discrétisation temporelle repose sur la formule de différenciation à rebours d'ordre 2 (BDF2). Chaque pas de temps comprend une boucle interne d'environ 20 itérations (appelée boucle non linéaire), qui est utilisée pour traiter les non-linéarités du système grâce à une méthode de linéarisation de Picard. Le couplage fluide-structure est incorporé dans la boucle non linéaire, dans laquelle la dynamique solide est résolue et couplée au fluide par un mécanisme de relaxation basé sur la physique qui utilise une évaluation des coefficients de masse ajoutée, qui sont mis à jour tous les cinq pas de temps. [21].

Le logiciel ISIS-CFD est conçu pour le traitement parallèle et utilise le protocole MPI (Message Passing Interface). Les calculs ont été effectués sur le supercalculateur GLiCID de l'Université de Nantes en France.

Comme le chavirement d'un iceberg est un mouvement qui peut dépasser 90° , nous utilisons des grilles qui se chevauchent (*overset*) comme illustré dans 1. Deux domaines

sont définis : l'un pour le réservoir d'eau/fjord qui est fixe et l'autre attaché à l'iceberg (respectivement en jaune et en cyan sur la figure 1). Les informations traversant ces deux domaines sont interpolées et les erreurs numériques dues à l'interpolation sont réduites grâce au raffinement adaptatif du maillage [19]. Cette technique est appliquée à l'interface entre les deux domaines numériques, mais aussi à proximité de la surface libre, et permet d'effectuer des calculs précis à un coût raisonnable.

Malgré l'adaptation du pas de temps à l'un des deux nombres de Courant (un pour la surface libre et un pour l'overset), un cas particulièrement complexe et instable se trouve là où l'interface air-eau rencontre celle de l'overset. Nous avons remarqué que des instabilités numériques pouvaient se développer à partir de cette zone et se propager en particulier dans l'air. Il a donc été nécessaire d'appliquer un écrêtage de la vitesse à 1,5 fois la vitesse de référence de notre écoulement. Les résidus de cette instabilité sont dissipés rapidement et ne semblent pas avoir d'influence sur la dynamique de l'iceberg.

La zone où le maillage est le plus raffiné comprend le contour de l'iceberg, la paroi du glacier (plan $x=0$) et le fond du réservoir à proximité de l'iceberg, où les structures d'écoulement générées peuvent avoir un impact significatif.

Dans le modèle présenté, le fond du réservoir est supposé être un solide rigide avec une condition de glissement (pas de contrainte de cisaillement à la paroi, $\tau_{mur}=0$ Pa). La surface supérieure est soumise à une pression hydrostatique. L'iceberg est supposé rigide et a une condition limite de type « fonction de paroi ».

La taille du réservoir est suffisante pour empêcher la réflexion des vagues générées par le chavirement. En outre, la mise en œuvre de conditions limites de champ lointain et de cellules allongées dans la limite de grandes distances, $x \rightarrow \infty$, fournit un bon amortissement numérique des vagues. La paroi du glacier ($x = 0$) est modélisée conformément à la description fournie dans la section II – 2.

Par ailleurs, la limite du réservoir est située à $x < 0$, en fonction du maillage, et une condition de glissement est appliquée (approximativement $x = -0,01m$ sur la figure 1). Les calculs sont effectués pour des géométries 2D et 3D. En 3D, le plan $y = 0$ représente un plan de symétrie, par conséquent, les conditions aux limites de symétrie sont appliquées et seule la moitié de l'espace est considérée ($y \geq 0$). Des conditions limites de type « fonction de paroi » sont appliquées à la surface latérale restante.

En général, le nombre de cellules varie d'environ 20 000 (dans le cas d'un océan ouvert en deux dimensions) à environ 2 millions.

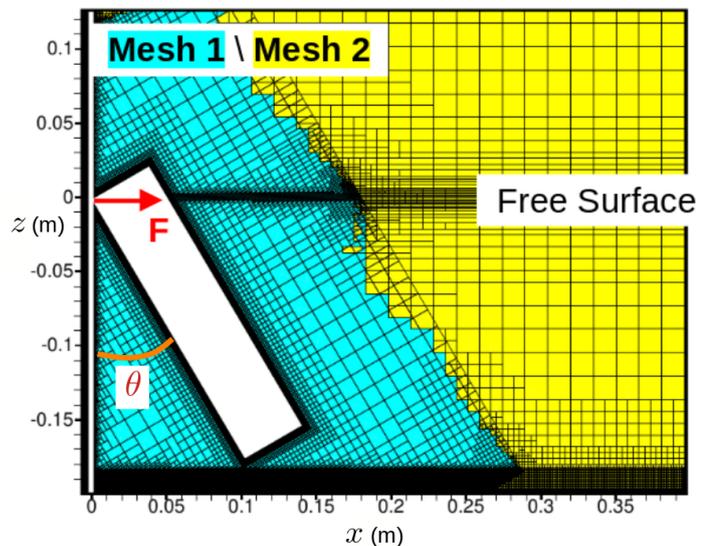


FIGURE 1 – Illustration des domaines maillés (iceberg à environ 30° ici). Blanc : corps solide de l'iceberg, jaune : domaine et maillage du réservoir, cyan : domaine et maillage liés à l'iceberg. La surface libre (initialement à $z=0$) est ombrée en foncé. Les zones de maillage affiné sont le mur, le sol (ici $z=-0,2$ m), le contour de l'iceberg et la surface libre.

Dans les cas où les icebergs présentent un grand rapport d’aspect, un plus grand nombre de cellules est nécessaire pour couvrir entièrement l’ensemble de leur périmètre ou de leur surface. Dans les cas impliquant des espaces étroits (sous l’iceberg pour les glaciers posés et/ou entre l’iceberg et la paroi latérale en 3D), un nombre considérable de petites cellules est nécessaire pour capturer avec précision les détails complexes. L’inclusion de ces caractéristiques augmente le coût de calcul. Les conditions initiales sont celles d’un domaine fluide au repos. L’iceberg, d’une hauteur de H , est incliné à un angle de $\theta(t = 0) = \theta_0$ et placé en position hydrostatique, avec ses coins supérieurs gauches en contact avec le glacier (voir figure 1), dans le cas d’un vêlage *bottom-out*. La valeur de θ_0 dépend du cas spécifique considéré et est indiquée dans la section correspondante des résultats.

II – 2 Milieu poreux et contact entre solides

Un iceberg est considéré comme un corps rigide et adhère à la deuxième loi dynamique de Newton. Néanmoins, la modélisation de la paroi du glacier présente certaines difficultés, car la question du contact solide-solide reste non résolue dans le cadre des volumes finis, qui se prête mieux à une formulation eulérienne.

En combinant deux techniques numériques, nous avons pu développer un modèle pour le contact entre une paroi fixe et un iceberg en mouvement (voir Figure 1).

La première méthode est une méthode de pénalisation du volume (VPM), qui est une approche courante dans les interactions fluide-structure [8]. Pour ce faire, on émule le comportement d’un milieu poreux à faible perméabilité, la méthode reposant sur les équations de Darcy-Brinkman. Dans ce cas particulier, le domaine de la paroi ($x < 0$) est rempli d’un fluide dont la vitesse est proche de zéro.

Ceci est réalisé en incorporant un terme source de la forme

$$S_{VPM,i} = -\rho \frac{u_i}{\tau_0} \text{ with } \tau_0 = t_0 k \left(\frac{\Delta t}{t_0} \right)^n, \quad (1)$$

avec u_i la composante de vitesse de l’écoulement dans la direction $i = x, y, z$, k un paramètre constant ($k=1$ dans notre cas), Δt le pas de temps actuel, $t_0 = 1$ s et n un paramètre.

Cette technique fonctionne à la condition que S_{VPM} soit beaucoup plus grand que les autres termes de l’équation de quantité de mouvement. Étant donné que Δt est petit et que k est fixé, les conditions susmentionnées impliquent que n doit être suffisamment grand. En pratique, la valeur de $n = 1$ représente la limite entre un comportement poreux et un comportement solide, où le fluide est toujours capable de se déplacer à l’intérieur du milieu. Néanmoins, si ce terme est excessivement grand, le calcul peut devenir instable, même si le terme supplémentaire est traité implicitement. Il convient de noter que le pas de temps est variable et a priori inconnu, en fonction du nombre de Courant. Par conséquent, il n’existe pas de méthodologie établie pour choisir la valeur de n . Nous avons utilisé $n = 1.5$ pour les cas 2D et $n = 1.2$ pour les cas 3D, ce qui s’est avéré être un bon compromis entre efficacité et convergence, voir la section IV – 2 pour une étude de sensibilité.

Le deuxième ingrédient est le modèle de la force exercée par le mur du glacier sur l’iceberg. Sans ce modèle, l’iceberg plongerait simplement à l’intérieur du milieu poreux. En effet, le VPM ne peut éviter le mouvement de l’écoulement qu’à l’intérieur de son domaine. Nous imposons donc une force de contact de type ressort-amortisseur à tout nœud du maillage de l’iceberg situé à l’intérieur du domaine du VPM, comme indiqué

dans l'équation (2)

$$\vec{F}_{glacier \rightarrow iceberg} \cdot \vec{x} = a|x_{iceberg} - x_{mur}|^2 - b|u_{x,iceberg}|^2 \text{sign}(u_{x,iceberg}) \quad \text{if } x_{iceberg} < x_{mur} = 0 \quad (2)$$

Dans l'expression (2), a et b sont des paramètres réglés pour limiter la pénétration du mur, $x_{iceberg} - x_{mur}$ est la distance entre le nœud du coin de l'iceberg et le mur (distance de pénétration) et $u_{x,iceberg}$ est la vitesse non dimensionnelle x de l'iceberg.

En tant que loi de frottement entre solides, nous ajoutons une simple force de frottement de type Coulomb à la paroi F_C (le long du vecteur tangentiel \vec{z}) donnée par l'équation (3).

$$F_C = \pm \vec{F}_{glacier \rightarrow iceberg} \cdot \vec{z} = \mu_C \vec{F}_{glacier \rightarrow iceberg} \cdot \vec{x}, \quad (3)$$

avec le signe $+$ dans la configuration « bottom-out » et le signe $-$ dans la configuration « top-out ». En faisant varier μ_C , il est possible d'émuler un contact entre des surfaces lisses ou rugueuses qui peuvent être différentes en laboratoire ou sur le terrain.

III – Base de données expérimentale

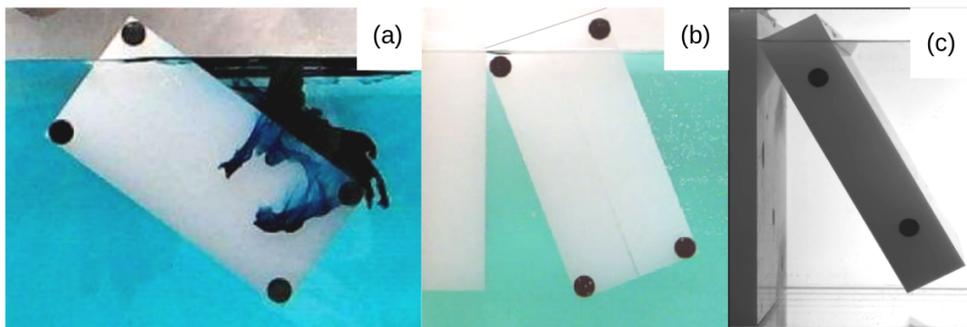


FIGURE 2 – View of the three laboratory experiments with (a) the Open Ocean (OO) case [4] and (b-c) the contact cases : (b) Floating Glacier (GF) [1] and (c) Grounded Glacier (GP) [11].

Trois séries d'expériences de chavirement d'icebergs ont été menées dans un réservoir d'eau avec des icebergs en plastique et publiées dans [1], [4] et [11], voir figure 2. Chacune d'entre elles correspond à une configuration différente, mais le processus expérimental est similaire. Les auteurs ont plongé un iceberg en plastique de densité $\rho_i = 920 \text{ kg/m}^{-3}$ dans un réservoir rempli d'eau douce de densité $\rho_w = 997 \text{ kg/m}^{-3}$. Comme indiqué dans [4], les dimensions du réservoir sont de $244 \text{ cm} \times 30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$, avec une épaisseur de mur de $1,3 \text{ cm}$. L'iceberg est initialement maintenu dans une position quasi-verticale ($\theta_0 \approx 0^\circ$), puis il est relâché à la main, ce qui provoque un mouvement de chavirement. Cette caractéristique rend la répétabilité difficile à obtenir et les conditions initiales sont incertaines. La hauteur de l'iceberg, H , dépend de la configuration et est égale à $10,3$ ou $20,3 \text{ cm}$. Le rapport d'aspect, ϵ , varie entre $0,22$ et $0,63$, tandis que la longueur transversale, W_i , est égale à $26,7 \text{ cm}$.

IV – Étude paramétrique

La section suivante présente une illustration de la convergence des simulations lorsque les paramètres numériques sont modifiés. Il s'agit des coefficients des équations (1) et (2), qui régissent le bon fonctionnement du modèle IFS.

Nous définissons ici le temps sans dimension $t' = t/\tau$, avec $\tau = \sqrt{H/g}$ l'échelle de temps de la gravité (avec H la hauteur de l'iceberg et g l'accélération de la gravité).

Les cas de simulation de glaciers posés sont exécutés avec $\epsilon = 0,22$ dans les sections IV – 1 et IV – 2. Dans ces simulations, nous démontrons l'efficacité de notre solveur tout en faisant varier les paramètres numériques présentés dans les méthodes. Les coefficients (a, b) de l'équation 2 sont pris dans $((10^7, 10^3), (10^8, 10^4), (10^9, 10^5))$ et l'exposant VPM $n \in [0, 0.5, 1, 1.2, 1.5]$.

IV – 1 Contact entre le mur et l'iceberg

Étant donné que le modèle mur est considéré comme un fluide poreux par le solveur, il n'est pas possible d'empêcher l'iceberg de tomber dans la zone mur. Néanmoins, l'ajustement de la paire de paramètres (a, b) de l'équation 2 permet de réduire la pénétration du mur par l'iceberg. Dans la configuration *bottom-out*, la position du coin supérieur gauche de l'iceberg, qui est en contact avec le mur, est surveillée. Il est nécessaire que cette partie de l'iceberg ne pénètre pas dans le mur et reste donc sur le plan $x = 0$. La figure 3 illustre cette situation, avec la translation du coin supérieur gauche le long de l'axe x , exprimée comme une fraction de la longueur typique d'une cellule de mur, qui est de 1,2 mm. La courbe rouge représente la valeur de la force de contact divisée par le poids de l'iceberg, qui est donnée par la formule suivante

$P = \rho_i g H^2 \epsilon W_i$ Trois couples de paramètres, désignés par (a, b) , sont considérés dans cette étude. Les courbes qui en résultent présentent un schéma similaire : une diminution initiale abrupte à l'intérieur du mur, suivie d'une diminution prolongée de $t = 0,2$ à 9 secondes, puis d'une augmentation rapide lorsque l'iceberg commence à s'éloigner du mur. Lorsque a et b augmentent, une convergence claire vers une condition de non-pénétration est évidente. Pour le couple $(a, b) = (10^9, 10^5)$, le coin de l'iceberg n'atteint que 3 % de la taille d'une cellule.

Un aspect remarquable de ce modèle est que la modification des paramètres (a, b) n'influence pas la force de contact exercée par le glacier sur l'iceberg, qui atteint 20 % du poids de l'iceberg à $t' = 60$. La variation des paramètres (a, b) n'affecte que le déplacement du coin supérieur gauche dans le mur, qui est donné par T_x pour la translation le long de x . Comme le montre le tableau 1, une augmentation de 100 à la fois dans a et b entraîne une pénétration dans le mur qui est divisée par $\sqrt{100} = 10$, ce qui est cohérent avec l'équation 2.

(a, b)	$\min(T_x(\text{coin supérieur gauche})/\text{taille de maille})$
$(10^7, 10^3)$	-0.30
$(10^8, 10^4)$	-0.09
$(10^9, 10^5)$	-0.03

TABLE 1 – Tableau de la valeur minimale de la translation non dimensionnel du coin supérieur gauche de l'iceberg $\min(T_x(\text{coin supérieur gauche})/\text{taille de maille})$ en fonction de (a, b) , voir figure 3.

Comme les trois couples testés présentent une pénétration raisonnable de mur (moins de 30 % de la taille typique de la cellule la plus raffinée) et la même force de contact, nous pouvons considérer n'importe lequel d'entre eux pour l'analyse suivante.

Cependant, le couple $(a, b) = (10^9, 10^5)$ donnant la plus faible pénétration de mur rend le solveur plus rigide et crée des artefacts visibles sur la figure 3 (courbe rouge sans marqueurs croisés), à $t' = 23$.

Afin d'éviter cela et de maintenir la pénétration du mur aussi faible que possible, nous avons choisi $(a, b) = (10^8, 10^4)$ pour toutes les simulations ultérieures.

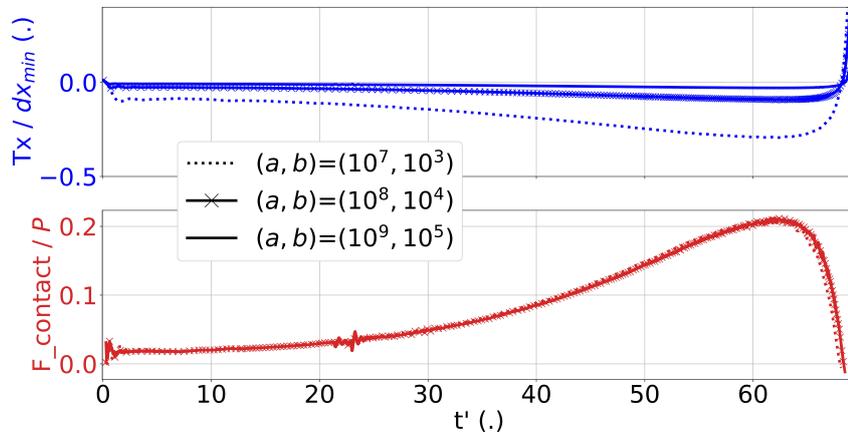


FIGURE 3 – (En haut) Translation T_x sans dimension du coin supérieur gauche de l'iceberg pendant la phase de contact pour plusieurs couples de paramètres de force de contact (a, b) (voir l'équation 2). (En bas) Force de contact sans dimension pendant les mêmes simulations, P est le poids de l'iceberg. (En pointillé) $(a, b) = (10^7, 10^3)$, (En trait plein avec des croix) $(a, b) = (10^8, 10^4)$, (En trait plein) $(a, b) = (10^9, 10^5)$. Configuration d'un glacier au sol avec $\epsilon = 0,22$. Dans ce cas, la taille typique des cellules murales le long de x (dx_{min}) est de 1,2 mm. Les valeurs négatives signifient que le coin de l'iceberg est à l'intérieur du mur ($x=0$). De plus, $t' = t/\tau$.

IV – 2 Sensibilité du modèle VPM

L'efficacité de la mise en œuvre du milieu poreux a été évaluée en faisant varier l'exposant n dans l'équation (1). Dans ces simulations, le modèle de force de contact est resté inchangé $(a, b) = (10^8, 10^4)$. Il serait également possible de faire varier k , mais comme Δt est de l'ordre de 10^{-3} , l'effet de n est dominant.

Le premier cas est $n = 0$, ce qui signifie que l'eau peut s'écouler librement à l'intérieur du volume mur même si la force de contact qui repousse l'iceberg est toujours active. L'extension du domaine numérique dans le sens négatif x peut avoir un effet significatif dans ce cas, car elle fournit plus d'espace à l'eau pour s'écouler.

Dans ces simulations, le domaine mur avait une épaisseur de 0,02 m. La figure 4 montre l'angle de rotation absolu de l'iceberg dans les simulations de glacier 3D pour les différentes valeurs de n , ici, $\theta_0 = 2^\circ$ et $\epsilon = 0,22$. On peut voir la différence de tendance attendue entre les cas $n < 1$ et $n \geq 1$. Pour $n = 0$, le mur n'est pas poreux du tout et pour $n = 0,5$, il est partiellement poreux. L'eau peut donc entrer et sortir du volume du mur. Cela facilite le déclenchement de l'instabilité de chavirement car l'eau située dans le mur peut « participer » à la dynamique. Par conséquent, un mur à forte porosité entraîne un chavirement plus rapide. Les courbes violettes et bleues les plus foncées (respectivement $(n = 0)$ et $(n = 0.5)$) atteignent 90° avant les cas avec $n \geq 1$, voir figure 4.

Le terme source VPM (équation 1) devient significatif lorsque $n \geq 1$. Dans ce cas, le fluide situé dans le mur est « bloqué » (vitesses ≈ 0). Ceci est vérifié dans les simulations puisque les courbes $n = 1, 1.2, 1.5$ sont presque identiques. Les petites différences entre ces trois cas pourraient provenir de la première couche de maillage à $x < 0$ qui « fuit » un peu à cause de la formulation poreuse. En effet, à l’intérieur de cette couche de maillage, les vitesses ne sont pas exactement nulles. Elles convergent rapidement vers zéro au fur et à mesure que l’on s’enfonce dans le mur. Une augmentation supplémentaire de n ne fait pas une grande différence dans la dynamique, même si elle réduit légèrement les « fuites ».

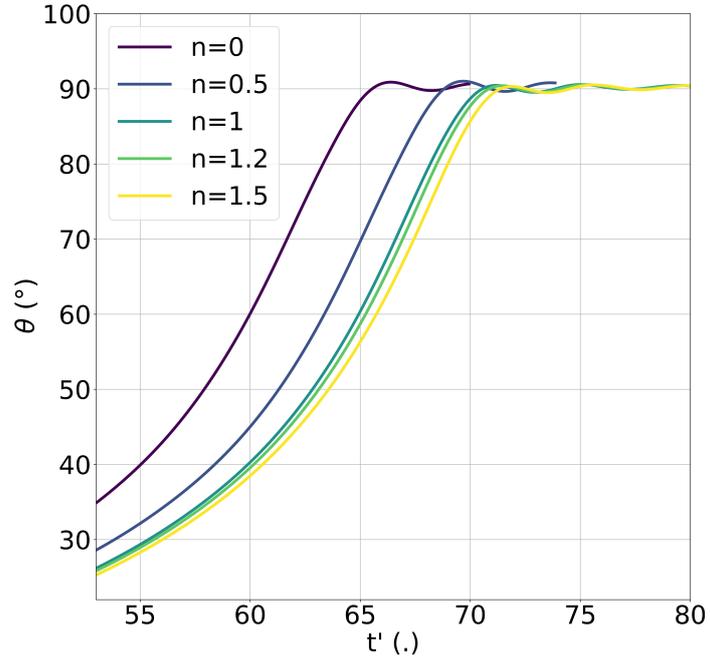


FIGURE 4 – Étude paramétrique du milieu poreux dans le mur. n est l’exposant de l’équation 1. L’augmentation de n signifie que le milieu est moins poreux. De plus, $t' = t/\tau$. et les cinq simulations ont les mêmes conditions initiales ($\theta_0 = 2^\circ$).

L’inconvénient des valeurs élevées de n est la convergence plus difficile du solveur qui augmente le temps CPU.

V – Validation

Dans cette section, nous commençons par comparer les simulations en 2D et 3D aux expériences dans les trois configurations : océan ouvert, glacier flottant et glacier posé. Jusqu’à présent, seul l’océan ouvert en 2D a été documenté dans une étude antérieure [3]. Pour les rotations, nous indiquons toujours la valeur absolue. Par rapport au cadre affiché sur la figure 1, un cas *bottom-out* a un θ négatif. Dans les simulations *bottom-out*, les cas d’océan ouvert et de glacier flottant sont exécutés avec un rapport d’aspect $\epsilon = 0,5$ tandis que les cas de glaciers posés sont exécutés avec $\epsilon = 0,22$.

Nous avons essayé plusieurs angles initiaux d’icebergs θ_0 pour correspondre au mieux au début (angle et pente) des données expérimentales, ce qui était difficile en OO. Il n’est pas possible de déterminer l’ampleur de l’incertitude introduite par le déclenchement manuel. Notre champ de vitesse est fixé à zéro partout, ce qui est également difficile à réaliser dans la réalité. Les cas GF et GP sont cependant mieux maîtrisés car l’iceberg est plaqué contre le front du glacier [12] ce qui offre une position initiale fixe et stable. En effet, ses conditions initiales sont $\theta_0 \approx 2^\circ$ dans les données et une vitesse de rotation presque nulle, ce qui correspond à ce que nous avons défini dans le solveur numérique.

La figure 5 montre la série temporelle de la rotation de l’iceberg dans les trois configurations. Les résultats expérimentaux, en 2D et en 3D sont représentés respectivement par

des points, des lignes en pointillés et des lignes pleines. Chaque couleur correspond à un rapport d'aspect différent. La première donnée expérimentale correspond à $t' = 0$. Cette représentation préserve la durée de chaque expérience, les différences de caractéristiques entre chaque cas et supprime les incertitudes sur les conditions initiales. Cette figure montre un très bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques dans les cas de l'océan ouvert et des glaciers flottants. Heureusement, les conditions initiales ne semblent jouer un rôle que dans le déclenchement du chavirement et non dans sa dynamique complète, comme expliqué dans la section. On constate également que, pour un même rapport d'aspect, la présence d'un glacier ralentit le processus. Il n'est pas possible de dire de combien car son temps de départ n'est pas exactement connu. Dans les sections 4, nous avons montré que le glacier solide, comparé à un glacier à porosité élevée ou au cas de l'océan ouvert, rend le mouvement de l'eau plus difficile en le contraignant, ce qui fait que le chavirement prend plus de temps.

Notons qu'après avoir atteint $\theta = 90^\circ$, l'iceberg en plastique de 20 cm de haut oscille avec une période de tangage de ≈ 0.56 s alors que les simulations donnent une période de ≈ 0.59 s.

Le modèle du glacier posé ne fonctionne pas en 2D, ce qui nous oblige à effectuer des simulations en 3D : en 2D, la rotation prend environ 20 % de temps en plus. À 20° , on peut également remarquer la différence de pente entre les cas 2D et 3D, indiquant que les icebergs moins confinés peuvent chavirer plus facilement. Les simulations 3D sont

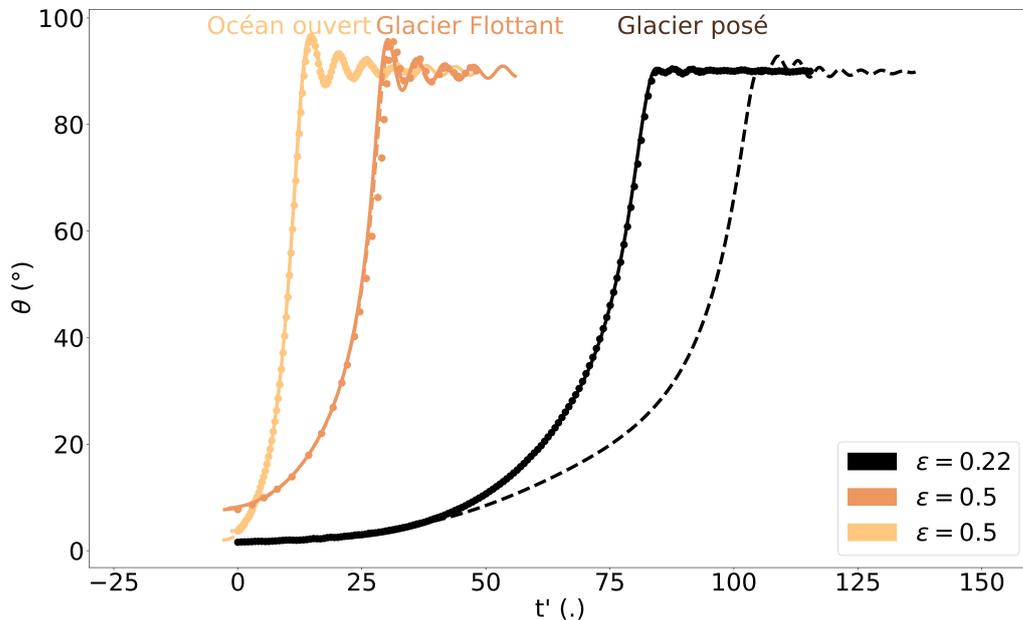


FIGURE 5 – Angle de rotation de l'iceberg lors du chavirage. Pour les glaciers posés (maron à noir), les glaciers flottants (orange), océan ouvert (jaune). Les rapports d'aspect sont indiqués. Les cercles, les lignes pointillées et les lignes continues représentent respectivement les résultats expérimentaux (Exp), de simulation 2D et 3D.

capables de reproduire avec précision les résultats expérimentaux car les courbes associées sont presque superposées.

Après avoir atteint 90° , l'amplitude des oscillations autour de l'axe y (tangage) augmente avec ϵ , de sorte que les icebergs de plus gros volumes peuvent produire des vagues

plus grosses, mais cela sort du cadre de cette étude. Dans l'ensemble, notre modèle numérique 3D est en bon accord avec les résultats expérimentaux dans toutes les configurations. Il semble que le modèle 2D soit suffisamment robuste dans les cas de glaciers non-posés.

VI – Conclusion

Nous avons mis en œuvre un modèle numérique d'interaction fluide-structure avec contact solide-solide entre un iceberg en train de chavirer et un glacier rigide. Ce modèle est capable de récupérer des résultats expérimentaux dans diverses configurations et rapports d'aspect d'iceberg. Si la profondeur d'eau est suffisamment importante, il semble qu'un calcul 2D soit suffisant. Sinon, un modèle 3D est nécessaire. La convergence de la solution est vérifiée dans des analyses impliquant des paramètres de modèle de mur. Des travaux ultérieurs porteront sur des géométries plus précises pour la bathymétrie de l'iceberg, du glacier et du fjord. De plus, la connaissance des historiques de force pourrait nous permettre de mieux comprendre les séismes glaciaires générés par le vèlage/chavirage d'icebergs [15].

Remerciements et financements Nous tenons à remercier J.C. Burton qui nous a beaucoup aidé en partageant les détails expérimentaux. Evgeniy Podolskiy et Stefan Frei pour leurs discussions éclairantes. Ce travail bénéficie du soutien financier de l'école doctorale STEP'UP et de l'Agence Innovation Défense. Financement de l'Institut INSIS CNRS à travers le projet SIM-ICE, dans le cadre de la bourse PEPS INSIS 2023 Ingénierie pour relever le défi du changement climatique. Il bénéficie également d'un accès aux ressources HPC de Nautilus via GLiCID (Nantes, France).

Références

- [1] J. M. Amundson, J. F. Clinton, M. Fahnestock, M. Truffer, M. P. Lüthi, and R. J. Motyka. Observing calving-generated ocean waves with coastal broadband seismometers, jakobshavn isbræ, greenland. *Annals of Glaciology*, 53(60) :79–84, 2012.
- [2] J. M. Amundson, M. Fahnestock, M. Truffer, J. Brown, M. P. Lüthi, and R. J. Motyka. Ice mélange dynamics and implications for terminus stability, jakobshavn isbræ, greenland. *Journal of Geophysical Research*, 115(F1), jan 2010.
- [3] P. Bonnet, V. A. Yastrebov, P. Queutey, A. Leroyer, A. Mangeney, O. Castelnau, A. Sergeant, E. Stutzmann, and J.-P. Montagner. Modelling capsizing icebergs in the open ocean. *Geophysical Journal International*, 223(2) :1265–1287, 2020.
- [4] J. C. Burton, J. M. Amundson, D. S. Abbot, A. Boghosian, L. M. Cathles, S. Correa-Legisos, K. N. Darnell, N. Guttenberg, D. M. Holland, and D. R. MacAyeal. Laboratory investigations of iceberg capsize dynamics, energy dissipation and tsunamigenesis. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 117(F1), 2012.
- [5] F. Chen, V. Heller, and R. Briganti. Numerical modelling of tsunamis generated by iceberg calving validated with large-scale laboratory experiments. *Advances in Water Resources*, 142 :103647, aug 2020.
- [6] A. J. Crawford, D. I. Benn, J. Todd, J. A. Åström, J. N. Bassis, and T. Zwinger. Marine ice-cliff instability modeling shows mixed-mode ice-cliff failure and yields calving rate parameterization. *Nature communications*, 12(1) :1–9, 2021.

- [7] O. Gagliardini, T. Zwinger, F. Gillet-Chaulet, G. Durand, L. Favier, B. de Fleurian, R. Greve, M. Malinen, C. Martín, P. Råback, J. Ruokolainen, M. Sacchettini, M. Schäfer, H. Seddik, and J. Thies. Capabilities and performance of elmer/ice, a new-generation ice sheet model. *Geoscientific Model Development*, 6(4) :1299–1318, Aug. 2013.
- [8] E. W. Hester, G. M. Vasil, and K. J. Burns. Improving accuracy of volume penalised fluid-solid interactions. *Journal of Computational Physics*, 430 :110043, apr 2021.
- [9] IPCC. *Sea Level Rise and Implications for Low-Lying Islands, Coasts and Communities*, page 321–446. Cambridge University Press, 2022.
- [10] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, Aug. 1994.
- [11] Murray, Nettles, Selmes, Cathles, B. James, Edwards, Martin, O’Farrell, Aspey, Rutt, and Baugé. Reverse glacier motion during iceberg calving and the cause of glacial earthquakes. *Sciences*, 349(6245) :305–308, June 2015.
- [12] T. Murray, M. Nettles, N. Selmes, L. M. Cathles, J. C. Burton, T. D. James, S. Edwards, I. Martin, T. O’Farrell, R. Aspey, I. Rutt, and T. Baugé. Reverse glacier motion during iceberg calving and the cause of glacial earthquakes. *Science*, 349(6245) :305–308, june 2015.
- [13] K. G. Olsen, M. Nettles, L. M. Cathles, J. C. Burton, T. Murray, and T. D. James. Improved estimation of glacial-earthquake size through new modeling of the seismic source. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 126(12) :e2021JF006384, 2021.
- [14] P. Queutey and M. Visonneau. An interface capturing method for free-surface hydrodynamic flows. *Computers & Fluids*, 36(9) :1481–1510, Nov. 2007.
- [15] A. Sergeant, A. Mangeney, V. A. Yastrebov, F. Walter, J.-P. Montagner, O. Castelnau, E. Stutzmann, P. Bonnet, V. J.-L. Ralaiarisoa, S. Bevan, et al. Monitoring greenland ice sheet buoyancy-driven calving discharge using glacial earthquakes. *Annals of Glaciology*, 60(79) :75–95, 2019.
- [16] A. Sergeant, V. A. Yastrebov, A. Mangeney, O. Castelnau, J.-P. Montagner, and E. Stutzmann. Numerical modeling of iceberg capsizing responsible for glacial earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 123(11) :3013–3033, nov 2018.
- [17] V. C. Tsai and G. Ekström. Analysis of glacial earthquakes. *Journal of Geophysical Research*, 112(F3), apr 2007.
- [18] V. C. Tsai, J. R. Rice, and M. Fahnstock. Possible mechanisms for glacial earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 113(F3), 2008.
- [19] J. Wackers, G. Deng, A. Leroyer, P. Queutey, and M. Visonneau. Adaptive grid refinement for hydrodynamic flows. *Computers & Fluids*, 55 :85–100, Feb. 2012.
- [20] J. Wolper, M. Gao, M. P. Lüthi, V. Heller, A. Vieli, C. Jiang, and J. Gaume. A glacier-ocean interaction model for tsunami genesis due to iceberg calving. *Communications Earth & Environment*, 2(1), jun 2021.
- [21] C. Yvin, A. Leroyer, M. Visonneau, and P. Queutey. Added mass evaluation with a finite-volume solver for applications in fluid–structure interaction problems solved with co-simulation. *Journal of Fluids and Structures*, 81 :528–546, Aug. 2018.